

Politecnico di Milano

V Facoltà di Ingegneria

Corso di Laurea Specialistica in Ingegneria Elettronica

Dipartimento di Elettronica e Informazione



Telemetro ottico a retroiniezione

Relatore:
Prof. Michele Norgia
Correlatore:
Ing. Alessandro Magnani

Tesi di Laurea di:
Enrico Nastasi
Matr. N°740070

Anno Accademico 2010-2011

INDICE

Introduzione	III
Capitolo 1 : LASER e Interferometria	1
1.1 Principi di funzionamento dei LASER	2
1.1.1 Emissione stimolata	2
1.1.2 Richiami sulla struttura dei LASER	4
1.1.3 LASER a cavità risonante Fabry Perot	7
1.2 Sicurezza LASER	12
1.3 Telemetri	14
1.3.1 Telemetri a triangolazione	14
1.3.2 Telemetri a tempo di volo	15
1.3.3 Telemetri ad onda continua	16
1.4 Cenni sull'interferometria classica	18
1.5 Limiti dell'interferometria	21
1.6 Regime di Speckle Pattern	25
Capitolo 2: Interferometria a Retroiniezione	28
2.1.1 Principi di interferometria a retro iniezione	29
2.1.2 Interferometria a retroiniezione nei LASER a semiconduttore:Equazioni di Lang e Kobayashi	31
2.1.3 Regimi di Retroinizione	33
2.2 Misuratore di distanza assoluta a Retroiniezione	35
2.3 Set-up utilizzato	39
Capitolo 3: Struttura Hardware	41
3.1 Alimentatori LASER	42

3.2 Amplificatore a transimpedenza e condizionamento analogico	49
3.3 Scelta del DSP e DAC	57
3.4 Integratore di Miller	61
3.5 Sviluppo prototipo su PCB	64
Capitolo 4: Sviluppo Software	70
4.1 Trasformata di Fourier Discreta	71
4.2 Finestratura del segnale campionato	74
4.3 Interpolazione della FFT finestrata Hanning	78
4.4 Scelta dei parametri di progetto: trasferimento Corrente-lunghezza d'onda	81
4.5 Scrittura del codice in linguaggio C	84
Capitolo 5: Caratterizzazione Strumentale e Misure	87
5.1 Caratterizzazione LASER HL-7851-g	88
5.2 Valutazione dell'algoritmo di estrazione di tono	92
5.3 Misure dello strumento finale a bersaglio fisso	95
5.4 Misure con bersaglio posto in vibrazione	100
5.5 Stima della deviazione standard al variare del parametro C	104
5.6 Condizioni di utilizzo e sviluppi futuri	106
Conclusioni	109
Ringraziamenti	110
Bibliografia	111
Appendice A: Datasheets	113
Appendice B: Codice C	119

INTRODUZIONE

Lo studio di apparecchiature ingegneristiche è di norma finalizzato ad ottenere strumenti utilizzabili a livello industriale. Sulla base di queste richieste si sviluppano tecnologie sempre più versatili e competitive. In questo panorama si colloca la necessità di avere dispositivi in grado di individuare dimensioni spaziali per le più svariate applicazioni, che spaziano dal settore metalmeccanico a quello biomedicale. Una parte di queste applicazioni richiedono strumenti in grado di identificare la distanza assoluta da un bersaglio. È possibile già da qualche decennio acquistare sul mercato queste tipologie di strumenti, con varie scale di misura e diversi prezzi. Tra questi quelli più interessanti sono sicuramente quelli in grado di operare in maniera poco invasiva, utilizzando la versatilità della tecnologia LASER. Sono in particolare molto diffusi in commercio telemetri ad onda continua e a triangolazione.

L'obiettivo di questa tesi è quello di realizzare un misuratore di distanza assoluta utilizzando una tecnica differente: la retroiniezione o self-mixing. Questa pratica non necessita né di bersaglio cooperativo né di apposite ottiche per la ricezione del segnale. Fatta eccezione per la lente di focalizzazione del raggio, l'unico dispositivo ottico utilizzato è il LASER, nel cui package è integrato il fotodiode di monitor.

La retroiniezione consente di realizzare con lo stesso strumento un dispositivo polivalente, in grado di poter misurare anche vibrazioni e spostamenti. In particolare i vibrometri a self-mixing per il loro funzionamento necessitano di conoscere la distanza assoluta dal bersaglio. Questa tesi si propone di fornire questa misura.

Il lavoro è stato suddiviso in cinque capitoli.

Il *primo capitolo* offre una panoramica sui principi di funzionamento dei LASER e sulle relative classi di sicurezza. Vengono poi descritti i concetti alla base del funzionamento dei telemetri presenti in commercio, valutando rispettivi pregi e difetti. Si passa poi all'analisi dell'interferometria classica, esaminandone i limiti con particolare attenzione per il fenomeno dello speckle pattern.

Nel *secondo capitolo* si analizza la tecnica del self-mixing per un LASER a semiconduttore, descrivendone i vari regimi di funzionamento. Successivamente

viene precisato come è possibile ricavare una misura di distanza assoluta da un segnale interferometrico a retroiniezione, illustrando il set-up utilizzato.

Il *terzo capitolo* è interamente dedicato alla struttura dell'Hardware. Vengono descritti i circuiti utilizzati per l'alimentazione del LASER, lo stadio a transimpedenza e il condizionamento analogico del segnale interferometrico. Vengono poi accennate le caratteristiche del DSP e la motivazione per cui si è utilizzato un DAC dedicato per la generazione del segnale di modulazione. Si descrive poi brevemente lo sviluppo su PCB dell'elettronica analogica del sistema.

Nel *quarto capitolo* si descrive l'analisi spettrale tramite FFT di un segnale campionato, esaminando come sia possibile estrarne con elevata precisione il tono fondamentale. Si è poi effettuata la scelta dei parametri di progetto, valutando le non idealità del LASER, quali la distorsione nel trasferimento corrente-lunghezza d'onda. Infine è stata descritta la struttura del software implementata nel DSP.

Il *quinto capitolo* mostra i risultati ottenuti dallo strumento finale. Si è innanzitutto eseguita un'indagine preliminare sulle caratteristiche del LASER, procedendo con una valutazione della precisione dell'algoritmo di estrazione di tono. Si è proceduto con una misurazione dell'incertezza assoluta al variare del fattore di retroiniezione C . Si sono poi effettuate misure di distanza assoluta con bersaglio non cooperativo sia fermo che in vibrazione. Sono poi state analizzate le condizioni di validità dei risultati ottenuti e i possibili sviluppi futuri.

CAPITOLO 1:

LASER E INTERFEROMETRIA

In questo capitolo verranno affrontati i principi base dell'emissione stimolata che producono luce LASER, le normative di sicurezza, il funzionamento dei telemetri attualmente presenti in commercio e l'interferometria con i relativi limiti di misura, soffermandosi in particolare sul fenomeno dello speckle pattern.

1.1 Principi di funzionamento dei laser

Un risonatore laser è formato da una cavità ottica, costituita da due specchi, in grado di amplificare la potenza ottica all'interno di un materiale attivo. L'emissione di luce in questo tipo di sorgenti ottiche ha importanti caratteristiche quali: coerenza temporale e spaziale, monocromaticità e brillantezza. Il principio che rende possibili queste caratteristiche è l'emissione stimolata.

1.1.1 Emissione stimolata

La propagazione della luce nello spazio avviene tramite quanti di energia detti fotoni. Tutte le transizioni ossia assorbimento, emissione spontanea ed emissione stimolata avvengono tra stati stazionari di energia (Figura 1.1). Se consideriamo due livelli energetici E_1 ed E_2 si possono ottenere tutti e tre questi fenomeni a seconda della popolazione N_1 e N_2 presente nei livelli energetici.

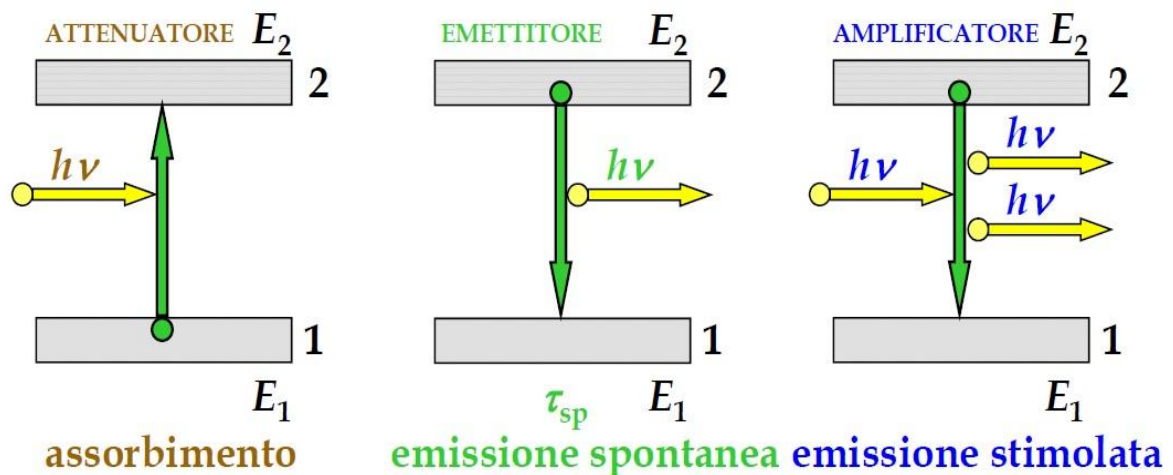


Figura 1.1 Assorbimento, emissione spontanea ed emissione stimolata

Analizziamo in cosa consistono questi tre fenomeni:

- assorbimento: un fotone incidente porta un atomo dal livello E_1 al livello E_2 ;
- emissione spontanea: un atomo ritorna dal livello energetico E_2 al livello E_1 producendo l'emissione di un fotone;
- emissione stimolata: un fotone incidente produce la discesa di un atomo dal livello E_2 al livello E_1 , ottenendo così due fotoni coerenti, ossia alla stessa lunghezza d'onda λ ;

La frequenza della luce emessa o assorbita è dipendente dai livelli energetici E_1 ed E_2 secondo la relazione:

$$h\nu = E_2 - E_1 \quad (1.1)$$

A questa frequenza ν corrisponde la lunghezza d'onda di emissione:

$$\lambda = \frac{c(E_2 - E_1)}{h} \quad (1.2)$$

Dove h è la costante di Planck e vale $6.626 \cdot 10^{-34} \text{ J s}$ mentre c è la velocità della luce. La popolazione di un livello energetico (numero di atomi per unità di volume) all'equilibrio termico è:

$$N = N_0 e^{-\frac{E}{kT}} \quad (1.3)$$

Dove N_0 è la popolazione iniziale in un dato livello energetico. Quindi la popolazione al livello energetico N_2 è pari a:

$$N_2 = N_1 e^{-\frac{(E_2 - E_1)}{kT}} \quad (1.4)$$

Per ottenere amplificazione ottica e quindi emissione stimolata è necessario che ci sia inversione di popolazione, ossia che il numero di atomi presenti nel livello energetico più alto sia maggiore di quello più basso ($N_2 > N_1$).

Questa condizione risulta irrealizzabile in un sistema a 2 livelli, in quanto nel momento in cui si raggiunge la condizione $N_2 = N_1 = \frac{N_0}{2}$ la probabilità che un fotone incidente venga assorbito oppure provochi emissione stimolata è la stessa. Pertanto per ottenere la condizione di inversione di popolazione è necessario utilizzare un terzo livello energetico.

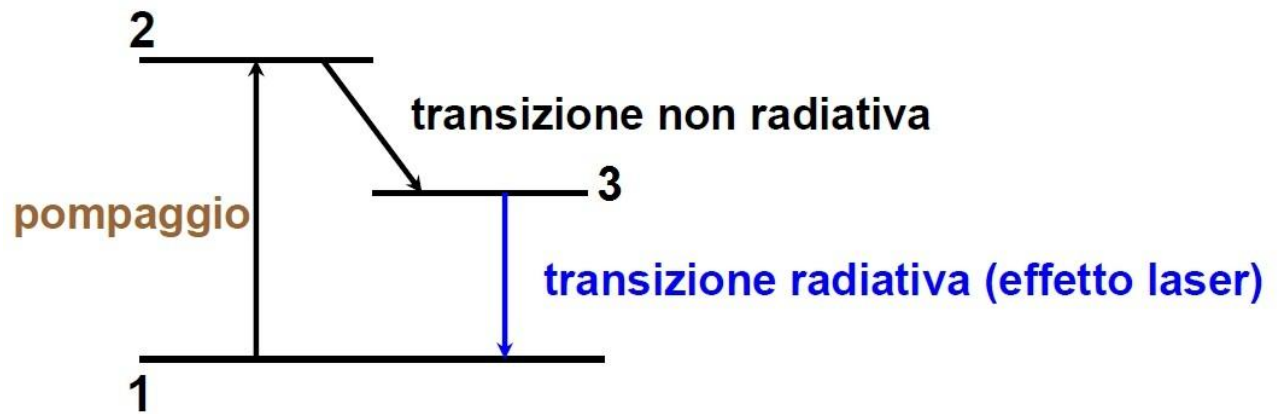


Figura 1.2 Sistema a 3 livelli

Come si può vedere dalla Figura 1.2, gli atomi vengono pompati dal livello E_1 al livello E_2 per poi passare rapidamente al livello E_3 . Nel momento in cui la popolazione sul livello E_3 supera quella sul livello E_1 si ottiene la condizione di inversione di popolazione $N_3 > N_1$. Affinché ciò si verifichi è necessario che il tempo di decadimento spontaneo tra i livelli E_2 ed E_3 sia molto minore di quello tra i livelli E_3 ed E_1 .

Se questa condizione è soddisfatta si ha una transizione radiativa tra i livelli E_3 ed E_1 , ossia l'effetto LASER (Light Amplification by Stimulated emission of radiation).

1.1.2 Richiami sulla struttura LASER

Un diodo LASER è formato da una giunzione p-n. Il pompaggio avviene tramite la ricombinazione di elettroni e lacune che emettono fotoni ad una lunghezza d'onda λ dipendente dai livelli energetici e quindi dai materiali utilizzati. Il diodo LASER viene polarizzato direttamente con gli elettroni che si muovono dalla zona n alla zona p ricombinandosi con le lacune e le lacune che si muovono dalla zona p alla zona n ricombinandosi con gli elettroni.

Inizialmente quindi si ha un processo di emissione spontanea, che quindi è priva di coerenza spaziale e temporale. Tuttavia un elettrone e una lacuna non si ricombinano istantaneamente, ma questo fenomeno avviene dopo un tempo nell'ordine dei microsecondi. Questo permette di poter raggiungere uno stato di inversione di popolazione. Non appena un fotone con la giusta energia provoca l'emissione stimolata si innesca l'azione LASER.

Per i semiconduttori a gap diretto, la ricombinazione tra un elettrone in banda di conduzione e una lacuna in banda di valenza è un processo radiativo, ossia si ha emissione luminosa prodotta dalla liberazione di energia dovuta alla ricombinazione. Invece per i semiconduttori a gap indiretto il processo di ricombinazione non produce emissione luminosa, ma l'energia provoca vibrazioni del reticolo multipli di un'unità fondamentali chiamate fononi.

Nella Figura 1.3 possiamo vedere rappresentati i diagrammi a bande dei semiconduttori a gap diretto e a gap indiretto.

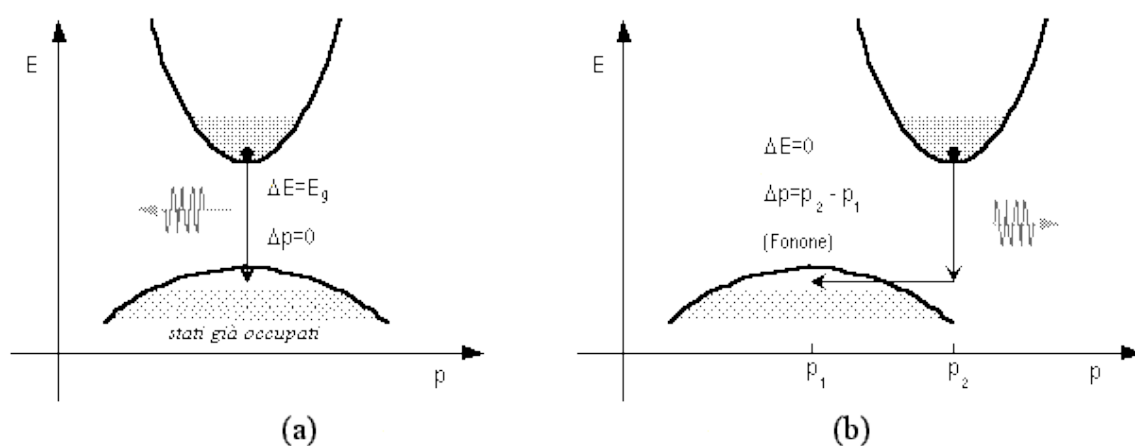


Figura 1.3 Bande energetiche di semiconduttori a gap diretto(a) e a gap indiretto (b)

Nei semiconduttori a gap diretto (come GaAs) il massimo dello stato energetico della banda di valenza è allineato al minimo stato energetico alla banda di conduzione. Quindi la transizione tra le due bande di energia può avvenire senza che venga fornita quantità di moto Δp da parte del reticolo. Al contrario per i semiconduttori a gap indiretto (come il Si), per far sì che avvenga la transizione tra i livelli energetici sono richiesti quanti di vibrazione del reticolo, chiamati fononi.

All'interno della struttura viene realizzata la cavità risonante con i due specchi ad alta riflettività posti lateralmente. La struttura è verticale con i due elettrodi posti in alto e in basso. La corrente di pompa è quindi verticale mentre l'emissione luminosa avviene lateralmente, come mostrato in Figura 1.4.

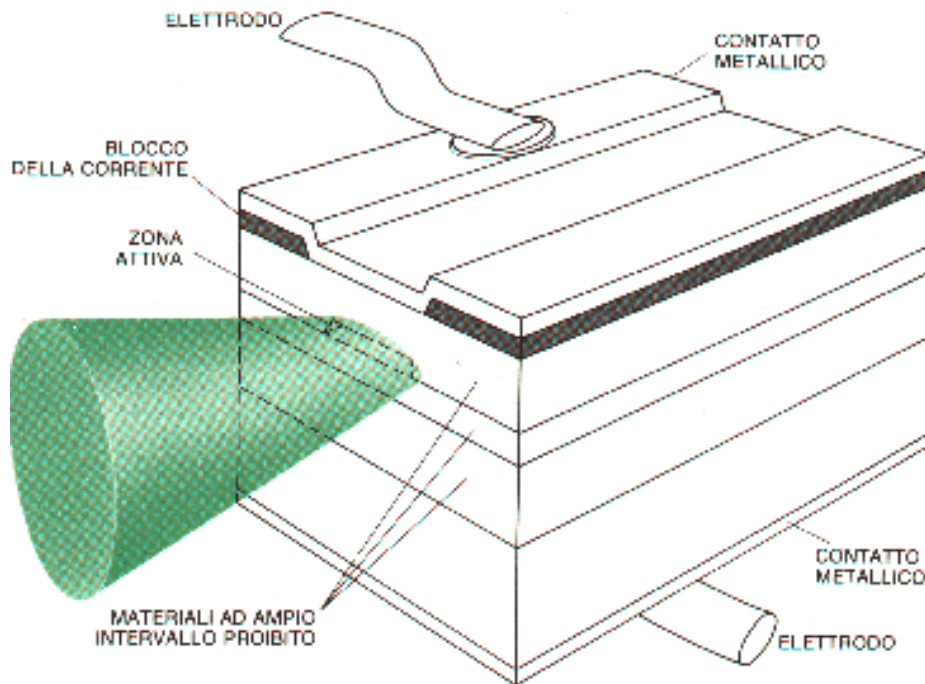


Figura 1.4 Struttura di un LASER a quantum-well

Ovviamente maggiore è la corrente di pompa, maggiore è il guadagno ottico. Alla condizione di inversione di popolazione corrisponde una certa corrente di pompa che viene definita corrente di soglia. Questa condizione si ha quando il guadagno è superiore alle perdite. Una volta ottenuta questa condizione i fotoni prodotti per emissione stimolata percorrono varie volte la cavità ottica prima di uscirne o di essere riassorbiti. Come si può notare dalla Figura 1.5, si ha potenza ottica emessa dal LASER già prima del raggiungimento del valore della corrente di soglia. Infatti in questa zona si ha un pompaggio ancora insufficiente a produrre emissione stimolata. Quindi per correnti inferiori al valore di soglia, si ha il fenomeno dell'emissione spontanea.

In realtà il cambio di pendenza tra le due regioni di emissione non è così brusco. Come si vedrà nella caratterizzazione strumentale del capitolo 5, dove verranno mostrate le misure sperimentali effettuate sul LASER utilizzato HL7851-G, si ha un cambio di pendenza graduale che viene definito "ginocchio".

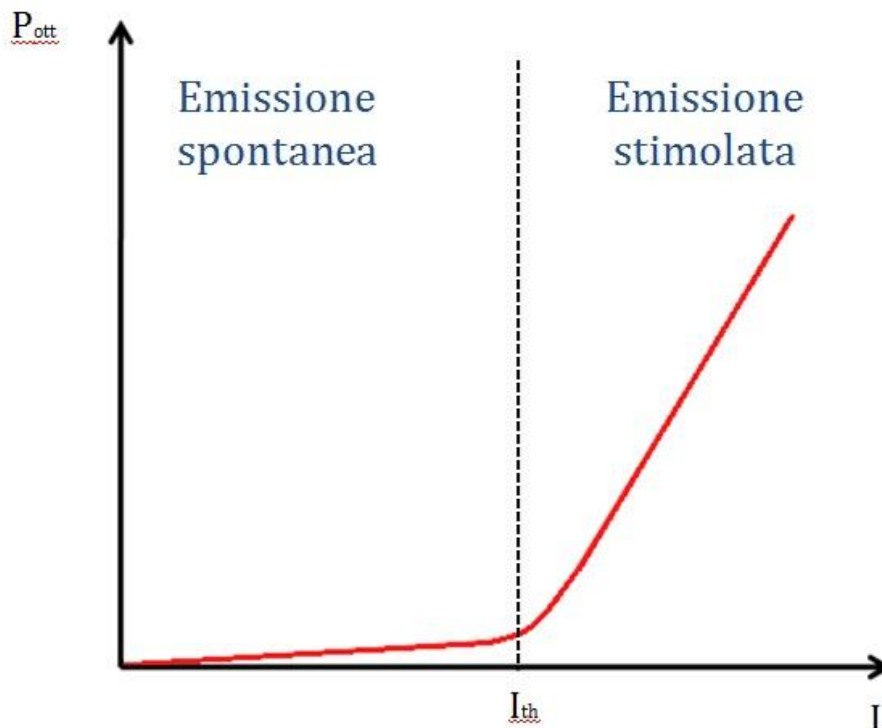


Figura 1.5 Caratteristica Corrente-Potenza di un LASER

1.1.3 LASER a cavità risonante Fabry Perot

Come descritto nel precedente paragrafo, il LASER è un amplificatore di segnali ottici, basato sul principio di funzionamento dell'emissione stimolata. In realtà è più propriamente un oscillatore ottico, ossia un amplificatore che viene retroazionato positivamente.

Per fare questo, vengono posti due specchi riflettenti ai lati del materiale attivo, confinando in questa porzione di spazio i fotoni emessi per emissione stimolata. Uno schema di una cavità Fabry Perot mostrato in Figura 1.6. Quindi l'amplificatore è costituito dal materiale attivo su cui agisce il meccanismo di pompa, mentre la retroazione positiva viene effettuata tramite i due specchi posti alle due estremità della cavità risonante.

Complessivamente il sistema ottenuto è un oscillatore ottico.

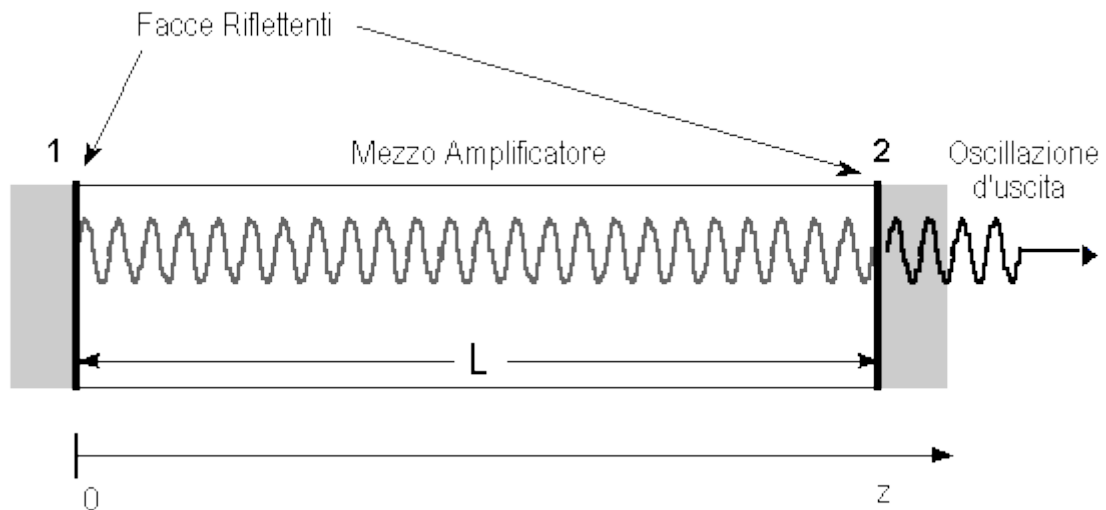


Figura 1.6 Cavità Fabry Perot

Le perdite sono di fatto la potenza che fuoriesce dalla cavità e devono essere tali da non condizionare l'oscillazione presente all'interno della cavità. Quando il guadagno è pari alle perdite si ha un'onda stazionaria, che si auto sostiene. Al fine di ottenere questo stato, si deve avere una condizione di coerenza temporale, ossia si deve verificare che la lunghezza L della cavità sia un multiplo di una semilunghezza d'onda $\frac{\lambda}{2}$.

Consideriamo ora l'intensità luminosa di un'onda monocromatica che si propaga all'interno del materiale attivo(Figura 1.7).

L'intensità della luce all'interno della cavità ottica alla lunghezza l è data dall'equazione:

$$I(l) = I(0)e^{\sigma(N_2 - N_1)l} \tag{1.5}$$

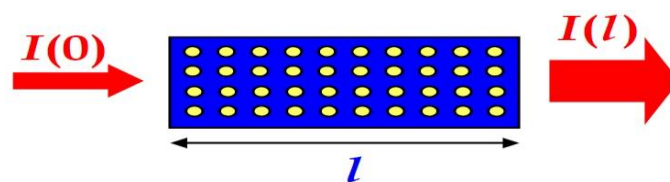


Figura 1.7 Intensità ottica nella cavità LASER

Dove $g = \sigma(N_2 - N_1)$ è il guadagno logaritmico per unità di lunghezza mentre σ è la sezione trasversale di emissione.

Questo tenendo conto solo dell'attraversamento di una porzione di spazio nel materiale attivo. Se ora consideriamo la riflessione sui due specchi, per ottenere l'oscillazione è necessario che l'onda percorra tutta la cavità e ritorni nello stesso punto con la stessa ampiezza e la stessa fase, ossia che rispetti il criterio di Barkhausen. Quindi si deve verificare la condizione:

$$I(0) = I(0)e^{2gL}e^{-2\alpha_{int}L}\sqrt{R_1R_2}e^{-j\frac{4\pi nL}{\lambda}} \quad (1.6)$$

Dove α_{int} è l'attenuazione logaritmica per unità di lunghezza dovuta alle perdite, R_1 ed R_2 sono la riflettività degli specchi. La componente $e^{-j\frac{4\pi nL}{\lambda}}$ indica lo sfasamento tra l'onda di partenza e quella di ritorno.

Dall'equazione precedente considerata in modulo e fase e nelle condizioni tali per cui si ha un'onda stazionaria, ossia $g = 1$ ed $e^{-j\frac{4\pi nL}{\lambda}} = 1$ si ottengono le seguenti relazioni:

$$g = \alpha_{int} + \alpha_{cav} \quad (1.7)$$

$$\alpha_{cav} = \frac{1}{2L} \ln\left(\frac{1}{R_1R_2}\right) \quad (1.8)$$

$$\lambda = \frac{2nL}{m} \quad (1.9)$$

La prima equazione mostra che il guadagno del materiale attivo deve uguagliare le perdite intrinseche e quelle volontariamente prodotte per permettere l'uscita del raggio LASER dalla cavità ottica.

La seconda relazione esprime il legame logaritmico che si ha tra l'attenuazione dovuta alle perdite dovute alla non totale riflettività degli specchi.

La terza equazione indica come questo tipo di LASER possa teoricamente supportare qualunque modo e lunghezza della cavità L che soddisfi la relazione (1.9). In Figura 1.8 viene mostrato lo spettro di potenza teorico in funzione della frequenza ν . In realtà ciò non si verifica, poiché il guadagno del materiale attivo g è funzione della lunghezza d'onda λ e quindi anche della frequenza ν . Pertanto l'emissione stimolata si ha solo entro un certo range di lunghezze d'onda λ .

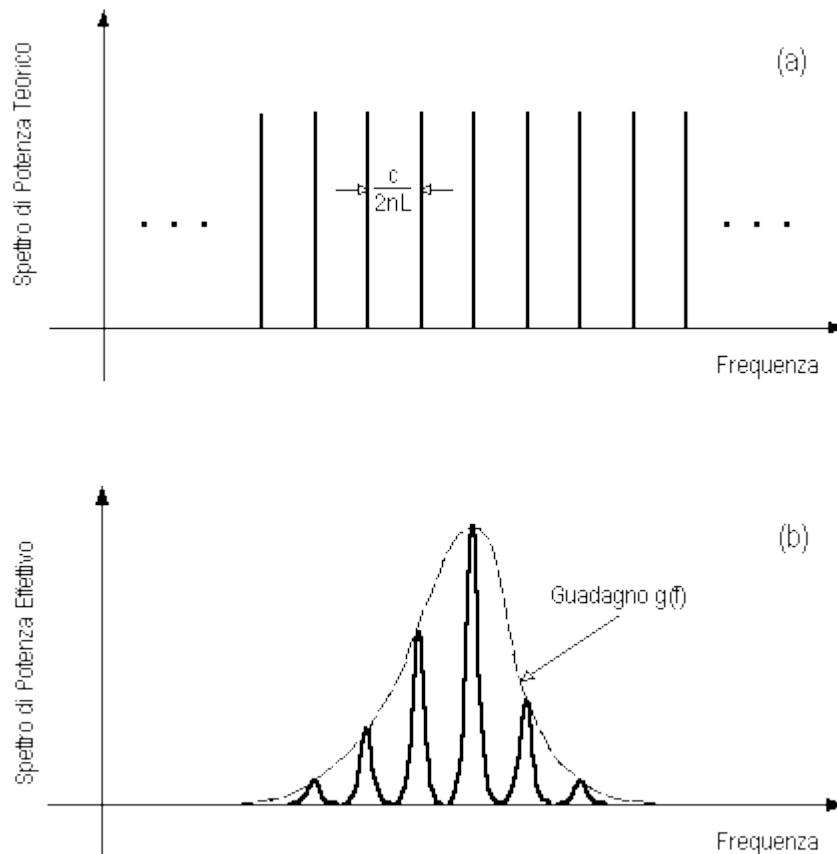


Figura 1.8 Spettro di Potenza di una cavità Fabry Perot teorico(a) ed effettivo(b)

Il numero di modi emessi dal raggio LASER dipendono dalla lunghezza della cavità ottica utilizzata: infatti la radiazione emessa può essere sia a singolo modo che multimodo. La condizione per cui si ha risonanza è:

$$\nu_m = m \frac{c}{2nL} \tag{1.10}$$

Dove m è il modo m -esimo, c è la velocità della luce, n è l'indice di rifrazione del materiale presente in cavità e L è la lunghezza del risonatore. Pertanto si avrà un LASER multimodo o singolo modo a seconda della larghezza di banda di guadagno del materiale attivo. Dato che dalla precedente equazione si ottiene che la differenza di frequenza $\Delta\nu_{mod}$ tra due modi è pari a:

$$\Delta\nu_{mod} = \frac{c}{2nL} \tag{1.11}$$

Per ottenere uno spettro di emissione a singolo modo la larghezza di banda del materiale attivo BW_g deve essere inferiore alla distanza tra due modi, in modo tale che gli altri modi diversi da quello fondamentale vengano soppressi.

1.2 Sicurezza LASER

A causa dell'intensità luminosa della luce LASER, ci sono notevoli rischi per la salute umana in particolare a livello oculare e nei casi peggiori a livello cutaneo. Per questo motivo esistono diverse classi di sicurezza definite secondo il parametro LEA, ossia il Limite di Emissione Accettabile. Ciascuna categoria di rischio è definita in base alla lunghezza d'onda di emissione λ e alla potenza ottica. La potenza ottica che viene considerata per un dispositivo che utilizza un LASER è definita secondo la potenza ottica media emessa dal dispositivo.

Ciascun apparato utilizzando un dispositivo LASER può essere collocato all'interno di 5 classi di sicurezza: 1, 2, 3A, 3B, 4. Il rischio e i potenziali danni aumentano a mano a mano che aumenta il numero della classe di sicurezza, come mostrato in Figura 1.9.

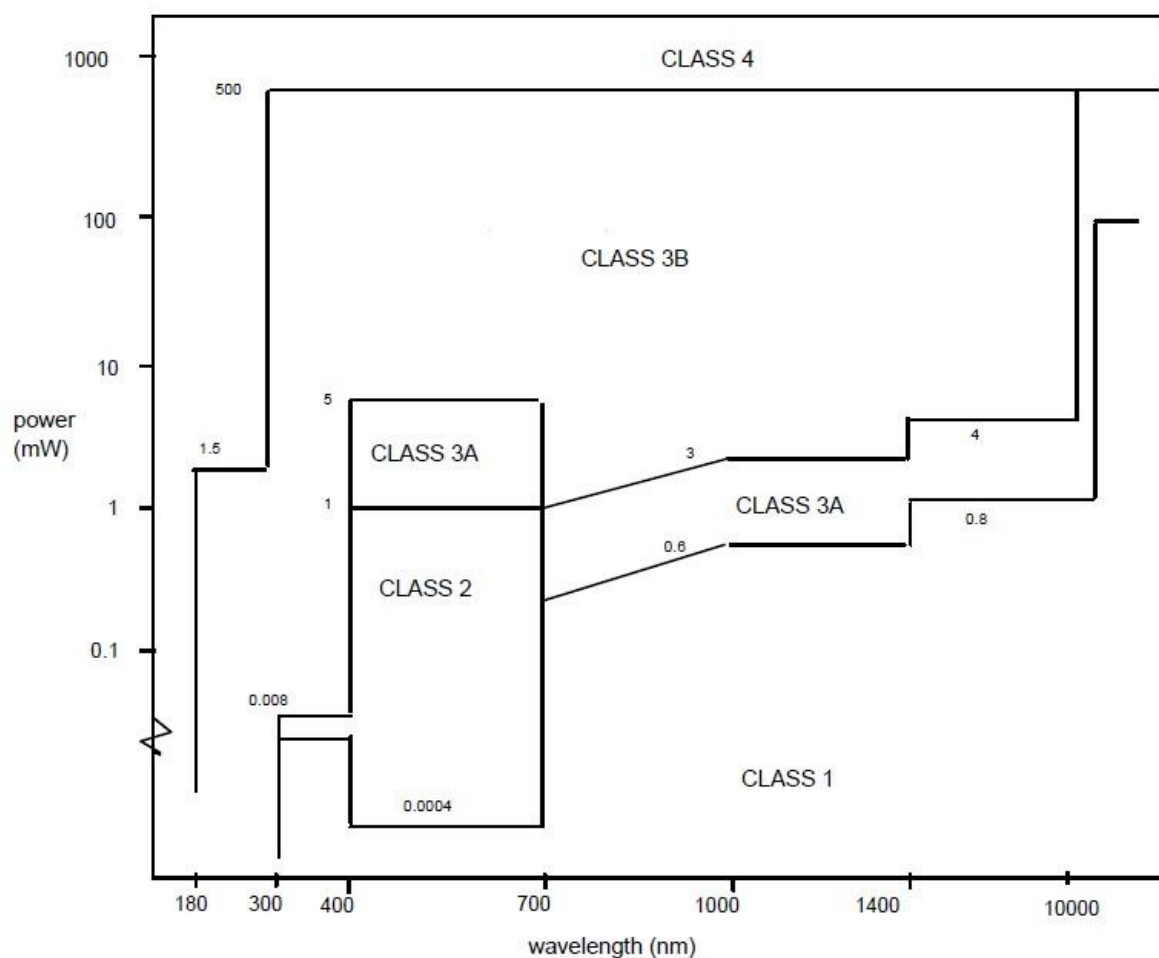


Figura 1.9 Classi di sicurezza LASER

- Classe 1: è la classe che prevede un utilizzo senza precauzione dei dispositivi, in quanto le potenze ottiche di emissione sono così basse che non ci sono rischi per l'occhio umano anche se la luce non è visibile; appartengono quindi a questa classe le apparecchiature sicure in ogni condizione di utilizzo;
- Classe 2: questa classe è definita solo per il range di lunghezze d'onda visibile, ossia quelle comprese tra 400 nm e 700 nm; nel caso di visione sull'occhio umano si ha un riflesso palpebrale che protegge da potenziali danni;
- Classe 3A: per questi dispositivi la visione diretta inizia ad essere pericolosa, è quindi necessario affiggere un cartello che avverta della eventuale presenza di luce LASER; è bene fissare la quota del fascio ad una altezza superiore rispetto a quella dell'occhio umano e che vada ad incidere su superfici riflettenti;
- Classe 3B: la visione diretta diventa molto pericolosa per queste apparecchiature e il fascio deve essere controllato da personale opportunamente formato; il fascio deve essere fatto terminare su una superficie assorbente ed in grado di disperdere il calore;
- Classe 4: è la classe più pericolosa in quanto causa danni all'occhio e può essere causa anche di lesione cutanee ed incendi; anche la luce retro diffusa può essere causa di lesioni; per questo motivo il fascio deve essere confinato all'interno di strutture metalliche di protezione; il dispositivo può funzionare solo ed esclusivamente in presenza del personale formato e munito di protezioni oculari e di vestiti appositi;

1.3 TELEMETRI

In commercio esistono diverse tipologie di misuratori di distanza, che vengono più propriamente chiamati telemetri. La parola telemetria significa misura di distanza, in particolare viene misurata la distanza assoluta tra il LASER e il bersaglio.

Sul mercato se ne possono trovare di diversi tipi: a triangolazione, tempo di volo impulsati e ad onda continua. Necessitano comunque di un'ottica di ricezione apposita per il segnale, generalmente costituita da lenti di collimazione e fotorivelatori. Spesso questi strumenti utilizzano LASER più a HeNe con una lunghezza d'onda λ di 632.8 nm, in modo tale da permettere un facile allineamento dato che questa luce è visibile. Questi dispositivi hanno un ingombro maggiore e un costo sicuramente più elevato rispetto ai diodi LASER. I telemetri sopra citati sono indicati per misure di distanza nell'ordine delle decine di metri, con una risoluzione che supera il mm.

In questa tesi verrà invece realizzato uno strumento che effettua una misura di distanza assoluta con un'incertezza al di sotto del mm con una L_{max} nell'ordine dei due metri. La tecnica che verrà utilizzata si discosta da quelle comuni: infatti lo strumento oggetto di tesi sfrutterà il principio del self-mixing. Questa tecnica oltre a non necessitare di un bersaglio cooperativo, permette di realizzare uno strumento polivalente capace di effettuare anche misure di vibrazione e spostamento.

1.3.1 Telemetri a triangolazione attivi e passivi

I telemetri a triangolazione utilizzano una sorgente LASER, un'ottica di ricezione posta perpendicolarmente ad una distanza D rispetto al bersaglio che si trova ad una distanza L .

Uno schema di principio di questi telemetri è mostrato in Figura 1.10.



Figura 1.10 Schema di principio di un telemetro a triangolazione

Il principio fondamentale su cui si basa il funzionamento di questi dispositivi è quello di misurare l'angolo α . Ciò avviene secondo le seguenti equazioni:

$$\frac{D}{L} = \tan \alpha \approx \alpha \quad (1.12)$$

Questa approssimazione è valida se $\alpha \ll 1$. Il principale svantaggio di questo tipo di telemetri è che con l'aumentare della distanza l'angolo α diminuisce sempre di più e ciò comporta che la incertezza relativa $\frac{\Delta\alpha}{\alpha}$ aumenta al crescere della distanza L . Infatti se esplicitiamo la relazione rispetto a L otteniamo che:

$$L \approx \frac{D}{\alpha} \quad (1.13)$$

Differenziando la misura di distanza rispetto alla variazione di angolo si può notare che la risoluzione ΔL aumenti quadraticamente con la distanza L .

$$\Delta L = -\frac{D}{\alpha^2} \Delta\alpha \quad (1.14)$$

I telemetri a triangolazione passivi hanno un'accuratezza che dipende dallo strumento con cui si intende misurare l'inclinazione dell'angolo α . Possono essere utilizzati goniometri a vite micrometriche che sono in grado di ottenere una risoluzione nell'ordine di 3 mrad oppure strumenti più precisi come encoder angolare che può raggiungere 0.1 mrad.

1.3.2 Telemetri a tempo di volo

Queste tipologie di telemetri fanno uso di LASER impulsati, ossia che emettono grandi potenze (nell'ordine dei MW) per tempi brevissimi (inferiori al ns). È inoltre richiesto che il bersaglio sia cooperativo, quindi è necessario porre uno specchio o meglio ancora un corner-cube sul bersaglio.

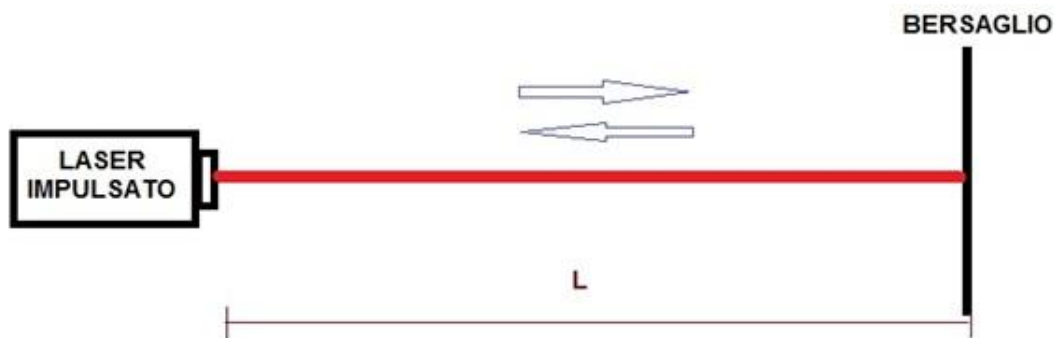


Figura 1.11 Schema di principio di un telemetro a tempo di volo

Il telemetro a tempo di volo (Figura 1.11) misura quanto tempo impiega la luce a percorrere 2 volte lo spazio che si trova tra il LASER e il bersaglio posto a distanza L . Si ha quindi che:

$$L = \frac{c}{2} T \quad (1.15)$$

La risoluzione di questo telemetro dipende da quanto è fine la risoluzione temporale del dispositivo che calcola il tempo di volo. Infatti differenziando l'equazione si ottiene che:

$$\Delta L = \frac{c}{2} \Delta T \quad (1.16)$$

Quindi la risoluzione spaziale non è dipendente dalla distanza, ma rimane costante su tutto il range di utilizzo del dispositivo. Il vincolo più stringente di questi tipi di telemetri è dato dal fatto che la durata dell'impulso τ deve soddisfare la condizione $\tau \ll \Delta T$. Per questo motivo sono particolarmente indicati per distanze medio-lunghe.

Quindi la misura viene effettuata utilizzando un contatore elettronico che conta quanti tempi di clock ΔT sono intercorsi tra l'istante di partenza del raggio LASER e il momento in cui ritorna all'ottica di rivelazione.

1.3.3 Telemetri ad onda continua

Si utilizza un LASER in condizioni di potenza emessa continua. La corrente di pompa e quindi la potenza ottica emessa viene modulata sinusoidalmente a frequenza f_{mod} ottenendo il segnale in Figura 1.12:

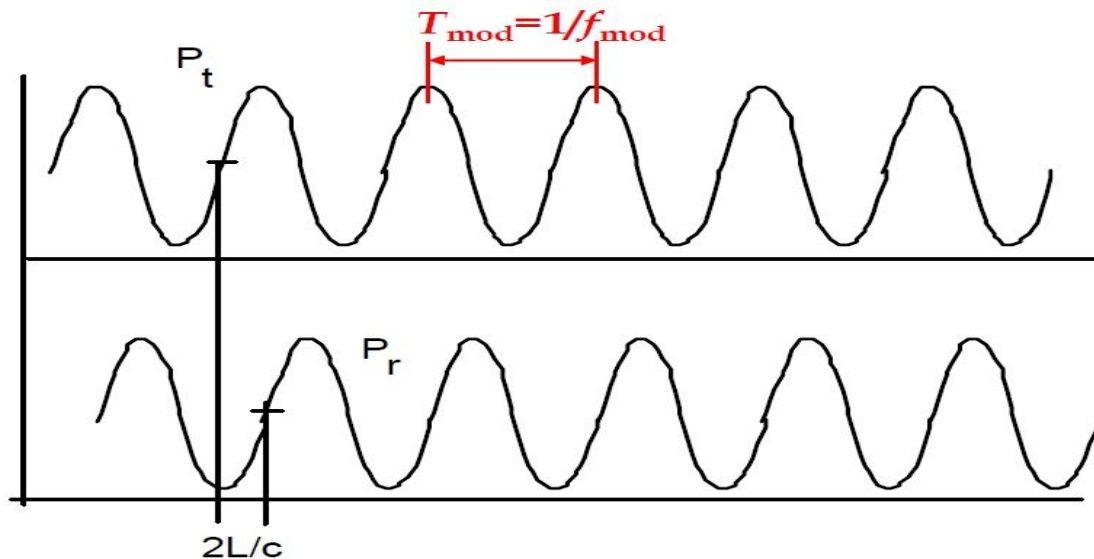


Figura 1.12 Potenza trasmessa e Potenza Riflessa in un telemetro ad onda continua

L'equazione della potenza trasmessa dal LASER è:

$$P(t) = P_0 [1 + m \sin(2\pi f_{mod} t)] \quad (1.17)$$

Per effettuare la misura si rileva la differenza di fase tra il segnale trasmesso e quello ricevuto. La relazione tra il tempo di volo e la fase è data dall'equazione:

$$\frac{\Delta\varphi}{2\pi} = \frac{\Delta T}{T_{mod}} \quad (1.18)$$

La misura di distanza in relazione al segnale ΔT è data dall'equazione:

$$L = \frac{c}{2} \Delta T = \frac{c}{2} \frac{\Delta\varphi}{2\pi f_{mod}} \quad (1.19)$$

Si può notare come la sensibilità della misura migliori all'aumentare della frequenza di modulazione. Tuttavia un aumento eccessivo della frequenza di modulazione comporta una riduzione della massima distanza rilevabile. Questo poiché la massima $\Delta\varphi$ ammissibile è pari a 2π .

1.4 Cenni sull'Interferometria classica

L'interferometria si basa sull'utilizzo di una sorgente LASER, generalmente un HeNe stabilizzato in frequenza, che genera un fascio che viene separato in due parti tramite un opportuno beam splitter. Ciascuno di questi 2 fasci compie un cammino differente. Un cammino è noto a priori e viene detto braccio di riferimento, mentre l'altro è detto braccio di misura.

Con questa tecnica è possibile misurare lo spostamento del bersaglio rispetto a una condizione di partenza. Nella sua struttura più semplice l'interferometro è quello di Michelson; è costituito da una sorgente LASER, un divisore di fascio, due specchi posti uno sul cammino di riferimento e uno sul bersaglio e un fotodiodo sul quale incidono contemporaneamente i due fasci. In Figura 1.13 viene mostrata la struttura.

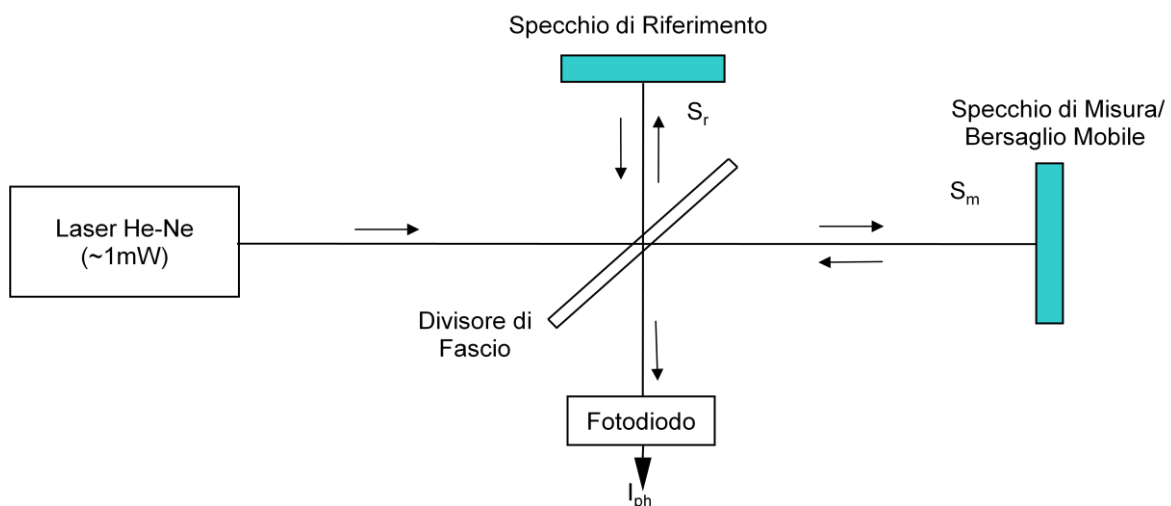


Figura 1.13 Schema di principio di un interferometro di Michelson

La fotocorrente I_{ph} generata dal fotodiodo è direttamente proporzionale alla potenza ottica incidente e segue la relazione:

$$I_{ph} = \sigma P = \sigma \frac{A}{2 Z_0} |E|^2 \quad (1.20)$$

Dove σ è la responsività del fotodiodo, A è l'area del fotodiodo, Z_0 è l'impedenza caratteristica del vuoto e vale 377Ω e E è il campo elettrico incidente della radiazione luminosa.

Se consideriamo i due fasci incidenti sul fotorivelatore e consideriamo la corrente normalizzata, possiamo valutare il segnale interferometrico generato dai due fasci quello di misura E_m e quello di riferimento E_r .

$$I_{ph} = \sigma |E_m + E_r|^2 = \sigma |E_m e^{i\varphi_m} + E_r e^{i\varphi_r}|^2 \quad (1.21)$$

Svolgendo i calcoli del modulo del campo elettrico della radiazione incidente otteniamo:

$$I_{ph} = \sigma |E_m|^2 + |E_r|^2 + 2E_m E_r \Re[e^{i(\varphi_m - \varphi_r)}] = I_m + I_r + 2\sqrt{I_m I_r} \cos(\varphi_m - \varphi_r) \quad (1.22)$$

Come possiamo notare dall'equazione (1.21), abbiamo una componente continua dovuta al raggio presente sul cammino di riferimento I_r e una dovuta al raggio del cammino del misurando I_m . La terza componente è quella della fase interferometrica. La misura viene effettuata valutando il contributo variabile della fase del misurando φ_m rispetto a quello conosciuto del braccio di riferimento φ_r .

Esplicitando l'argomento del coseno, possiamo valutare quali sono le variabili che compongono la fase interferometrica:

$$\varphi = 2 k s = 2 \frac{2\pi}{\lambda} s \quad (1.23)$$

Possiamo notare la dipendenza rispetto al numero d'onda k , che è inversamente proporzionale alla lunghezza d'onda λ di emissione del LASER; s è lo spostamento.

Possiamo valutare quindi la differenza tra le due fasi φ_m e φ_r come:

$$\varphi_m - \varphi_r = 2 \frac{2\pi}{\lambda} (S_m - S_r) \quad (1.24)$$

Quindi la variazione di spostamento tra i due cammini viene rilevata come una variazione di fase sul segnale interferometrico. Da questa relazione risulta evidente che la fase, che è una funzione periodica, compie un periodo ogni semilunghezza d'onda λ del LASER. Questa è di fatto la risoluzione dello strumento.

Questo strumento ha però tre considerevoli svantaggi. Innanzitutto il costo che si aggira intorno alle diverse decine di migliaia di euro. In secondo luogo, ha bisogno di una particolare ottica di collimazione e di un bersaglio cooperativo che purtroppo non è sempre possibile avere, in quanto per alcune applicazioni la misure non deve

essere invasiva. Infine l'allineamento dell'ottica e la collimazione dei fasci luminosi richiedono notevole attenzione.

Inoltre le sorgenti luminose utilizzate non sono diodi LASER, bensì HeNe. Questo comporta il notevole svantaggio di avere un ingombro molto maggiore e un costo notevolmente più elevato.

1.5 Limiti dell'interferometria

Le prestazioni ottenibili da un interferometro LASER sono limitate da diversi fattori. Primo fra tutti è il tempo di coerenza della sorgente. Infatti sebbene la luce LASER sia coerente idealmente, in realtà la radiazione emessa risulta coerente solo per un certo intervallo di tempo. Infatti per ogni dispositivo viene stimato il tempo medio tra due salti di fase e viene indicato come tempo di coerenza τ_c . La Figura 1.14 mostra i salti di fase prodotti da questo fenomeno.

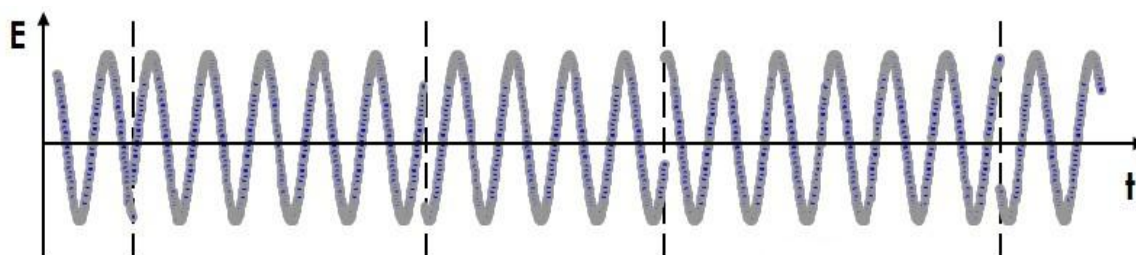


Figura 1.14 Campo elettrico in funzione del tempo

Questa non idealità produce un allargamento di riga nella frequenza ν e nella lunghezza d'onda λ di emissione della sorgente. Quindi lo spettro non è propriamente monocromatico ma presenta un range di frequenze di emissione. Ovviamente migliore è la qualità del dispositivo, maggiore è il tempo di coerenza τ_c e minore è l'allargamento di riga $\Delta\nu$. Queste due variabili sono inversamente proporzionali secondo la relazione:

$$\Delta\nu = \frac{1}{\pi\tau_c} \quad (1.25)$$

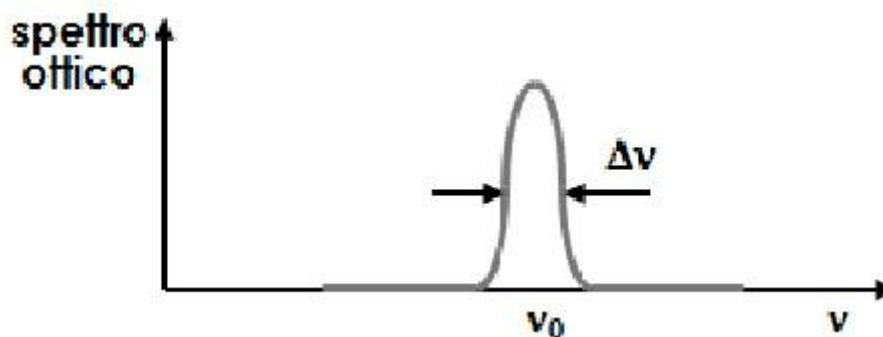


Figura 1.15 Spettro ottico di una sorgente LASER al variare della frequenza ν

nella Figura 1.15 $\Delta\nu$ è l'allargamento di riga a metà ampiezza della potenza ottica emessa dalla sorgente.

All'allargamento di riga corrisponde un'altra grandezza di interesse per le misure interferometriche, ossia la lunghezza di coerenza del LASER. Questa è espressa secondo la relazione:

$$L_c = c \tau_c \quad (1.26)$$

Per valutare se è possibile utilizzare una sorgente LASER per effettuare misure interferometriche, occorre confrontare la lunghezza di coerenza L_c con la differenza dei cammini ottici $\Delta L = |S_m - S_r|$.

Se ci si trova nella condizione $L_c \ll \Delta L$ la visibilità V delle frange interferometriche è data dall'equazione:

$$V = e^{-\frac{\Delta L}{L_c}} \quad (1.27)$$

Il segnale di fotocorrente rivelato dal fotodiodo è pari a:

$$I_{ph} = I_0 \{1 + V \cos[2k(S_m - S_r)]\} \quad (1.28)$$

Pertanto se siamo nella condizione $L_c \ll \Delta L$ si può facilmente notare come la componente di segnale interferometrico tenda a zero rispetto a quella del valore di polarizzazione.

Se viene invece verificata la condizione $L_c > \Delta L$ allora è possibile discriminare il segnale interferometrico presente sul fotorivelatore. Possiamo quindi quantificare la frequenza di emissione del LASER $\nu(t)$ all'istante t come composta da una componente nominale ν_0 a cui è sovrapposta una componente di fluttuazione casuale $\Delta\nu(t)$.

$$\nu(t) = \nu_0 + \Delta\nu(t) \quad (1.29)$$

Si ha pertanto un rumore di fase dovuto all'allargamento di riga. Inserendo la frequenza del LASER $\nu(t)$ nell'equazione della fase possiamo valutare il contributo del rumore.

$$\varphi(t) = 2 \frac{2\pi}{c} (S_m - S_r) [\nu_0 + \Delta\nu(t)] = \varphi_0 + \Delta\varphi(t) \quad (1.30)$$

Pertanto la varianza del rumore di fase $\Delta\varphi$ è data dall'equazione:

$$\Delta\varphi = 2 \frac{2\pi}{c} (S_m - S_r) \Delta\nu \quad (1.31)$$

Per la sorgente utilizzata in questo lavoro di tesi HL-7851 G la lunghezza di coerenza è stata rilevata sperimentalmente ed è di circa 40 m, abbondantemente sufficiente per effettuare misure nel campo di interesse (fino a 2 m).

Un altro dei principali limiti dell'interferometria è dato dal rumore presente sul fotorivelatore. Viene valutato trascurando il rumore di fase dovuto all'allargamento di riga del LASER. Come in ogni fotorivelatore si ha una componente dovuta alla corrente di buio I_b e una dovuta alla componente di segnale fotorivelato I_{ph} .

Ovviamente il rumore dipende dalla banda B che si intende utilizzare per l'elettronica.

$$i_n^2 = 2q(I_0 + I_b) B \approx 2qI_0 B \quad (1.32)$$

Generalmente il contributo dominante è quello dovuto alla componente di segnale fotorivelato. Ai fini della misura quello che conta è il rapporto segnale rumore. Se valutiamo il rumore prodotto esclusivamente dal fotorivelatore, possiamo studiare il sistema per piccole variazioni di spostamento e il segnale di nostro di interesse i_s sarà:

$$i_s = I_0 V \sin[2k(S_m - S_r)] \approx 2 I_0 V k(S_m - S_r) \quad (1.33)$$

Quindi il rapporto segnale rumore al quadrato è dato dalla relazione:

$$\left(\frac{i_s}{i_n}\right)^2 = \frac{[2 I_0 V k(S_m - S_r)]^2}{2qI_0 B} \quad (1.34)$$

Ponendo il rapporto segnale rumore pari a 1, si definisce il minimo spostamento rilevabile imposto dal rumore come NED (*Noise Equivalent Displacement*):

$$NED = \frac{\lambda}{2\pi V} \sqrt{\frac{qB}{2I_0}} \quad (1.35)$$

Alla NED viene associato il rumore di fase quantico, come:

$$\varphi_n = 2 k NED \quad (1.36)$$

Gli altri limiti per la misura sono dati dalla massima frequenza di spostamento rilevabile e l'effetto Doppler. Il primo è imposto dalla banda massima dell'elettronica che viene utilizzata, mentre il secondo dalla velocità massima a cui è possibile far muovere il misurando.

1.6 Regime di Speckle Pattern

In molte applicazioni pratiche non è sempre possibile utilizzare un interferometro di Michelson come struttura per effettuare la misura. Questo sia per il costo elevato, sia perché non si ha sempre la possibilità di avere un bersaglio cooperativo.

In queste condizioni si utilizza l'interferometria LASER in condizione di bersaglio diffusivo che viene definita regime di speckle-pattern. Infatti se si proietta la macchia LASER su una superficie diffondente si ottiene una immagine retrodiffusa con struttura granulare. Per speckle si intende una piccola macchia colorata, come evidenzia la Figura 1.16.

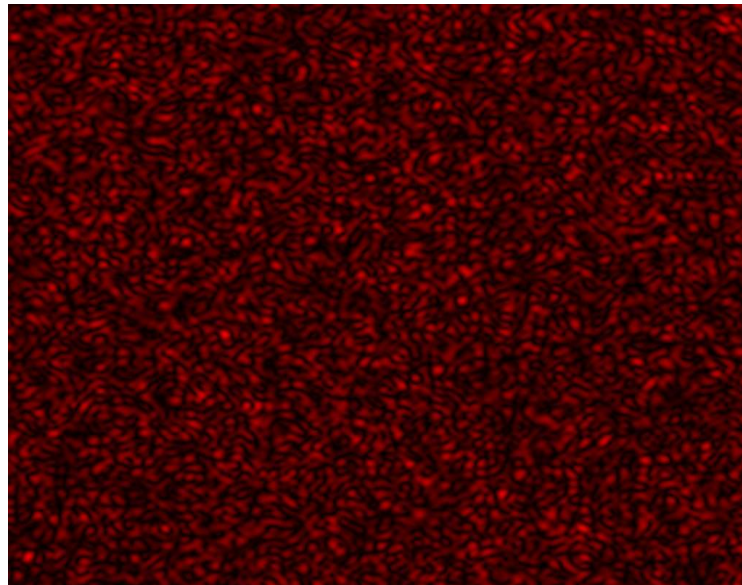


Figura 1.16 Speckle Pattern prodotti da una macchia LASER su un bersaglio diffusivo

Si definisce speckle pattern il campo elettrico retro diffuso da un bersaglio diffusivo illuminato da una sorgente di luce coerente. Come mostrato nella Figura 1.17, la superficie di un bersaglio diffusivo non è perfettamente liscia, ma presenta variazioni di quota casuali di ampiezza $\Delta z \gg \lambda$. Pertanto la radiazione luminosa viene emessa in tutte le direzioni di un semispazio.

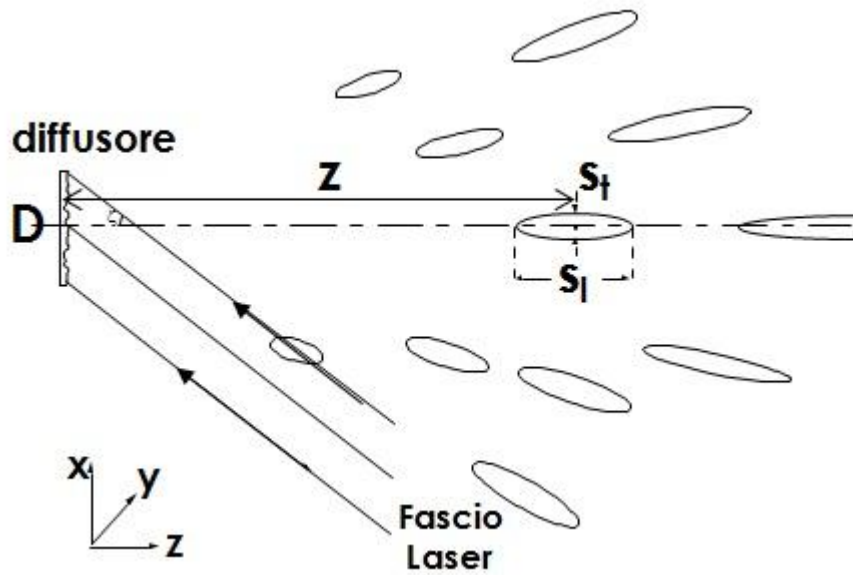


Figura 1.17 Speckle Pattern retrodiffusi da un bersaglio non cooperativo

Il contorno di un singolo speckle viene definito in base alla correlazione del campo elettrico presente tra un punto P di partenza e i punti che lo circondano nello spazio. Si considerano appartenenti al medesimo speckle i punti in cui la correlazione del campo elettrico è $> \frac{1}{2}$. Le dimensioni trasversali s_t e longitudinali s_l dei singoli speckle sono variabili statistiche ma mediamente assumono i seguenti valori:

$$s_t = \frac{\lambda z}{D} \quad (1.38)$$

$$s_l = \lambda \left(\frac{2z}{D} \right)^2 \quad (1.39)$$

Dove z è la distanza dallo speckle al bersaglio e D è la dimensione di macchia sul bersaglio. Fatta eccezione per gli speckle vicini al bersaglio ossia quando $z < \frac{D}{4}$, è solitamente verificata la condizione $s_l \gg s_t$.

Analizzando meglio la struttura di un singolo speckle (Figura 1.18) è possibile comprendere da dove provengano le equazioni (1.38) ed (1.39).

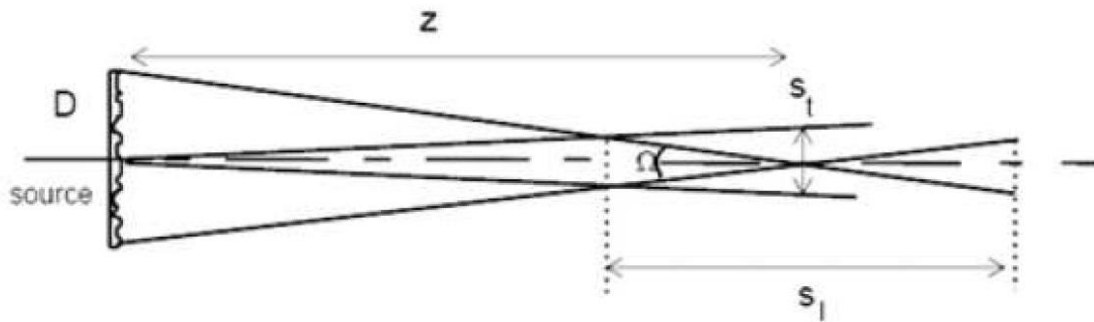


Figura 1.18 Dimensioni di un singolo Speckle Pattern

Queste ultime provengono infatti dalla combinazione delle seguenti relazioni:

$$a = \Omega A = \lambda^2 \quad (1.40)$$

$$\Omega = \pi \left(\frac{D}{2z} \right)^2 \quad (1.41)$$

$$A = \pi \left(\frac{s_t}{2} \right)^2 \quad (1.42)$$

Dove a è l'accettanza, Ω è l'angolo solido visto dal riflettore e A è l'area di ricezione dello speckle.

La proiezione delle dimensioni degli speckle fuori dall'asse della normale alla superficie diffondente misurano quanto gli speckle in asse.

Per limitare gli effetti prodotti dagli speckle pattern il fascio LASER viene messo a fuoco sul bersaglio. Questa operazione è lecita in quanto nel progetto definitivo lo strumento finale sarà dotato di un sistema di autofocus.

In accordo con le equazioni (1.36) e (1.37), la focalizzazione ha dunque l'effetto di diminuire D e quindi aumentare le dimensioni di s_t e s_r . In questa maniera è possibile ridurre la probabilità di ricevere uno speckle buio e quindi un segnale interferometrico di ampiezza limitata.

CAPITOLO 2:

INTERFEROMETRIA A RETROINIEZIONE

In questo capitolo vengono trattati i principi alla base della retro iniezione e le equazioni fondamentali di questa tecnica per diodi a semiconduttore. Viene inoltre discusso come è possibile realizzare un misuratore di distanza assoluta con un sistema a self-mixing. Si analizza anche lo schema di base del set-up utilizzato.

2.1 Principi di interferometria a retroiniezione (self-mixing)

I telemetri presentati nel paragrafo (1.3) sono misuratori di distanza che necessitano di ottiche apposite di collimazione e dall'ingombro considerevole. Con la tecnica a self-mixing è possibile realizzare uno strumento che abbia solamente una lente di focalizzazione per il LASER. Il fotorivelatore utilizzato per il segnale interferometrico è quello integrato nel package del LASER. Non è inoltre necessaria alcuna lente sul bersaglio, poiché con questa tecnica si opera con bersaglio non cooperativo.

In Figura 2.1 viene mostrato il classico schema di un interferometro LASER a retroiniezione. Questo è composto da una sorgente LASER a semiconduttore Fabry Perot a singolo modo, il fotodiodo di monitor e un bersaglio mobile posto a distanza s .

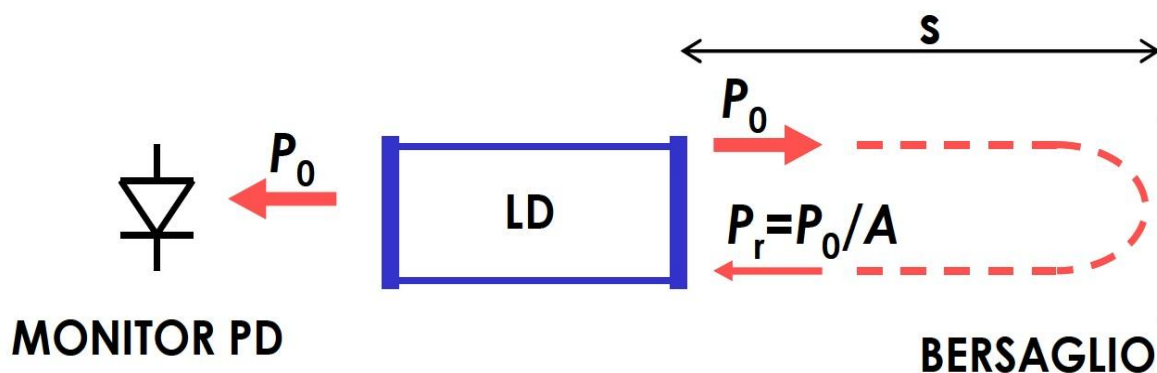


Figura 2.1 Schema di principio di un interferometro a retroiniezione

Il LASER emette una potenza ottica pari a P_0 focalizzata sul bersaglio, che si comporta da sorgente luminosa diffusiva. La radiazione che produce il bersaglio viene retroiniettata nella cavità LASER con una potenza ottica pari $P_R = \frac{P_0}{A}$, dove A è il coefficiente di attenuazione del cammino ottico ed è ovviamente maggiore di 1. All'interno della cavità LASER il segnale imperturbato è pari a $E_0 \propto \sqrt{P_0}$. A questo viene sommata una componente dovuta alla radiazione luminosa che proviene dal bersaglio quantificabile come $E_R \propto \sqrt{P_R} = \frac{P_0}{A}$. Questa componente ha uno sfasamento ottico rispetto ad E_0 pari a:

$$\varphi(t) = 2ks \tag{2.1}$$

Dove k è il numero d'onda e vale $k = \frac{2\pi}{\lambda}$.

Una frazione di tale campo elettrico viene re-iniettata tramite lo specchio di uscita del LASER all'interno della cavità, andando a modulare la componente E_0 sia in ampiezza (AM: amplitude Modulation) che in frequenza (FM: Frequency Modulation). La componente di modulazione di ampiezza è pari a $E_R \cos \varphi$, mentre quella di frequenza è pari a $E_R \sin \varphi$. In Figura 2.2 viene rappresentata in forma vettoriale la modulazione di ampiezza e frequenza del campo elettrico presente in cavità.



Figura 2.2 Modulazione di ampiezza e frequenza del campo elettrico di un LASER sottoposto a retro iniezione ottica

Quindi si hanno due canali di misura da cui è possibile estrarre un'informazione. La corrente presente sul fotodiode di monitor del LASER è pari a:

$$I_{ph} = I_0 (1 + m_{AM}) \cos[2 \pi \nu_0 (1 + m_{FM}) t] \quad (2.2)$$

Tuttavia la modulazione di frequenza del segnale presente sul fotodiode di monitor è impossibile da estrarre, a causa del fatto della possibile ambiguità del segno della fase interferometrica. L'ambiguità è presente dato che il coseno è una funzione pari.

Pertanto se si utilizza come sorgente un LASER a semiconduttore, l'unica componente che è visibile con esattezza sul fotodiode è quella della modulazione di ampiezza secondo l'equazione:

$$I_{ph} = I_0 (1 + m F(2 k s)) \quad (2.3)$$

Dove m è la profondità di modulazione, mentre $F(2 k s)$ è una funzione con periodicità 2π e con valori compresi tra -1 e 1 e verrà meglio definita nel paragrafo 1.3 di questo capitolo.

2.1.1 Interferometria a self-mixing nei LASER a semiconduttore: equazioni di Lang e Kobayashi

La retroiniezione ottica per un LASER a semiconduttore è definita dalle equazioni di Lang e Kobayashi, che ne descrivono le variazioni di campo elettrico in ampiezza e fase:

$$\frac{dE_0(t)}{dt} = \frac{1}{2} \left[G_n (N(t) - N_0) - \frac{1}{\tau_p} \right] E_0(t) + \frac{\xi}{\tau_{cl}} E_0(t - \tau) \cos[\omega_0 \tau + \varphi(t) - \varphi(t - \tau)] \quad (2.4)$$

$$\frac{d\varphi(t)}{dt} = \frac{1}{2} \alpha \left[G_n (N(t) - N_0) - \frac{1}{\tau_p} \right] - \frac{\xi}{\tau_{cl}} \frac{E_0(t - \tau)}{E_0(t)} \sin[\omega_0 \tau + \varphi(t) - \varphi(t - \tau)] \quad (2.5)$$

$$\frac{dN(t)}{dt} = R_p - \frac{N(t)}{\tau_e} - G_n [N(t) - N_0] E_0^2(t) \quad (2.6)$$

I vari termini presenti nelle equazioni (2.4),(2.5) e (2.6) rappresentano:

$E(t)$: il campo elettrico del laser, espresso come $E_0 e^{j(\omega_0 t + \varphi(t))}$ con $E_0(t)$ normalizzato per avere ω_0 ;

ω_0 : la pulsazione angolare del LASER senza il segnale di retroiniezione;

G_n : il coefficiente di guadagno modale (valore tipico $8 \cdot 10^{-13} \frac{m^3}{s}$);

$N(t)$: la densità media di portatori (coppie elettrone-lacuna) nella regione attiva;

N_0 : la densità di portatori alla condizione di trasparenza (coefficiente di assorbimento uguale al coefficiente di emissione stimolata) (valore tipico $1,4 \cdot 10^{24} \frac{1}{m^3}$);

N_T : la densità di portatori alla soglia per il laser imperturbato (valore tipico $2,3 \cdot 10^{24} \frac{1}{m^3}$);

τ_p : la vita media dei fotoni in cavità e $\tau_p = G_n (N_T - N_0)$;

τ_{cl} : il tempo di volo nella cavità del laser;

τ : il tempo di volo nella cavità esterna;

τ_s : il tempo di vita dei portatori (valore tipico 2 ns);

R_p : il termine di pompa, dato dal rapporto tra densità di corrente di pompa e carica

dell'elettrone per spessore della regione attiva;

α : il fattore di allargamento di riga (varia da 2 a 7 con valore tipico pari a 3 per dispositivi a pozzi quantici (*quantum-well*));

ξ : il parametro di retro iniezione.

In particolare $\xi = \varepsilon \frac{(1-R_M)\sqrt{R_L}}{\sqrt{R_M}}$, dove R_M è la riflettività in potenza dello specchio di uscita del LASER mentre R_L è la riflettività del bersaglio esterno. ε è il fattore di accoppiamento efficace e considera la differenza di modo che può esserci tra il modo presente all'interno della cavità e quello che viene retro riflesso dall'esterno.

Per ottenere l'espressione del segnale interferometrico occorre risolvere le equazioni di Lang e Kobayashi a regime stazionario, ossia ponendo a zero le derivate parziali. L'ampiezza della potenza ottica del segnale interferometrico prodotto dalla retro iniezione è dato dall'equazione:

$$\Delta P_{MI} = P_{CW} \frac{2A \tau_p \xi}{\tau_{cl}} \quad (2.7)$$

Dove P_{CW} è la potenza che viene emessa dal LASER imperturbato; esplicitiamo l'espressione del parametro A ;

$$A = \frac{\frac{J}{J_{TH}} - \frac{N}{N_{TH}}}{\frac{J}{J_{TH}} - 1} \quad (2.8)$$

Dove J e J_{TH} sono rispettivamente la densità di corrente che attraversa il LASER e la densità di corrente di soglia. Solitamente A assume un valore prossimo a 0.8. All'aumentare della potenza ottica retro iniettata all'interno della cavità LASER, la forma d'onda del segnale interferometrico si discosta sempre di più dalla forma sinusoidale. Per maggiori chiarimenti si rimanda al prossimo paragrafo di questo capitolo.

La forma d'onda del segnale interferometrico è funzione del tempo di volo nella cavità esterna, ossia dal tempo che la radiazione impiega per giungere dal bersaglio alla cavità LASER, ed è data dall'equazione:

$$F(t) = \cos(\omega_f \tau) \quad (2.9)$$

Dove ω_f è la pulsazione del LASER sotto l'azione della retro iniezione e rispetta la relazione:

$$\omega_0\tau = \omega_f\tau + \frac{C}{\sqrt{1-\alpha^2}} [\alpha \cos(\omega_f\tau) + \sin(\omega_f\tau)] \quad (2.10)$$

2.1.2 Regimi di Retroiniezione

A seconda della perturbazione indotta all'interno della cavità LASER, si possono definire diversi regimi di retro iniezione. Per ciascuno di questi, si ha una forma d'onda che varia in funzione del C , che viene definito parametro di retroiniezione e soddisfa l'equazione:

$$C = \xi \frac{\tau \sqrt{1+\alpha^2}}{\tau_L} \quad (2.11)$$

Come si può notare dalla precedente espressione il C è direttamente proporzionale al tempo di volo nella cavità esterna e quindi alla distanza dal bersaglio.

La potenza ottica emessa dal LASER è quindi data dalla seguente espressione:

$$P(\phi) = P_0 [1 + m F(\phi)] \quad (2.12)$$

Dove m indica la profondità di modulazione, ossia l'ampiezza in potenza del segnale retroiniettato.

In base al regime di retro iniezione, la forma d'onda $F(\phi)$ assume un andamento differente (Figura 2.3). In particolare possiamo definire quattro regimi:

- $C \ll 1$: regime di retro-iniezione molto debole: la frequenza del LASER rimane praticamente imperturbata e la forma d'onda del segnale interferometrico è sinusoidale;
- $0.1 < C < 1$: regime di retro-iniezione debole: la forma d'onda del segnale interferometrico risulta distorta. In particolare si ha un andamento asimmetrico, che raggiunge una transizione verticale per $C = 1$;
- $1 < C < 4.6$: regime di moderata retro-iniezione: la forma d'onda del segnale interferometrico presenta isteresi. In particolare si avrebbe teoricamente una forma d'onda che può assumere tre stati, di cui due stabili e uno instabile. Di

fatto in pratica si ha una forma d'onda a dente di sega, come mostra la curva blu in Figura 2.4;

- $C > 4.6$: regime di elevata retro-iniezione: la forma d'onda teorica diventa maggiormente distorta, generando un segnale interferometrico che può assumere cinque stati. Di fatto non è possibile utilizzare un LASER in queste condizioni dato che l'elevata radiazione retro iniettata produce salti di modo della lunghezza d'onda di emissione del LASER.

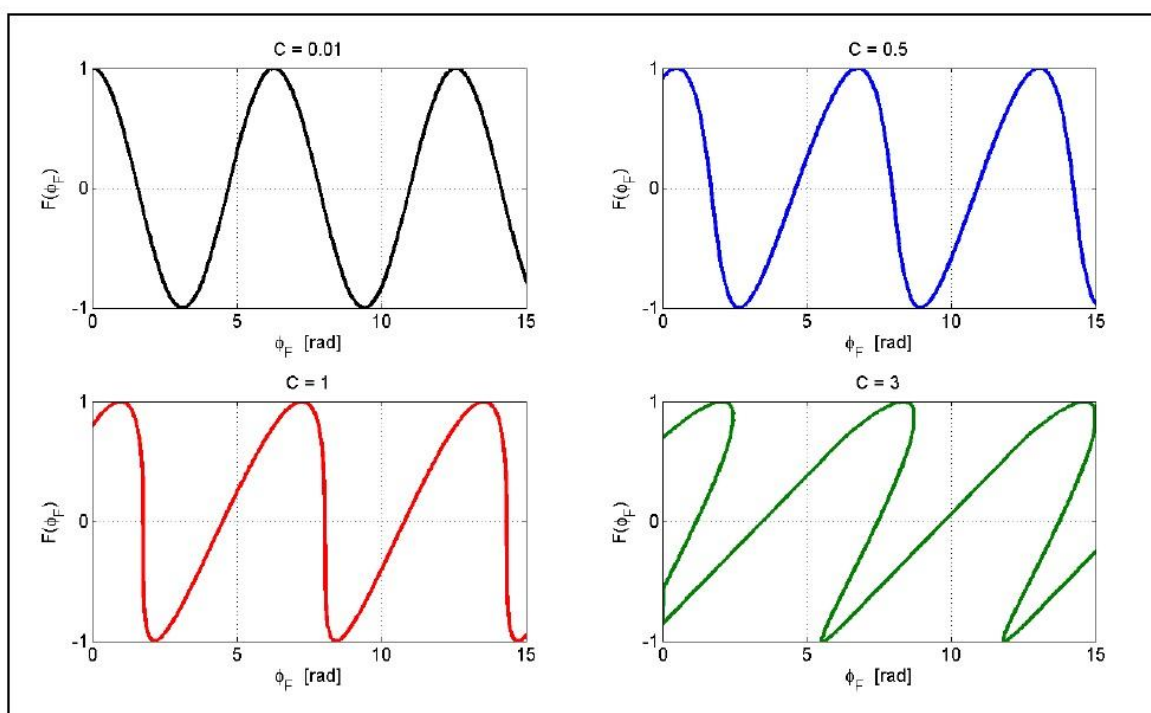


Figura 2.3 Segnale interferometrico prodotto per regimi di retro iniezione molto debole, debole e moderata

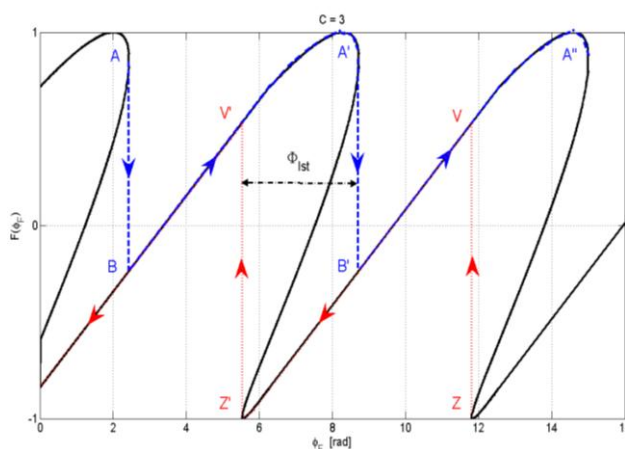


Figura 2.4 Frange interferometriche prodotte in regime di moderata retro iniezione $C = 3$

2.2 Misuratore di distanza assoluta a retro-iniezione

Nel precedente paragrafo si è mostrato un segnale interferometrico generato da un bersaglio posto in vibrazione. Come precedentemente descritto il segnale interferometrico rispetta l'equazione:

$$\varphi = 2 k s = 2 \frac{2\pi}{\lambda} s \quad (2.13)$$

Quindi per ottenere un segnale interferometrico si hanno sostanzialmente due possibilità:

1. avere una variazione di s
2. produrre una variazione della lunghezza d'onda λ

Per produrre una variazione della lunghezza d'onda λ del LASER è possibile agire sulla corrente di pompa. La relazione che lega la lunghezza d'onda di emissione λ e la corrente di pompa è al primo ordine lineare. Indicheremo come χ la variazione di lunghezza d'onda rispetto alla variazione di corrente:

$$\chi = \frac{\Delta\lambda}{\Delta I} \quad (2.14)$$

Come ordine di grandezza χ è solitamente misurato in $\left[\frac{\text{pm}}{\text{mA}}\right]$. È comunque un parametro molto disperso e cambia sia in base al modello del LASER utilizzato, che da dispositivo a dispositivo.

Valutiamo ora la variazione della fase interferometrica rispetto alla lunghezza d'onda λ :

$$\frac{d\varphi}{d\lambda} = - 2 \frac{2\pi}{\lambda^2} s \quad (2.15)$$

Da cui possiamo ricavare la relazione che esprime la distanza assoluta s :

$$s = - \frac{\Delta\varphi}{\Delta\lambda} \frac{\lambda^2}{4\pi} \quad (2.16)$$

Il numero di frange $N_F = \frac{\Delta\varphi}{2\pi}$ alla distanza s risulta fissato in base alla variazione di lunghezza d'onda $\Delta\lambda$. La misura di distanza assoluta può venire effettuata in due modi:

1. Conteggio delle frange interferometriche
2. Misura del periodo di frangia

Per quanto riguarda il primo metodo, sapendo in quanto tempo viene fornita la variazione di corrente e quindi di lunghezza d'onda λ , si conteggia il numero delle frange. Questa modalità è tuttavia poco accurata poiché la risoluzione massima ottenibile è data dalla singola frangia, ossia dall'errore di quantizzazione. Infatti si avrebbe che:

$$s = - \frac{N_F \lambda^2}{\Delta\lambda} \frac{1}{2} \quad (2.17)$$

Verrà pertanto utilizzato il secondo metodo, che risulta limitato soltanto dalla precisione con la quale è possibile misurare il periodo e da quanto il LASER riesce a generare un segnale interferometrico ripetibile. Sotto queste ipotesi valutiamo quantitativamente come è possibile ricavare una misura di distanza assoluta.

Sia $\Delta\lambda_{2\pi}$ la variazione di lunghezza d'onda che produce una variazione di fase interferometrica $\Delta\varphi$ pari a 2π . La variazione di corrente ΔI avviene in un tempo noto Δt . Quindi possiamo scrivere la seguente uguaglianza:

$$\Delta\lambda_{2\pi} = \frac{t_{frangia}}{\Delta t} \Delta\lambda = \frac{\Delta\lambda}{\Delta I} \frac{\Delta I}{\Delta t} t_{frangia} \quad (2.18)$$

L'altra relazione che lega la fase interferometrica alla distanza assoluta è data dall'equazione che impone che la differenza di fase con una variazione di lunghezza d'onda pari a $\Delta\lambda_{2\pi}$ sia uguale 2π :

$$2 \frac{2\pi s}{\lambda} - 2 \frac{2\pi s}{\lambda + \Delta\lambda_{2\pi}} = 2\pi \quad (2.19)$$

Esplicitando dalla seguente equazione la distanza assoluta s , si ottiene:

$$s = \frac{(\lambda + \Delta\lambda_{2\pi}) \lambda}{2 \Delta\lambda_{2\pi}} \quad (2.20)$$

Dato che $\lambda = 785 \text{ nm}$ e $\Delta\lambda_{2\pi}$ è nell'ordine del pm è lecita l'approssimazione $\lambda + \Delta\lambda_{2\pi} \approx \lambda$.

In questa maniera si ricava che la distanza è approssimabile con la formula:

$$s \approx \frac{\lambda^2}{2 \Delta\lambda_{2\pi}} \quad (2.21)$$

Sostituendo il valore della variazione di lunghezza d'onda $\Delta\lambda_{2\pi}$ che produce una frangia si ottiene la relazione:

$$s \approx \frac{\lambda^2}{2 \frac{\Delta\lambda}{\Delta l} \frac{\Delta l}{\Delta t} t_{frangia}} \quad (2.22)$$

Dato che il segnale verrà elaborato digitalmente tramite DSP con un algoritmo di FFT interpolata che estrae il tono fondamentale del segnale interferometrico risulta più comoda l'espressione:

$$s \approx \frac{\lambda^2}{2 \frac{\Delta\lambda}{\Delta l} \frac{\Delta l}{\Delta t}} f_{tono} \quad (2.23)$$

Dato che lo strumento che si intende realizzare deve essere in grado di funzionare anche se il bersaglio si sta muovendo, si analizza che forma d'onda di corrente viene fornita al LASER per la modulazione della lunghezza d'onda. Ricordando che la variazione di fase prodotta dalla modulazione è data dall'equazione:

$$\frac{d\varphi_{mod}}{dt} = 2\pi f_{mod} \quad (2.24)$$

Come detto all'inizio di questo paragrafo anche una variazione dello spazio produce una variazione della fase interferometrica. Pertanto derivando l'equazione (2.13) rispetto allo spazio otteniamo:

$$\frac{d\varphi_{vel}}{ds} = 2 \frac{2\pi}{\lambda} \quad (2.25)$$

Ripercorrendo il procedimento utilizzato per ricavare la variazione di fase prodotta dalla modulazione si trova l'equazione:

$$\frac{d\varphi_{vel}}{dt} = 2\pi f_{vel} \quad (2.26)$$

Dove f_{vel} indica la frequenza media delle frange prodotte per spostamento del bersaglio.

Pertanto se il bersaglio non è fisso, la variazione complessiva della fase è data dalla somma dei due contributi φ_{mod} e φ_{vel} . Quindi per compensare gli effetti non desiderati di una variazione di fase prodotta da un bersaglio non perfettamente fisso, è necessario incrementare e poi decrementare la lunghezza d'onda di emissione λ , in maniera tale da compensare il contributo di fase fornito da φ_{vel} . Ciò significa che il

segnale che andrà a modulare la corrente di pompa del LASER non sarà una semplice rampa, ma un segnale triangolare di ampiezza opportuna, come mostrato in Figura 2.5.

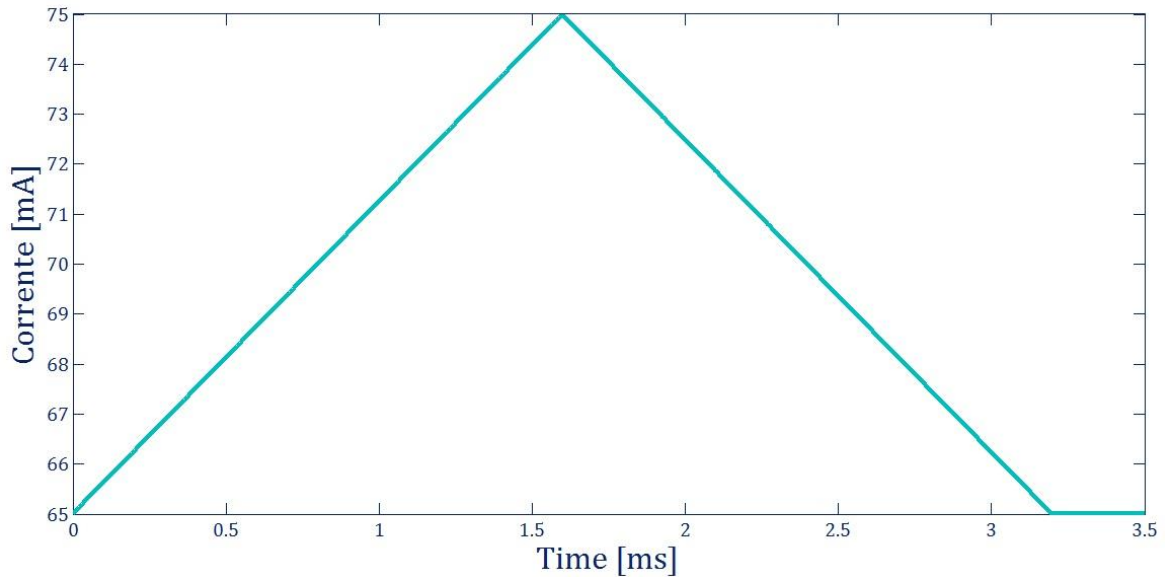


Figura 2.5 Modulazione della corrente di Pompa del LASER

Si giunge a tale conclusione analizzando la relazione (2.27):

$$S \propto \frac{f_{eq,rise} + f_{eq,fall}}{2} = \frac{\left| \frac{d\varphi_{eq,rise}}{dt} \right| + \left| \frac{d\varphi_{eq,fall}}{dt} \right|}{2} \quad (2.27)$$

Sostituendo l'equazione della fase complessiva nella precedente equazione, si ottiene:

$$S \propto \frac{\left| \frac{d\varphi_{mod}}{dt} + \frac{d\varphi_{vel}}{dt} \right| + \left| -\frac{d\varphi_{mod}}{dt} + \frac{d\varphi_{vel}}{dt} \right|}{2} = \frac{d\varphi_{mod}}{dt} \quad (2.28)$$

In questa maniera si è ottenuto il contributo di fase della sola variazione di lunghezza d'onda e non dello spostamento.

Nel prossimo paragrafo verrà analizzata la struttura completa del set-up utilizzato.

2.3 Set-up utilizzato

Complessivamente lo strumento realizzato comprende una parte di elettronica analogica per l'alimentazione del LASER e per il condizionamento del segnale interferometrico e una di elaborazione digitale. Lo schema a blocchi dello strumento realizzato viene mostrato in Figura 2.6.

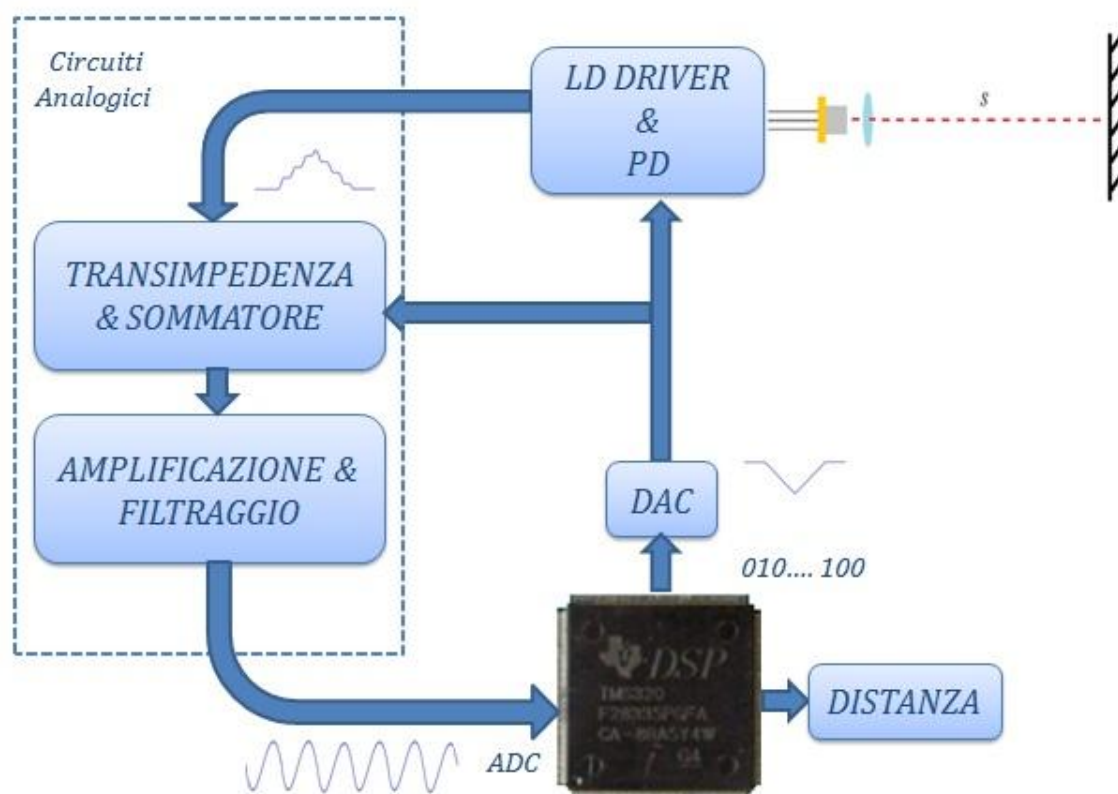


Figura 2.6 Schema a blocchi del set-up utilizzato

La focalizzazione del fascio LASER sul bersaglio verrà effettuata manualmente sul bersaglio, impostando il fuoco all'incirca 20 cm dopo il bersaglio. Questa scelta, di non realizzare una focalizzazione completa, è dettata dal fatto che lo strumento deve funzionare in regime di debole retro iniezione. L'operazione di focalizzazione risulta lecita poiché il progetto definitivo prevede l'impiego di un sistema di autofocus attualmente in elaborazione.

Il segnale interferometrico viene prelevato dal fotodiode di monitor presente nel package del diodo LASER, condizionato analogicamente e poi elaborato digitalmente tramite DSP.

Si passa ora all'analisi del segnale di modulazione di corrente di pompa del LASER. La variazione di corrente ΔI prodotta ha una forma triangolare. Questo poiché l'obiettivo primario della tesi è di realizzare un misuratore di distanza assoluta per un

vibrometro LASER. Quindi lo strumento deve essere in grado di lavorare anche quando il bersaglio non è completamente fermo. Se si fosse modulata la corrente con una semplice rampa non si sarebbe compensata la velocità, alterando la misura di distanza assoluta. Pertanto con una forma d'onda triangolare viene fatta variare la corrente prima aumentandola e poi diminuendola.

Il segnale modulante è stato generato in due diverse maniere. Inizialmente si è generato tramite DAC controllato dal DSP con protocollo SPI mentre successivamente è stato realizzato un integratore di Miller pilotato da due GPIO del DSP. Il segnale triangolare ha una durata di 1.6ms per il fronte di salita e 1.6 ms per il fronte di discesa, con un'ampiezza di 10mA.

In questa maniera sarà possibile effettuare un campionamento del segnale sia sul fronte di salita che su quello di discesa; successivamente viene effettuata una FFT a 256 campioni che verrà poi interpolata per dare origine al valore di frequenza del tono fondamentale f_{tono} . Acquisito il tono fondamentale su entrambi i fronti si esegue la media dei due. Una volta terminata l'elaborazione dei dati per il calcolo del tono, si esegue la media su N triangolari. Questo è il valore di uscita che viene visualizzato sul display.

CAPITOLO 3:

STRUTTURA HARDWARE

In questo capitolo verranno descritti i circuiti di alimentazione per fornire la corrente di pompa al LASER, i condizionamenti analogici effettuati sui segnali interferometrici e i dispositivi a controllo digitale impiegati per l'elaborazione dei dati acquisiti. Infine verrà mostrato lo sviluppo su PCB della scheda definitiva.

3.1 Alimentatori LASER

La sorgente LASER utilizzata per tutti i circuiti e per ottenere il segnale interferometrico a self-mixing è HL-7851-G. È una cavità risonante Fabry Perot che emette nell'infrarosso alla lunghezza d'onda $\lambda=785\text{nm}$. 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 3.1 vengono mostrati la rappresentazione circuitale e il package del LASER.

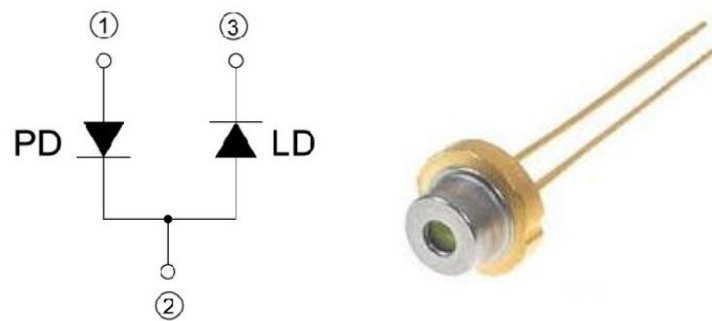


Figura 3.1 Schema elettrico e Package dell'HL7851G

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 20 mA.

Per permettere la focalizzazione del fascio sul bersaglio è stata utilizzata una lente di collimazione. Quella impiegata è una GS-7020-AA in materiale acrilico della Roithner LaserTechnik con focale di 8mm e apertura numerica di 0.3. In figura 3.2 viene mostrato il sistema costituito dal package del LASER con annesso fotodiodo di monitor e dalla lente di collimazione.

La focalizzazione viene modificata manualmente a seconda della distanza del bersaglio. Questa collimazione manuale risulta lecita in quanto nel progetto definitivo del misuratore di distanza verrà impiegato un sistema di autofocus che provvederà alla focalizzazione della macchia sul bersaglio. Senza questo accorgimento il sistema si ritroverebbe a operare in condizioni diverse a seconda della distanza.

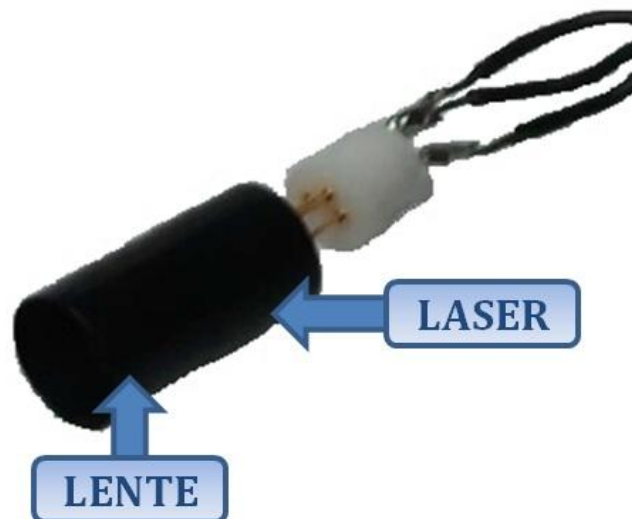


Figura 3.2 LASER e lente di collimazione

Per effettuare il controllo di questo LASER sono stati utilizzati due schemi elettrici diversi. Il primo, tramite una retroazione ottica, controlla la potenza emessa dal LASER facendo in modo che rimanga costante al variare della corrente di soglia. Il secondo invece forzerà la corrente di pompaggio, non monitorando la potenza ottica emessa dalla sorgente.

Per entrambi i circuiti che controllano la corrente di pompa nel LASER si è utilizzato una tensione di alimentazione V_{CC} a 5V, stabilizzata tramite un LM7805 (Figura 3.3). Pertanto per poter ottenere questa tensione in uscita dobbiamo alimentare tutto il circuito con una tensione di circa 7V.

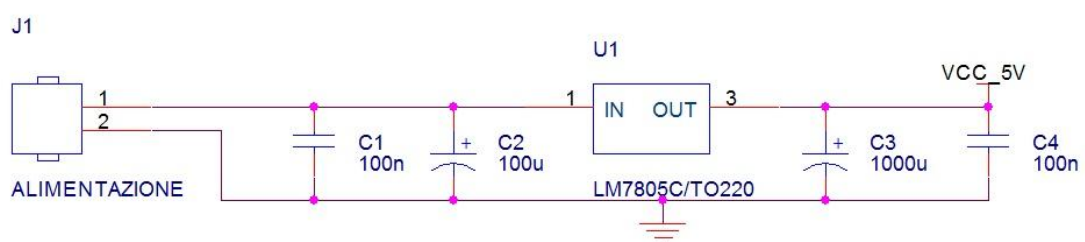


Figura 3.3 Stabilizzatore di tensione a 5V

Si inizia con l'analisi del primo circuito impiegato mostrato in Figura 3.4. La prima caratteristica che deve offrire l'alimentatore è quella di poter modificare la potenza ottica emessa tramite un opportuno trimmer, che nel circuito è rappresentato da R_1 . Quest'ultimo modifica il valore che deve assumere la corrente nel ramo di riferimento dello specchio di corrente formato dai bipolari NPN Q_1 e Q_2 .

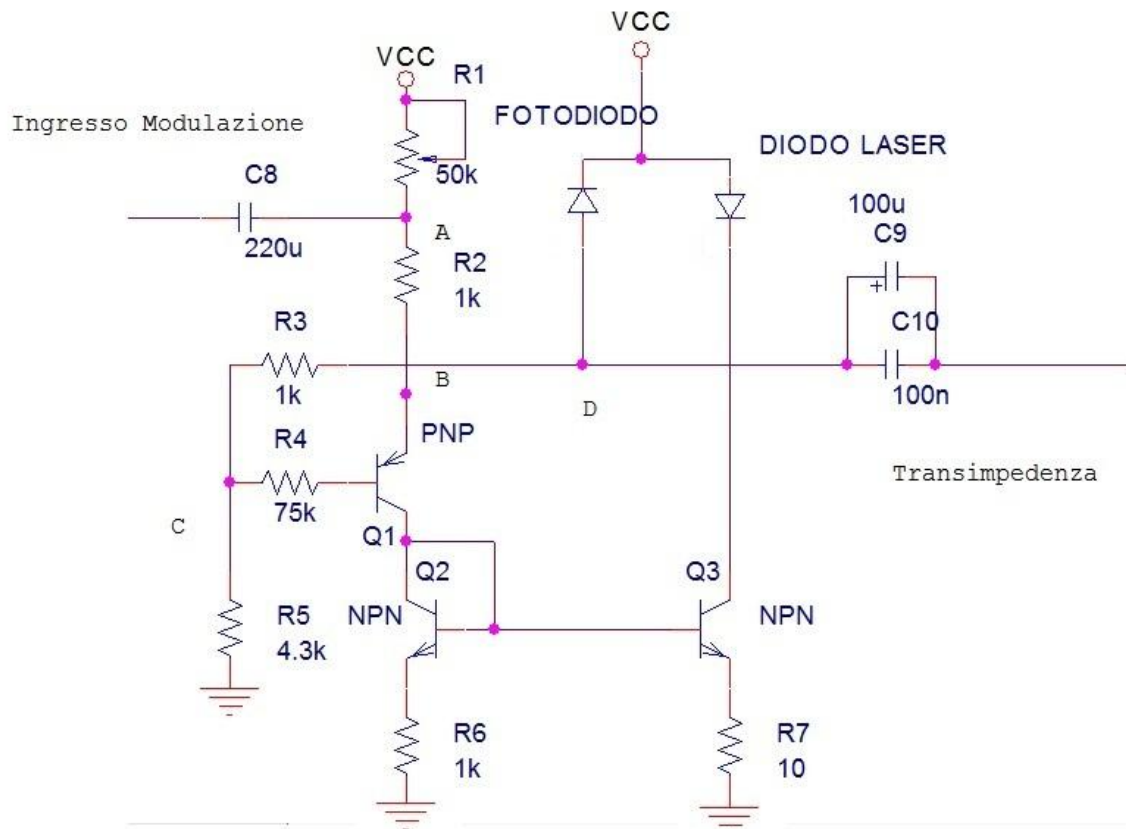


Figura 3.4 Schema elettrico dell'alimentatore LASER retroazionato in potenza

All'accensione la corrente di pompa viene fatta variare gradualmente grazie all'azione della retroazione negativa. Infatti inizialmente la corrente che scorre nel ramo di riferimento è proporzionale alla caduta di tensione sulla serie delle resistenze R_1 e R_2 . Questa corrente viene specchiata da Q_2 e amplificata di un fattore che è idealmente dato dal fattore $\frac{R_6}{R_7} = 100$. In realtà considerando gli effetti della maglia translineare formata da Q_2 e R_6 e da Q_3 e da R_7 possiamo scrivere le equazioni:

$$V_{BE2} + I_2 R_6 = V_{BE3} + I_3 R_7 \quad (3.1)$$

$$V_{BE2} = V_{TH} \ln\left(\frac{I_2}{I_s}\right) \quad (3.2)$$

$$V_{BE3} = V_{TH} \ln\left(\frac{I_3}{I_s}\right) \quad (3.3)$$

Assumendo che idealmente le I_s dei due bipolari siano uguali, possiamo combinare le equazioni e risolverle per via iterativa, dato che non sono risolvibili per via analitica.

Troviamo in questa maniera che il fattore di specchiamento teorico, dopo 3 iterazioni, è di circa 86. In realtà sarà molto meno a causa della dispersione dei parametri di processo dei due transistori.

In questa maniera Q_3 fornisce la corrente al LASER, che, una volta raggiunta la corrente di soglia, inizia ad emettere luce coerente producendo un segnale ottico sul fotodiodo di monitor. Quest'ultimo polarizzato in inversa, genera una corrente proporzionale alla potenza ottica, innalzando il nodo C del circuito di figura 3.3.

Di conseguenza il transistor Q_1 in configurazione emitter follower innalza la tensione sul nodo B , riducendo la caduta di tensione sulle resistenze R_1, R_2 . In questa maniera l'anello di retroazione si assesta quando la corrente proveniente dal fotodiodo eguaglia quella prodotta dalla caduta di tensione su R_1 e R_2 .

Analizziamo ora le condizioni di polarizzazione dei singoli transistori.

Si consideri che il fattore di specchiamento, per essere conservativi, sia non più alto di 50. Per ottenere una corrente di 80mA sul ramo di uscita dello specchio è necessario che scorra 1.6mA nel ramo di riferimento. Si analizza in queste condizioni la polarizzazione dei vari elementi attivi, che devono lavorare in zona attiva diretta.

In prima approssimazione la tensione sul nodo di collettore di Q_1 è pari alla I_1 massima, ossia 1.6mA, per R_6 a cui va sommata la tensione V_{BE2} . In definitiva la tensione massima che si può presentare sul collettore di Q_1 è pari a 2.3V. Quindi la massima tensione consentita sulla base per non entrare nella zona di saturazione è pari a 1.8V. Quindi la serie delle resistenze R_1 e R_2 sono state dimensionate secondo il criterio:

$$R_1 + R_2 = \frac{5V - 1.8V - V_{BE1}}{1.6mA} = 1.5625 \text{ k}\Omega \quad (3.4)$$

Per rendere il sistema adattabile a qualunque corrente inferiore agli 80mA si è scelto di utilizzare R_1 come trimmer da 50k Ω .

Per quanto riguarda i transistori Q_2 e Q_3 non sono soggetti a condizioni stringenti per rimanere in zona attiva diretta.

La modulazione della corrente di pompa viene effettuata passando attraverso la capacità di bypass C_8 , che permette di disaccoppiare la continua.

Il circuito di Figura 3.3, offre il notevole vantaggio di fissare la potenza ottica emessa dal LASER al variare della corrente di soglia. Tuttavia ha uno svantaggio che ha comportato notevoli problemi. Infatti idealmente l'anello di retroazione di potenza

dovrebbe funzionare solamente in continua, dato che le componenti in AC di modulazione in uscita dal fotodiodo dovrebbero seguire completamente il cammino a bassa impedenza che porta verso l'amplificatore a transimpedenza. Tutto questo idealmente, ossia se la capacità C_9 fosse una C_∞ e non da $100\mu F$. Infatti una piccola quantità di segnale entra nell'anello di potenza, andando a rimodulare la corrente di pompa del LASER alla stessa frequenza del segnale di modulazione. Questo effetto, che in prima approssimazione può risultare trascurabile, ha dato origine ad un segnale interferometrico totalmente distorto per correnti di modulazione elevate, ossia di ampiezza di $20mA$. 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.

Si passa ora ad analizzare questo circuito di alimentazione mostrato in Figura 3.5. È possibile notare come il fotodiodo di monitor non compaia in questo circuito. Infatti in questo alimentatore la potenza ottica emessa dal LASER non è una variabile di controllo.

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. La stessa operazione viene compiuta anche dal secondo operazionale (U2B), consentendo di non far variare istantaneamente la corrente di pompa, proteggendo il dispositivo.

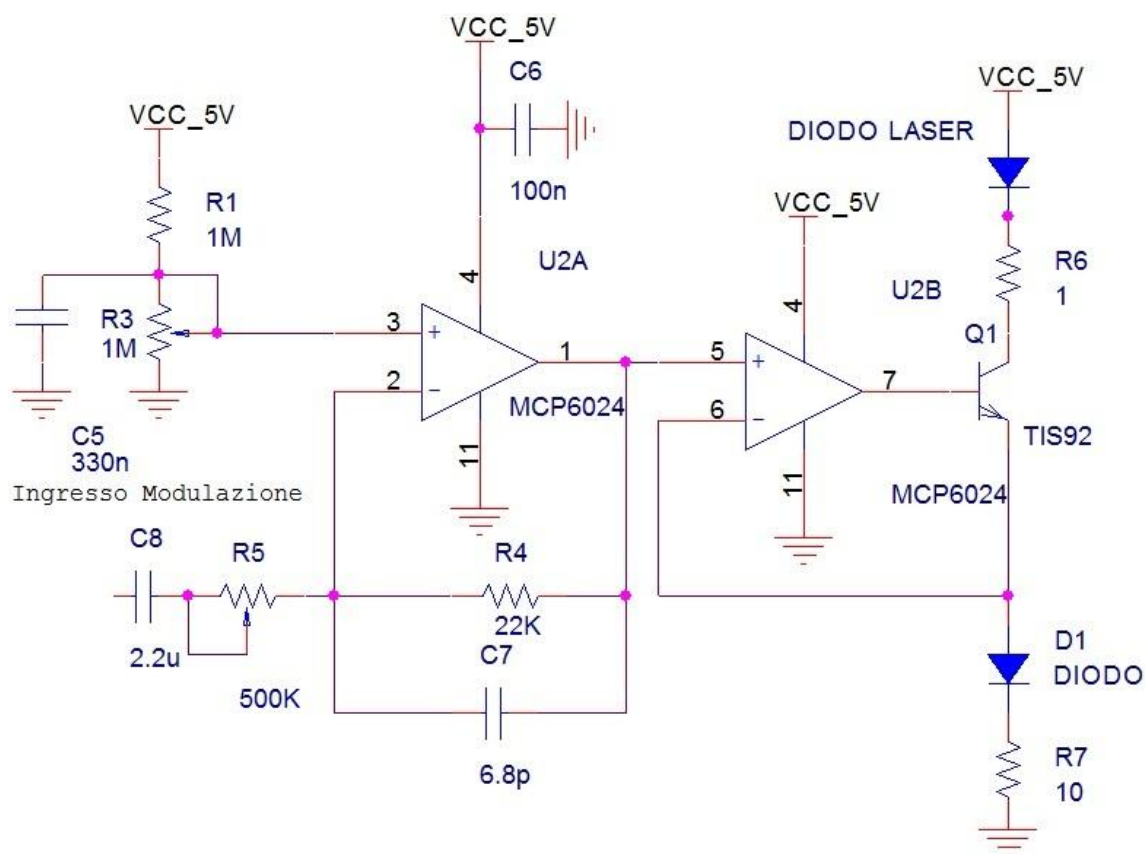


Figura 3.5 Schema elettrico dell'alimentatore LASER controllato in corrente

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:

$$I_{LASER} = \frac{V_{C5} - 0.7V}{R_7} \quad (3.5)$$

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_{C5} 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. Infatti la condizione di polarizzazione 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 V_{mod} e l'uscita V_{out} dell'operazionale U2A è invertente e modificabile tramite il trimmer R_5 da 500k Ω . Su segnale la modulazione di corrente prodotta è pari a V_{out} diviso la resistenza R_7 .

$$\frac{I_{LASER}(s)}{V_{mod}(s)} = - \frac{sC_8R_4}{(1+sC_7R_4)(1+sC_8R_5)} \frac{1}{R_7} \quad (3.6)$$

Il trasferimento a centro banda, ossia con C_8 chiuso e C_7 aperto, è pari a:

$$\frac{I_{LASER}(s)}{V_{mod}(s)} = - \frac{R_4}{R_5} \frac{1}{R_7} \quad (3.7)$$

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

3.2 Amplificatore a transimpedenza e condizionamento analogico

Nel precedente paragrafo si sono osservati i due circuiti alimentatori differenti che sono stati utilizzati. La differenza sostanziale tra i due, come già detto, è che nel primo è fissata la potenza, mentre nel secondo è fissata la corrente di pompa. Un'altra caratteristica che li discosta è che, nel primo, il trasferimento tra il segnale di modulazione di tensione e la corrente di pompa nel LASER è non invertente, mentre nel secondo è invertente. Questo comporta che il segnale interferometrico in uscita dal fotodiode di monitor deve essere processato diversamente per i due circuiti. Infatti nel primo caso, per ottenere il segnale interferometrico, è necessario eseguire una sottrazione tra il segnale di tensione in uscita dal fotodiode e quello della modulazione per la corrente; invece nel secondo, dato che il trasferimento è invertente occorre effettuare una somma.

Partiamo dall'analisi del primo circuito. In Figura 3.6 è mostrata la struttura del classico amplificatore a transimpedenza. In ingresso abbiamo il segnale di corrente prelevato dal fotodiode.

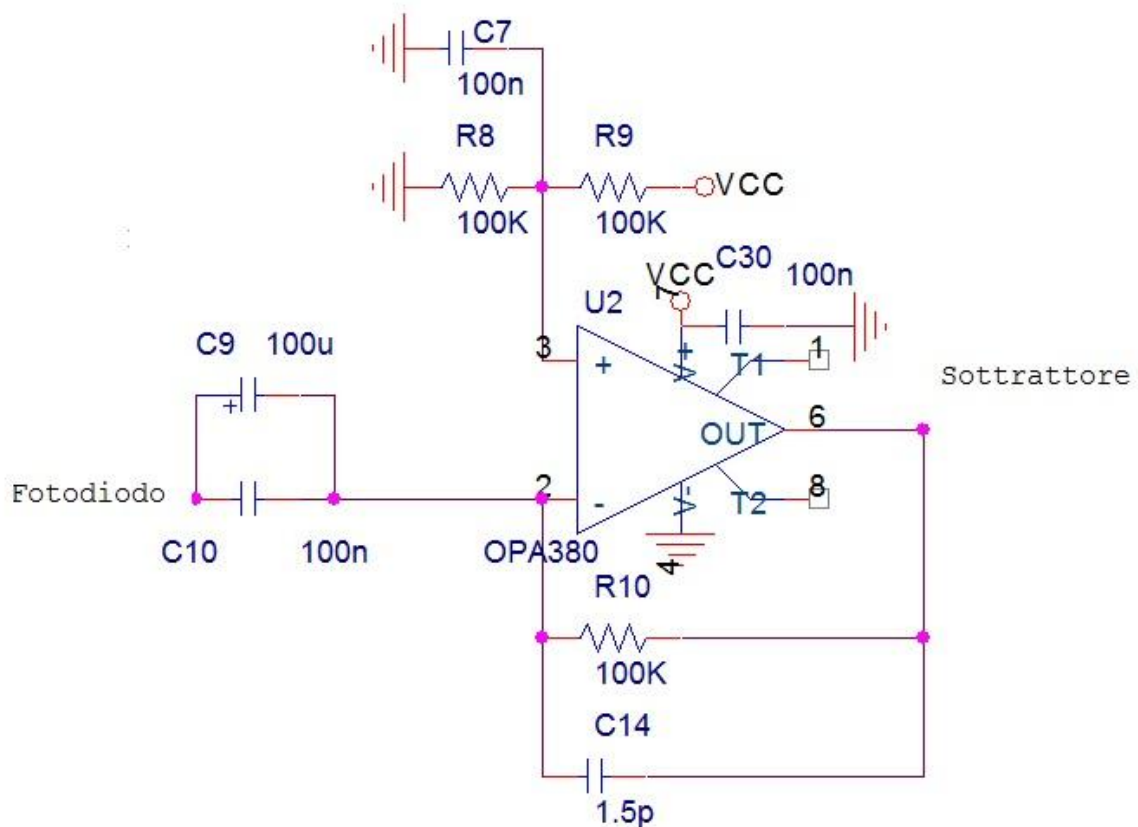


Figura 3.6 Amplificatore a trans impedenza

Le componenti che attraversano la capacità C_9 sono esclusivamente quelle in AC, mentre la continua percorre l'anello di retroazione di potenza dell'alimentatore del LASER. È stato impiegato un amplificatore operazionale specifico per questo tipo di applicazioni: l'OPA380. In particolare questo amplificatore a trans impedenza offre un GBWP di 90 MHz e uno SR di $80 \frac{V}{\mu s}$. Per ottenere un guadagno di 100 dB $\frac{V}{A}$ è stata utilizzata una resistenza di feedback di 100k Ω . È stato assunto di avere una capacità parassita del fotodiode di 50pF. Per evitare sovra oscillazioni si è provveduto a introdurre una capacità C_{14} di feedback. Il valore opportuno, ossia 1.5pF, è stato ricavato dal grafico mostrato in Figura 3.7 presente sul datasheet del componente.

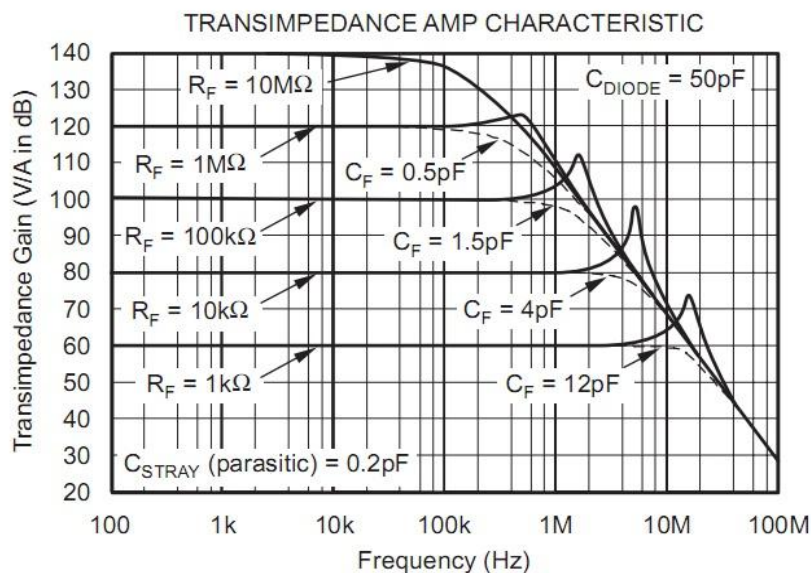


Figura 3.7 Grafico della capacità di compensazione

A valle dell'amplificatore a transimpedenza è stato posto un circuito sottrattore per eliminare la componente dovuta alla modulazione di potenza, ottenendo così il solo segnale interferometrico. La figura 3.8 ne mostra lo schema elettrico.

Si può notare come il segnale dell'ingresso di modulazione venga prelevato tramite un'opportuna capacità di disaccoppiamento C_{11} . Il segnale viene amplificato con guadagno invertente pari a $-\frac{R_{12}}{R_{11}}$. R_{12} è un trimmer da 50k Ω che consente una precisa regolazione dell'ampiezza per ottenere un segnale centrato a metà dinamica. È necessario un trasferimento invertente dato che il transimpedenza fornisce una triangolare, a cui sono sovrapposte le frange interferometriche, rivolta verso il basso.

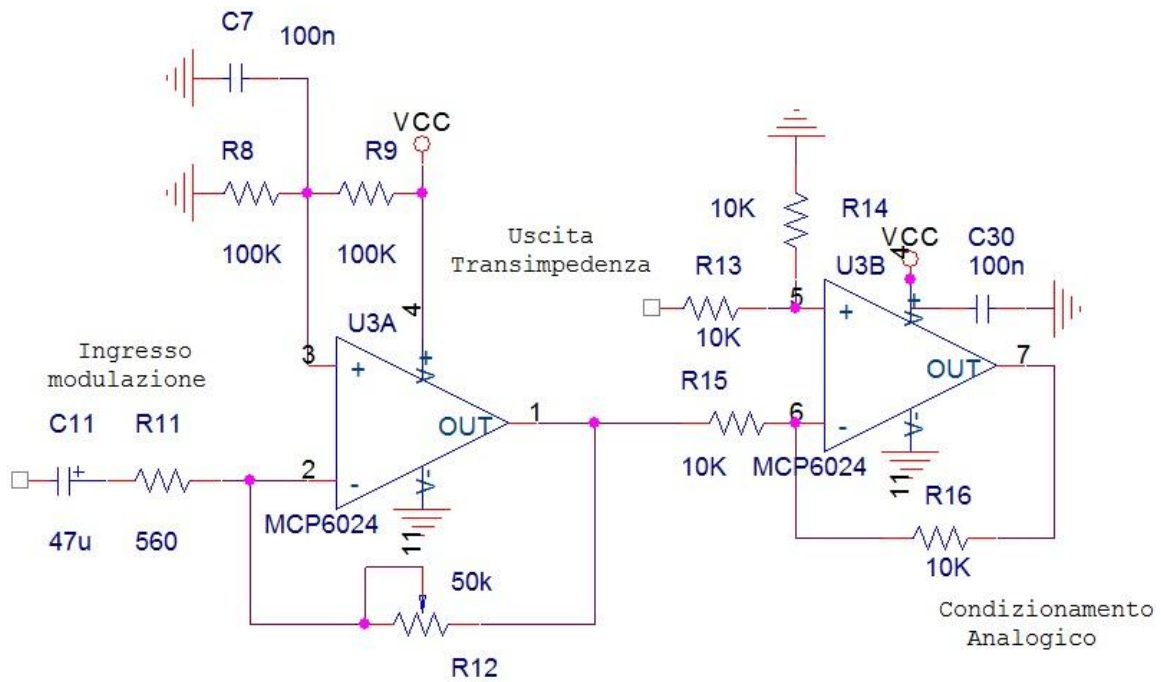


Figura 3.8 Schema elettrico del sottrattore Analogico

L'elaborazione analogica prosegue con il blocco differenziatore, che esegue di fatto una sottrazione tra il segnale in uscita dal transimpedenza e quello invertito prelevato dall'ingresso di modulazione. L'operazionale U3B è nella classica configurazione di amplificatore alle differenze. Indicando con $V_{out\ diff}$ la tensione di uscita, analizziamo il trasferimento di questo blocco:

$$V_{out\ diff} = V^- \left(-\frac{R_{15}}{R_{16}} \right) + V^+ \left(\frac{R_{14}}{R_{13} + R_{14}} \right) \left(\frac{R_{15} + R_{16}}{R_{16}} \right) \quad (3.8)$$

Dove per V^- si intende il segnale in ingresso sul morsetto invertente (quello della modulazione triangolare) e per V^+ quello in ingresso al morsetto non invertente (ossia quello proveniente dal transimpedenza).

Ponendo le resistenze $R_{13} = R_{14} = R_{15} = R_{16} = 10k\Omega$ si ottiene la differenza dei due segnali V^+ e V^- . Quindi sostituendo nell'equazione 3.8 si ottiene:

$$V_{out\ diff} = V^+ - V^- \quad (3.9)$$

Questa struttura impiega l'amplificatore a transimpedenza e due amplificatori operazionali MCP6021. Nel circuito di alimentazione che mantiene costante la corrente di pompa si è proceduto anche all'ottimizzazione dello stadio di sottrazione, ottenendo il risultato di impiegare un solo amplificatore a transimpedenza che elimini già le componenti dovute alla modulazione triangolare. Innanzitutto l'operazionale

U3A, che ha la funzione di invertire il segnale proveniente dall'ingresso di modulazione, può essere eliminato se i due segnali vengono sommati anziché sottratti.

Si analizza ora la struttura dell'amplificatore a transimpedenza (Figura 3.9) che esegue anche l'operazione di somma.

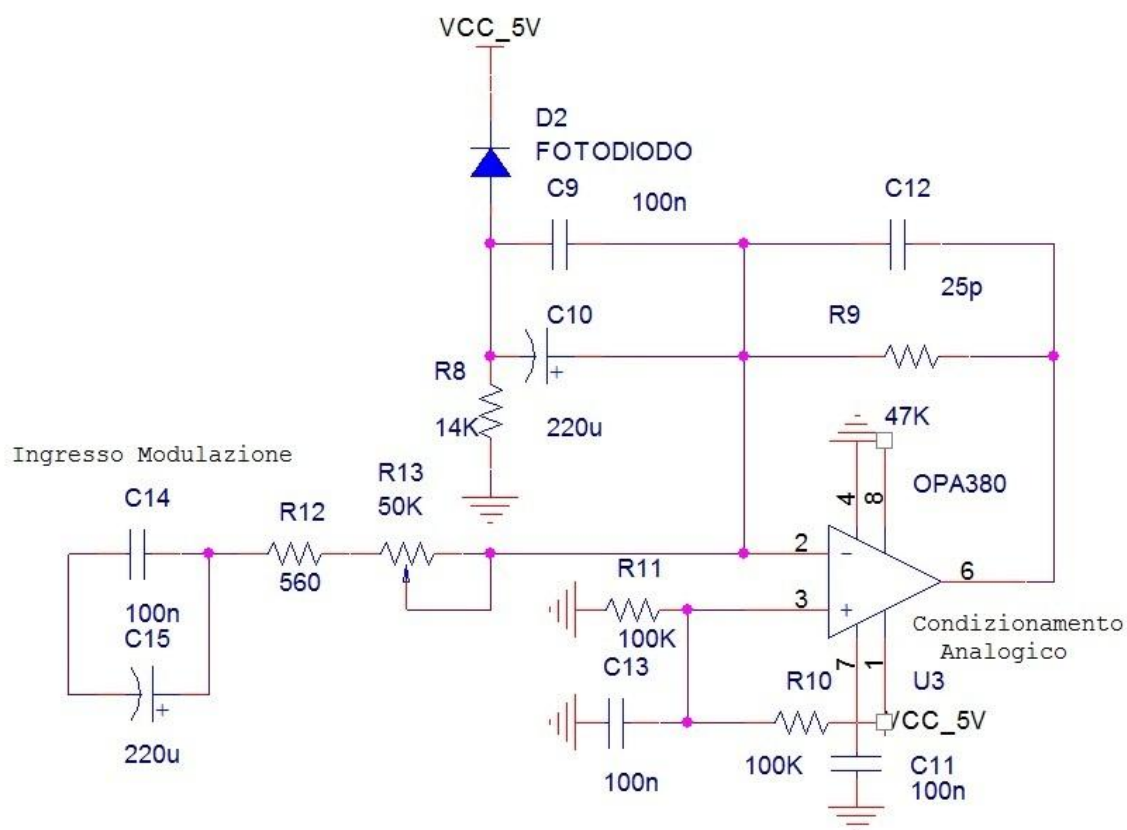


Figura 3.9 Schema elettrico dell'amplificatore a transimpedenza che agisce anche da sommatore

Questo circuito prevede ancora l'utilizzo dell'OPA380 come transimpedenza. Tuttavia in questa configurazione ha 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.

In Figura 3.9 vengono rappresentati qualitativamente il segnale di tensione sulle capacità C_9 e C_{10} , il segnale di tensione di modulazione della corrente di pompa e il segnale interferometrico al quale non è sovrapposta alcuna componente triangolare. È necessario sottolineare che si tratta di grafici qualitativi, realizzati manualmente con Simulink e non misurati sperimentalmente. Infatti, se venissero riportati a grandezza reale, non sarebbe visibile alcun segnale interferometrico in uscita dal fotodiode, in quanto l'ampiezza del segnale triangolare è molto maggiore. In realtà dal

foto diodo proviene una corrente, la tensione a cui si fa riferimento è quella prodotta da questa corrente sulla capacità C_{10} .

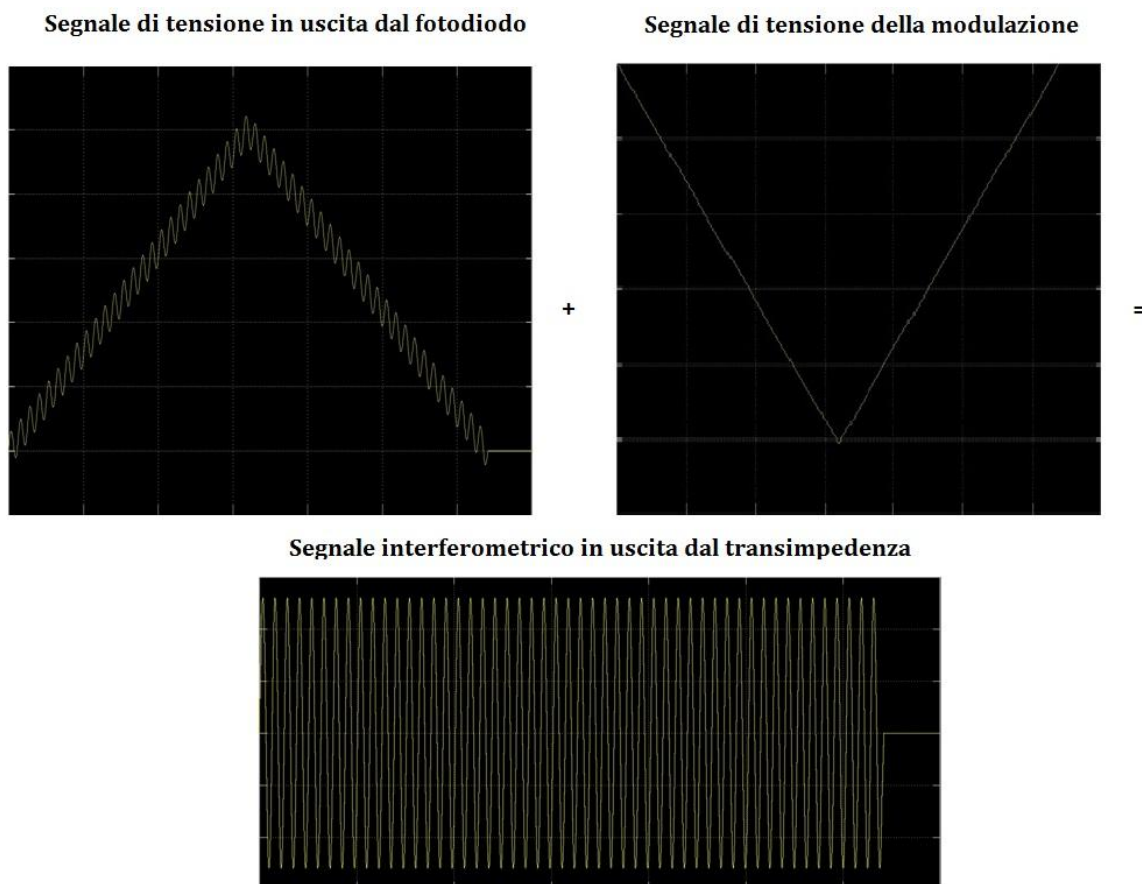


Figura 3.10 Somma della triangolare del fotodiode e della triangolare per la modulazione della corrente di pompa

Si procede ora con l'analisi della configurazione circuitale più nel dettaglio. Il morsetto V^+ 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 C_{10} , 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 C_{15} da 220 μF che ha la funzione di bypass, che si chiude, nel peggiore dei casi, ad una frequenza $f_{p1} = \frac{1}{2\pi C_{15} R_{12}} = 1.3 \text{ Hz}$. Il secondo polo è dato dalla rete in retroazione all'OPA380. Il trimmer R_{13} viene impostato per regolare la somma dei due segnali in maniera tale da eliminare il più possibile le componenti triangolari in uscita dal trans impedenza.

La resistenza di guadagno del transimpedenza R_9 è stata scelta pari a $47\text{k}\Omega$, tuttavia la capacità che le è stata posta in parallelo non assume il valore che si trova sul datasheet (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. Infatti facendogli effettuare anche la somma tra il segnale in uscita, si è caricato impedenzialmente il morsetto invertente andando così a modificare i parametri presenti sul datasheet del componente. In particolare la capacità scelta C_{12} è stata posta di valore pari a 27pF , introducendo un polo alla frequenza $f_{p2} = \frac{1}{2\pi C_{12} R_9} = 125\text{ kHz}$. Tale valore di frequenza coincide con il massimo valore di frequenza che si intende processare per il segnale interferometrico.

In figura 3.11 viene mostrato il segnale in uscita dall'amplificatore a transimpedenza. 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 quello di modulazione inviato alla corrente di pompa del LASER sia ancora presente una componente triangolare. Per eliminare queste componenti, prima che il segnale venga processato digitalmente, verrà introdotto un filtro passa alto del secondo ordine con frequenza di taglio a 3.39 kHz .

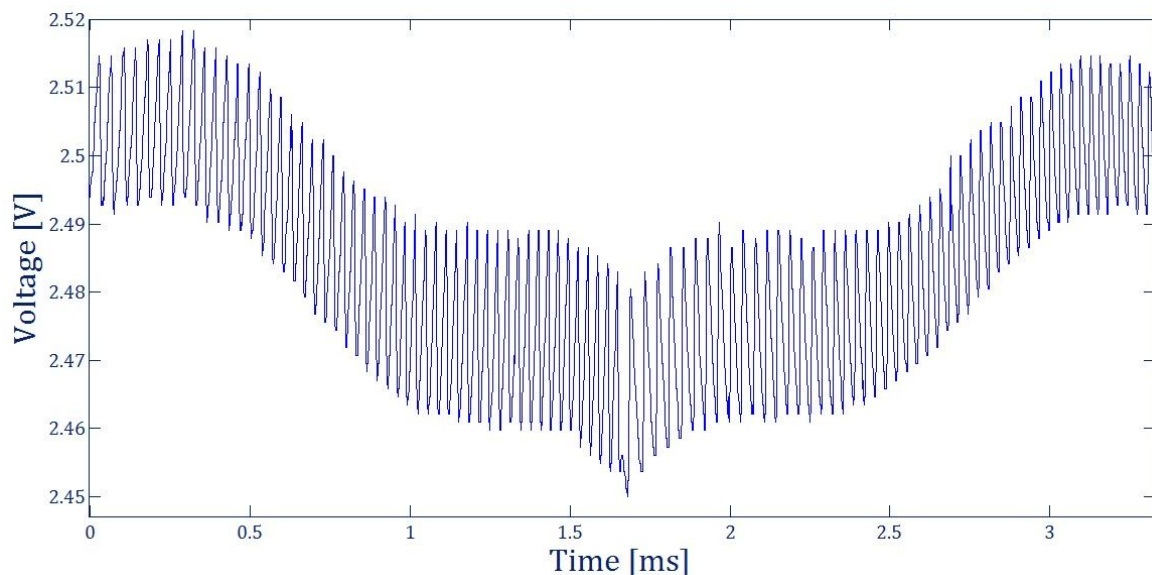


Figura 3.11 Frange in uscita dall'amplificatore a transimpedenza

Sul datasheet del LASER HL-7851G, possiamo trovare il valore approssimato della responsività σ del fotodiode di monitor, che è all'incirca di $9.2 \frac{\mu\text{A}}{\text{mW}}$. Sperimentalmente è stata misurata l'ampiezza delle frange in uscita dal trans impedenza (mostrate in

figura 3.8), che hanno un'ampiezza picco-picco di circa 20mV a 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 fotodiodo dando origine al segnale interferometrico. La corrente foto generata è quindi pari a:

$$I_{ph} = \frac{10\text{mV}}{47\text{k}\Omega} = 0.21 \mu\text{A} \quad (3.10)$$

A cui è associata una potenza ottica retroiniettata di:

$$P_{ott} = \frac{I_{ph}}{\sigma} = 23.3 \mu\text{W} \quad (3.11)$$

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 12 mW. Quindi il segnale interferometrico corrisponde ad una variazione di potenza di circa lo 0.2% rispetto alla polarizzazione. Si passa ora ad analizzare il condizionamento del segnale interferometrico, che è stato il medesimo per entrambi i circuiti di alimentazione.

La configurazione utilizzata è quella di un amplificatore invertente con filtraggio passabanda, mostrata in figura 3.12.

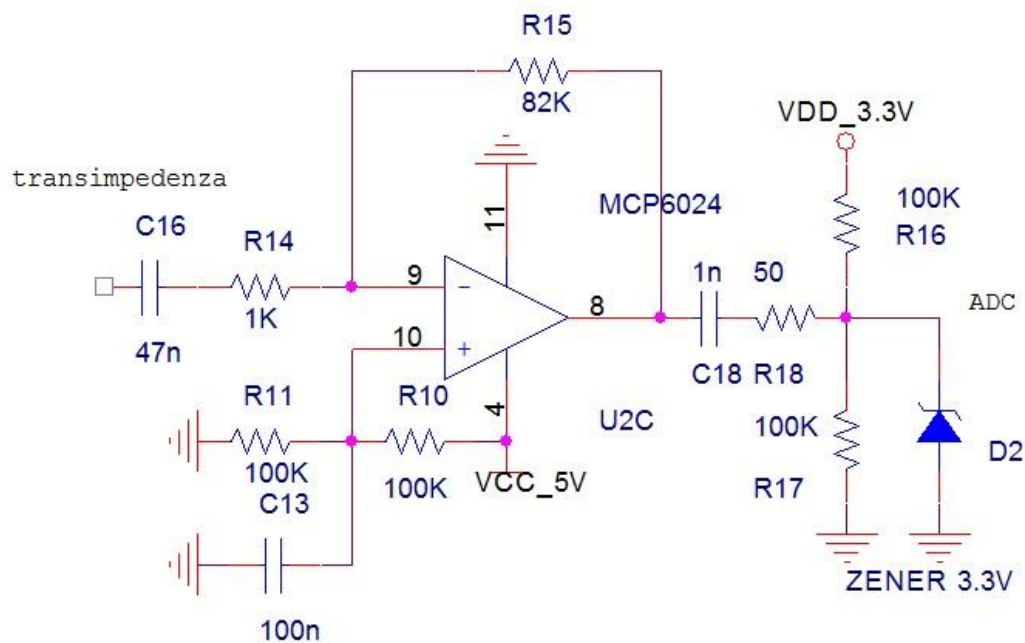


Figura 3.12 Filtro Passa Banda attivo

Il trasferimento è di tipo passabanda, con guadagno invertente in banda passante di $-\frac{R_{15}}{R_{14}} = -\frac{82\text{k}\Omega}{1\text{k}\Omega} = -82$. La capacità C_{16} introduce uno zero nell'origine e un polo

$f_{p3} = \frac{1}{2\pi C_{16} R_{14}} = 3.39\text{kHz}$. Il filtro passa-alto è necessario in quanto il transimpedenza non riesce ad eliminare completamente le componenti triangolari.

Il secondo polo viene dato dal GBWP finito dell'amplificatore operazionale. Dato che per l'MCP6024 il GBWP è di 10 MHz e il guadagno in questa configurazione è pari a 82, $f_{p4} = \frac{GBWP}{82} = 122\text{kHz}$. Quindi come secondo polo si utilizza la frequenza dove la retroazione vien meno. Prima di inviare il segnale all'ADC eseguiamo un ulteriore filtraggio passa-alto per eliminare completamente le componenti triangolari. Il polo questa volta è introdotto dalla capacità C_{18} che vede come $R_{eq} = R_{18} + (R_{16} // R_{17}) \approx 50\text{k}\Omega$. Quindi la capacità C_{18} è stata dimensionata appositamente per introdurre un polo f_{p5} a 3.39kHz; pertanto $C_{18} = \frac{1}{2\pi f_{p5} R_{eq}} = 1\text{nF}$.

Dato che l'unità di digital signal processing utilizza per i segnali una logica che va da 0 a 3.3V, è stata prelevata l'alimentazione per adattare la logica. Viene posto un diodo zener a 3.3V per preservare l'ingresso dell'ADC da eventuali tensioni superiori a questo valore. Dato che l'ingresso dell'ADC si trova ad una tensione di polarizzazione di 1.65V, una tensione delle frange interferometriche di ampiezza di picco superiore a 1.65V potrebbe danneggiare il DSP.

3.3 Scelta del DSP e del DAC

Per l'elaborazione del segnale interferometrico si è scelto di utilizzare un dispositivo di digital signal processing(DSP). Questo tipo di dispositivo, rispetto ai microcontrollori, ha una rapidità di calcolo superiore, pur mantenendo una versatilità confrontabile. In particolare è diversa l'architettura interna della macchina. Infatti un microcontrollore è assimilabile ad una macchina di Von Neumann. Ciò che contraddistingue questo tipo di macchina è la caratteristica di avere un'unica memoria per dati e istruzioni, utilizzando per entrambi il medesimo BUS. In questo modo è possibile accedere ad una singola istruzione per scrivere o leggere i dati in memoria. In figura 3.13 viene mostrata schematicamente questo tipo di architettura.

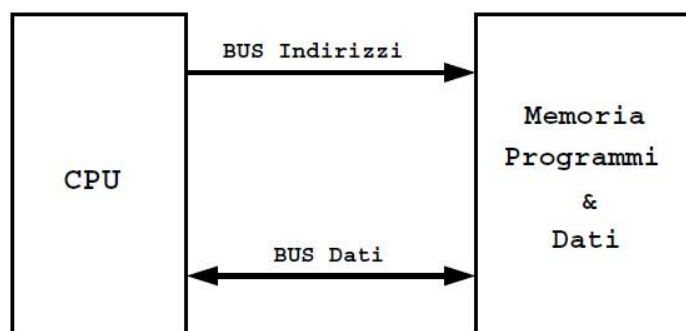


Figura 3.13 Architettura della macchina di VonNeumann

Invece le architetture utilizzate dai DSP sono strutturalmente diverse. Infatti la memoria dati e programmi sono separate ed ognuna ha un proprio BUS dati e indirizzi. In questa maniera è possibile accedere contemporaneamente sia alla memoria programmi che alla memoria dati.

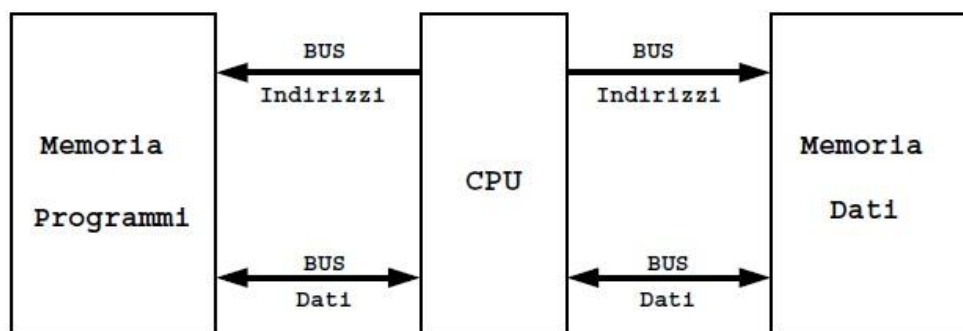


Figura 3.14 Architettura della macchina di Harvard

Questa struttura (Figura 3.14), chiamata macchina di Harvard, ha pertanto il pregio di aumentare la velocità di elaborazione.

In particolare in questa tesi si è scelto di utilizzare un DSP in possesso delle seguenti caratteristiche:

- Basso costo;
- ADC integrato con frequenza di campionamento superiore a $1 \frac{\text{MSa}}{\text{s}}$, che consenta un'elaborazione in real-time del segnale;
- Frequenza di clock superiore ai 100 MHz;

In realtà la richiesta di un ADC integrato in un DSP è raramente soddisfatta. Per avere un dispositivo dotato di ADC è necessario un DSC (Digital Signal Controller) che è basato un DSP, ma offre le strutture tipicamente integrate in un microcontrollore, come un convertitore analogico-digitale.

In seguito a queste premesse, si è scelto il TMS320F28335 prodotto dalla Texas Instrument. In particolare è stata utilizzata l'Evaluation Board(Figura 3.15) di questo dispositivo, basato sul DSP F28335 (figura 3.16).

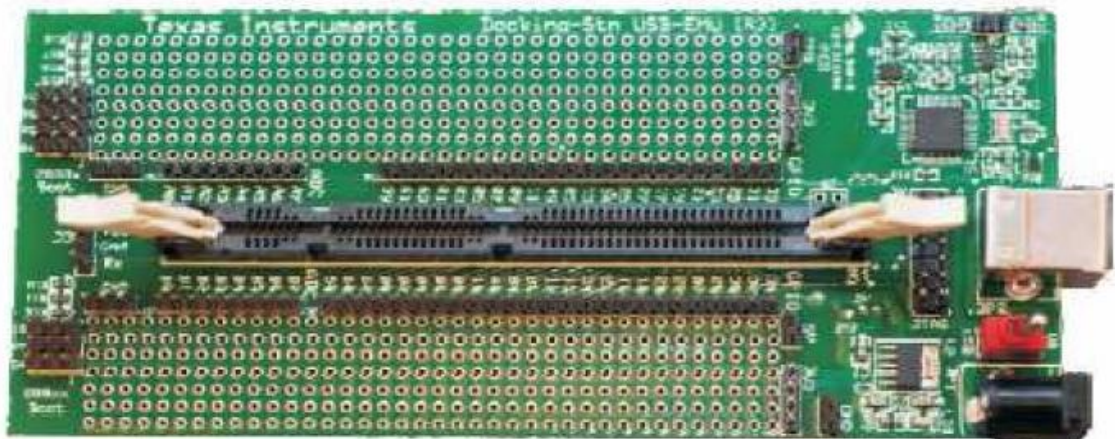


Figura 3.15 Evaluation Board del DSC



Figura 3.16 DSP F28335

Il DSC utilizzato ha le seguenti caratteristiche:

- è temporizzato da un clock a 150 MHz;
- gestisce dati floating point a 32bit;
- 16 canali ADC a 12 bit alimentati a 3.3V con una massima frequenza di campionamento di 12.5 MHz,
- 49 GPIO (General Purpose Input Output) con livelli logici 0-3.3V.
- 34KByte x 16 blocchi di memoria SARAM
- 256KByte x 16 blocchi di memoria FLASH

Il dispositivo utilizzato è anche provvisto di 18 canali PWM. Di uno di questi ci si dovrebbe servire per generare l'onda triangolare per modulare la corrente di pompa nel LASER. Tuttavia dopo un'analisi accurata le caratteristiche del modulatore PWM si sono dimostrate insoddisfacenti per gli scopi prefissati. Infatti il funzionamento del PWM prevede la modulazione del Duty Cycle di un'onda quadra di ampiezza 3.3V a frequenza fissa, che nel dispositivo in questione è di 150kHz. Il rate di dati forniti in uscita è quindi insufficiente per poter creare un'onda triangolare da 1.65ms per ciascun fronte. Inoltre la minima risoluzione è di un millesimo, quindi un livello è pari a 3 mV.

Pertanto a causa di una bassa risoluzione ma soprattutto del basso rate di dati forniti in uscita, è stato necessario impiegare un apposito DAC. Dato che il DSP è sprovvisto di questa unità, si è provveduto all'inserimento di un dispositivo esterno.

Il convertitore scelto è il DAC8531 che presenta le seguenti caratteristiche:

- 16 bit
- Alimentazione tra 2.7V e 5.5V
- Controllabile tramite protocollo SPI

Il DAC è stato alimentato dal DSP con una tensione di 3.3V, valore a cui è stata posta anche la tensione di riferimento V_{ref} .

La risoluzione ΔV per il singolo livello analogico si ottiene dividendo la V_{ref} per il numero di livelli disponibili:

$$\Delta V = \frac{3.3V}{65536} = 50.3\mu V \quad (3.12)$$

Questo valore è all'incirca 60 volte inferiore a quello offerto dal modulatore PWM. Inoltre con questo DAC non è presente la spuria che si viene a creare con il modulatore PWM alla frequenza di 150kHz.

Il DAC è quindi stato impiegato con ottimi risultati per la generazione della triangolare analogica per la modulazione della corrente di pompa.

Internamente la struttura di questo DAC è molto semplice: è costituito da una stringa di resistenze di valore pari ad R (Figura 3.17). Il dato digitale seleziona tramite opportuno interruttore da quale nodo prelevare la tensione. Da qui la tensione analogica è trasferita verso il Buffer, che precede l'uscita del dato analogico selezionato.

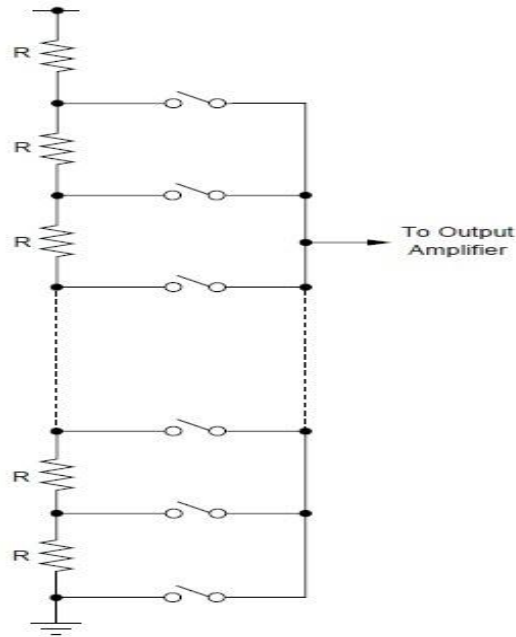


Figura 3.17 Schema interno del DAC8531

3.4 Integratore di Miller

Per la generazione dell'onda triangolare si è anche sviluppato un altro sistema che non preveda l'utilizzo del DAC. Il circuito realizzato è essenzialmente un integratore di Miller controllato tramite due GPIO presenti sul DSP. In figura 3.18 se ne mostra lo schema elettrico.

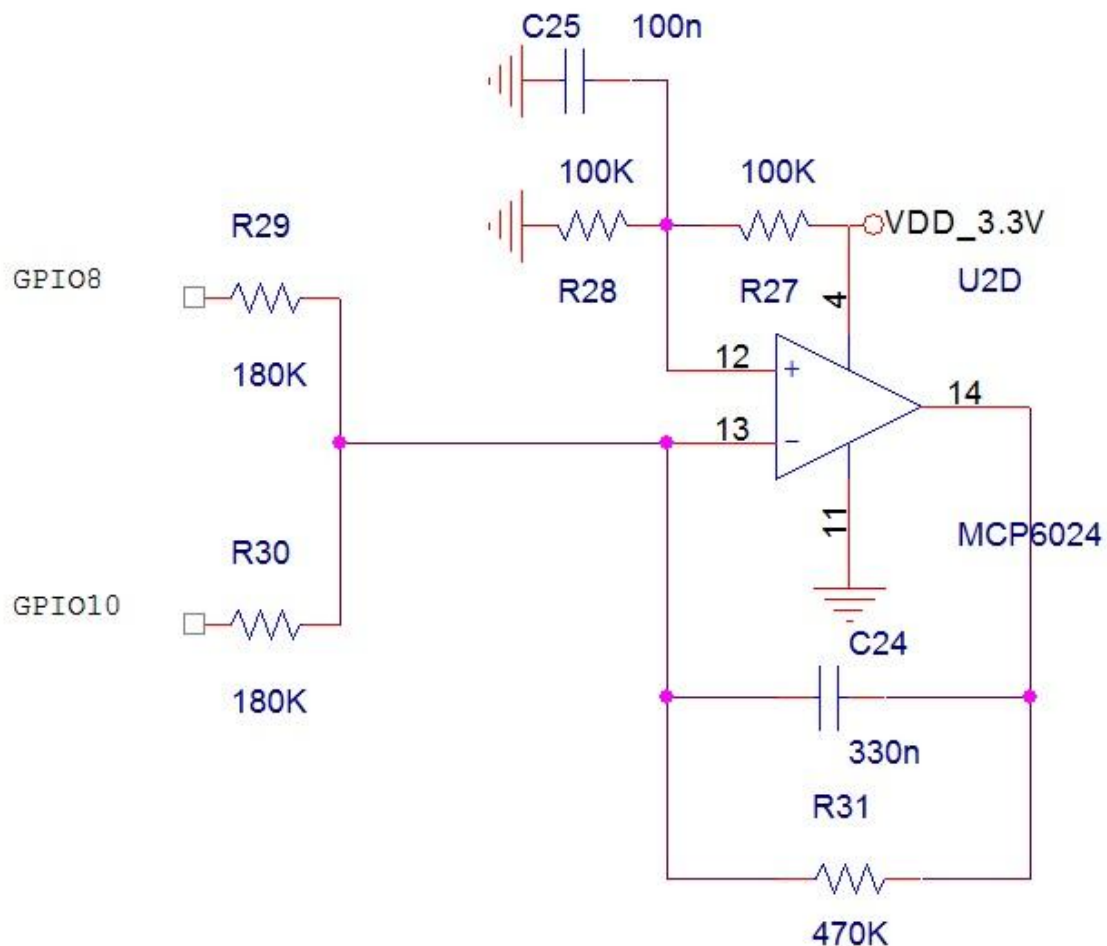


Figura 3.18 Schema elettrico integratore di Miller

Le GPIO 8 e GPIO 10 sono pilotate tramite il DSP, in maniera tale da facilitare la temporizzazione necessaria per l'acquisizione dall'ADC. Analizziamo la polarizzazione sapendo che si vogliono ottenere 3 stati, integrazione verso l'alto, integrazione verso il basso e nessuna integrazione. Nello stato imperturbato si vuole che non si esegua nessuna integrazione. Il morsetto V^+ dell'operazione si trova ad una tensione di metà dinamica, pari a 1.65V. Pertanto è necessario che nessuna corrente scorra nella rete di retroazione venendo integrata. Quindi la GPIO8 viene posta in uno stato logico alto(3.3V), mentre la GPIO10 si trova nello stato logico basso(0V). In questo maniera

la corrente che percorre la resistenza R_{29} fluisce nella resistenza R_{30} . (Questo idealmente, ossia in assenza di mismatch tra le due resistenze).

Per creare il fronte di salita e quello di discesa è necessario portare le due GPIO nello stesso livello logico. In questa maniera le due resistenze R_{29} ed R_{30} si vengono a trovare in parallelo. Quindi il trasferimento in trasformata di Laplace tra le due GPIO e l'uscita dell'operazionale V_{out} è:

$$V_{out}(s) = - \frac{(V_{GPIO} - 1.65V)}{R_{29} // R_{30}} \frac{R_{31}}{(1 + sC_{24}R_{31})} \quad (3.13)$$

Dato che sia il fronte di salita (integrazione con pendenza positiva) che il fronte di discesa (integrazione con pendenza negativa) hanno un tempo pari a 1.6ms, possiamo valutare il trasferimento approssimato di questo stadio.

Il polo introdotto dalla rete di feedback si trova ad una frequenza pari a $f_p = \frac{1}{2\pi C_{24}R_{31}} = 1.03 \text{ Hz}$. Per le tempistiche prossime all'integrazione di 1ms, questo polo è già entrato in gioco quindi possiamo ricavare il trasferimento approssimato dell'equazione (3.13).

$$V_{out}(s) \approx - \frac{(V_{GPIO} - 1.65V)}{sC_{24}(R_{29} // R_{30})} \quad (3.14)$$

Dove per V_{GPIO} si intende la media del valore di tensione della GPIO8 e della GPIO10.

Pertanto visto il trasferimento invertente dell'integratore per realizzare il fronte di salita è necessario portare le due GPIO nel livello logico basso, ossia a 0V. Una volta trascorsi gli 1.6ms, si procede all'inversione dello stato logico delle GPIO, portandole in uno stato logico alto, realizzato così il fronte di discesa dell'onda triangolare.

La Figura 3.19 mostra sullo stesso grafico il segnale V_{GPIO} e il segnale V_{out} in uscita dall'integratore. Si tratta di un grafico non in scala che rende un'idea qualitativa della temporizzazione dei segnali.

L'ampiezza di picco della triangolare è stata ricavata riportando nel dominio del tempo il trasferimento tra V_{GPIO} e $V_{out}(s)$:

$$V_{peak} = - \frac{1}{(R_{29} // R_{30})C_{24}} \int_0^{t_1} (V_{GPIO} - 1.65V) dt \quad (3.15)$$

Sostituendo numericamente i valori in gioco otteniamo:

$$V_{peak} = - \frac{1}{90k\Omega \cdot 330nF} \int_0^{1.6ms} -1.65V dt = 88mV \quad (3.16)$$

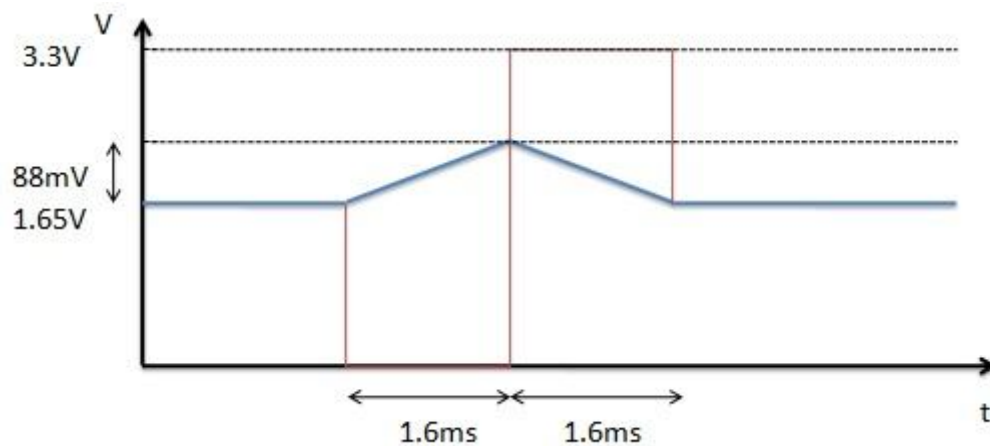


Figura 3.19 Grafico della tensione di uscita dell'integratore e della tensione media V_{GPIO}

Rispetto all'impiego di un DAC dedicato, l'integratore di Miller presenta il vantaggio di poter accorciare senza problemi il tempo di integrazione. Invece utilizzando un convertitore Analogico-Digitale è necessario rispettare le tempistiche di trasmissione per il corretto invio dei dati e di Settling-Time dell'uscita analogica. Per contro non è facile l'introduzione di un eventuale filtro di compensazione zero-polo analogico, che richiederebbe l'utilizzo di un altro amplificatore operazionale. Per la motivazione di una eventuale richiesta di questo tipo si rimanda alla trattazione sulla compensazione in temperatura, presente nel prossimo capitolo.

3.5 Sviluppo prototipo su PCB

Per ottenere un miglioramento dei segnali ed una minimizzazione dei disturbi si è proceduto ad implementare lo schema circuitale definitivo (Figura 3.20) su PCB.

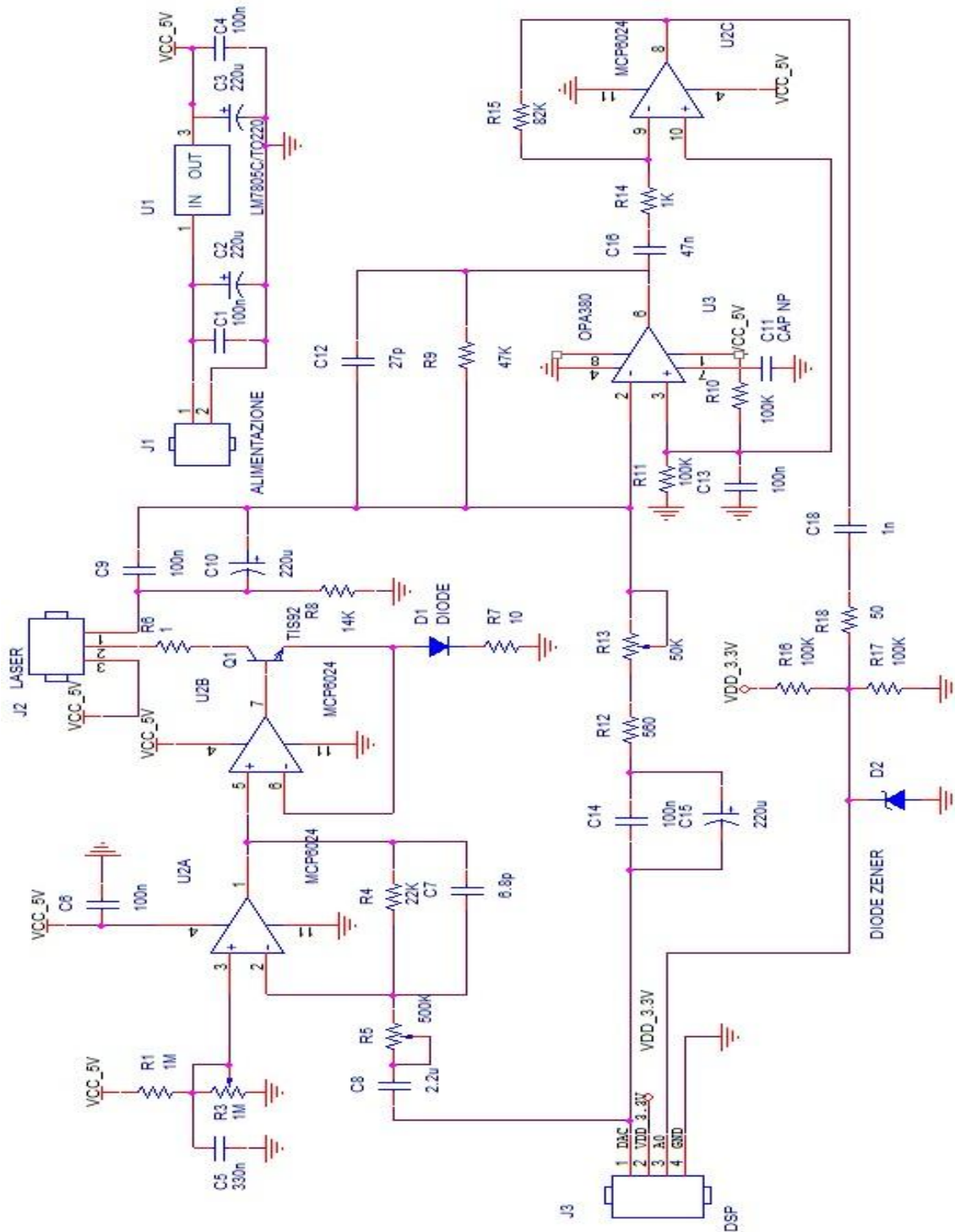


Figura 3.20 Schema elettrico completo del PCB

Lo schematico definitivo è stato realizzato con il circuito di alimentazione del LASER retroazionato in corrente, l'amplificatore a transimpedenza con funzione di sommatore per eliminare le componenti triangolari e l'amplificatore passa-banda analogico.

Il Jumper 1 consente il collegamento dell'alimentazione esterno, che deve essere in grado di raggiungere i 7V, dai quali vengono generati i 5V tramite il regolatore di tensione LM7805.

Il Jumper 2 permette le connessioni per collegare fisicamente il LASER al circuito; in particolare il terminale 1 è connesso al fotodiodo di monitor, il terminale 2 è connesso al catodo del LASER mentre il terminale 3 è connesso all'alimentazione.

Il Jumper 3 invia e riceve i segnali dal DSP. Infatti oltre all'alimentazione di 3.3V e al Ground, sono presenti il segnale proveniente dal DAC e inviato all'ADC.

Per la realizzazione del segnale triangolare si è utilizzato il DAC8531 e non l'integratore di Miller. La scelta è stata dettata dal fatto che nell'istante di commutazione delle GPIO (non perfettamente sincro, data l'architettura sequenziale del DSP) si generavano in uscita picchi spuri. La soluzione di limitarne l'ampiezza con un filtraggio passa basso, produceva anche l'indesiderato effetto di far perdere la caratteristica lineare alla rampa di uscita.

Si valuta ora il trasferimento complessivo tra il segnale interferometrico di corrente in uscita dal fotodiodo e il segnale di tensione campionato dall'ADC. Si osserva che in banda passante si avrebbe un trasferimento teorico di $47k \left[\frac{V}{A} \right]$ (resistenza di guadagno del transimpedenza) moltiplicata per il guadagno(82) a centro banda dell'amplificatore U2C. Complessivamente il prodotto dei due dà origine ad un guadagno a transimpedenza di $3.854 \cdot 10^6 \left[\frac{V}{A} \right]$, pari a 131.7 dB $\left[\frac{V}{A} \right]$. La capacità C_{16} e C_{18} introducono entrambe uno zero nell'origine, che quindi produce l'effetto di un filtro passa alto del secondo ordine. Come già anticipato nel paragrafo 2 di questo capitolo, i poli delle capacità C_{16} e C_{18} sono stati posizionati in maniera tale da coincidere; in particolare sono stati posti alla frequenza $f_{p3} = f_{p5} = 3.39$ kHz.

Il filtraggio passa basso avviene tramite il polo alla frequenza $f_{p2} = 125$ kHz della capacità C_{12} , in parallelo alla resistenza i guadagno del transimpedenza, e per mezzo del GBWP finito dell'amplificatore operazionale U2C che introduce un polo alla frequenza $f_{p5} = 122$ kHz.

Si è in questa maniera ottenuto un filtraggio passabanda del secondo ordine, con banda passante da 3.39 kHz a 122 kHz e guadagno di circa 130 dB $\left[\frac{V}{A}\right]$. In Figura 3.21 viene mostrato il diagramma di bode questo trasferimento.

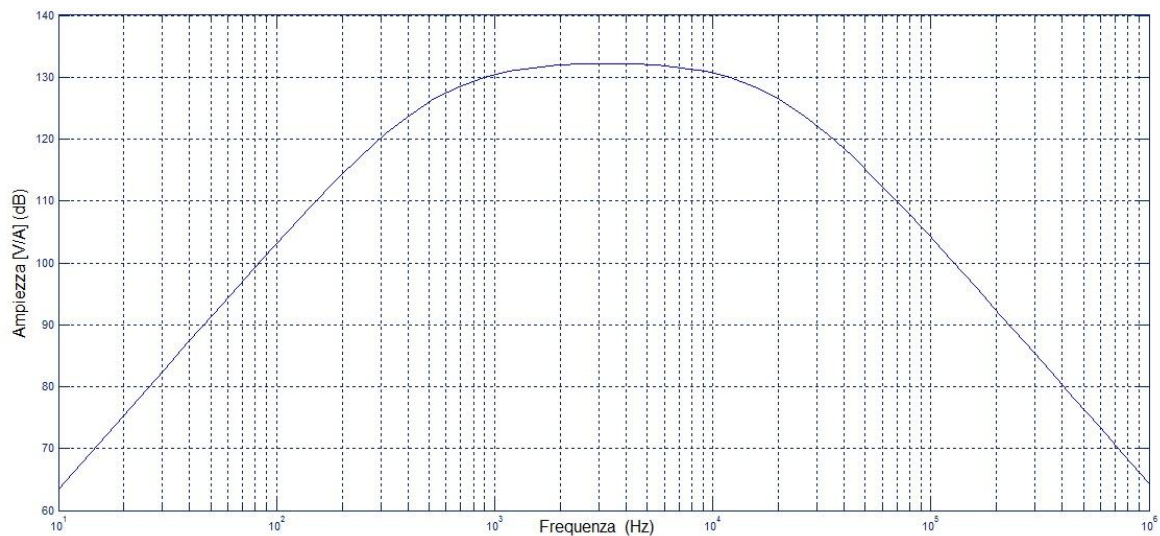


Figura 3.21 Guadagno a transimpedenza complessivo

Il risultato finale, dopo il completo condizionamento analogico, del segnale interferometrico inviato al DSP per effettuare l'elaborazione digitale, preceduta dal campionamento dell'ADC, è quello mostrato in Figura 3.22.

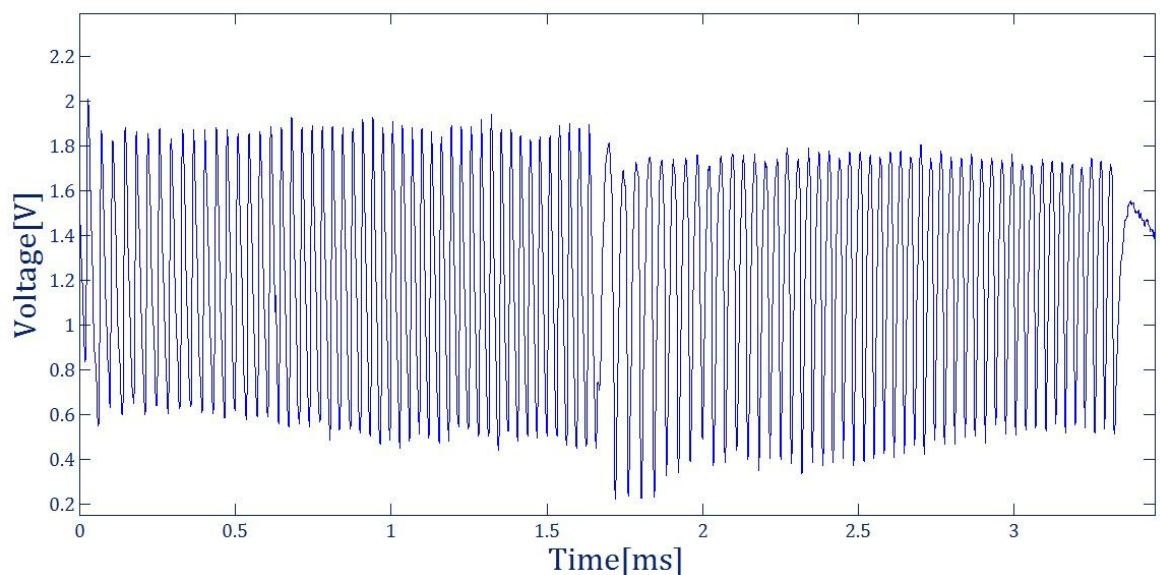


Figura 3.22 Segnale interferometrico campionato dall'ADC

In Figura 3.23 viene mostrato lo zoom delle frange comprese tra 0.5ms e 1.5ms. Come si vedrà nel paragrafo 4.5, questo arco temporale corrisponde alla finestra acquisita sul fronte di salita.

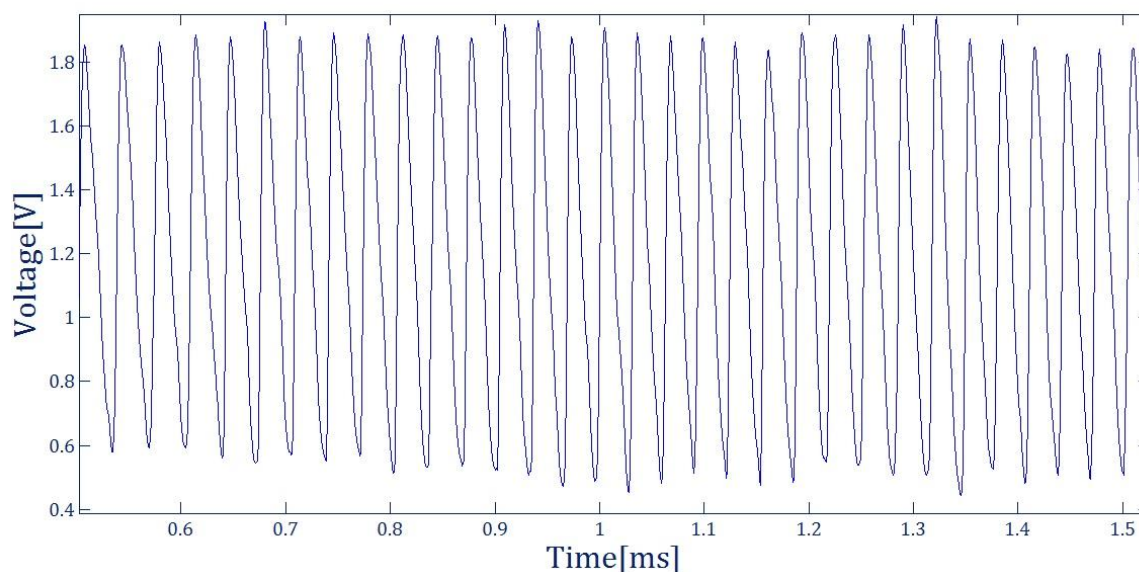


Figura 3.23 Zoom del segnale interferometrico condizionato

Come si può notare, il segnale non è perfettamente sinusoidale. Infatti si inizia a notare come il fronte di salita abbia pendenza più elevata del fronte di discesa. Questa condizione corrisponde ad un regime di retroiniezione debole con un C di circa 0.5.

Per la creazione del PCB si è utilizzato il software Orcad. Partendo dallo schematico mostrato in figura 3.19, si è proceduto alla creazione della Netlist. Si è realizzato un Layout su due strati, con l'obiettivo di minimizzare i vias e lo spazio occupato.

Per questa ragione non è stato possibile utilizzare la funzione autoroute, ma si è effettuato lo sbroglio manuale delle piste.

Si sono utilizzate resistenze SMD di dimensioni 0805 e capacità di dimensioni 0603. Anche per l'amplificatore a trans impedenza OPA 380 e l'amplificatore operazionale quadruplo MCP6024 si sono adoperati componenti SMD. Invece per il regolatore di tensione LM7805 si è utilizzata la versione through-hole, in quanto in grado di erogare una corrente di uscita ben superiore ai 100mA della versione SMD.

Per i condensatori elettrolitici si sono impiegati componenti through hole, così come per i trimmer e i diodi.

Per quanto riguarda le piste sono state dimensionate a 23 mils quelle di segnale e a 30 mils quelle per i cammini di alimentazione.

Per la minimizzazione dei disturbi si è creato un piano di massa intorno alle piste del bottom.

Dopo un accurato posizionamento dei componenti si è riusciti ad ottenere un PCB di dimensioni ridotte ossia 5cm x 5cm. In Figura 3.24 viene mostrato il Layout della scheda completa.

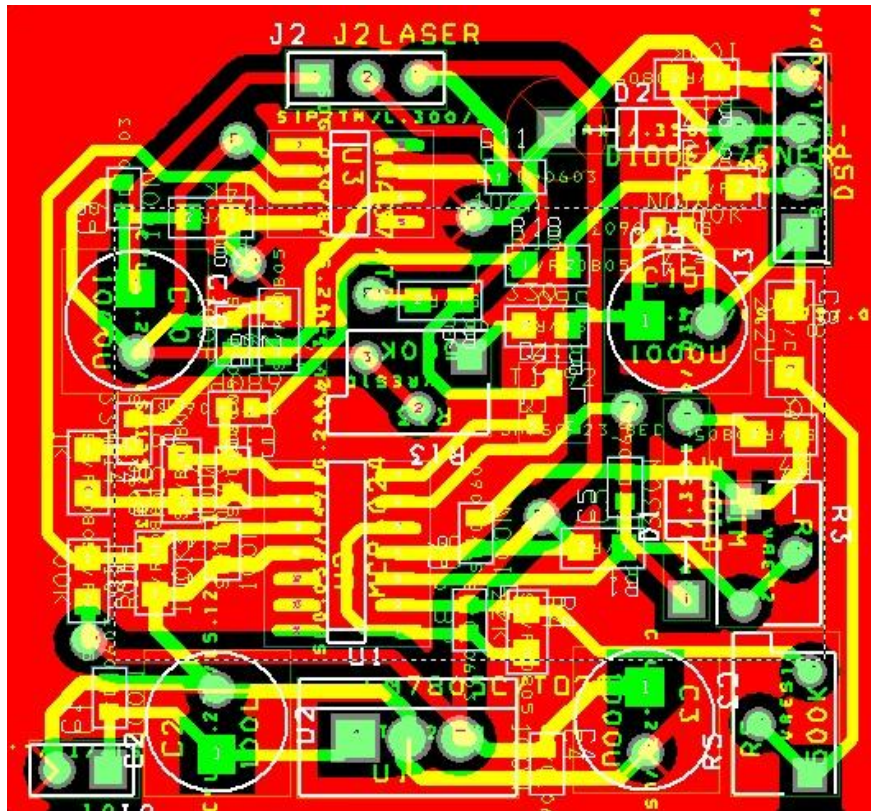


Figura 3.24 Layout del PCB realizzato

In Figura 3.25 è mostrata la realizzazione reale del circuito su PCB.



Figura 3.25 Realizzazione del circuito su PCB

Una volta terminata la saldatura dei componenti sulla scheda, si è proceduto a porre in un apposito contenitore metallico in modo tale da isolare la componentistica analogica, connettendo l'involucro a massa. La prima fonte ad essere segnalata è stata il DSP, che con le commutazioni ad alta frequenza introduceva disturbi.

In Figura 3.26 si può notare la scheda a cui è stato connesso il LASER e un connettore a quattro cavi per la comunicazione dei segnali con il DSP.

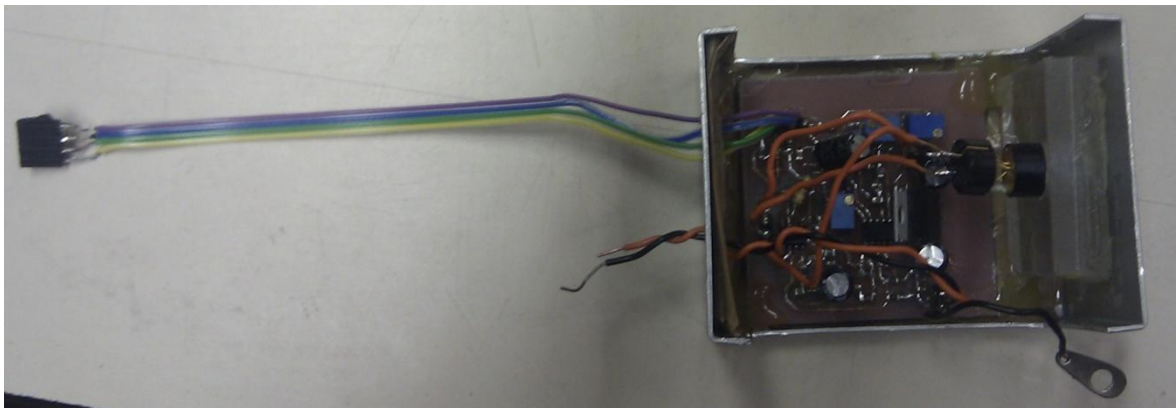


Figura 3.26 Contenitore per PCB aperto

Invece in Figura 3.27 viene mostrato il PCB inserito nel contenitore metallico chiuso. L'unico componente che è possibile notare dall'esterno è il LASER.

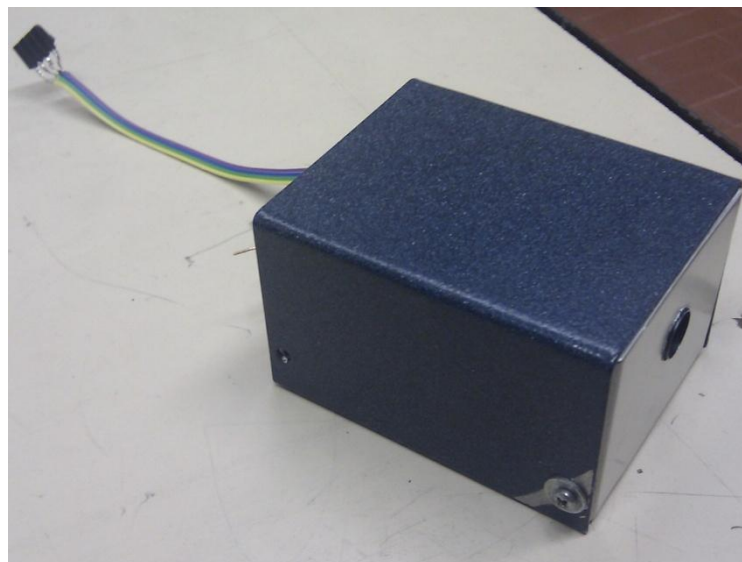


Figura 3.27 Contenitore per PCB chiuso

CAPITOLO 4:

SVILUPPO SOFTWARE

In questo capitolo viene analizzata la realizzazione del software per la generazione del segnale triangolare e l'elaborazione dei dati campionati dall'ADC; in particolare si focalizza l'attenzione sull'algoritmo di FFT interpolata realizzato per l'estrazione del tono fondamentale del segnale interferometrico. Nell'ultima parte viene anche spiegata la relazione tra corrente di pompa e modulazione.

4.1 Trasformata di Fourier Discreta

Nel precedente capitolo si è analizzato il completo condizionamento analogico del segnale prelevato dal fotodiodo di monitor. Si è osservato come una modulazione della lunghezza d'onda, provocata da una variazione della corrente di pompa I , produca una variazione della fase interferometrica. Una volta realizzata questa modulazione, il segnale interferometrico viene prelevato dal fotodiodo di monitor, amplificato a transimpedenza e condizionato analogicamente tramite un filtro passa banda attivo. Quello che si ottiene alla fine è un segnale periodico, simile ad una sinusoidale, che può presentare un fronte con una pendenza più elevata dell'altro, a seconda del regime di retro iniezione (parametro C). In ogni caso lo spettro di questo segnale periodico in frequenza è composto da più armoniche, di cui la prima si trova alla frequenza $f_{tono} = \frac{1}{T_{tono}}$ dove T_{tono} indica il periodo di questo segnale. Nel paragrafo 2.2 si è spiegato come la distanza dal bersaglio s sia legata alla frequenza f_{tono} secondo la relazione:

$$s = \frac{\lambda^2}{2 \frac{\Delta\lambda}{\Delta I} \frac{\Delta I}{\Delta t}} f_{tono} \quad (4.1)$$

Si può notare dall'equazione (4.1) come tutte le variabili, a parte f_{tono} , siano note: in particolare λ è la lunghezza d'onda del LASER, $\chi = \frac{\Delta\lambda}{\Delta I}$ è la variazione media di lunghezza d'onda rispetto alla corrente e $\frac{\Delta I}{\Delta t}$ è la variazione della corrente rispetto al tempo. Quindi per ottenere una misura di distanza non rimane che individuare con precisione la f_{tono} del segnale interferometrico.

Per effettuare questa analisi è necessario innanzitutto campionare il segnale interferometrico tramite ADC ed eseguire un'elaborazione digitale del segnale.

Per identificare la prima armonica di questo segnale è indispensabile valutarne lo spettro in frequenza, tramite trasformata di Fourier.

Un segnale campionato ha uno spettro in frequenza che è dato dalla trasformata di Fourier tempo discreta (DTFT), espressa dall'equazione:

$$X(j\omega) = \sum_{n=-\infty}^{+\infty} x[n] e^{-j\omega n} \quad (4.1)$$

Dove $x[n]$ indica la sequenza di campioni in ingresso mentre $X(j\omega)$ indica lo spettro del segnale. L'espressione della DTFT può essere espressa anche in forma polare come:

$$X(e^{j\omega}) = |X(e^{j\omega})| e^{j\theta} \quad (4.2)$$

La DTFT di fatto calcola, a partire da una sequenza di campioni, una pulsazione ω analogica. Infatti questa grandezza non è quantizzata.

Si consideri ora che $x[n]$ sia una sequenza di lunghezza N , a cui corrisponde la DTFT $X(e^{j\omega})$. Si definisce $X[k]$ la sequenza di campioni lunga N data dall'equazione:

$$X[k] = X(e^{j\omega}) \Big|_{\omega = \frac{2\pi k}{N}} = \sum_{n=0}^{N-1} x[n] e^{-j \frac{2\pi}{N} kn} \quad (4.3)$$

La sequenza $X[k]$ è la Trasformata di Fourier discreta (DFT) della sequenza $x[n]$. Quindi la DFT è costituita da un campionamento delle pulsazioni della DTFT con passo di quantizzazione $\Delta\omega = \frac{2\pi}{N}$. Tutte le pulsazioni rispettano l'equazione:

$$\omega_k = \frac{2\pi k}{N} \quad 0 \leq k \leq N - 1 \quad (4.4)$$

Ciascuna ω_k viene definita come BIN, che corrisponde a ciascuna pulsazione quantizzata. Per rendere più compatta l'equazione (4.3) viene definito $w_N = e^{-j \frac{2\pi}{N}}$ come Twiddle factor, in modo tale che sia:

$$X[k] = \sum_{n=0}^{N-1} x[n] w_N^{kn} \quad (4.5)$$

Tuttavia per ottenere questa sequenza $X[k]$ occorre che vengano effettuate molte operazioni, richiedendo un elevato sforzo computazionale all'elaboratore elettronico che deve svolgere questa operazione. In particolare per calcolare la DFT sono richieste:

- $4 N^2$ moltiplicazioni reali;
- $2 N (N - 1)$ addizioni reali;

Questo comporta che il calcolo sia molto laborioso e lungo soprattutto se si pensa che N può spesso arrivare facilmente a 512 o 1024 elementi. Per questa ragione un qualunque elaboratore elettronico non calcola direttamente gli elementi dell'equazione (4.5), ma sfrutta particolari algoritmi di elaborazione in maniera tale

da ridurre le operazioni. Esistono diversi tipi di algoritmi che riducono lo sforzo computazionale per il calcolo della DFT e prendono il nome di FFT(Fast Fourier Transform). I più semplici dividono in due parti la sequenza, calcolando la DFT su $\frac{N}{2}$. Continuando ad iterare la procedura si riesce a dover eseguire:

- $4 N \log_2 N$ moltiplicazioni reali;
- $2 N \log_2 N$ addizioni reali;

Oltre a questo algoritmo, chiamato Cooley-Tukey, ne esistono diversi altri.

Per il DSC utilizzato TMS320f28335, non viene specificato che algoritmo viene impiegato per il calcolo della FFT, ma viene soltanto indicato quanto vale lo sforzo computazionale. In Figura 4.1 ne viene riportato lo schema.

FFTSize	C-Callable ASM
32	608 cycles
64	1278 cycles
128	2784 cycles
256	6170 cycles
512	13672 cycles

Figura 4.1 Sforzi computazionali per il calcolo della FFT per il TMS320f28335

4.2 Finestratura del segnale campionato

Si consideri di avere un segnale periodico con una frequenza f_0 che viene campionato ad una frequenza di sample f_s , con $f_0 < \frac{f_s}{2}$ per rispettare il teorema di Nyquist.

Prima di analizzare come avviene l'analisi del segnale campionato, bisogna ricordare che prima della conversione analogico-digitale è necessario anteporre al Sample & Hold un filtro passa basso, denominato anti-aliasing con la funzione limitare la presenza di repliche spettrali dovute al campionamento.

Si consideri che il segnale periodico di frequenza f_0 sia quello mostrato in Figura 4.2.

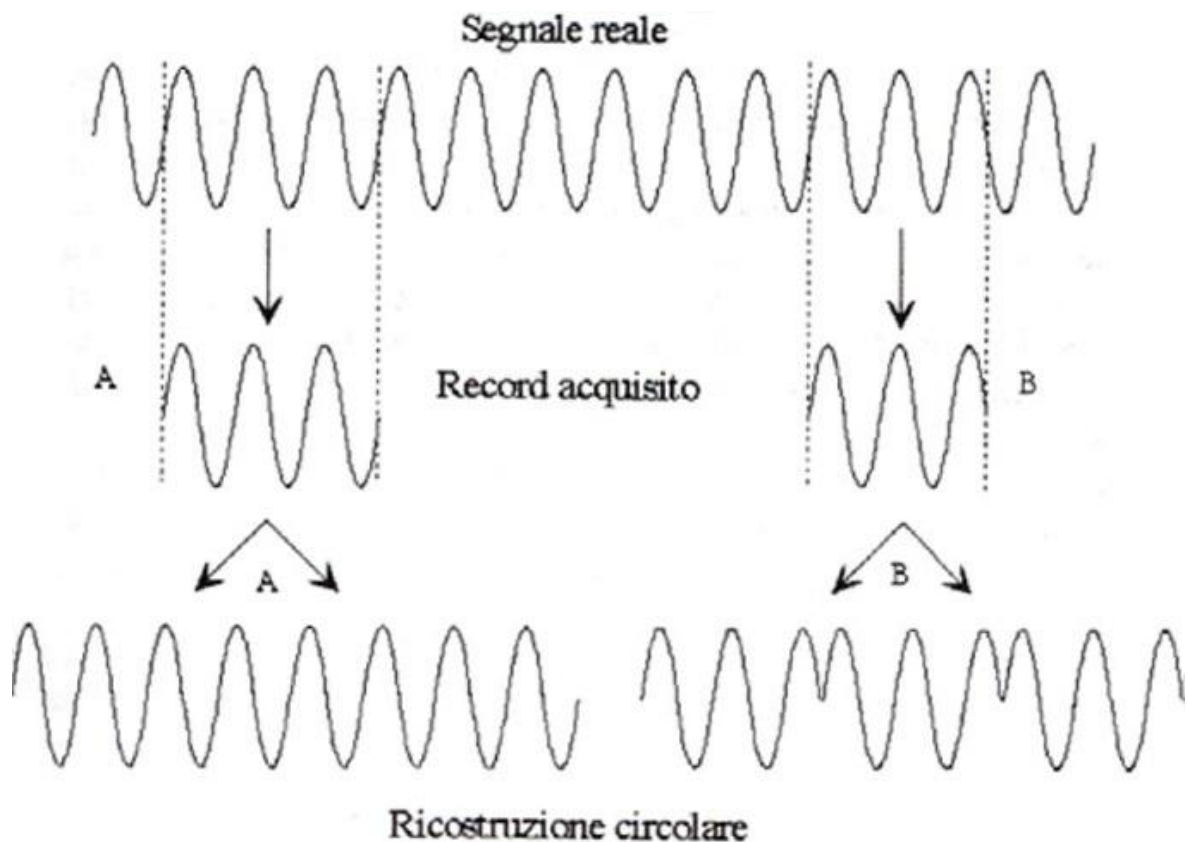


Figura 4.2 Ricostruzione del segnale acquisito

Se il tempo di acquisizione coincide con un multiplo del periodo del segnale, siamo nel caso A e la ricostruzione circolare non altera il segnale acquisito. Se invece ci troviamo nel caso B, ossia il tempo di acquisizione coincide con un multiplo dispari del semiperiodo del segnale, si ha una ricostruzione distorta del segnale acquisito. In tutti gli altri casi, ossia se il tempo di acquisizione non è un multiplo del periodo del segnale, si ha un segnale ricostruito che presenta discontinuità.

Per rendere continuo qualunque segnale ricostruito vengono utilizzate delle funzioni per pesare i campioni acquisiti. Anziché acquisire il segnale direttamente e poi

elaborarlo, si esegue una moltiplicazione per una funzione che è nulla agli estremi, in modo tale che il segnale ricostruito sia continuo, come mostrato in Figura 4.3.

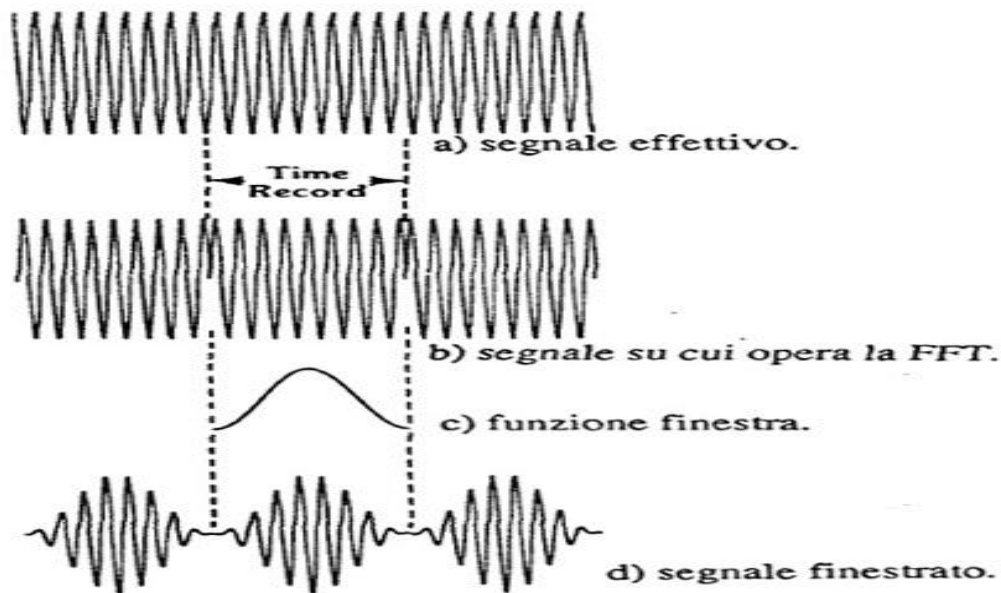


Figura 4.3 Finestratura di un segnale periodico

In particolare il tipo di finestra che si è utilizzato nella Figura, che poi è anche quello che è stato implementato nel DSP, è la finestra di tipo Hanning. Prima di eseguire la FFT ciascun campione della sequenza $x[n]$ di lunghezza N ottenuta dal segnale analogico, viene moltiplicato per un coefficiente della funzione finestra $w[n]$, come mostrato nella seguente equazione:

$$w[n] = \frac{1}{2} \left[1 - \cos\left(\frac{2\pi n}{N-1}\right) \right] \quad 0 \leq n \leq N-1 \quad (4.6)$$

In Figura 4.4 viene mostrata la FFT di un segnale periodico al quale è stata applicata la finestra di Hanning. Nel caso considerato il periodo del segnale campionato è un multiplo della durata temporale dell'acquisizione. Si può infatti notare come la frequenza f_0 del segnale coincida esattamente con un BIN della FFT. L'applicazione della finestra altera lo spettro in frequenza del segnale, producendo un allargamento del tono del segnale. Dal grafico è possibile osservare come non sia presente un solo picco, ma anzi il lobo centrale risulta allargato rispetto alla finestra rettangolare presentando una larghezza pari a $\pm 2\Delta f$, dove per Δf si intende il singolo BIN.

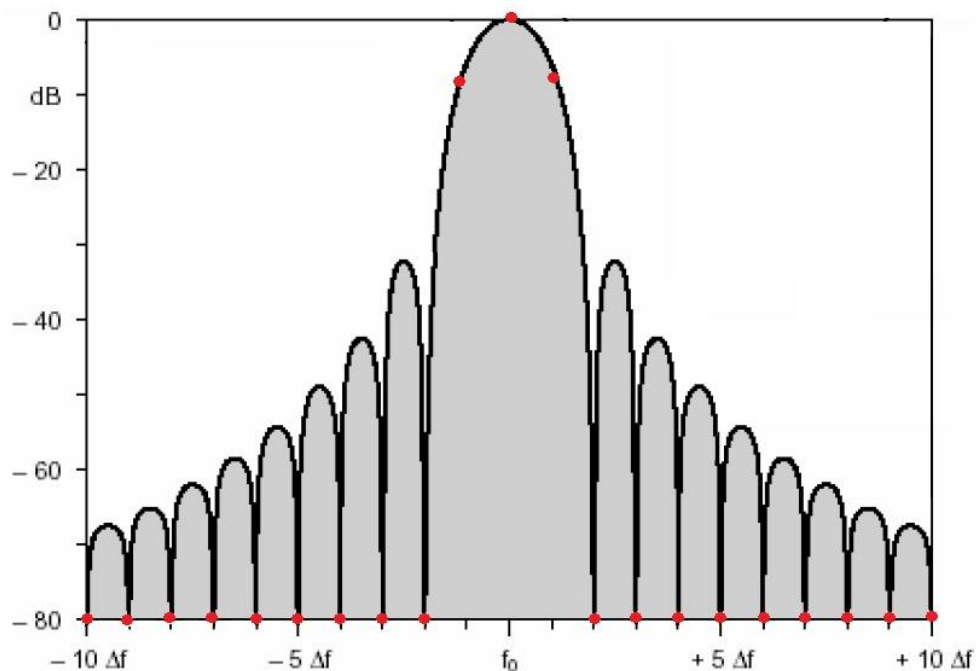


Figura 4.4 Modulo FFT finestra Hanning

In questo caso, molto fortunato, in cui il tempo di acquisizione è esattamente un multiplo del periodo del segnale, gli unici BIN ad essere non nulli sono f_0 e $f_0 \pm \Delta f$. Se invece la frequenza del tono principale f_0 non coincide con un BIN, si ha il fenomeno del BIN Leakage, ossia tutti i BIN diventano non nulli come mostrato in Figura 4.5.

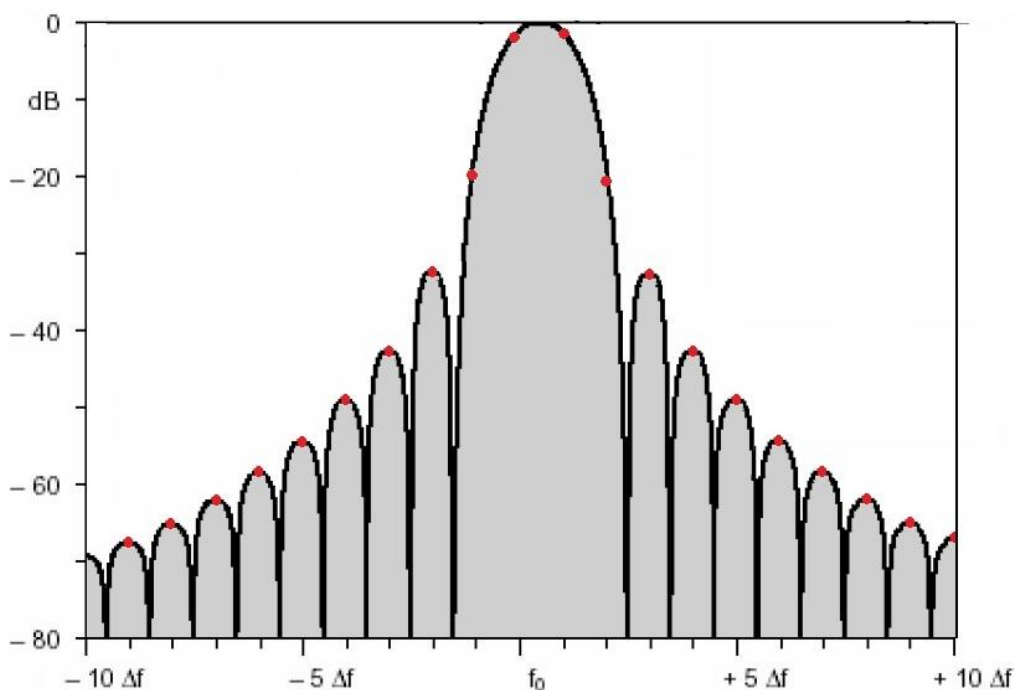


Figura 4.5 Bin Leakage per FFT finestra Hanning

Pertanto con una normale FFT è possibile risolvere le frequenze a passi di BIN, quindi se f_s è la frequenza di campionamento e N è il numero campioni effettuati si ha una risoluzione in frequenza $\Delta f = \frac{f_s}{N}$. Per i valori che saranno poi di fatto utilizzati nell'implementazione sul DSP, $f_s = 249\text{kHz}$ mentre $N = 256$ produrrebbero una risoluzione $\Delta f = 976\text{ Hz}$, che con la sensibilità $S = 19.589 \frac{\mu\text{m}}{\text{Hz}}$ (che verrà descritta nel paragrafo 5.1) corrisponderebbero ad un errore di quantizzazione di 19.06 mm, ossia uno strumento inutilizzabile.

Per questa ragione è stato necessario utilizzare un algoritmo di interpolazione delle ampiezze per discriminare con maggior precisione la frequenza del tono fondamentale del segnale interferometrico. Nel prossimo paragrafo viene descritto questo algoritmo di interpolazione della FFT, utilizzato su segnali a cui è stata applicata la finestra Hanning.

4.3 Interpolazione della FFT finestrata Hanning

Si consideri un segnale sinusoidale di frequenza f_0 e di effettuarne un campionamento con un tempo T_S , ottenendo così il segnale campionato:

$$x(n T_S) = A_0 \sin(2 \pi f_0 n T_S + \phi) \quad n = 0, 1, 2, \dots, N - 1 \quad (4.7)$$

Dove A_0 è l'ampiezza e ϕ è la fase. Avendo una sequenza di N campioni con un passo di campionamento pari a T_S , la dimensione del singolo BIN operando la FFT è pari a:

$$\Delta f = \frac{1}{N T_S} \quad (4.8)$$

È possibile quindi esprimere la frequenza del segnale f_0 in funzione della frequenza di BIN come:

$$f_0 = (L + \delta) \Delta f = \gamma \Delta f \quad (4.9)$$

Dove L indica la parte intera di γ , mentre δ ne indica quella frazionaria. Si può quindi riscrivere l'equazione (4.7) nella forma:

$$x[n] = A_0 \sin\left[2 \pi \gamma \frac{n}{N} + \phi\right] \quad n = 0, 1, 2, \dots, N - 1 \quad (4.10)$$

La DFT di questa sequenza alla riga k è espressa dalla formula:

$$X[k] = \frac{1}{2} \{A e^{j\phi} W[(\gamma - k) f_0] + A e^{-j\phi} W[(\gamma + k) f_0]\} \quad (4.11)$$

Dove $W(f)$ è lo spettro della finestra utilizzata. La finestra rettangolare ha uno spettro pari a:

$$W_R(f) = \frac{\sin\left(\pi \frac{f}{\Delta f}\right)}{\sin\left(\pi \frac{f}{N \Delta f}\right)} e^{j\pi \frac{N-1}{N} \frac{f}{\Delta f}} \quad (4.12)$$

Lo spettro della finestra Hanning si ricava a partire da quello della finestra rettangolare:

$$W_H(f) = \frac{1}{2} \left\{ W_R(f) - \frac{1}{2} [W_R(f + f_0) + W_R(f - f_0)] \right\} \quad (4.13)$$

Si indica ora con $X_H(k)$ la sequenza della FFT del segnale finestrato Hanning. Sia $X_H(i)$ il BIN con maggiore ampiezza e si supponga che quello con la seconda maggiore ampiezza sia il successivo cioè $X_H(i + 1)$. Si ipotizza in sostanza che la frequenza del

segnale f_0 sia compresa tra il BIN i -esimo e il suo successivo. Si definisce α come il rapporto tra le due ampiezze $X_H(i + 1)$ e $X_H(i)$:

$$\alpha = \frac{X_H(i+1)}{X_H(i)} \quad (4.14)$$

È possibile ora stimare δ , la parte frazionaria di un BIN, sfruttando la seguente relazione:

$$\delta = \frac{2\alpha - 1}{\alpha + 1} \quad (4.15)$$

A questo la frequenza f che si ottiene dalla FFT interpolata è data dall'equazione:

$$f = (i + \delta) \Delta f \quad (4.16)$$

In questa maniera, si è svincolata la frequenza del tono dalla larghezza del singolo BIN, riducendo notevolmente la risoluzione della frequenza rilevabile.

Si procede ora con un'analisi dell'errore commesso dall'algorithm appena descritto. La Figura 4.6 mostra l'errore percentuale per la finestra Hanning al variare del numero di campioni N .

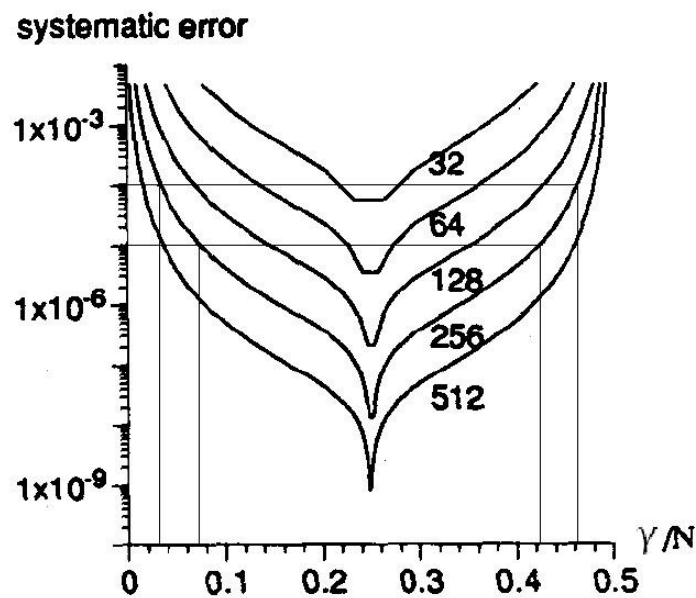


Figura 4.6 Errore sistematico relativo dell'algorithm ad FFT interpolata

Come evidenziato dal grafico l'errore percentuale, per la singola misura, diminuisce all'aumentare del numero di campioni N . In particolare si valutano i risultati mostrati

dalla curva a 256 campioni, che è di fatto la FFT implementata nel DSP. L'errore percentuale è al di sotto di 10^{-4} per i BIN che vanno dal numero 8 al 118. Invece per quelli che vanno dal numero 20 al 108 si ha un errore percentuale inferiore a 10^{-5} . Questi sono i dati per la singola misura, una volta eseguite medie su diverse acquisizioni saranno ulteriormente migliorati.

4.4 Scelta dei parametri di progetto: trasferimento corrente-lunghezza d'onda

Una volta analizzata la teoria sul self-mixing, realizzato l'Hardware analogico per il condizionamento e trovata una maniera efficace per estrarre dalla FFT il tono fondamentale, non resta che impostare i parametri di progetto. Tra questi si includono la corrente di polarizzazione, l'ampiezza della corrente di modulazione e la sua durata temporale, la sua frequenza di campionamento e il numero di campioni acquisiti N . La scelta di ognuno di questi parametri è stata dettata da motivazioni ben precise.

La corrente di polarizzazione è stata fissata a 65mA, poiché, come verrà spiegato nel paragrafo 5.1, da questo punto in poi il parametro $\chi = \frac{\Delta\lambda}{\Delta I}$ medio rimane costante e di valore pari a $2.6 \frac{\text{pm}}{\text{mA}}$.

L'ampiezza della corrente di polarizzazione è stata scelta di 10 mA, in maniera tale da produrre un elevato numero di frange per permettere di ridurre il limite minimo di distanza misurabile. Si è infatti descritto nel precedente paragrafo come l'algoritmo di estrazione di tono produca buoni risultati (incertezza relativa inferiore a 10^{-4}) soltanto a partire dall'ottavo BIN se si esegue una FFT su 256 campioni.

L'analisi della scelta della durata del segnale triangolare merita particolare attenzione. Nel paragrafo 2.2 si è descritto come una modulazione della corrente di polarizzazione del LASER, produca in prima approssimazione una modulazione della lunghezza d'onda di emissione λ , con un trasferimento lineare. In realtà la risposta termica di un diodo LASER 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 nel [13].

Lo studio riguarda un vibrometro con controllo d'anello basato su un LASER HL7851-g 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 maniera un modello che stimi il trasferimento tra le due grandezze considerate per il LASER considerato. Questa funzione di trasferimento non ha valore assoluto per

qualunque HL7851-g, tuttavia fornisce un'indicazione su come possa essere la caratteristica di trasferimento corrente-lunghezza d'onda.

$$G(s) = \rho \frac{(s-z_1)(s-z_2)(s^2 + 2\zeta\omega_{n,z}s + \omega_{n,z}^2)}{(s-p_1)(s-p_2)(s-p_3)(s^2 + 2\xi\omega_{n,p}s + \omega_{n,p}^2)} \quad (4.17)$$

Dove $\rho = 1.9 \cdot 10^{10}$, $z_1 = -3.8 \cdot 10^4 \frac{\text{rad}}{\text{s}}$, $z_2 = -55.8 \frac{\text{rad}}{\text{s}}$, $\omega_{n,z} = 2.8 \cdot 10^3 \frac{\text{rad}}{\text{s}}$, $\zeta = 0.86$, $p_1 = -4.5 \cdot 10^8 \frac{\text{rad}}{\text{s}}$, $p_2 = -2.96 \cdot 10^4 \frac{\text{rad}}{\text{s}}$, $p_3 = -36.9 \frac{\text{rad}}{\text{s}}$, $\omega_{n,p} = 2.68 \cdot 10^3 \frac{\text{rad}}{\text{s}}$, $\xi = 0.91$. Le singularità sono tutte a parte reale negativa e, fatta eccezione per p_1 , con zeri e poli vicini tra loro. È possibile notare dalla Figura 4.7, che mostra il diagramma di Bode di Modulo e Fase, che in corrispondenza delle frequenze comprese tra 500Hz e 1kHz si ha un trasferimento piatto, ossia a 0dB/decade.

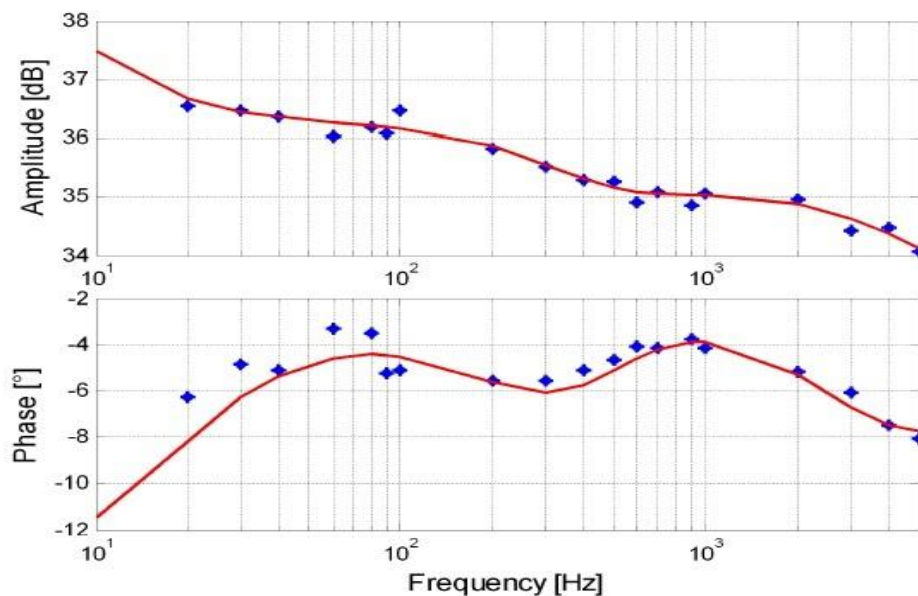


Figura 4.7 Trasferimento corrente-lunghezza d'onda λ di un LASER HL-7851-g

Questo suggerisce di andare a modulare la corrente di pompa del LASER in questo range di frequenze, ottenendo un trasferimento il più lineare possibile. Per questa ragione si è deciso di creare un'onda triangolare con fronte di salita(e di discesa) di 1.65ms. Si è poi sperimentalmente verificato che il periodo delle frange interferometriche prodotte da questo segnale di modulazione fosse effettivamente costante. Infatti una modulazione di lunghezza d'onda a derivata non costante provocherebbe una variazione del periodo delle frange, producendo in frequenza un

allargamento del tono fondamentale. Questo causerebbe un'alterazione nell'identificazione del tono, riducendo la precisione dello strumento.

La durata temporale dell'onda triangolare ha condizionato anche le due successive scelte di parametri: tempo di trasmissione del DAC, frequenza di campionamento e numero di campioni acquisiti. Si è scelto di gestire la temporizzazione con il clock dell'ADC campionando il segnale e trasmettendo un dato dal DAC ogni $1.35\mu\text{s}$, corrispondenti a 740.740kHz . Si è poi operata una decimazione di un fattore 3 sul segnale campionato ottenendo di fatto un campione ogni $4.05\mu\text{s}$, corrispondenti a una frequenza 246.91kHz . Si è poi scelto di operare una FFT a 256 campioni, corrispondenti ad una finestra temporale di 1.037ms . Le due finestre di acquisizione sono state posizionate sulla parte finale dei due fronti (1.65ms ciascuno), in modo tale da lasciare al LASER il maggior tempo possibile per l'assestamento. La scelta di effettuare una FFT su 256 campioni è stata un compromesso tra lo sforzo computazionale da richiedere al DSP e la precisione dell'algoritmo di estrazione di tono con questa dimensione. Come descritto nel paragrafo 5.3, fatta eccezione per i BIN minori dell'ottavo e maggiori del cento diciottesimo, l'algoritmo di estrazione di tono non è stato un fattore limitante per la misura di distanza assoluta.

4.5 Scrittura del codice in linguaggio C

Per la creazione del codice scritto in linguaggio C da implementare nel DSP, si è utilizzato il software Code Composer 3.3, compreso nel pacchetto fornito nel DSC.

Il codice deve avere la funzione di operare contemporaneamente una trasmissione dei dati dal DAC e una acquisizione dall'ADC, con un tempo pari a $1.35\mu\text{s}$. Il DAC è stato controllato tramite protocollo SPI, inviando 24 bit tramite DSP, dei quali solo 16 contengono il dato analogico da fornire in uscita.

Si è per questo fine creata la funzione RXTX, che a sua volta chiama la funzione TriangolareComp. Quest'ultima basa la sua temporizzazione sul clock dell'ADC, che è stato impostato per effettuare un campionamento a 740740Hz . I valori che vengono acquisiti dal convertitore analogico digitale verranno moltiplicati per la funzione finestra, in questo caso la Hanning, e registrati nell'Array_Tri_up o nell'Array_Tri_down soltanto una volta su tre, operando di fatto una decimazione di un fattore 3. La triangolare è composta da 1222 campioni, per ciascun fronte, della durata di $1.35\mu\text{s}$, per un tempo totale di 1.65ms . Le due finestre di acquisizione del segnale interferometrico si hanno dal campione 381 al 1149, che corrispondono ai tempi 0.514ms e 1.582ms , per la salita, mentre dal 1498 al 2266, che coincidono con 2.022ms e 3.09ms , per quello di discesa. Il riferimento di 1222 è sui campioni trasmessi dal DAC, quindi la durata in campioni della finestra di acquisizione è 768, che vengono poi decimati di un fattore 3. Come spiegato nel precedente paragrafo, si è scelta una durata di 1.65ms per ottenere un segnale interferometrico con un periodo di frangia il più possibile costante. Si è infatti riscontrata una leggera variazione del periodo di frangia in prossimità dei cambi di pendenza della corrente di pompa del LASER. Per questa ragione si è lasciato un tempo di assestamento all'inizio del fronte di salita e del fronte di discesa.

Una volta terminata la trasmissione dei dati dal DAC simultaneamente all'acquisizione dall'ADC, si è invocata la funzione Calc_FFT_interpol. Questa funzione, facendo uso delle apposite librerie fornite con il DSC, opera una FFT sui 256 campioni acquisiti sul fronte di salita e su quello di discesa. Vengono poi identificati i due BIN con ampiezza maggiore e se ne valuta la somma quadratica delle ampiezze. Se questo valore, indice della potenza del tono rilevato, è superiore ad una soglia, si procede al calcolo della frequenza del tono fondamentale per ciascun fronte, utilizzando l'algoritmo descritto nel precedente paragrafo. Si esegue poi la media dei due valori,

registrandola nell'Array_medie_freq. La notevole potenza di calcolo offerta dal DSP ha permesso di terminare l'operazione svolta dalla funzione Calc_FFT_interpol in un tempo pari a 700 μ s.

Una volta effettuate un numero N di triangolari, generalmente ne sono state usate 300, si è poi proceduto al calcolo della media, della deviazione standard e dell'incertezza relativa per la misura effettuata, invocando la funzione calc_meanSTD. Ovviamente questi dati sono stati calcolati solo su quei valori che hanno superato la soglia di potenza, che è stata impostata per non includere nella misura segnali con ampiezza inferiore ai 20mV di picco.

Con i tempi utilizzati si ottiene un tempo per la singola acquisizione di 4ms, che producono un tempo di misura di 1.2s. Riducendo il numero di triangolari acquisite N, si otterrebbe un rate di misura più elevato andando comunque ad aumentare l'incertezza assoluta di misura.

Lo schema a blocchi del codice implementato viene mostrato in Figura 4.8 mentre il codice C completo viene allegato in Appendice B.

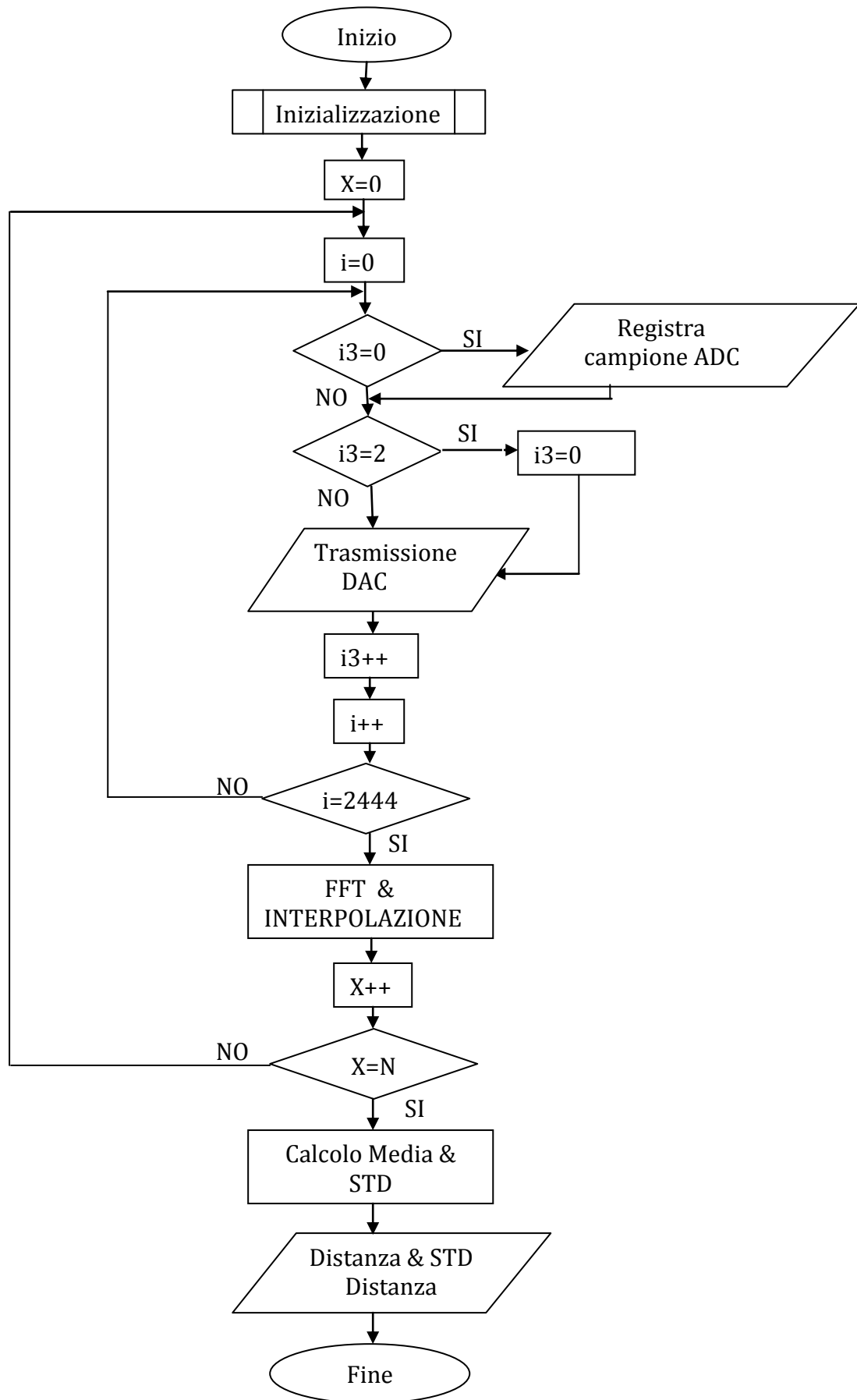


Figura 4.8 Schema a blocchi del software implementato nel DSP

CAPITOLO 5:

CARATTERIZZAZIONE STRUMENTALE E MISURE

In questo capitolo si valutano sperimentalmente le caratteristiche degli strumenti utilizzati; innanzitutto si operano misure sugli effettivi dati tecnici del LASER, sulla reale efficienza dell'algoritmo di interpolazione descritto nel precedente paragrafo e sui risultati della misura di distanza assoluta mostrati dallo strumento complessivo. Infine vengono discusse le condizioni di validità delle misure riscontrate e gli eventuali sviluppi futuri.

5.1 Caratterizzazione LASER HL-7851g

Prima di procedere con lo sviluppo complessivo del sistema, si è reputato opportuno verificare sperimentalmente i dati tecnici del LASER. Innanzitutto si è effettuata una misura per la valutazione della corrente di soglia e del tratto di non linearità della relazione corrente-potenza. Per effettuare questa misurazione è stato utilizzato il circuito retroazionato in potenza mostrato in figura 3.4, con il relativo amplificatore a transimpedenza di figura 3.6 con l'unica differenza di porre la resistenza R_9 del valore di $10k\Omega$ in modo tale da porre l'uscita a $4.5V$ in polarizzazione, avendo in questa maniera a disposizione quasi la completa dinamica verso il basso. Si è nello stesso tempo acquisita la corrente di pompa del LASER, misurando la tensione sulla resistenza R_7 da 10Ω . Si è modulata la corrente tramite un segnale triangolare di ampiezza $10mA$ e durata complessiva di $1ms$.

Per effettuare la misurazione si è impiegata una scheda DAQ multicanale con l'ausilio del software LabView, effettuando un campionamento dei segnali in uscita dal transimpedenza e della tensione su R_7 ogni $1\mu s$. In figura 5.1 viene mostrata il risultato dell'acquisizione.

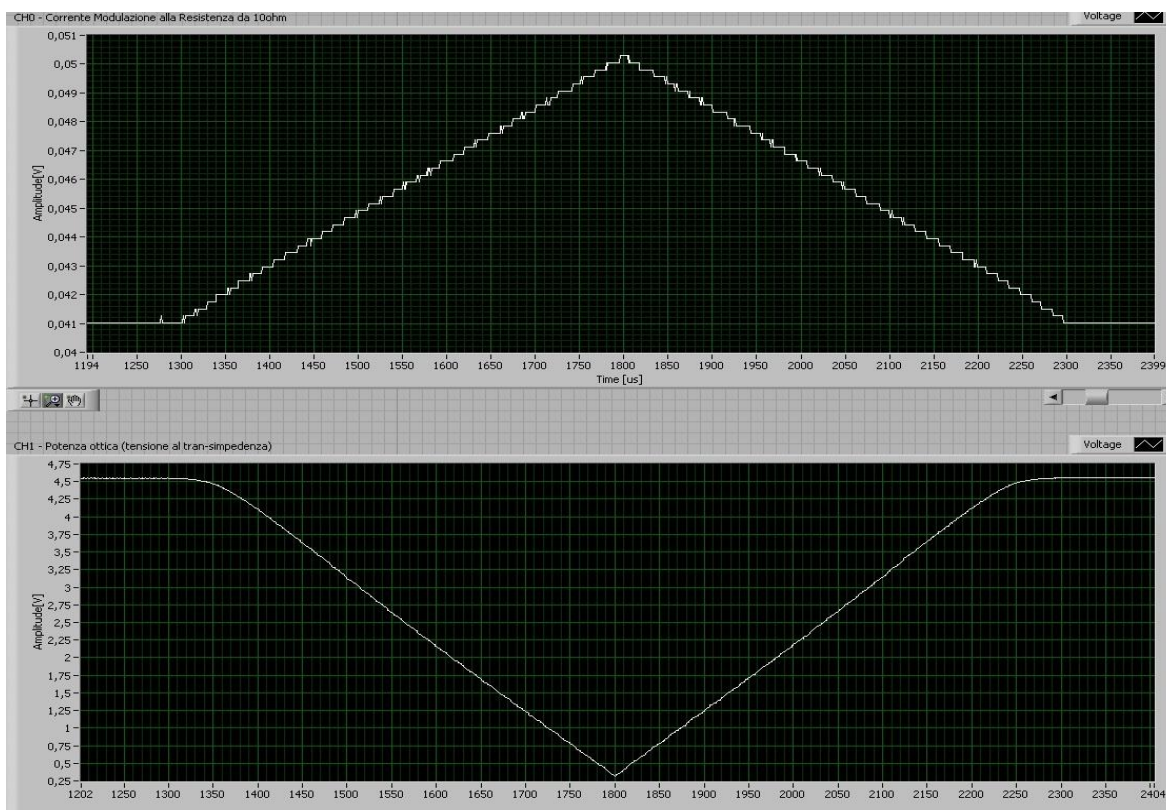


Figura 5.1 Caratteristica corrente-potenza LASER HL7851-g

Come si può vedere il LASER HL-7851g si accende a una corrente di pompa di 42 mA, evidenziando una caratteristica non lineare in prossimità di questo regime. Si può affermare che si ha un comportamento approssimativamente lineare a partire da 45mA.

Una volta rilevata sperimentalmente la corrente di soglia del dispositivo impiegato, si è resa necessaria una valutazione del parametro $\chi = \frac{\Delta\lambda}{\Delta I}$. Infatti questa informazione non è direttamente fornita sul datasheet del componente. Per eseguire questa caratterizzazione si è utilizzato il circuito di alimentazione che mantiene costante la corrente di alimentazione nel LASER, mostrato in figura 3.5. Per effettuare la misurazione di questo parametro si è operato come segue: si è modulata la corrente del LASER con un'onda triangolare di ampiezza 10mA e di frequenza 200Hz e si è misurata sperimentalmente la frequenza del tono del segnale interferometrico, al variare della corrente di polarizzazione, mantenendo il bersaglio ad una distanza fissata di 66cm. La Figura 5.2 mostra i risultati della misura.

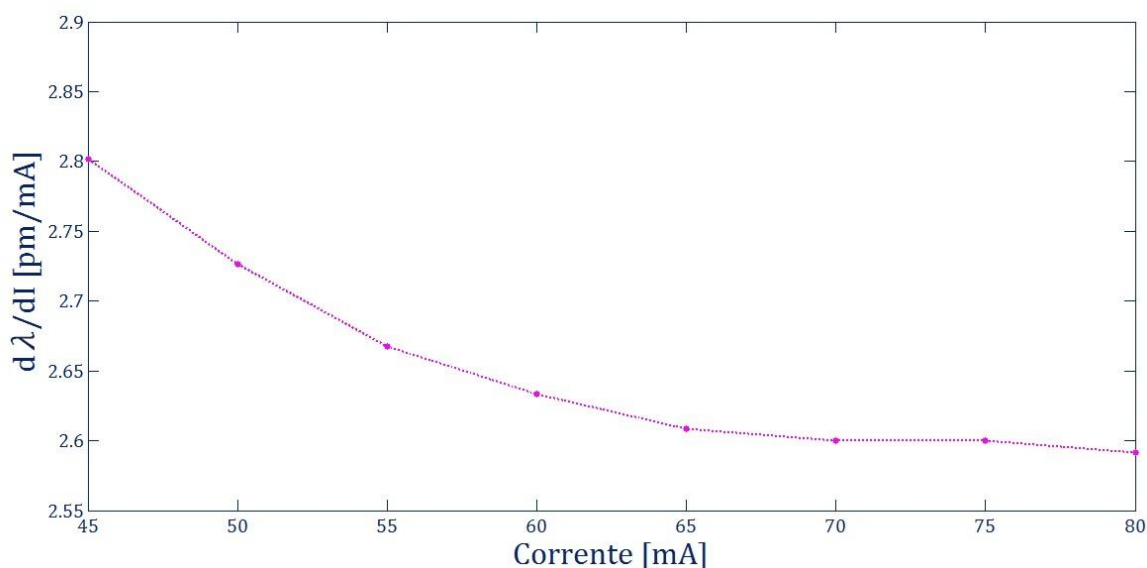


Figura 5.2 Caratterizzazione del parametro $\frac{\Delta\lambda}{\Delta I}$ al variare della corrente di polarizzazione del LASER

La relazione che esprime il valore medio di $\chi = \frac{\Delta\lambda}{\Delta I}$ è data dalla seguente equazione:

$$\frac{\Delta\lambda}{\Delta I} = \frac{\lambda^2}{2s \frac{\Delta I}{\Delta t}} f_{\text{tono}} \quad (5.1)$$

Assumendo la $\lambda = 785\text{nm}$ sia costante in un intorno di 25°C e che $\frac{\Delta I}{\Delta t} = \frac{10\text{mA}}{2.5\text{ms}} = 4 \frac{\text{mA}}{\text{ms}}$. In questa maniera si è ottenuto un valore sperimentale del parametro in esame al variare della corrente di polarizzazione.

Come si può vedere dal grafico si ha un andamento decrescente del parametro $\frac{\Delta\lambda}{\Delta I}$ al crescere della corrente di polarizzazione. In particolare la caratteristica mostra un andamento che tende alla saturazione a partire da 65mA , stabilizzandosi ad un valore prossimo a $2.6 \frac{\text{pm}}{\text{mA}}$. Per questo motivo è stato scelto di utilizzare una corrente di polarizzazione di 65mA , mantenendo approssimativamente costante il parametro lungo tutta l'escursione della corrente di modulazione.

Nell'impostazione dei parametri finale si è scelto di produrre una modulazione di corrente complessiva di 10mA in un tempo di triangolare di 1.65ms per ciascun fronte. Questa scelta è stata dettata dal fatto che una modulazione maggiore della corrente, a cui corrisponde una proporzionale variazione della lunghezza d'onda λ , produce un maggior numero di frange interferometriche. Infatti il numero di frange N_F è direttamente proporzionale alla $\Delta\lambda$ prodotta, come evidenziato dall'equazione seguente:

$$N_F = 2 s \frac{\Delta\lambda}{\lambda^2} \quad (5.2)$$

La stima del numero di frange risulta di interesse in quanto l'algoritmo di estrazione di tono con pochi periodi a disposizione mostra un'incertezza della misura maggiore. Questa valutazione sperimentale viene affrontata in maniera più approfondita nel prossimo paragrafo.

Una volta definiti tutti i parametri risulta utile definire un coefficiente di sensibilità S , in modo tale da rendere più chiara la conversione tra misura di frequenza e di distanza:

$$S = \frac{\lambda_{LASER}^2}{2 \frac{\Delta\lambda}{\Delta I} \frac{\Delta I}{\Delta t}} = 19.589 \frac{\mu\text{m}}{\text{Hz}} \quad (5.3)$$

In questa maniera la relazione che lega direttamente la distanza s con la frequenza è:

$$s = S f_{\text{tono}} \quad (5.4)$$

Oltre all'impostazione dei parametri, quali la misurazione della λ_{LASER} , $\frac{\Delta\lambda}{\Delta I}$ e ampiezza della modulazione della corrente e durata temporale dell'onda triangolare, risulta importante sottolineare come per effettuare tutte le misure di distanza eseguite, si sia

realizzata una focalizzazione specifica del fascio LASER sul bersaglio. In particolare non si è posto il fuoco esattamente sul target, in quanto un segnale interferometrico prodotto con un C (parametro di retroiniezione) prossimo ad 1 ha dato origine ad una maggiore incertezza assoluta della misura.

Come descritto nel paragrafo 5.5 il punto di minimo per l'incertezza assoluta di misura si ottiene per un C prossimo a 0.5.

Questa operazione è da ritenersi lecita in quanto il misuratore di distanza assoluta verrà compreso in uno strumento di misura a self-mixing polivalente, che verrà specificatamente munito di un sistema di autofocus, che permetterà di porre il fuoco nella posizione ideale per effettuare ciascuna tipologia di misurazione.

5.2 Valutazione dell'algoritmo di estrazione di tono

Per la stima della precisione dello strumento finale, è necessario valutare innanzitutto con che accuratezza e precisione l'algoritmo di estrazione di tono è in grado di fornire la frequenza della prima armonica del segnale. Per effettuare questa valutazione si sono eseguite diverse misurazioni. Si è effettuata la misura su un segnale creato dal generatore di funzioni valutando la sensibilità della frequenza del tono rivelato e la deviazione standard su 300 acquisizioni. Per rendere il più simile possibile alle condizioni di utilizzo della misura, si è generato un segnale ad onda quadra e non una sinusoide, in quanto il segnale interferometrico creato sarà parzialmente distorto e composto da più armoniche. Si è quindi creata un'onda quadra di ampiezza 100mV, in modo tale da fornire una ampiezza di segnale che l'algoritmo si troverà a dover elaborare in caso di speckle non luminoso.

Le misure sono state effettuate utilizzando il software descritto nel precedente capitolo, ossia eseguendo un campionamento a 740.740kHz e decimando di un fattore 3, ottenendo così 256 campioni. Da questi è stata effettuata una FFT che è stata poi interpolata per l'estrazione del tono fondamentale.

Si analizza ora la misura di sensibilità, confrontando il valore della frequenza visualizzata dall'oscilloscopio, connesso al generatore di funzioni, e quella rilevata tramite DSP. Si è fatta variare la frequenza a passi di 1Hz, a partire da un valore di 50.748kHz. In figura 5.3 viene mostrato il grafico delle misure effettuate.

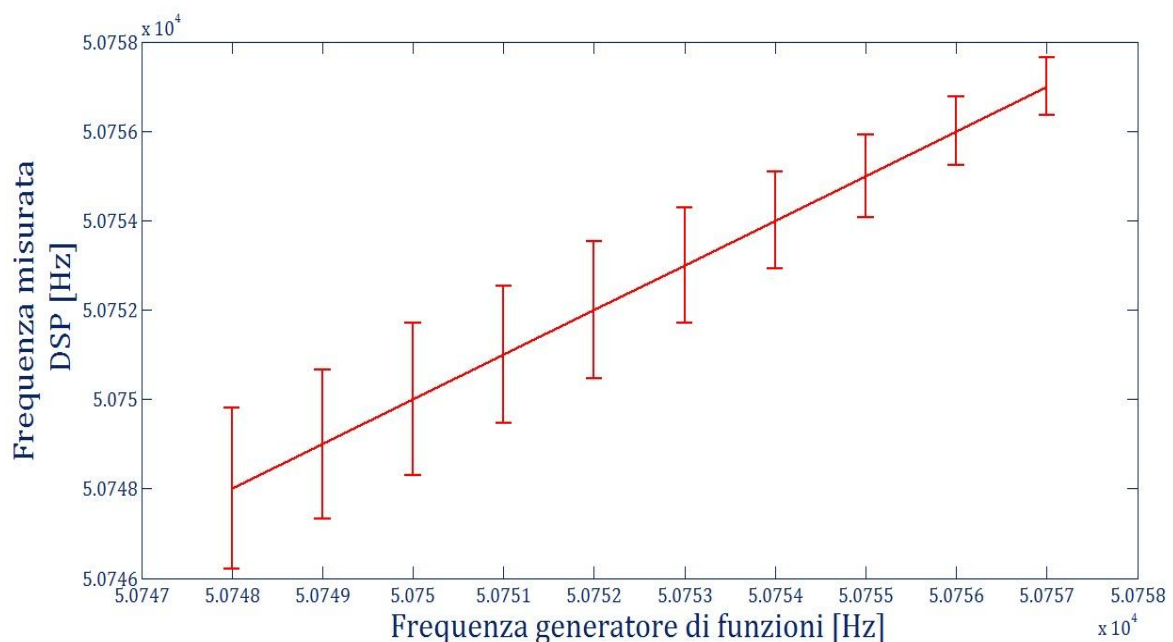


Figura 5.3 Sensibilità di misura dell'algoritmo di estrazione di tono

Si può apprezzare come il valore della media delle 300 acquisizioni e la frequenza visualizzata dall'oscilloscopio coincidano con approssimazione di 1Hz.

Sul grafico viene anche mostrata la deviazione standard in Hz della singola misura composta da 300 acquisizioni. Si può notare come non sia mai superiore a 1 Hz. Pare che questo valore diminuisca all'aumentare della frequenza: in realtà come discusso nel capitolo 4, l'incertezza relativa di questo algoritmo non è costante, ma dipende dalla posizione dell'armonica rispetto ai BIN. Il valore massimo di questa incertezza relativa è, per la singola acquisizione, di 10^{-5} .

Si è successivamente proceduto all'analisi della deviazione standard in Hertz, sempre fornendo in ingresso un'onda quadra di ampiezza 100mV e frequenza variabile, in un range che varia da 1.75kHz a 120kHz. La figura 5.4 e mostra i risultati delle misure della deviazione standard.

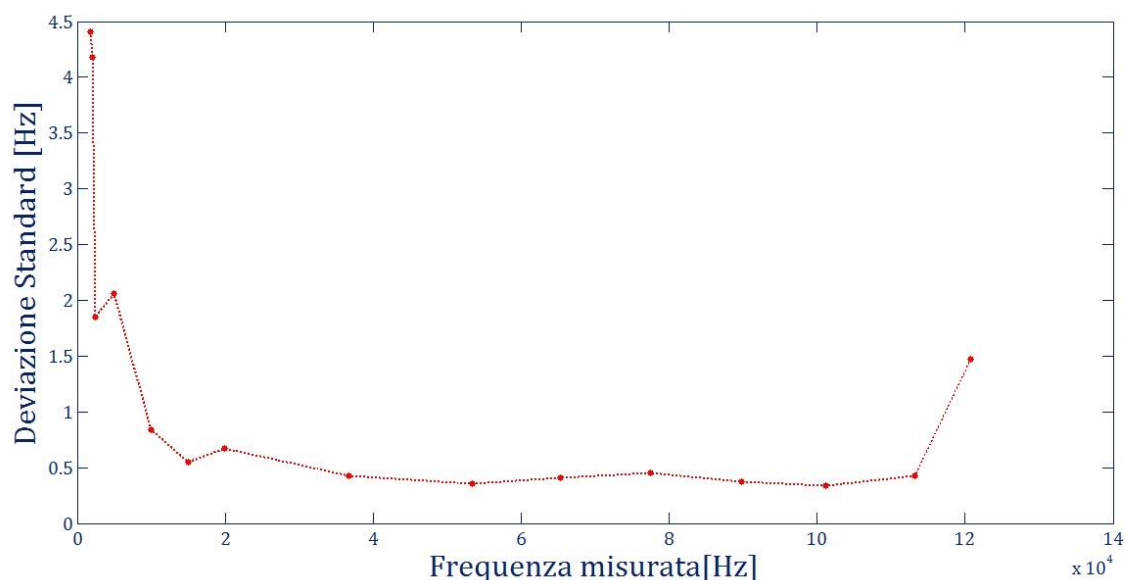


Figura 5.4 Deviazione Standard della frequenza misurata tramite l'algoritmo di estrazione di tono

Il grafico evidenzia come per frequenze inferiori ai 10kHz la deviazione standard sia superiore a 1Hz. In particolare per valori prossimi ai 2 kHz, limite inferiore di misura, si rileva una deviazione standard prossima ai 5Hz. Anche all'avvicinarsi al limite della frequenza di campionamento si riscontra un aumento della deviazione standard.

Questa comporta un'elevata incertezza relativa per frequenze inferiori ai 10kHz, in particolare perché il valor medio della misura è nella zona inferiore del range.

In Figura 5.5 viene mostrata il grafico dell'incertezza relativa a variare della frequenza.

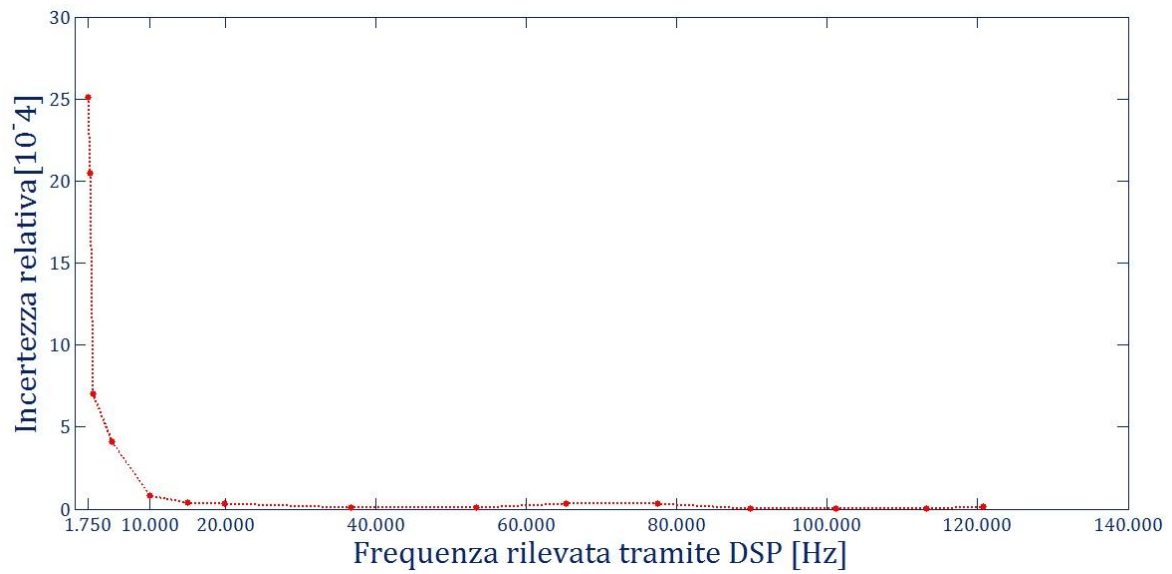


Figura 5.5 Incertezza relativa dell’algoritmo di estrazione di tono

Nel prossimo paragrafo verrà analizzata, l’incertezza di misura dello strumento complessivo e si potrà notare come per brevi distanze (inferiori ai 20cm) il principale contributo alla deviazione standard sia fornito dall’algoritmo di estrazione di tono.

5.3 Misure dello strumento finale a bersaglio fisso

Si procede ora con il test finale dello strumento realizzato, comprendente il LASER HL7851-g, l'elettronica analogica, il DSC TMS320F28335 e il software implementato su quest'ultimo, descritto nel paragrafo 4.5.

Per tutte le seguenti misure si è mantenuta una corrente di polarizzazione di 65mA, producendo una modulazione triangolare di 10 mA e durata 1.65ms per ciascun fronte. Si sono eseguite le acquisizioni di 300 triangolari, calcolando successivamente il valore di frequenza media, la distanza assoluta e la deviazione standard.

Per prima cosa si è valutata la ripetibilità delle misure, effettuandole ad intervalli di 1 minuto con un bersaglio fisso e non cooperativo. In figura 5.6 si riportano le rilevazioni effettuate per una distanza di 419.8 mm e 1031.6mm.

Misure	Distanza[mm]	STD[mm]	incertezza relativa[10^{-3}]
1	433.650	0.075	0.173
2	433.618	0.079	0.182
3	433.564	0.073	0.168
4	433.565	0.072	0.166
5	433.587	0.083	0.191
6	433.620	0.074	0.171
7	433.691	0.076	0.175
8	433.643	0.077	0.178
9	433.618	0.069	0.159
10	433.657	0.074	0.171

Misure	Distanza[mm]	STD[mm]	incertezza relativa[10^{-3}]
1	945.181	0.245	0.259
2	945.197	0.255	0.269
3	945.129	0.268	0.283
4	945.176	0.225	0.238
5	945.207	0.248	0.262
6	945.329	0.237	0.250
7	945.294	0.241	0.254
8	945.293	0.287	0.303
9	945.443	0.276	0.291
10	945.378	0.264	0.279

Figura 5.6 Dati misurati sperimentalmente per le distanze assolute di 419.8mm e 1031.6mm

Vengono visualizzate, oltre alla media campionaria, anche la deviazione standard e l'incertezza relativa.

In figura 5.7 vengono rappresentate sugli assi cartesiani entrambe le misure, visualizzando anche la deviazione standard. Confrontando i due risultati si può osservare come la deviazione standard sia intorno ai $70\mu\text{m}$ per la misura a 419.8 mm mentre sia prossima ai $300\mu\text{m}$ per una distanza di 1031.6mm .

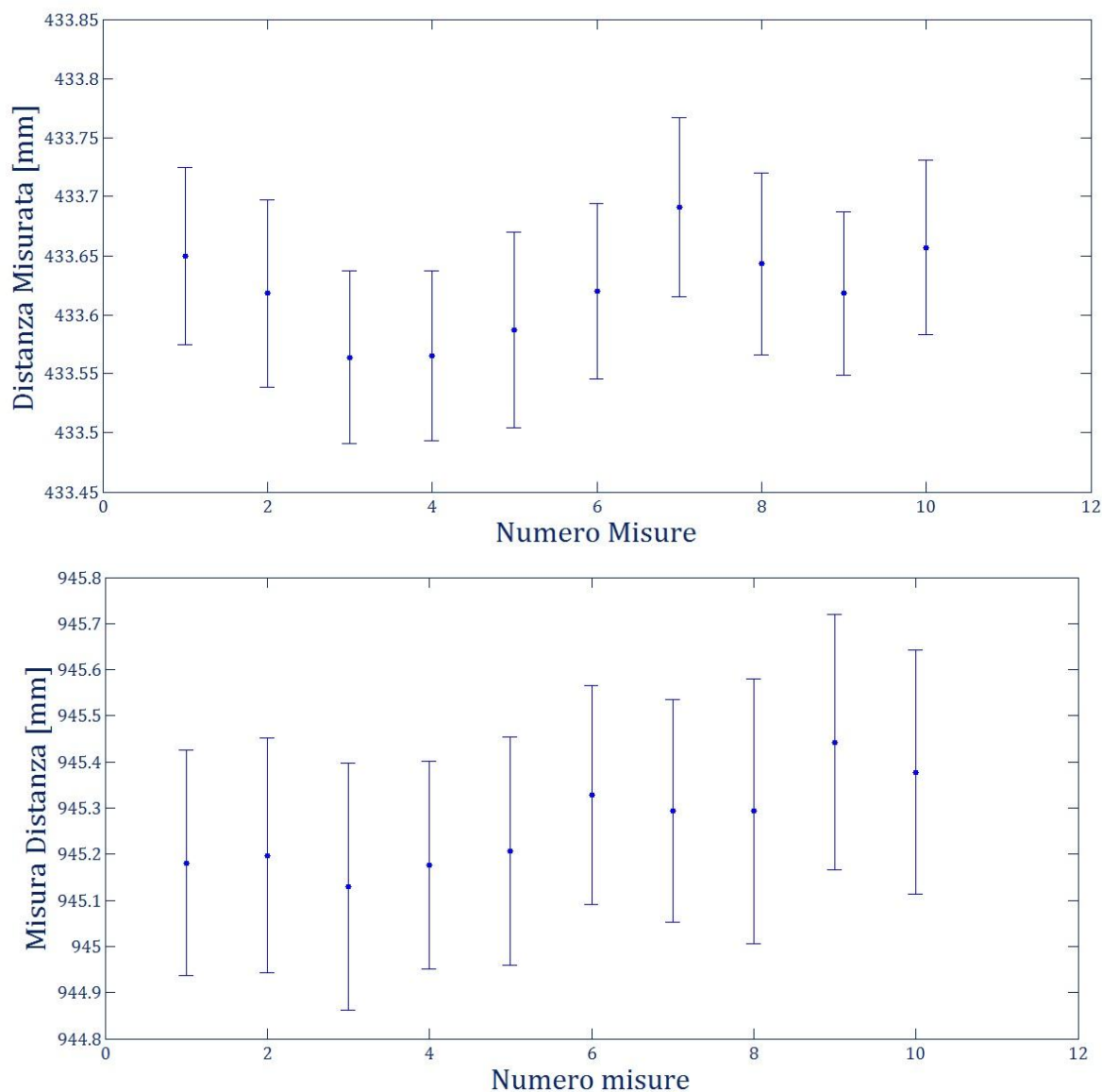


Figura 5.7 Diagrammi della ripetibilità delle misure di distanza

Questo fenomeno risulta completamente coerente con la successiva caratterizzazione eseguita: infatti è stata rilevata la deviazione standard per tutto il range di distanze, rilevando un andamento crescente per distanze superiori ai 40cm . In Figura 5.8 viene mostrata la caratteristica di tale misura.

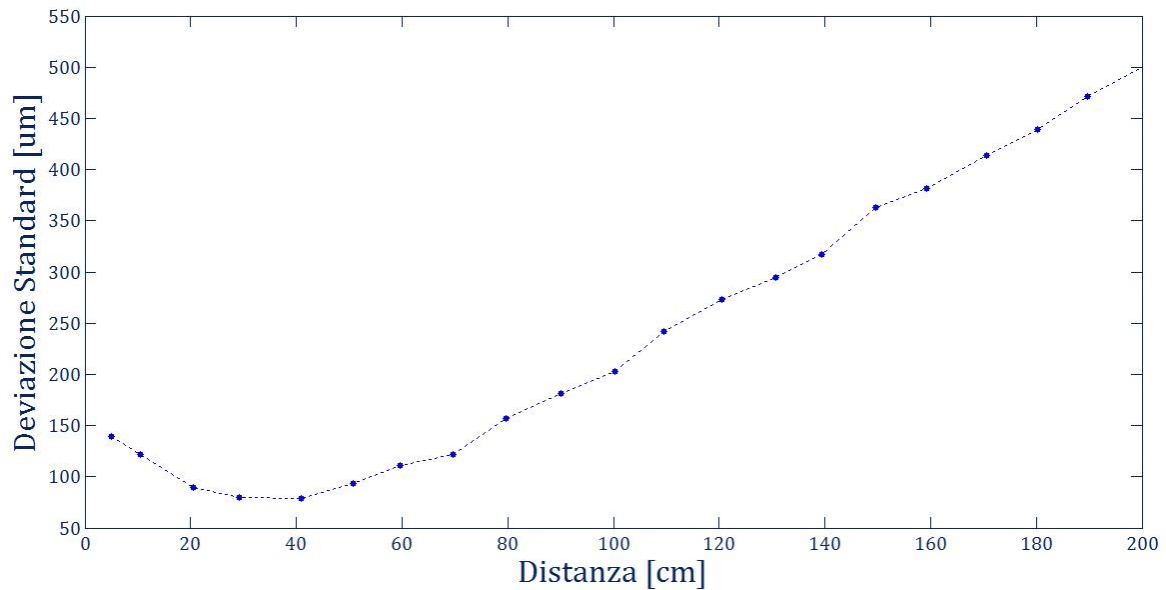


Figura 5.8 Deviazione Standard al variare della distanza

Il grafico evidenzia come tale andamento non sia monotono crescente, in quanto per distanze inferiori ai 30cm il funzionamento del dispositivo è pesantemente condizionato dall'incertezza dell'algoritmo di estrazione di tono. Infatti nel precedente paragrafo si è mostrato come per valori di frequenza inferiori ai 10kHz l'algoritmo presenti una deviazione standard prossima ai 5Hz.

Dato che la deviazioni standard complessiva della misura è determinata dalla somma quadratica del contributo fornito dal segnale interferometrico e dal contributo, convertito in distanza, dell'algoritmo di estrazione di tono, per distanze inferiori ai 30 cm quest'ultimo risulta dominante.

Si può pertanto affermare che lo strumento realizzato è in grado effettuare una misura di distanza assoluta con un'incertezza assoluta massima di 200µm entro il metro di lunghezza. Oltre questo valore si ha una crescita approssimativamente lineare della deviazione standard.

Tuttavia, fatta eccezione per le distanze inferiori ai 30 cm, a cui corrispondono frequenze al di sotto dei 15kHz, l'incertezza relativa si mantiene costante intorno ad un valore prossimo allo 0.3 ‰ sulla singola misura. Anche l'incertezza relativa spaziale per brevi distanze è influenzata dall'incertezza relativa dell'algoritmo di estrazione di tono, che fornisce il contributo dominante come già mostrato in Figura 5.5.

In figura 5.9 viene visualizzato l'andamento dell'incertezza relativa al variare della distanza.

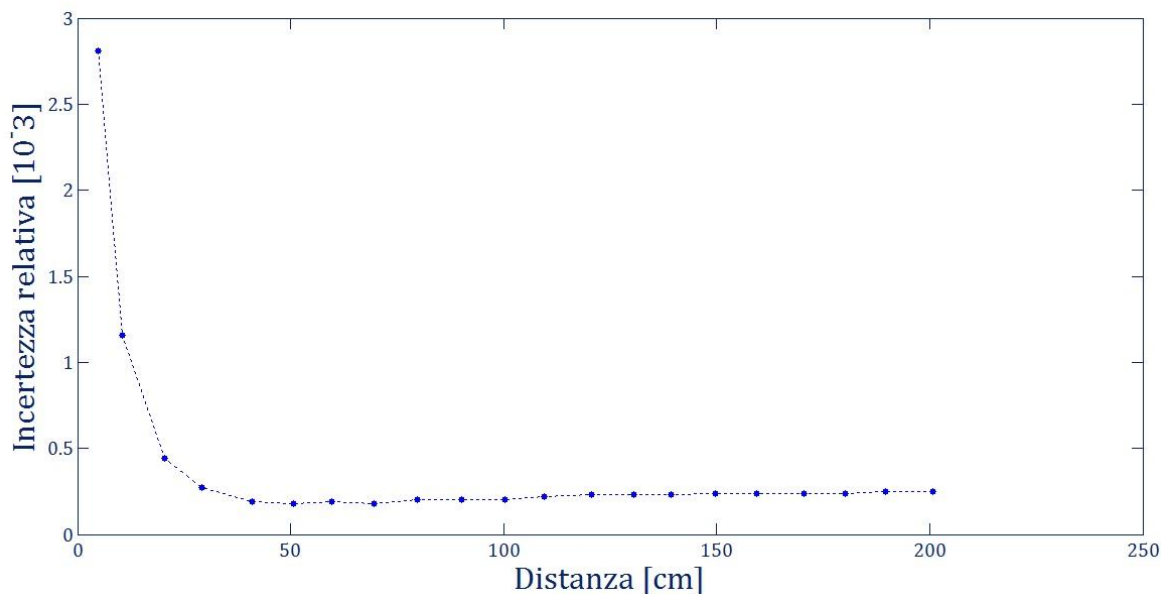


Figura 5.9 Incertezza relativa al variare della distanza

L'ultima tipologia di misura effettuata con bersaglio fisso, riguarda la sensibilità allo spostamento che è in grado di fornire lo strumento. Per effettuare questa misurazione si è adoperato un bersaglio munito di vite micrometrica, il cui minimo spostamento ottenibile è di $10\mu\text{m}$.

Si è posto il bersaglio ad una distanza iniziale di 574.731mm e si sono effettuati dieci rilevamenti con spostamenti a passi di $500\mu\text{m}$. Il dispositivo è stato in grado di rilevarli correttamente, come mostrato in Figura 5.10.

Misure	Distanza[mm]	STD[mm]	incertezza relativa[10^{-3}]
1	574.731	0.144	0.250
2	575.192	0.155	0.269
3	575.683	0.173	0.300
4	576.207	0.144	0.249
5	576.638	0.179	0.310
6	577.211	0.150	0.259
7	577.714	0.173	0.299
8	578.129	0.179	0.309
9	578.694	0.179	0.309
10	579.221	0.185	0.319

Figura 5.10 Valori rilevati sperimentalmente per misure di spostamento pari a $500\mu\text{m}$

In Figura 5.11 viene mostrato il grafico delle misure visualizzate in Figura 5.10, con il rispettivo valor medio e deviazione standard. In rosso viene tracciato lo spostamento reale del bersaglio. Si può comunque notare che si è sempre all'interno del range della deviazione standard della misura.

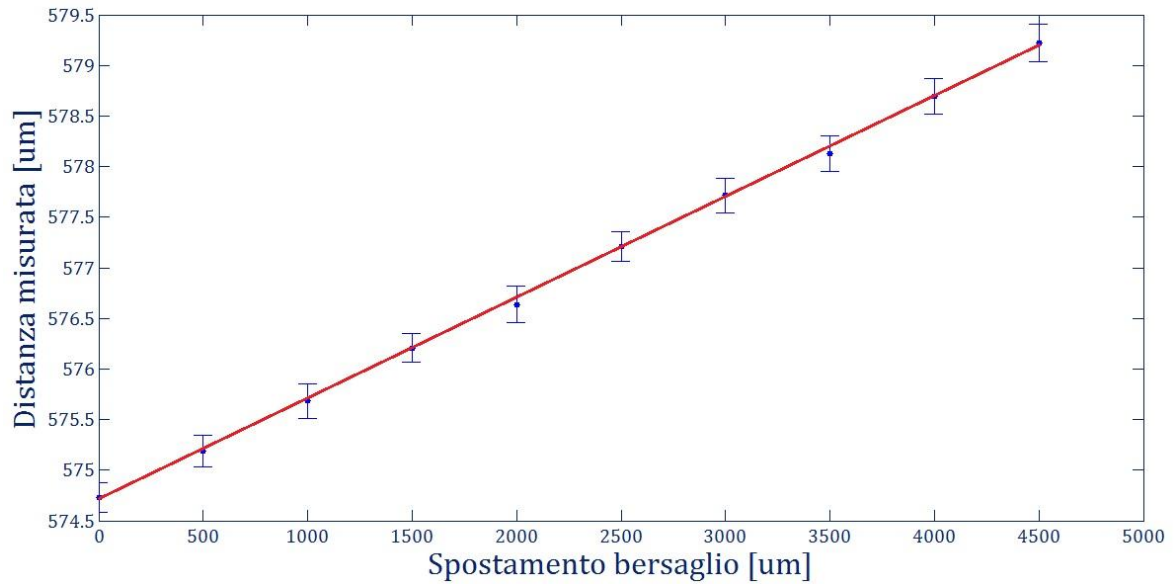


Figura 5.11 Grafico delle misure di sensibilità allo spostamento del bersaglio

5.4 Misure con bersaglio posto in vibrazione

Dato che il misuratore di distanza assoluta verrà incluso in un strumento di misura polivalente, che sarà incentrato principalmente sulle misure di vibrazione, è lecito supporre che il bersaglio non sia completamente fisso, ma sia posto in vibrazione. Pertanto si sono effettuate misurazioni anche in queste condizioni di utilizzo.

Come nella tipologia di misure effettuate precedentemente, si è fissata la corrente di polarizzazione a 65 mA, modulandola con un segnale triangolare di ampiezza 10mA e durata 1.65ms per ciascun fronte, calcolando un valore della frequenza del tono sia per il fronte di salita che per il fronte di discesa. Si sono poi effettuate 300 acquisizioni.

In particolare per il test con bersaglio in vibrazione si è effettuata la misura in due maniere differenti: la prima impiegando il codice utilizzato fino ad ora; la seconda introducendo una soglia per la singola acquisizione di frequenza. Come descritto nel capitolo 4 normalmente vengono acquisite le frequenze del tono sul fronte di salita e di discesa e poi mediate. La soglia introdotta introduce un vincolo sulla differenza delle due frequenze rispetto al valore medio. Infatti se si discostano di più del 15% rispetto al valor medio l'acquisizione non viene registrata nell'Array_medie_freq. Ovviamente terminate le 300 triangolari la media e la deviazione standard viene eseguita solo sui valori che hanno superato la soglia.

In particolare si è utilizzato un bersaglio vibrante, un altoparlante, posto in oscillazione sinusoidale, tramite generatore di funzioni. La frequenza di oscillazione è stata fissata a 100Hz con un'ampiezza di 11 μm di picco. Come spiegato nel paragrafo 2.2 per ottenere una variazione di fase interferometrica si hanno due possibilità: variare la lunghezza d'onda della sorgente oppure variare la distanza dal bersaglio. Di seguito viene riportata l'equazione della fase interferometrica.

$$\varphi = 2 k s = 2 \frac{2\pi}{\lambda} s \quad (5.4)$$

Pertanto una variazione della distanza s produce una variazione della fase interferometrica secondo la relazione:

$$\frac{d\varphi}{ds} = 2 \frac{2\pi}{\lambda} \quad (5.5)$$

Questo segnale interferometrico rappresenta un disturbo al segnale utile per la misura di distanza assoluta che si intende eseguire.

Si analizzano ora i risultati sperimentali riscontrati con le due modalità di misura.

Innanzitutto si è rilevata la distanza del bersaglio senza alcuna vibrazione, per valutare quanto si discosta da questo valore la misura con bersaglio in vibrazione. I risultati rilevati sono stati:

- Distanza 507.031 mm corrispondenti a 26500Hz;
- Deviazione standard 181 μ m;
- Incertezza relativa 0.35‰;

La prima misura, ossia quella senza soglia per la differenza di frequenza riferita alla media dei due fronti, ha mostrato i seguenti risultati:

- Distanza 507.821 mm corrispondenti a 26542Hz;
- Deviazione standard 50.27mm;
- Incertezza relativa 9.9%;

In Figura 5.12 viene mostrata una rappresentazione delle singole frequenze acquisite per le 300 triangolari. La retta orizzontale in blu ne rappresenta la media a bersaglio in vibrazione, mentre quella in rosso a bersaglio fisso.

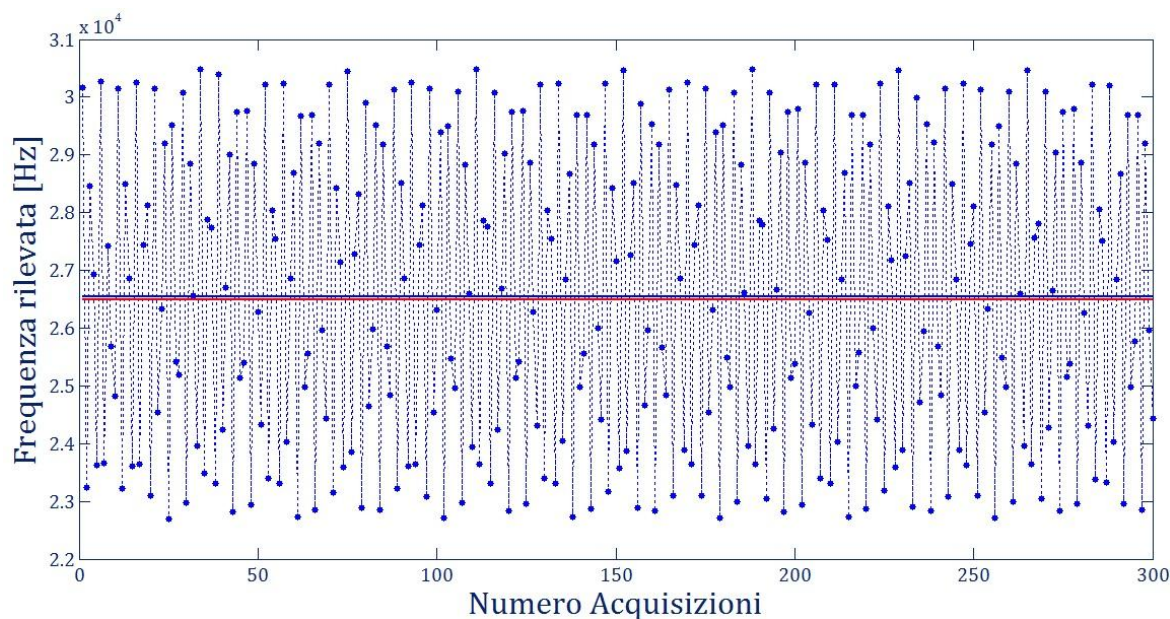


Figura 5.12 Grafico delle acquisizioni effettuate con bersaglio posto in vibrazione a 100Hz e ampiezza 11 μ m di picco

Come si può vedere in figura i valori risultano notevolmente dispersi, tuttavia il valor medio si discosta di 0.79mm rispetto a quando il bersaglio non è posto in vibrazione. Possiamo stimare che il periodo medio delle frange prodotte per l'oscillazione del bersaglio sia approssimativamente dato dal tempo di oscillazione completa del bersaglio, vale a dire 10ms, diviso il numero di frange interferometriche prodotte, ossia 56.

$$T_{medio} = \frac{T_{osc}}{N_F} \approx 350 \mu s \quad (5.4)$$

A questo periodo di frangia corrisponde un tono in frequenza molto allargato, dato che il periodo delle frange dovute alla vibrazione non è costante, con un picco alla frequenza:

$$f_{tono\ vibro} = \frac{1}{T_{medio}} = 2.8kHz \quad (5.5)$$

Pertanto si può affermare che finché le frange prodotte per effetto della vibrazione del bersaglio producono una deviazione standard della frequenza inferiore al valor medio della frequenza misurata sulle 300 acquisizioni, è possibile effettuare misure di distanza assoluta con bersaglio vibrante.

È stato poi effettuato il test introducendo la soglia per la differenza tra il tono acquisito sul fronte di salita e di discesa riferito alla media dei due, in modo tale da acquisire le misurazioni solo quando il bersaglio è nei momenti di minor movimento. Infatti come descritto nel paragrafo 2.2, l'informazione della velocità del bersaglio è data dalla differenza dei toni sul fronte di salita e di discesa. Questa misurazione ha dato i seguenti risultati, che vengono mostrati nel grafico di Figura 5.13:

- Distanza 527.12 mm corrispondenti a 27352Hz;
- Deviazione standard 89.27mm;
- Incertezza relativa 17.02%;

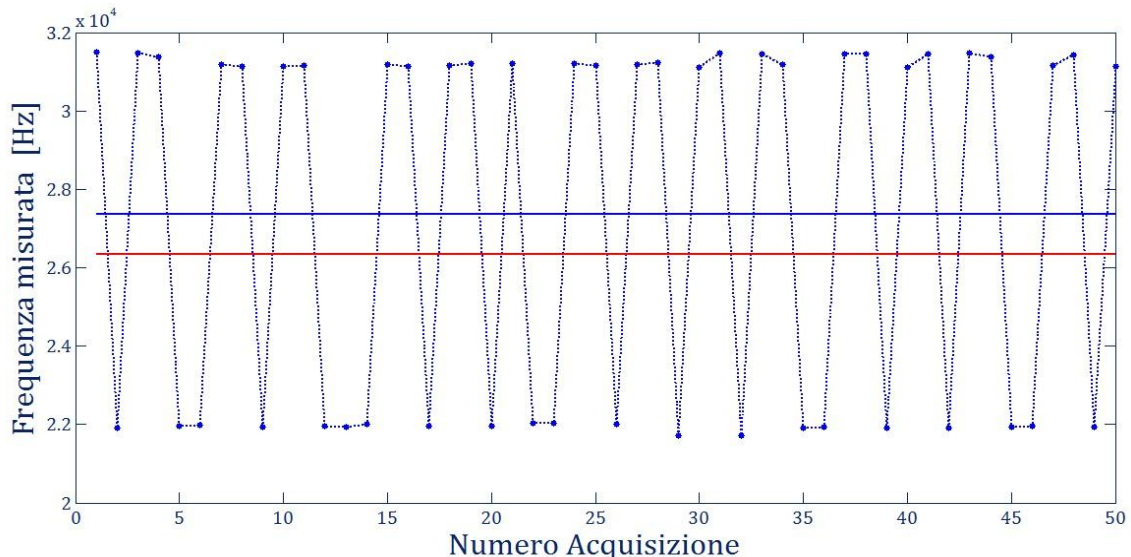


Figura 5.13 Grafico delle acquisizioni effettuate con bersaglio posto in vibrazione e soglia per la differenza delle frequenze

Come si può osservare dal grafico soltanto 50 acquisizioni hanno superato questa soglia(15%) di differenza tra la frequenza di salita e quella di discesa. È possibile notare che tutti i valori si trovano o nella zona prossima a 22kHz oppure in quella

prossima ai 31.5kHz. Questa alterazione dei valori misurati si ottiene in quanto, acquisendo i valori solo nei momenti di minor movimento, producendo un'oscillazione sinusoidale del bersaglio, vengono elaborati soltanto i valori in cui l'accelerazione è massima. In questi punti si ha il massimo errore di misura. Infatti oltre ad una forte dispersione dei valori acquisiti, evidenziata da una deviazione standard di 89.27mm, anche il valor medio risulta significativamente alterato: è stata rilevata una frequenza media di 27352Hz a fronte dei 26500Hz misurati a bersaglio fisso. Su questa differenza influisce anche il sincronismo tra il tempo della triangolare e la frequenza di oscillazione. Ad ogni modo, questo errore sulla frequenza corrisponde ad un errore di 20.10 mm sulla distanza, che risulta del tutto inaccettabile.

Si può concludere che l'introduzione della soglia risulta vantaggiosa nel caso in cui i momenti di minor spostamento del bersaglio non corrispondano agli istanti in cui l'accelerazione è massima, come avviene per un'oscillazione sinusoidale.

Inoltre è possibile affermare che, sotto le ipotesi di vibrazione sopradescritte per l'utilizzo senza l'introduzione della soglia per le frequenze, lo strumento è in grado di funzionare anche con bersaglio vibrante.

5.5 Stima della deviazione standard al variare del parametro C

In tutte le misure precedentemente presentate si è sempre fatto riferimento al futuro utilizzo di un sistema di autofocus. Il compito di questo apparato sarà quello di riuscire a portare lo strumento ad operare nel regime di retroiniezione in cui viene minimizzata la deviazione standard della misura. È stata effettuata una stima abbastanza grossolana del C, focalizzando manualmente il fascio LASER sul bersaglio posto a 53.43cm e interponendo un attenuatore variabile, modificando la quantità di radiazione retroiniettata in cavità. Nel paragrafo 2.1.3 si sono valutati i possibili regimi di funzionamento di un LASER sottoposto a retroiniezione, descrivendo come un segnale interferometrico con un fronte a pendenza verticale (teorica) corrisponda ad un $C = 1$. Con il sistema complessivo realizzato questa condizione non è raggiungibile a causa della presenza di un filtro passa basso del secondo ordine con frequenza di taglio a 122kHz. Il minimo valore che può assumere il fronte di salita del segnale interferometrico è pari a $4\mu\text{s}$. Si è poi rilevata l'ampiezza minima corrispondente a questo valore temporale del fronte e si è fissato questo valore di ampiezza picco-picco, pari a 2.1 V, come riferimento di $C = 1$. Per valori di C inferiori all'unità, la relazione tra ampiezza di frangia e C è lineare. Si è quindi proceduto ad interporre gradualmente l'attenuatore variabile, misurando l'ampiezza picco-picco del segnale interferometrico. In Figura 5.14 viene mostrato l'andamento dei risultati ottenuti.

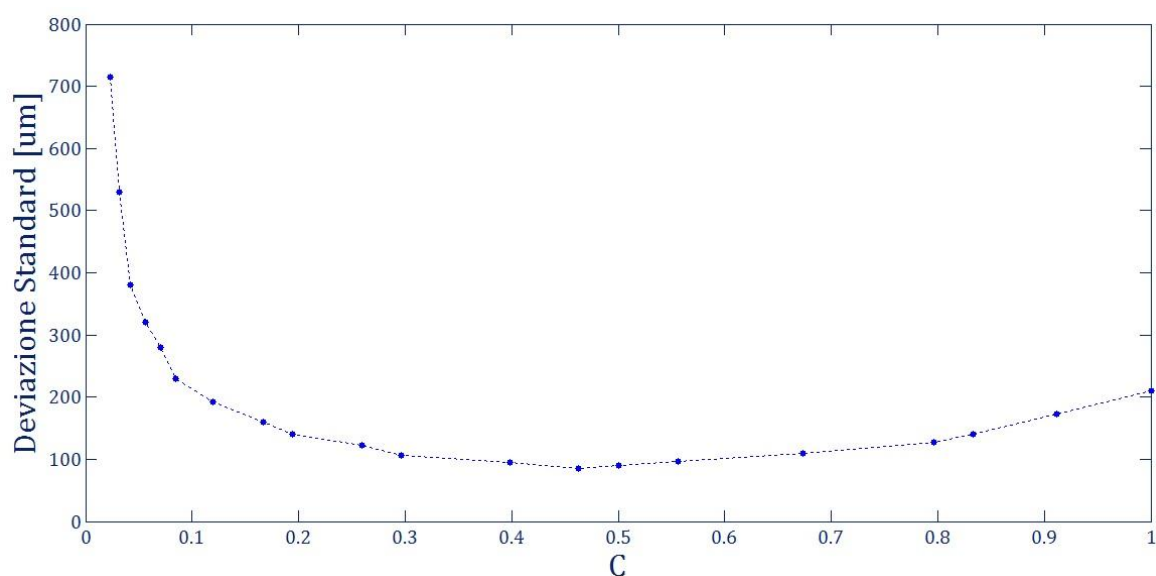


Figura 5.14 Deviazione standard al variare del C

Come evidenziato dal grafico, per valori di $C < 0.1$, si hanno incertezze assolute superiori ai $200\mu\text{m}$. Questo è dettato dal fatto che la riduzione del fattore C comporta una riduzione dell'ampiezza del segnale interferometrico, riducendo in questa maniera il rapporto segnale/rumore. In particolare per $C = 0.1$ l'ampiezza del segnale interferometrico è di 210 mV picco picco, corrispondenti ad una ampiezza di circa 100 mV di picco, che si devono confrontare con un rumore approssimativamente stimato a 8 mV . Come C massimo si è anche effettuata una valutazione per $C \approx 3$, rilevando una deviazione standard prossima a $250\mu\text{m}$, che non è stata visualizzata in Figura 5.14.

Ad ogni modo il sistema si è dimostrato abbastanza robusto, riuscendo ad ottenere una deviazione standard entro $200\mu\text{m}$, ossia il doppio di quella minima, per un fattore C da 0.1 a 1 , ossia per una variazione in potenza di un fattore 100 .

Il grafico mostra come il punto ottimo per la deviazione standard si trovi approssimativamente con $C = 0.5$. Oltre questo regime di funzionamento, un aumento del fattore C produce un allargamento dello spettro emesso dal LASER, producendo fluttuazione nella sensibilità S . Questo causa un aumento dell'incertezza assoluta di misura.

Per questa ragione il sistema di autofocus dovrà essere in grado di poter permettere allo strumento di operare con un C prossimo a 0.5 .

5.6 Condizioni di utilizzo e sviluppi futuri

Si è fin qui supposto che lo strumento si trovi a operare in condizioni di temperatura costante. Una accurata analisi in temperatura non è stata svolta, però è immediato notare dal datasheet del LASER HL7851-g come la lunghezza d'onda di emissione sia fortemente influenzata dalla temperatura dell'ambiente esterno. In Figura 5.15 viene riportato l'andamento della lunghezza d'onda al variare della Temperatura.

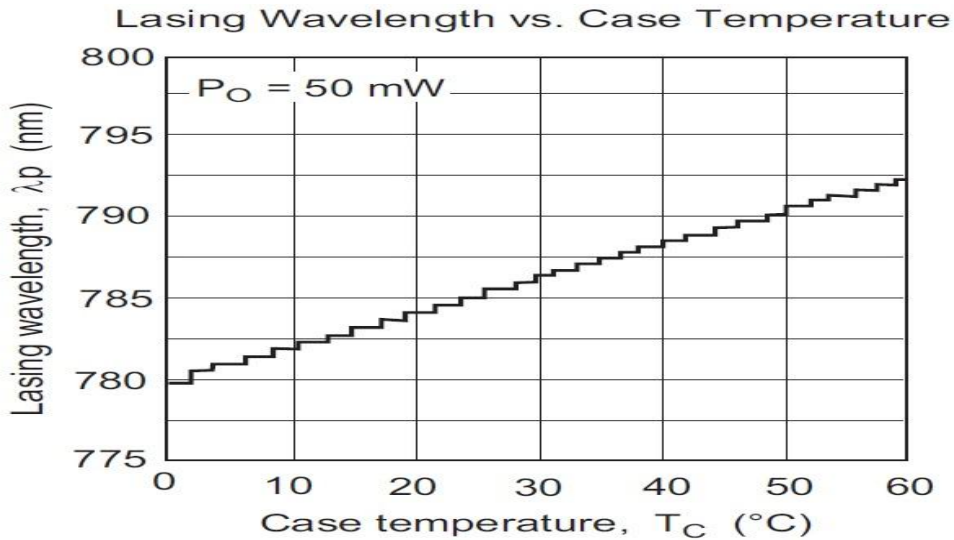


Figura 5.15 Rappresentazione della lunghezza d'onda λ al variare della Temperatura

È possibile stimare empiricamente la pendenza della caratteristica mostrata in figura come $\frac{\Delta\lambda_{LASER}}{\Delta T} = 0.1875 \frac{nm}{^\circ C}$. Se si considera che la misura di distanza viene ricavata secondo la relazione:

$$s = \frac{\lambda_{LASER}^2}{2 \frac{\Delta\lambda}{\Delta l} \frac{\Delta l}{\Delta t}} f_{tono} \tag{5.6}$$

è possibile osservare come una variazione della lunghezza d'onda di emissione del LASER produca una variazione della sensibilità S:

$$\frac{dS}{dT} = 2 \frac{\lambda_{LASER}(T)}{2 \frac{\Delta\lambda}{\Delta l} \frac{\Delta l}{\Delta t}} \frac{\Delta\lambda_{LASER}}{\Delta T} = \frac{S}{\lambda_{LASER}} \frac{\Delta\lambda_{LASER}}{\Delta T} \tag{5.7}$$

Ricordando che quantitativamente la sensibilità S è pari a $19.589 \frac{\mu m}{Hz}$, si può stimare la variazione di sensibilità rispetto alla temperatura sostituendo i valori numerici:

$$\frac{dS}{dT} = 4.675 \frac{nm}{Hz \ ^\circ C} \tag{5.8}$$

Fornendo dei dati quantitativi si può riscontrare che un aumento della temperatura di 5.33°C, corrispondenti ad 1nm di variazione di lunghezza d'onda, producono un

aumento della sensibilità di $24.93 \frac{\text{nm}}{\text{Hz}}$, che corrispondono a una variazione percentuale dell'1.3‰, portando la sensibilità S' ad un valore pari a $19.614 \frac{\mu\text{m}}{\text{Hz}}$. Se ipotizziamo di rilevare un tono fondamentale a 30kHz, si ottengono due diverse distanze assolute rilevate:

$$d = S f_{\text{tono}} = 58.76 \text{ cm} \quad (5.9)$$

$$d' = S' f_{\text{tono}} = 58.84 \text{ cm} \quad (5.10)$$

La misura risulta alterata di ben 800μm, che vanno ben oltre la dispersione delle misure propria dello strumento. Inoltre in questa stima approssimata non si sono considerate le possibili variazioni del parametro $\chi = \frac{\Delta\lambda}{\Delta l}$ con la Temperatura.

Per queste motivazioni i risultati descritti nei precedenti paragrafi risultano validi se la temperatura rimane costante. Per porsi in questo tipo di condizione sarà opportuno termostatare il LASER tramite opportuna cella di Peltier, evitando così che derive e variazioni termiche alterino la misura. Per fornire un ordine di grandezza per la precisione con la quale è necessario mantenere costante la temperatura, si può supporre di voler termostatare il LASER entro il 0.1°C, producendo una variazione massima di sensibilità massima di $0.4675 \frac{\text{nm}}{\text{Hz}}$, corrispondenti ad un errore percentuale della sensibilità di $2.38 \cdot 10^{-5}$. Questo è il principale sviluppo futuro necessario per il corretto funzionamento dello strumento.

Inoltre risulta lecito supporre di riuscire a inserire questo misuratore di distanza assoluta in classe 1 di sicurezza, mantenendo costantemente spento il LASER con una corrente prossima al valore di soglia. Anziché fornire una modulazione con una triangolare pura verrà sovrapposto un rettangolo permettendo così l'accensione del dispositivo. Sarà possibile far rientrare lo strumento in classe 1 agendo sul Duty Cycle, ossia aumentando il tempo in cui il LASER rimane spento fino ad ottenere una potenza di emissione di 1mW. In figura 5.16 viene mostrata la forma d'onda della futura modulazione di corrente.

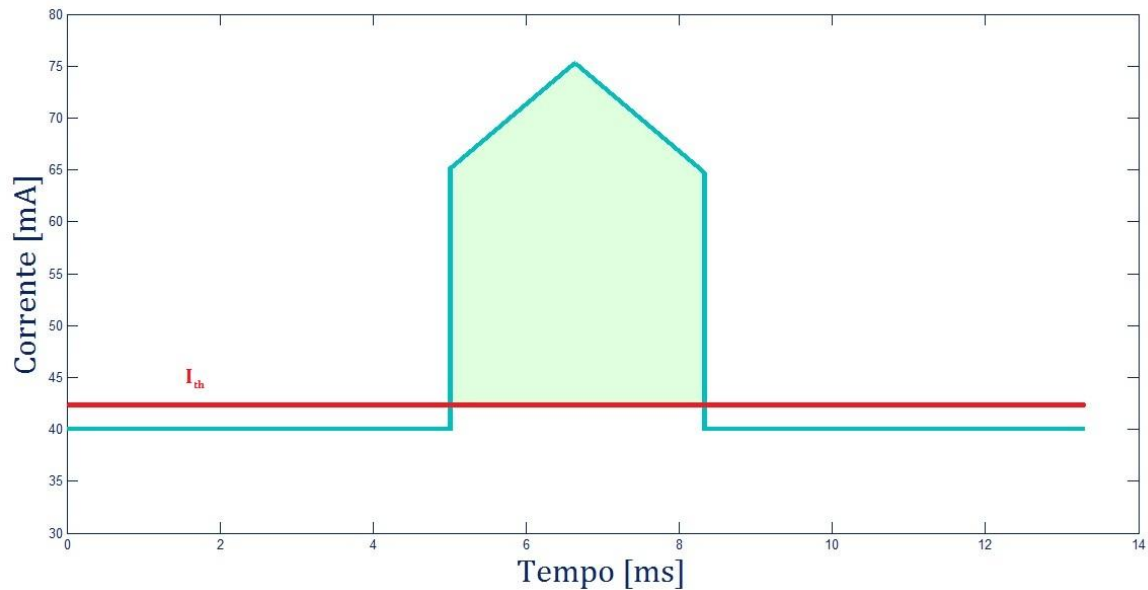


Figura 5.16 Modulazione di corrente per far rientrare il LASER in classe 1

Questo comporterà una riduzione del rate di misure fornite, ma renderà possibile un utilizzo dello strumento senza apposite precauzioni. Per risolvere il problema del rate si potrebbe migliorare il funzionamento con un generatore di onda triangolare realizzato con un integratore di miller, riducendo la durata dell'onda triangolare e riuscendo anche ad ottenere un sistema più robusto rispetto alle vibrazioni.

Come descritto nel precedente paragrafo, il dispositivo finale sarà dotato di un sistema di autofocus, che dovrà impostare una condizione di regime di debole retro iniezione, mantenendo un C prossimo a 0.5.

Inoltre il misuratore di distanza assoluta sarà incluso in un sistema comprendente anche un vibrometro agganciato a metà frangia che produce una modulazione di corrente del LASER, in modo tale da annullare il segnale interferometrico prodotto dalla vibrazione del bersaglio. Questo renderà possibile la misurazione della distanza assoluta per qualunque ampiezza di vibrazione prodotta.

CONCLUSIONI

La prima parte del lavoro svolto si è concentrata sull'analisi del self-mixing e delle opportunità offerte da questa tecnica. Ci si è in particolare soffermati su come sia possibile effettuare una misura di distanza assoluta, modulando la lunghezza d'onda di emissione di un LASER a semiconduttore tramite una variazione della corrente di pompa.

Si è poi provveduto alla valutazione dei possibili stadi di alimentazione per il controllo del LASER, verificando sperimentalmente quale fosse la migliore configurazione. È stata poi realizzata la forma d'onda triangolare necessaria per la modulazione tramite un DAC, controllato attraverso il DSP.

Si è poi creato uno stadio a transimpedenza, con la duplice funzione di amplificare il segnale proveniente dal fotodiodo di monitor e di eliminare le componenti triangolari dovute alla variazione di potenza, ottenendo così il solo segnale interferometrico. Quest'ultimo è stato poi filtrato, amplificato e campionato dall'ADC.

Si è poi effettuata una FFT a 256 campioni su ciascun fronte della triangolare, salita e discesa, rilevando l'armonica fondamentale del segnale interferometrico tramite opportuno algoritmo di interpolazione e mediando i valori ottenuti su ciascun fronte. Si sono poi acquisite 300 triangolari, calcolando media e varianza del tono rilevato e determinando, tramite opportuna conversione, la misura di distanza assoluta.

Il rate di misura dello strumento così realizzato è di circa una misura al secondo.

Il dispositivo si è mostrato sensibile a misure di spostamento di $500\mu\text{m}$ e ha dato come risultato un'incertezza assoluta inferiore ai $200\mu\text{m}$, per misure di distanza comprese tra 5cm ed 1m. Oltre questo valore si mantiene costante l'incertezza relativa attorno al valore 0.25‰, fino al valore di full scale range di 2m dove si ha una deviazione standard della misura prossima ai $500\mu\text{m}$. Tutti i valori sono stati rilevati con una condizione di C, parametro di retro iniezione, prossima a 0.5. Per questo motivo il sistema dovrà essere munito di un sistema di autofocus per farlo operare in queste condizioni.

Questi risultati sono da intendersi validi per una misura svolta a temperatura costante. Infatti per ottenere un telemetro ottico con queste caratteristiche sarà necessario termostatare il LASER.

RINGRAZIAMENTI

Se qualcuno sta leggendo questa frase, ciò vuol dire una cosa sola: è finita!! Finalmente dopo sei lunghi anni, ce l'ho fatta... mi laureo! Questa esperienza mi ha profondamente cambiato, a cominciare da qualche capello in meno...

Ma iniziamo con i ringraziamenti: vorrei innanzitutto ringraziare i miei familiari, in particolare i miei genitori, per avermi sostenuto sia moralmente che economicamente in questo cammino.

Poi vorrei ringraziare il Professor Michele Norgia e l'assistente Alessandro Pesatori per avermi dato l'opportunità di svolgere questa Tesi, fornendomi indicazioni per la risoluzione dei problemi e portando pazienza quando ne ho creati. Un doveroso grazie spetta al mio correlatore Alessandro Magnani, che si è sempre mostrato disponibile ogni volta che ho chiesto il suo aiuto.

Ringrazio Robi per essere riuscito a realizzare artigianalmente il PCB in un pomeriggio a suon di soda caustica e cloruro ferrico. Un ringraziamento va ai miei compagni di Laboratorio per avermi fornito consigli durante la Tesi e per aver condiviso con me la "brillantezza" della luce Neon nel seminterrato sotto il DEI vecchio.

Vorrei ringraziare i miei compagni di università con i quali ho condiviso lo studio, discussioni animate, serate tranquille, gioie, dolori e botole. Ringrazio il gruppo dei miei compagni del Liceo & Co con i quali trascorro la maggior parte dei momenti di svago e di vacanza, rendendomi più carico per lo studio(...non faccio chiaramente riferimento a quello nella biblio di Odazio). Un ringraziamento va poi alla mia squadra di calcio, la Mediolanum, unico alone di sport nella vita di uno studente universitario. E infine ringrazio questo "aggeggio" che alla fine ce l'ha fatta funzionare!

BIBLIOGRAFIA

- [1] O.Svelto, *Principles of Lasers – Fourth Edition*, Plenum Press – New York and London,(1998)
- [2] S.O.Kasap, *Optoelectronics and Photonics*, Prentice Hall, (2001)
- [3] F.Zappa, R.Zappa, *Sistemi Elettronici*, Progetto Leonardo, (2003)
- [4] E.Bava, R.Ottoboni, C.Svelto, *Fondamenti della misurazione*, Esculapio, (2005)
- [5] H.Deitel, P.Deitel, *Corso completo di programmazione*, Apogeo, (2007)
- [6] A.Bateman, *The DSP Handbook – Algorithms, Applications and Design Techniques*, Prentice Hall, (2002)
- [7] R.Lang, K.Kobayashi, External Optical Feedback Effects on Semiconductor Injection LaserProperties, IEEE journal of quantum electronics, (1980)
- [8]S.Donati, *Electro-optical Instrumentation – Sensing and Measuring with Lasers*, PrenticeHall, Upper Saddle River, (2003)
- [9] S.Donati, G.Giuliani, S.Merlo, *Laser Diode Feedback Interferometer for Measurement of Displacements without Ambiguity*, IEEE journal of quantum electronics, (1995)
- [10] G.Giuliani, M.Norgia, S.Donati, T.Bosch, *Laser Diode self-mixing technique for sensing application*, Institute of Physics Publishing, (2002)
- [11] J. Schoukens, Rik Pintelon, Hugo Van hamme, *The Interpolated Fast Fourier Transform: A Comparative Study*, IEEE transactions on instrumentation and measurement (1992)
- [12] D. Agrez, *Frequency Estimation of the Non-Stationary Signals Using Interpolated DFT*, IEEE Instrumentation and Measurement Conference, pp. 925-930, (2002)

- [13] M.Norgia, A.Pesatori, M.Tanelli, M.Lovera, *Frequency compensation for a Self-Mixing Interferometer*, IEEE Transaction on instrumentation and measurement, (2010)
- [14] M.Norgia, *Rivelazione a iniezione e applicazioni all'interferometria*, (2000)
- [15] E.Randone, *Fenomeni di retro-iniezione ottica in laser a semiconduttore e applicazioni*, (2007)
- [16] E. Perini, *Misuratore di distanza assoluta con tecnica a self-mixing*, (2011)

APPENDICE A: DATASHEETS



TMS320F28335, TMS320F28334, TMS320F28332
TMS320F28235, TMS320F28234, TMS320F28232

www.ti.com

SPRS439I–JUNE 2007–REVISED MARCH 2011

Digital Signal Controllers (DSCs)

Check for Samples: [TMS320F28335](#), [TMS320F28334](#), [TMS320F28332](#), [TMS320F28235](#), [TMS320F28234](#), [TMS320F28232](#)

1 TMS320F2833x, TMS320F2823x DSCs

1.1 Features

- High-Performance Static CMOS Technology
 - Up to 150 MHz (6.67-ns Cycle Time)
 - 1.9-V/1.8 -V Core, 3.3-V I/O Design
- High-Performance 32-Bit CPU (TMS320C28x)
 - IEEE-754 Single-Precision Floating-Point Unit (FPU) (F2833x only)
 - 16 x 16 and 32 x 32 MAC Operations
 - 16 x 16 Dual MAC
 - Harvard Bus Architecture
 - Fast Interrupt Response and Processing
 - Unified Memory Programming Model
 - Code-Efficient (in C/C++ and Assembly)
- Six-Channel DMA Controller (for ADC, McBSP, ePWM, XINTF, and SARAM)
- 16-Bit or 32-Bit External Interface (XINTF)
 - Over 2M x 16 Address Reach
- On-Chip Memory
 - F28335/F28235: 256K x 16 Flash, 34K x 16 SARAM
 - F28334/F28234: 128K x 16 Flash, 34K x 16 SARAM
 - F28332/F28232: 64K x 16 Flash, 26K x 16 SARAM
 - 1K x 16 OTP ROM
- Boot ROM (8K x 16)
 - With Software Boot Modes (via SCI, SPI, CAN, I2C, McBSP, XINTF, and Parallel I/O)
 - Standard Math Tables
- Clock and System Control
 - Dynamic PLL Ratio Changes Supported
 - On-Chip Oscillator
 - Watchdog Timer Module
- GPIO0 to GPIO63 Pins Can Be Connected to One of the Eight External Core Interrupts
- Peripheral Interrupt Expansion (PIE) Block That Supports All 58 Peripheral Interrupts
- 128-Bit Security Key/Lock
 - Protects Flash/OTP/RAM Blocks
 - Prevents Firmware Reverse Engineering
- Enhanced Control Peripherals
 - Up to 18 PWM Outputs
 - Up to 6 HRPWM Outputs With 150 ps MEP Resolution
 - Up to 6 Event Capture Inputs
 - Up to 2 Quadrature Encoder Interfaces
 - Up to 8 32-Bit/Nine 16-Bit Timers
- Three 32-Bit CPU Timers
- Serial Port Peripherals
 - Up to 2 CAN Modules
 - Up to 3 SCI (UART) Modules
 - Up to 2 McBSP Modules (Configurable as SPI)
 - One SPI Module
 - One Inter-Integrated-Circuit (I2C) Bus
- 12-Bit ADC, 16 Channels
 - 80-ns Conversion Rate
 - 2 x 8 Channel Input Multiplexer
 - Two Sample-and-Hold
 - Single/Simultaneous Conversions
 - Internal or External Reference
- Up to 88 Individually Programmable, Multiplexed GPIO Pins With Input Filtering
- JTAG Boundary Scan Support ⁽¹⁾
- Advanced Emulation Features
 - Analysis and Breakpoint Functions
 - Real-Time Debug via Hardware
- Development Support Includes
 - ANSI C/C++ Compiler/Assembler/Linker
 - Code Composer Studio™ IDE
 - DSP/BIOS™
 - Digital Motor Control and Digital Power Software Libraries
- Low-Power Modes and Power Savings
 - IDLE, STANDBY, HALT Modes Supported
 - Disable Individual Peripheral Clocks

(1) IEEE Standard 1149.1-1990 Standard Test Access Port and Boundary Scan Architecture



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. MicroStar BGA, Code Composer Studio, DSP/BIOS, TMS320C28x, Delfino, PowerPAD, TMS320C54x, TMS320C55x, C28x 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 © 2007–2011, Texas Instruments Incorporated

HL7851G

GaAlAs Laser Diode

ODE-208-062A (Z)

Rev.1

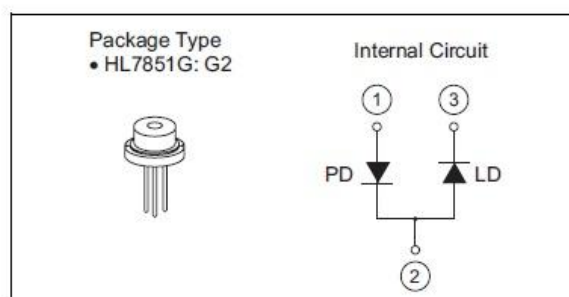
Dec. 04, 2006

Description

The HL7851G is a high-power 0.78 μm 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	Ratings	Unit
Optical output power	P_O	50	mW
Pulse optical output power	$P_{O(\text{pulse})}$	60 *	mW
LD reverse voltage	$V_{R(\text{LD})}$	2	V
PD reverse voltage	$V_{R(\text{PD})}$	30	V
Operating temperature	T_{opr}	-10 to +60	$^\circ\text{C}$
Storage temperature	T_{stg}	-40 to +85	$^\circ\text{C}$

Note: Maximum 50% duty cycle, maximum 1 μs pulse width.

Optical and Electrical Characteristics

 $(T_C = 25^\circ\text{C})$

Item	Symbol	Min	Typ	Max	Unit	Test Conditions
Threshold current	I_{th}	—	45	70	mA	
Slope efficiency	η_s	0.35	0.55	0.7	mW/mA	$40 \text{ (mW)} / (I_{(45\text{mW})} - I_{(5\text{mW})})$
LD Operating current	I_{OP}	—	135	165	mA	$P_O = 50 \text{ mW}$
LD Operating voltage	V_{OP}	—	2.3	2.7	V	$P_O = 50 \text{ mW}$
Lasing wavelength	λ_p	775	785	795	nm	$P_O = 50 \text{ mW}$
Beam divergence (parallel)	$\theta_{//}$	8	9.5	12	$^\circ$	$P_O = 50 \text{ mW}$, FWHM
Beam divergence (perpendicular)	θ_{\perp}	18	23	28	$^\circ$	$P_O = 50 \text{ mW}$, FWHM
Monitor current	I_S	30	45	150	μA	$P_O = 5 \text{ mW}$, $V_{R(\text{PD})} = 5 \text{ V}$
Astigmatism	A_S	—	5	—	μm	$P_O = 5 \text{ mW}$, $NA = 0.4$



MCP6021/2/3/4

Rail-to-Rail Input/Output, 10 MHz Op Amps

Features

- Rail-to-Rail Input/Output
- Wide Bandwidth: 10 MHz (typ.)
- Low Noise: 8.7 nV/√Hz, at 10 kHz (typ.)
- Low Offset Voltage:
 - Industrial Temperature: ±500 μV (max.)
 - Extended Temperature: ±250 μV (max.)
- Mid-Supply V_{REF}: MCP6021 and MCP6023
- Low Supply Current: 1 mA (typ.)
- Total Harmonic Distortion: 0.00053% (typ., G = 1)
- Unity Gain Stable
- Power Supply Range: 2.5V to 5.5V
- Temperature Range:
 - Industrial: -40°C to +85°C
 - Extended: -40°C to +125°C

Description

The MCP6021, MCP6022, MCP6023 and MCP6024 from Microchip Technology Inc. are rail-to-rail input and output op amps with high performance. Key specifications include: wide bandwidth (10 MHz), low noise (8.7 nV/√Hz), low input offset voltage and low distortion (0.00053% THD+N). These features make these op amps well suited for applications requiring high performance and bandwidth. The MCP6023 also offers a chip select pin (CS) that gives power savings when the part is not in use.

The single MCP6021, single MCP6023 and dual MCP6022 are available in standard 8-lead PDIP, SOIC and TSSOP. The quad MCP6024 is offered in 14-lead PDIP, SOIC and TSSOP packages.

The MCP6021/2/3/4 family is available in the Industrial and Extended temperature ranges. It has a power supply range of 2.5V to 5.5V.

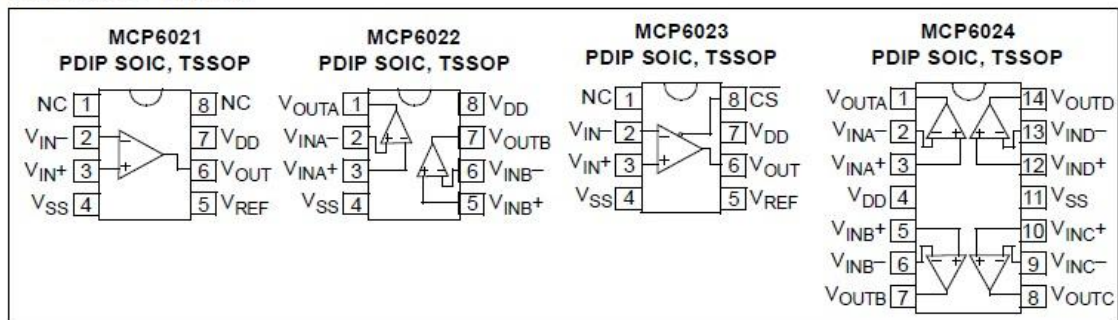
Typical Applications

- Automotive
- Driving A/D Converters
- Multi-Pole Active Filters
- Automotive
- Driving A/D Converters
- Multi-Pole Active Filters
- Barcode Scanners
- Audio Processing
- Communications
- DAC Buffer
- Test Equipment
- Medical Instrumentation

Available Tools

- SPICE Macro Model (at www.microchip.com)
- FilterLab[®] software (at www.microchip.com)

PACKAGE TYPES





**OPA380
OPA2380**

SBOS291G – NOVEMBER 2003 – REVISED SEPTEMBER 2007

**Precision, High-Speed
Transimpedance Amplifier**

FEATURES

- > 1MHz TRANSIMPEDANCE BANDWIDTH
- EXCELLENT LONG-TERM V_{OS} STABILITY
- BIAS CURRENT: 50pA (max)
- OFFSET VOLTAGE: 25 μ V (max)
- DYNAMIC RANGE: 4 to 5 Decades
- DRIFT: 0.1 μ V/ $^{\circ}$ C (max)
- GAIN BANDWIDTH: 90MHz
- QUIESCENT CURRENT: 7.5mA
- SUPPLY RANGE: 2.7V to 5.5V
- SINGLE AND DUAL VERSIONS
- *MicroSize* PACKAGE: MSOP-8

APPLICATIONS

- PHOTODIODE MONITORING
- PRECISION I/V CONVERSION
- OPTICAL AMPLIFIERS
- CAT-SCANNER FRONT-END

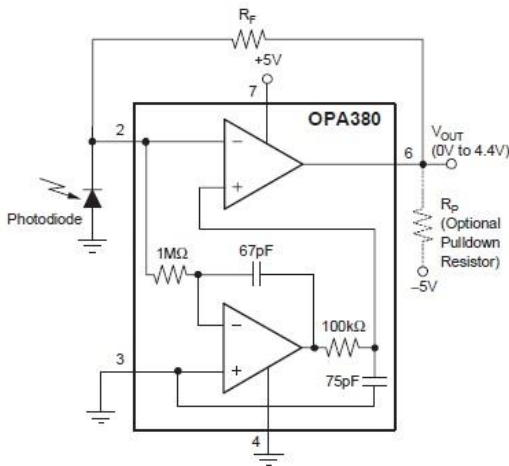
DESCRIPTION

The OPA380 family of transimpedance amplifiers provides high-speed (90MHz Gain Bandwidth [GBW]) operation, with extremely high precision, excellent long-term stability, and very low $1/f$ noise. It is ideally suited for high-speed photodiode applications. The OPA380 features an offset voltage of 25 μ V, offset drift of 0.1 μ V/ $^{\circ}$ C, and bias current of 50pA. The OPA380 far exceeds the offset, drift, and noise performance that conventional JFET op amps provide.

The signal bandwidth of a transimpedance amplifier depends largely on the GBW of the amplifier and the parasitic capacitance of the photodiode, as well as the feedback resistor. The 90MHz GBW of the OPA380 enables a transimpedance bandwidth of > 1MHz in most configurations. The OPA380 is ideally suited for fast control loops for power level on an optical fiber.

As a result of the high precision and low-noise characteristics of the OPA380, a dynamic range of 4 to 5 decades can be achieved. For example, this capability allows the measurement of signal currents on the order of 1nA, and up to 100 μ A in a single I/V conversion stage. In contrast to logarithmic amplifiers, the OPA380 provides very wide bandwidth throughout the full dynamic range. By using an external pull-down resistor to -5V, the output voltage range can be extended to include 0V.

The OPA380 (single) is available in MSOP-8 and SO-8 packages. The OPA2380 (dual) is available in the miniature MSOP-8 package. They are specified from -40 $^{\circ}$ C to +125 $^{\circ}$ C.



OPA380 RELATED DEVICES

PRODUCT	FEATURES
OPA300	150MHz CMOS, 2.7V to 5.5V Supply
OPA350	500 μ V V_{OS} , 38MHz, 2.5V to 5V Supply
OPA335	10 μ V V_{OS} , Zero-Drift, 2.5V to 5V Supply
OPA132	16MHz GBW, Precision FET Op Amp, \pm 15V
OPA656/7	230MHz, Precision FET, \pm 5V
LOG112	LOG amp, 7.5 decades, \pm 4.5V to \pm 18V Supply
LOG114	LOG amp, 7.5 decades, \pm 2.25V to \pm 5.5V Supply
IVC102	Precision Switched Integrator
DDC112	Dual Current Input, 20-Bit ADC

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 © 2003-2007, Texas Instruments Incorporated



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 μ A at 5V
- **POWER-ON RESET TO ZERO**
- **POWER SUPPLY:** +2.7V to +5.5V
- **ENSURED MONOTONIC BY DESIGN**
- **SETTLING TIME:** 10 μ 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**

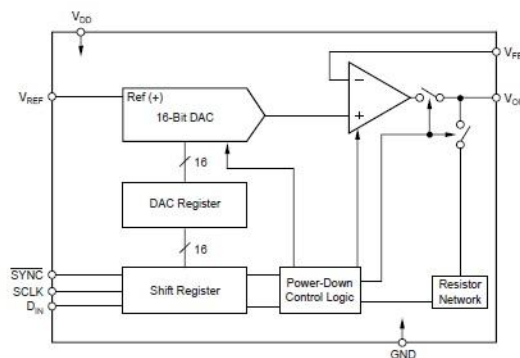
DESCRIPTION

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 μ 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.

**TEXAS
INSTRUMENTS**
www.ti.com

Copyright © 2001-2003, Texas Instruments Incorporated



May 2000

LM78XX Series Voltage Regulators

General Description

The LM78XX series of three terminal regulators is available with several fixed output voltages making them useful in a wide range of applications. One of these is local on card regulation, eliminating the distribution problems associated with single point regulation. The voltages available allow these regulators to be used in logic systems, instrumentation, HiFi, and other solid state electronic equipment. Although designed primarily as fixed voltage regulators these devices can be used with external components to obtain adjustable voltages and currents.

The LM78XX series is available in an aluminum TO-3 package which will allow over 1.0A load current if adequate heat sinking is provided. Current limiting is included to limit the peak output current to a safe value. Safe area protection for the output transistor is provided to limit internal power dissipation. If internal power dissipation becomes too high for the heat sinking provided, the thermal shutdown circuit takes over preventing the IC from overheating.

Considerable effort was expended to make the LM78XX series of regulators easy to use and minimize the number of external components. It is not necessary to bypass the out-

put, although this does improve transient response. Input bypassing is needed only if the regulator is located far from the filter capacitor of the power supply.

For output voltage other than 5V, 12V and 15V the LM117 series provides an output voltage range from 1.2V to 57V.

Features

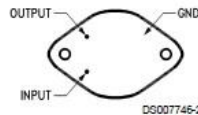
- Output current in excess of 1A
- Internal thermal overload protection
- No external components required
- Output transistor safe area protection
- Internal short circuit current limit
- Available in the aluminum TO-3 package

Voltage Range

LM7805C	5V
LM7812C	12V
LM7815C	15V

Connection Diagrams

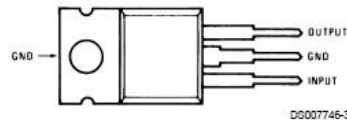
**Metal Can Package
TO-3 (K)
Aluminum**



Bottom View

Order Number LM7805CK,
LM7812CK or LM7815CK
See NS Package Number KC02A

**Plastic Package
TO-220 (T)**



Top View

Order Number LM7805CT,
LM7812CT or LM7815CT
See NS Package Number T03B

APPENDICE B: CODICE C

```

#include "DSP28x_Project.h"
#include "FPU.h" // Da aggiungere sotto 'Documents'
#include "math.h" //
#include "IQmathLib.h" // Da aggiungere sotto 'Documents'
#include "float.h" //

// ADC start parameters
#if (CPU_FRQ_150MHZ) // Default - 150 MHz SYSCLKOUT
#define ADC_MODCLK 0x3 // HSPCLK = SYSCLKOUT/2*ADC_MODCLK2 = 150/(2*3) = 25.0 MHz
#endif
#define ADC_CKPS 0x1 // ADC module clock = HSPCLK/2*ADC_CKPS = 25.0MHz/(2*1) = 12.5MHz
#define ADC_SHCLK 0xf // S/H width in ADC module periods = 16 ADC clocks

// definizioni array e variabili per la FFT:
#define FFT_SIZE 256 // Modificare anche "FFT_STAGES".
#define FFT_STAGES 8 // // è il logaritmo in base 2 dei FFT_SIZE.
#define pi 3.141592654 //
// #pragma DATA_SECTION(InBuffer, "INBUF"); // Aggiungere anche: INBUF ALIGN(512):{} > MYRAM, PAGE = 1
#define N 300 //NUMERO triangolari acquisite (num. triangoli)

#define CPU_RATE 6.667L
float32 OutBuffer[FFT_SIZE]; //
float32 TwiddleBuffer[FFT_SIZE]; //
float32 MagBuffer[FFT_SIZE/2]; //
RFFT_F32_STRUCT fft; //

// Array:
float32 Array_TRI_up[FFT_SIZE]; // contiene gli FFT_SIZE campioni delle frange sul fronte di salita.
float32 Array_TRI_down[FFT_SIZE]; // contiene gli FFT_SIZE campioni delle frange sul fronte di discesa.
float32 Array_medie_freq[N]; // contiene N valori di freq. rappresentanti la media tra salita e discesa.
// Variabili:
Uint16 sdata1 = 0x0000; // Invio dato utile al DAC
Uint16 sdata2 = 0x0000; // Invio dato inutile al DAC, dev'essere zero!
float32 ADCRESULT0=0;

int i=0;
int i2=0;
int i3=0;
int max_index_int=0; //indice del massimo valore di ampiezza di Array_medie_freq
int next_index_int=0; //indice del secondo massimo valore di ampiezza di Array_medie_freq
int F=0; //contatore delle frequenze che superano la soglia
int Num_mis=0; // numero di triangolari nell'ultima misura
int X=0; // indice di iterazione globale

float32 k2=0; //fattore di peso per la finestra di Shanning
float32 Fsa=246913; // Fsa = freq. sampling = 1/(3 * 1.35us) =246913, dove l'ADC campiona sempre a: 740740Sa/s
float32 max_re=0;
float32 max_index=0;
float32 reference=0; //Potenza del tono fondamentale
float32 referenceup=0; //Potenza del tono fondamentale sul fronte di salita
float32 result=0; // valore di frequenza calcolato con la FFT interpolata

float32 fft_size= FFT_SIZE; // serve per il corretto formato
float32 inv_fft_size=0;
int32 FFT_size=FFT_SIZE; // serve per il corretto formato
float32 k_fine=0; // freq. fine normalizzata
float32 mean=0; // risultato media N triangolari
float32 distanza=0; // risultato distanza
float32 STD=0; // risultato inc.standard in Hz
float32 incertezza_dist=0; //incertezza della distanza in mm
float32 mom=0;
float32 mom2=0;
float32 mom3=0;

```

```

float32 STD_rel=0; // risultato inc. relativa
float32 STD_dist=0; // risultato deviazione standard in um
float32 STD_rel_mean=0; // risultato inc. media
float32 a0; // coeff.filtro
float32 a1; // coeff.filtro
float32 b0; // coeff.filtro
float32 fs=740740; // frequenza dac in Hertz, pari a ADC=740740
float32 tp=0.000; //tau del polo del filtro di compensazione in secondi
float32 tz=0.000; //tau dello zero del filtro di compensazione in secondi
float32 t=0; //valore della tri in AC
float32 Threshold = 10; //Soglia di Potenza per l'ampiezza del tono

int t1=0; // 1 soglia temporale salita, window in riferimento a j.
int t2=0; // 2 soglia temporale salita, window in riferimento a j.
int t3=0; // 1 soglia temporale discesa, window in riferimento a 2j.
int t4=0; // 2 soglia temporale discesa, window in riferimento a 2j.
int z=0; // indice della triangolare
int z_old=0; // indice della triangolare meno 1
float32 y_old=0; // indice della triangolare filtrata meno 1
Uint16 j=1222; // Periodo del semitriangolo
Uint16 j2=0; //durata totale della triangolare

// dichiarazione di funzioni:
void calc_FFT_interpol(void); // Stima la freq. mediante interpol HANN. Riceve InBuffer, esce "result" in hertz.
void calc_freq_updown(void); // gestisce la stima delle freq. per la salita e la discesa. Entrano i due array "up" e "down",
// esce l'elementi X-esimo rappresentante la media delle due freq.
void TriangolareComp(void); // genera la TRI_rialzata e acquisisce le frange.
void init_general(void); // inizializzazioni generiche.
void calc_MeanSTD(void); // dato l'array delle N medie, stima la media totale e l'incertezza. Vedere le uscite "mean" e "STD_rel"
void init_mcbasp_spi(void); // inizializzazioni DAC.
void calc_MeanSTD(void); // dato l'array delle N medie, stima la media totale e l'incertezza. Vedere le uscite "mean" e "STD_rel"
void init_mcbasp_spi(void); // inizializzazioni DAC.
void mcbasp_xmit(int a, int b); // invia il dato al DAC.
void RXIX(void); // gestisce TriangolareComp() lungo tutti i 2J istanti. Non entra nulla, escono i due array "up" e "down".

void main(void)
{
    // Specific clock setting for this example:
    EALLOW;
    SysCtrlRegs.HISPCP.all = ADC_MODCLK; // HSPCLK = SYSCLKOUT/ADC_MODCLK
    EDIS;

    InitSysCtrl();

    DINT;

    InitPieCtrl();

    // Disable CPU interrupts and clear all CPU interrupt flags:
    IER = 0x0000;
    IFR = 0x0000;

    // Initialize the PIE vector table with pointers to the shell Interrupt
    // Service Routines (ISR).
    InitPieVectTable();

    InitMcbaspGpio();
    init_mcbasp_spi();

    InitAdc();

```

```

// IMPOSTAZIONI PER ACQUISIZIONE CONTINUA a 749KSa/sec.
AdcRegs.ADCTRL1.bit.ACQ_PS = 0xF; // 16
AdcRegs.ADCTRL3.bit.ADCCLKPS = 0x3; // adc core clock divider...typ: 0xA (220kSa/sec)
AdcRegs.ADCTRL1.bit.SEQ_CASC = 1; // 1 Cascaded mode
AdcRegs.ADCMAXCONV.all = 0x0000; // Setup 2 conv's on SEQ1
AdcRegs.ADCCHSELSEQ1.bit.CONV00 = 0x0;
AdcRegs.ADCCHSELSEQ1.bit.CONV01 = 0x1;
AdcRegs.ADCTRL1.bit.CONT_RUN = 1; // Setup continuous run
AdcRegs.ADCTRL2.all = 0x2020;

// Enable global Interrupts and higher priority real-time debug events:
EINT; // Enable Global interrupt INTM
ERTM; // Enable Global realtime interrupt DBGM

init_general();//inizializzazioni generiche

////////////////////////////////////////////////////////////////////////////////////////////////////
// START:

for(;;){

for(X=0; X<N; X++){
    {
    RXIX(); // 1.6ms up, 1.6ms down
    calc_freq_updown(); // tempo elaborazione 700us
    }

    calc_MeanSTD(); // Vedere le variabili: STD_rel, STD e mean.*
}
}
// END.
////////////////////////////////////////////////////////////////////////////////////////////////////
}

//RXIX trasmette una triangolare verso il basso(invertita) e acquisisce dall'ADC contemporaneamente
void RXIX(void)
{
    mcbbsp_xmit(16000,0); //inizializzo il DAC a 0.9V.il primo membro è la 2ª parola da 16bit,
                        //mentre il secondo membro è il primo ad essere tx.
    for(i=0; i<=j2; i++) // (j2)=2444, è la larchezza della tri totale.
    { // Ogni elemento è pari al tempo di esecuz di una TX del DAC (=1.388us).
        TriangolareComp(); // Invoco 2444 volte la TX dei campioni della TRI, e intanto acquisisco.
    }

    i=i2=mom=sdata1=sdata2=t=z=y_old=z_old=0; // Reset variabili appena usate
    mcbbsp_xmit(16000,0);
}

void TriangolareComp(void)
{
// Attendi fino alla nuova acquisizione dell'ADC, cioè 1.35us dopo:
while (AdcRegs.ADCST.bit.INT_SEQ1==0)
    {}
AdcRegs.ADCST.bit.INT_SEQ1_CLR = 1;
// ACQUISISCI:
// Ogni tre cicli di ADC acquisisci un campione e lo registra nel Magbuffer.
//Ogni ciclo di ADC ho un dato tx dal DAC.

if(i3==0)
{
    if( (i)>(t1-1) ) && (i<t2) ) // finestra di valutazione fronte salita.
}
}

```

```

    if(i==(t1+3))
        i2=0; //indice di memorizzazione nell'Array MagBuffer inizializzato a zero at Start Finestra
        //calcolo e moltiplicazione dei coefficienti di Hanning
        ADCRESULT0=(AdcRegs.ADCRESULT0);
        mom = k2 * i2; // 2*pi*i2/FFT_SIZE
        Array_TRI_up[i2]= ADCRESULT0 * (1 - cos(mom));
        i2++; // indice array acquisizione (0-FFT_SIZE-1)
    }
    else if( (i>(t3-1)) && (i<t4) ) // finestra di valutazione fronte discesa.
    {
        if(i==(t3+3))
            i2=0;
            ADCRESULT0=(AdcRegs.ADCRESULT0);
            mom = k2 * i2; // 2*pi*i2/FFT_SIZE
            Array_TRI_down[i2]= ADCRESULT0 * (1 - cos(mom));
            i2++; // indice array acquisizione (0-FFT_SIZE-1)
        }
    i3++;
    }
    else if (i3>=2)
        i3=0;
    else
        i3++;
// TRASMETTI (ogni clock dell'ADC tempo tx=1.388us):
// Creaz. base TRI pura:
    if( i<j )
        z++; //fronte di salita
    if( (i>=j)&&(i<j2) )
        z--; // fronte di discesa
// Applicazione filtro comp.:
    y_old= a0 * z + a1 * z_old + b0 * y_old; // il membro a sinistra è in realtà y corrente (aggiornato).
    z_old=z;
    t=(8 * y_old) + 0; // 8 fattore di guadagno della Tri. Si somma anche un basello di corrente
    sdata1 =i6000 - t; //partiamo da metà dinamica(1.65V), applicando la tri invertita
    mcbasp_xmit(sdata1,0); // 1.388us
}

void calc_freq_updown(void)
{
    fft.InBuf=Array_TRI_up; // calcola fft frange salita:
    calc_FFT_interpol(); // calcola interpolazione e tono principale
    mom=result;
    referenceup=reference;

    fft.InBuf=Array_TRI_down; // calcola fft frange discesa:
    calc_FFT_interpol(); // calcola interpolazione e tono principale
    mom2=(result+mom)/2; // Calcola media tra le due
    mom3=(mom-result)/mom2;
    // && (mom3<0.15)&&(mom3)-0.15 //deltaf per evitare che le due f tra rise e fall siano troppo diverse(da inserire nella if)
    //il dato è valido solo se la potenza sia in salita che in discesa è maggiore della soglia
    if((referenceup>Threshold) && (reference>Threshold))
    {
        Array_medie_freq[F]=mom2; // poni la media dei toni nel posto F-esimo dell'Array_medie_freq
        F++;
    }
}
}

```

```

void calc_FFT_interpol(void) // tempo elaborazione=160us
{
    /// InBuffer deve contenere la sequenza acquisita.
    /// Calcolo FFT discriminatoria per stabilire la posizione del picco.
    // calcola FFT:
    RFFT_f32u(&fft);
    RFFT_f32s_mag(&fft);

    // Valutazione della parte Re della FFT per stabilirne il max nell'intervallo i=5 (4.3kHz) e i=255 (110kHz):
    for(i=3; i<FFT_size/2; i++) //Togli i primi 5 bin della fft (elimino la componente continua)
    {
        if(MagBuffer[i]>max_re) //Ricerca bin massimo
        {
            max_index_int=i;
            max_re = MagBuffer[i];
        }
    }

    // Calcolo fine della freq. con 2 bin principali, valido con finestra di HANN:
    result=0;
    max_index = max_index_int;
    if(MagBuffer[max_index_int+1]>MagBuffer[max_index_int-1])
        next_index_int = max_index_int + 1; // next_index_int è il bin maggiore tra i due laterali
    else
        next_index_int = max_index_int - 1;

    reference= (MagBuffer[next_index_int]/FFT_SIZE) * (MagBuffer[next_index_int]/FFT_SIZE)+
        (MagBuffer[max_index_int]/FFT_SIZE) * (MagBuffer[max_index_int]/FFT_SIZE);
    //Calcolo reference come la somma quadratica dei due bin di ampiezza massima
    k_fine = max_index + (next_index_int - max_index_int) * ( ( ( 2 * MagBuffer[next_index_int]) - MagBuffer[max_index_int] ) /
        (MagBuffer[next_index_int] + MagBuffer[max_index_int]) ) );
    result = k_fine / fft_size * Fsa; // Risultato corretto, in Hertz.
    max_index=k_fine=max_index_int=next_index_int=k_fine=max_re=0;
}

void calc_MeanSTD(void)
{
    /// Reset variabili:
    mom=mean=STD=STD_rel=0;
    /// Genera media "array delle medie":
    Num_mis=F;
    for(i=0; i<F; i++)
    {
        mean+=Array_medie_freq[i];
    }
    mean=mean/F;
    distanza=1.9589/1000 * mean;//in cm
    /// Genera incertezza relativa:
    for(i=0; i<F; i++)
    mom += (Array_medie_freq[i] - mean) * (Array_medie_freq[i] - mean);
    STD = sqrt(mom/(F-1));//incertezza assoluta (sqrt(var. campionaria))
    STD_dist=1.9589 * 10 * STD;
    STD_rel = STD/mean; //incertezza relativa campionaria
    STD_rel_mean= STD_rel/(sqrt(F)); //incertezza relativa della media
    F=0;
}

void init_general(void)
{
    /// Reset sequenza ADC:
    AdcRegs.ADCTRL2.bit.RST_SEQ1=1;

    /// calcolo coeff filtro compensazione:

```



```

// calcolo coeff filtro compensazione:
a0=(1 + 2 * fs * tz)/(1 + 2 * fs * tp);
a1=(1 - 2 * fs * tz)/(1 + 2 * fs * tp);
b0=(2 * fs * tp - 1)/(1 + 2 * fs * tp);

// Inizializzazioni generiche:
j2 = 2 * j;
k2 = 2 * pi / fft_size;

// soglie temporali per la corretta window:
t1 = j * 0.9591 - (fft_size * 3)+1; // (0.9591 * J) è poco prima della discesa.
t2 = j * 0.9591+1;
t3 = (2 * j) * 0.937 - (fft_size * 3)-1; // (0.9778 * 2J) è poco prima della fine.
t4 = (2 * j) * 0.937-1;

// inizializzazioni per la RFFT:
fft.InBuf=Array_TRI_up;
fft.OutBuf=OutBuffer;
fft.CosSinBuf=TwiddleBuffer;
fft.FFTSize=FFT_SIZE;
fft.FFTStages=FFT_STAGES;
fft.MagBuf=MagBuffer;

inv_FFT_size = 1 / fft_size;

/// Reset registri
for(i=0; i<FFT_size; i++)
{
    Array_TRI_up[i]=0;
    Array_TRI_down[i]=0;
    OutBuffer[i]=0;
}

// calcolo dei twiddle factor:
RFFT_f32_sincostable(&fft);
}

void init_mcbbsp_spi()
{
    // McBSP-A register settings

    McbspaRegs.SPCR2.all=0x0000; // Reset FS generator, sample rate generator & transmitter
    McbspaRegs.SPCR2.bit.XRST=1; // Release TX from Reset
    McbspaRegs.SPCR2.bit.GRST=1; // Enable the sample rate generator
    McbspaRegs.SPCR2.bit.FRST=1; // Frame Sync Generator reset
    McbspaRegs.SPCR1.all=0x0000; // Reset Receiver, Right justify word, Digital loopback dis.
    McbspaRegs.SPCR1.bit.RRST=1; // Release RX from Reset
    McbspaRegs.SPCR1.bit.DLB = 1;
    McbspaRegs.SPCR1.bit.CLKSTP = 2; // Together with CLKXP/CLKRP determines clocking scheme
    McbspaRegs.PCR.all=0x0F08; // (CLKXM=CLKRM=FSXM=FSRM= 1, FSXP = 1)
    McbspaRegs.PCR.bit.CLKXP = 0; // CPOL = 0, CPHA = 0 rising edge no delay
    McbspaRegs.PCR.bit.CLKRP = 0;
    McbspaRegs.XCR2.bit.XDATDLY=01; // FSX setup time 1 in master mode. 0 for slave mode (Transmit)
    McbspaRegs.XCR1.bit.XWDLEN1=4; // 32-bit word
    McbspaRegs.SRGR2.all=0x2000; // CLKSM=1, FPER = 1 CLKG periods

    McbspaRegs.SRGR1.all= 0x0001; // CLKGDV=1....CLOCK= 18.8 MHz.... Ttx=1.25us!
}

void mcbbsp_xmit(int a, int b)
{
    GpioDataRegs.GPASET.bit.GPIO0 = 1;
    McbspaRegs.DXR2.all=b;
    McbspaRegs.DXR1.all=a;
    GpioDataRegs.GPACLEAR.bit.GPIO0 = 1;
}

```