

POLITECNICO DI MILANO
Scuola di Ingegneria Industriale e dell'Informazione
Corso di Laurea Magistrale in Ingegneria Elettronica



Sistema Ottico di Misurazione Angolare di Planarità

Relatore: Prof. Michele NORGIA

**Tesi di Laurea di:
Davide ROSSI, matricola 799230**

Anno Accademico 2014-2015

Alla mia Famiglia

Sommario

Questo lavoro di tesi ha come obiettivo lo sviluppo di una nuova tecnologia di misura di angolo di curvatura di superfici che sfrutti la tecnica interferometrica a retroiniezione. Il lavoro di tesi si sviluppa inizialmente con l'analisi prestazionale di diverse sorgenti VCSEL e DFB per poi proseguire con lo sviluppo di due algoritmi per la misurazione dell'angolo tra l'asse del fascio e la normale alla superficie. La tesi si conclude con la taratura dello strumento realizzato.

Indice

Sommario	1
1 Introduzione	11
1.1 Strumentazione commerciale	12
2 Cenni teorici	15
2.1 Interferometria a retroiniezione	15
2.2 Principio di funzionamento del sistema di misura	18
2.3 Implementazione Sperimentale	23
2.3.1 Algoritmo Time-domain	25
2.3.2 Algoritmo Frequency-domain	29
2.4 VCSEL (Vertical Cavity Surface Emitting Laser)	32
2.4.1 Introduzione	32
2.4.2 Specchi di Bragg	33
2.4.3 Equazioni costitutive del VCSEL	35
2.4.4 Spatial Hole Burning	40
2.4.5 Effetto della retroiniezione sulle caratteristiche statiche e dinamiche del VCSEL	47
2.5 DFB (Distributed Feedback) Laser	49
2.5.1 Struttura del DFB-LD	49
2.5.2 Equazioni costitutive del DFB	52
2.5.3 Modi trasversali	55
3 Architettura analogica di lettura	57
3.1 Circuito di polarizzazione del laser	57
3.2 Amplificatore a transimpedenza	59
3.3 Amplificatore per lettura del segnale interferometrico in tensione	65
3.4 Driver per attuatore piezoelettrico	69

4	Realizzazioni sperimentali	73
4.1	Verifica della validità della teoria su vari materiali	73
4.2	Caratterizzazione dei laser	78
4.3	Misure per tempi prolungati	84
4.4	Taratura dello strumento	86
4.4.1	Misure Time-domain	87
4.4.2	Misure Frequency-domain	88
5	Prototipazione	93
6	Direzioni future di ricerca e conclusioni	97
	Bibliografia	101
A	Datasheet	103

Elenco delle figure

1.1	Planometro di Marwan Technology	12
2.1	Setup di misura di un interferometro a retroiniezione	15
2.2	Andamento della funzione $F(\phi)$ per diversi valori del parametro C	17
2.3	Andamento del segnale interferometrico per diversi valori del parametro C	18
2.4	Setup ottico di misura	19
2.5	Lettura del segnale di misura tramite amplificazione lock-in	22
2.6	Setup sperimentale di misura	23
2.7	Virtual Instrument principale per la misura nel dominio del tempo	26
2.8	Virtual Instrument principale per la misura nel dominio del tempo	28
2.9	Virtual Instrument principale per la misura nel dominio della frequenza	31
2.10	Struttura VCSEL	33
2.11	Andamento del campo elettrico per un VCSEL, dove lo strato numero 2 da sinistra rappresenta lo strato attivo di guadagno ottico	35
2.12	Metodi di confinamento della corrente in zona attiva: mesa (sinistra), a impianto di protoni (centro) e a strato ossidato (destra)	35
2.13	Esempi di modi trasversali di emissione e rispettivi spettri longitudinali in funzione della corrente di polarizzazione	36
2.14	Curva caratteristica tipica di un VCSEL di potenza: si notano la tensione ai capi del diodo (<i>freccia destra</i>), potenza ottica in uscita (<i>freccia sinistra</i>) ed efficienza di conversione (<i>doppia freccia sinistra</i>)	38
2.15	Percorso della corrente in un VCSEL	39
2.16	Esempi di realizzazione di VCSEL	40

2.17	VCSEL di analisi dello Spatial Hole Burning	41
2.18	Forma del fascio e densità di portatori per il VCSEL polarizzato a $800\mu A$	44
2.19	Potenza emessa per singolo modo del VCSEL polarizzato a $800\mu A$	44
2.20	Forma del fascio e densità di portatori per il VCSEL polarizzato a $1mA$	45
2.21	Potenza emessa per singolo modo del VCSEL polarizzato a $1mA$	45
2.22	Forma del fascio e densità di portatori per il VCSEL polarizzato a $3mA$	46
2.23	Potenza emessa per singolo modo del VCSEL polarizzato a $3mA$	46
2.24	Diagramma di biforcazione per VCSEL a singolo modo con cavità esterna di lunghezza pari a 1cm	48
2.25	Diagramma di biforcazione per VCSEL bimodale con contatto ad anello con cavità esterna di lunghezza pari a 1cm. I punti rappresentano il modo LP_{11} mentre i triangoli corrispondono al modo LP_{21}	48
2.26	Diagramma di biforcazione per VCSEL bimodale con contatto ad anello con cavità esterna di lunghezza pari a 1cm. I punti rappresentano il modo LP_{01} mentre i triangoli corrispondono al modo LP_{11}	49
2.27	Struttura di un laser DFB	49
2.28	Struttura di un laser DFB con grating uniforme	50
2.29	Spettro di trasmissione di un DFB a grating uniforme	51
2.30	Struttura di un laser DFB a grating phase-shifted	51
2.31	Spettro di trasmissione di un DFB a grating phase-shifted	52
2.32	Near-field e Far-field Pattern per un laser a emissione laterale	56
3.1	Circuito di polarizzazione in corrente per un laser VCSEL	58
3.2	Circuito di polarizzazione in corrente per un laser DFB	59
3.3	Amplificatore per fotodiode di monitor per laser VCSEL	60
3.4	Risposta in frequenza dell'amplificatore	61
3.5	Tipico segnale in ingresso (in alto) e corrispondente segnale amplificato in uscita (in basso)	62
3.6	Amplificatore per la lettura in tensione del segnale interferometrico	66
3.7	Risposta in frequenza dell'amplificatore	67
3.8	Circuito elettrico del driver	69

3.9	Segnale elettrico di carica dei gate dei MOSFET	70
3.10	Tensione al source dei MOSFET (in alto), tensione e corrente ai capi del piezo (al centro e in basso)	72
4.1	Virtual Instrument per il salvataggio delle tracce dati	74
4.2	Risultato ottenuto utilizzando un vetrino da microscopio come bersaglio. IN ALTO: segnale interferometrico amplificato proveniente dal fotodiiodo. IN BASSO: lettura in tensione del segnale interferometrico ai capi del laser	75
4.3	Risultato ottenuto utilizzando un beam splitter come bersaglio. IN ALTO: segnale interferometrico amplificato proveniente dal fotodiiodo. IN BASSO: lettura in tensione del segnale interferometrico ai capi del laser	75
4.4	Risultato ottenuto utilizzando uno specchio come bersaglio. IN ALTO: segnale interferometrico amplificato proveniente dal fotodiiodo. IN BASSO: lettura in tensione del segnale interferometrico ai capi del laser	76
4.5	Risultato ottenuto utilizzando un vetrino da microscopio come bersaglio, con forte retroiniezione. IN ALTO: segnale interferometrico amplificato proveniente dal fotodiiodo. IN BASSO: lettura in tensione del segnale interferometrico ai capi del laser	77
4.6	Risultato ottenuto utilizzando un beam splitter come bersaglio, con forte retroiniezione. IN ALTO: segnale interferometrico amplificato proveniente dal fotodiiodo. IN BASSO: lettura in tensione del segnale interferometrico ai capi del laser	77
4.7	Risultato ottenuto utilizzando uno specchio come bersaglio, con forte retroiniezione. IN ALTO: segnale interferometrico amplificato proveniente dal fotodiiodo. IN BASSO: lettura in tensione del segnale interferometrico ai capi del laser	78
4.8	Caratterizzazione del ML1210 sull'asse lungo del fascio ellittico. IN ALTO: segnale interferometrico amplificato proveniente dal fotodiiodo. IN BASSO: derivata prima non mediata	79
4.9	Derivata prima mediata cui è sovrapposta la curva di regressione	79
4.10	Caratterizzazione del ML1210 sull'asse più corto del fascio ellittico. IN ALTO: segnale interferometrico amplificato proveniente dal fotodiiodo. IN BASSO: derivata prima non mediata	80
4.11	Derivata prima mediata cui è sovrapposta la curva di regressione	80

4.12	Caratterizzazione del VCSEL PH85 nel quale si nota l'effetto della bimodalità del fascio emesso. IN ALTO: segnale interferometrico amplificato proveniente dal fotodiode. IN BASSO: derivata prima non mediata	81
4.13	Derivata prima mediata cui è sovrapposta la curva di regressione	81
4.14	Caratterizzazione del VCSEL PS85. IN ALTO: segnale interferometrico amplificato proveniente dal fotodiode. IN BASSO: derivata prima non mediata	82
4.15	Derivata prima mediata cui è sovrapposta la curva di regressione	82
4.16	Caratterizzazione del VCSEL OPV310. IN ALTO: segnale interferometrico amplificato proveniente dal fotodiode. IN BASSO: derivata prima non mediata	83
4.17	Derivata prima mediata cui è sovrapposta la curva di regressione	83
4.18	Andamento della misura, per tempi prolungati e angolo prossimo allo zero, con laser DFB ML1210	84
4.19	Andamento della misura, per tempi prolungati e ampio spostamento dal centro, con laser DFB ML1210	85
4.20	Andamento della misura, per tempi prolungati e angolo prossimo allo zero, con laser VCSEL PS85	86
4.21	Tre insiemi di misure nel dominio del tempo, non linearizzate	87
4.22	Tre insiemi di misure nel dominio della frequenza, non linearizzate	89
4.23	Misure linearizzate, algoritmo Time-domain. $u(\alpha) = 223\mu rad$	90
4.24	Misure linearizzate, algoritmo Frequency-domain. $u(\alpha) = 303,9\mu rad$	91
5.1	Schema elettrico del sistema di misura completo	94
5.2	Faccia superiore delle schede progettate	95
5.3	Faccia inferiore delle schede progettate	96

Elenco delle tabelle

1.1	Tabella riassuntiva delle prestazioni del planometro	13
3.1	Correnti di polarizzazione scelte	58
3.2	Rumore del fotodiode vs. rumore dell'elettronica	65
3.3	Rumore del fotodiode vs. rumore dell'elettronica migliorato	68
4.1	Tempi di esecuzione per numero di medie effettuate	88
4.2	Tempi di esecuzione per numero di medie effettuate e punti acquisiti	89
6.1	Tabella riassuntiva delle prestazioni elettriche e di misura	98

Capitolo 1

Introduzione

Il campo della ricerca che si occupa dello sviluppo di tecnologie di misure ottiche è in costante evoluzione e la quantità di articoli scientifici e ricerche riguardanti queste problematiche è vasto ed in continua espansione. Le applicazioni in cui i laser sono utilizzati sono innumerevoli e spaziano dalle telecomunicazioni alla medicina fino ad arrivare alla sensoristica. In questa tesi si vuole proporre una nuova tecnologia per la misurazione degli angoli di curvatura di superfici sfruttando le leggi dell'interferometria a retroiniezione. Gli obiettivi perseguiti sono stati quelli di un sistema a basso costo, affidabile, preciso, con piccoli range angolari di misura e di facile utilizzo, in quanto è sufficiente puntare il laser verso il bersaglio ed eseguire la misura.

Struttura della tesi

Questo elaborato si articola in diversi capitoli, volti a spiegare in maniera esaustiva tutti gli aspetti teorici e pratici che hanno portato al risultato finale proposto.

Nel **Capitolo 2** è proposta la teoria riguardante le sorgenti laser provate e le giustificazioni scientifiche delle problematiche incontrate durante gli esperimenti condotti. Viene illustrato il principio fisico di misura e gli algoritmi sviluppati per l'estrazione della misura.

Nel **Capitolo 3** si procede all'analisi del sistema analogico di condizionamento del segnale di misura e di pilotaggio della sezione di potenza legata all'attuazione degli organi di misura, il tutto in termini di prestazioni in banda, rumore e potenza dissipata.

Nel **Capitolo 4** si espongono i risultati più importanti ottenuti durante le diverse tipologie di esperimenti che sono stati condotti. Si procede quindi all'analisi dei risultati, commentando quanto ottenuto.

Nel **Capitolo 5** è posto un occhio sulla realizzazione prototipale dell'intero sistema di misura. Viene presentato il layout della PCB e si dà conto delle

scelte progettuali assunte.

Nel **Capitolo 6** vengono infine esposte le direzioni future di ricerca e si propongono alcune soluzioni tecniche il cui sviluppo può portare ad una significativa evoluzione dello strumento.

1.1 Strumentazione commerciale

Attualmente gli strumenti di misurazione per angoli di curvatura, chiamati archimetri, si basano su sistemi meccanici a contatto con la superficie stessa. Esistono tuttavia strumenti ottici per la misura di planarità delle superfici, i quali però presentano caratteristiche di ingombro e costi assolutamente elevati, in quanto sono prodotti custom e quindi realizzati su commessa specifica. In tal senso si possono citare il Rometer Optical Flatness Systems di NDC Technologies, per il controllo qualità della produzioni dei fogli metallici, ed il misuratore di planarità laser custom prodotto da Marwan Tecnology. Di quest'ultimo se ne può descrivere struttura, funzionamento e prestazioni.

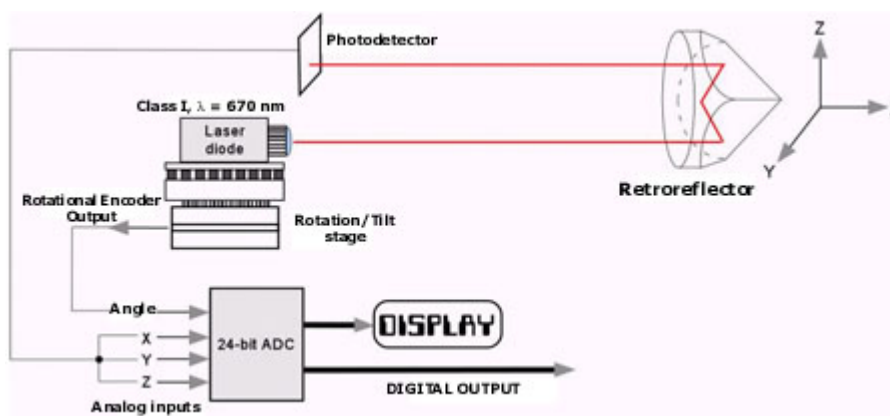


Figura 1.1: Planometro di Marwan Technology

La testa fissa può ruotare intorno ad un asse verticale e un encoder ad alta risoluzione permette di determinare precisamente lo spostamento angolare. Un range-finder integrato nello strumento misura contemporaneamente la distanza del retroriflettore, determinando la posizione di quest'ultimo sul piano. In questo modo si ottiene una mappatura del piano e si localizzano eventuali difetti di planarità ad intervalli di qualche centimetro. La risoluzione della mappatura superficiale è limitata dalle dimensioni della base del retroriflettore che è in contatto fisico con la superficie in esame. Le prestazioni di questo strumento sono di seguito riportate:

Potenza del laser	$< 1mW$ (classe 1)
Range di misura (distanza testa-retroreflettore)	da $0.2m$ a $3.0m$
Precisione su x (distanza)	$2mm$
Precisione angolare	$1mrad$
Output	seriale RS232

Tabella 1.1: Tabella riassuntiva delle prestazioni del planometro

In ogni caso, questo strumento necessita del posizionamento di corpi "estranei" sulla superficie della quale se ne vuole misurare la planarità.

Anche i rugosimetri, strumenti che misurano la rugosità delle superfici, altro possibile campo di utilizzo di questa tecnologia, basano il loro funzionamento su attuatori che devono garantire il contatto con il bersaglio oggetto della misura. La caratteristica principale dei misuratori ottici è quella di non perturbare il bersaglio per eseguire la misura. Questa caratteristica è detta *contactless* e accomuna tutti i misuratori che utilizzano la luce per effettuare la misura. Esistono strumenti di misura ottici commerciali di misura di distanza che permettono il calcolo degli angoli, usati principalmente in ambito edilizio e prodotti da i maggiori produttori mondiali di utensili da lavoro come Bosch, Stanley, Leica, ecc... Tale procedura però risulta complessa e con incertezza elevata, in quanto basati sul calcolo del teorema di Pitagora.

Capitolo 2

Cenni teorici

2.1 Interferometria a retroiniezione

Nel mondo delle misure che sfruttano il principio di lettura interferometrico spicca la tecnologia dell'interferometria a retroiniezione, o self-mixing, nella quale il campo elettrico reiniettato in cavità interferisce coerentemente con quello imperturbato presente nella cavità stessa. Lo schema di un tipico setup ottico per la realizzazione di uno strumento di misura lo si può osservare in Fig.2.1:

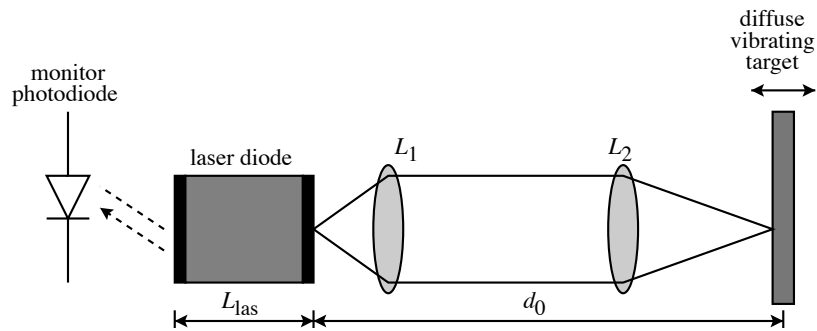


Figura 2.1: Setup di misura di un interferometro a retroiniezione

I vantaggi si possono trovare nella possibilità di costruzione di apparecchiature compatte e dal costo ridotto, in quanto è possibile utilizzare laser a semiconduttore sia come sorgente che come sensore. Inoltre il sistema di misura risulta essere insensibile alla luce ambiente e insensibile al tipo di bersaglio, sia esso cooperativo o diffondente. Il principio di funzionamento si può ricercare e capire attraverso l'analisi dell'equazione di Lang-Kobayashi:

$$\frac{dE(t)e^{j\Omega t}}{dt} = \left[j\omega_n(n) + \frac{1}{2}(G_n - \Gamma_0) \right] E(t)e^{j\Omega t} + \kappa E(t - \tau)e^{j\Omega(t-\tau)} \quad (2.1)$$

Tale equazione ricalca quanto detto finora per quanto riguarda l'interferenza che si crea tra il campo retroriflesso e quello oscillante in cavità. Inoltre si può notare come si abbia una variazione positiva del campo elettrico emesso all'aumentare del campo elettrico retroiniettato. Questo fenomeno sarà di particolare interesse al fine di realizzare lo strumento di misura oggetto di questa tesi, in quanto quindi si può affermare che la potenza ottica varia in funzione del cammino ottico di interferenza:

$$P(\phi) = P_0[1 + mF(\phi)] \quad (2.2)$$

dove:

- $F(\phi)$ è una funzione 2π -periodica di $\phi = 2ks$
- m è l'indice di modulazione
- m e $F(\phi)$ dipendono dal parametro C , detto parametro di feedback e definito come:

$$C = \frac{\kappa s \sqrt{1 + \alpha^2}}{L_{las} n_{las}} \quad (2.3)$$

i cui parametri sono stati definiti come:

- α : fattore di miglioramento di riga
- L_{las} : lunghezza della cavità laser
- n_{las} : indice di rifrazione della cavità
- κ : fattore pari a:

$$\kappa = \frac{1 - R_2}{\sqrt{R_2}} \quad (2.4)$$

e R_2 è la riflettività dello specchio esterno del laser.

A seconda del valore assunto dal parametro C si può parlare di:

- $C \ll 1$: si è in regime di retroiniezione molto debole. In questa situazione si ha $F(\phi) \propto \cos(\phi)$ e $m \propto \sqrt{A}^{-1}$, dove A è pari all'attenuazione ottica totale.
- $0,1 < C < 1$: regime di retroiniezione debole. La forma della funzione $F(\phi)$ risulta distorta ma è ancora valida la proporzionalità del fattore di modulazione m vista nel caso precedente.
- $1 < C < 4,6$: l'interferometro sta funzionando in regime di retroiniezione moderata. La distorsione della funzione $F(\phi)$ è tale che il sistema abbia un comportamento di natura bistabile.

- $C > 4, 6$: regime di retroiniezione forte. Per valori elevati del parametro C , si ha funzionamento del diodo laser in mode hopping e quindi il suo utilizzo per un sistema di misura interferometrico risulta molto più difficile.

In Fig.2.2 è possibile notare quanto appena presentato. Per valori crescenti di C si può notare proprio la distorsione che la funzione subisce. Nel caso in cui $C = 3$, ovvero in regime di moderata retroiniezione, si può notare la natura bistabile di funzionamento: percorrendo la funzione per valori crescenti di sfasamento, raggiunto un picco si ha un salto. Percorrendo però la funzione per valori decrescenti il salto avviene per un valore di sfasamento differente.

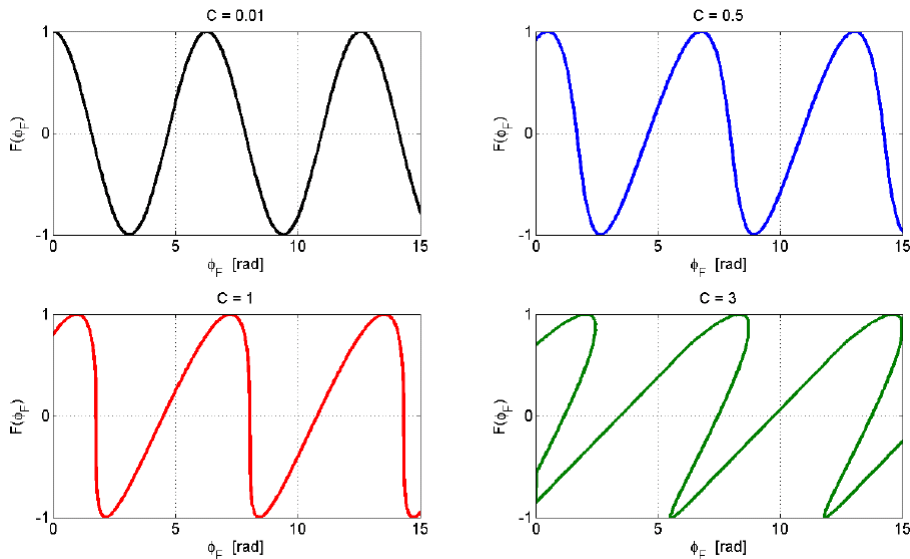


Figura 2.2: Andamento della funzione $F(\phi)$ per diversi valori del parametro C

Per valori del parametro $C < 1$ è possibile ottenere ottime prestazioni lineari, agganciandosi a metà frangia, per $F(\phi) = 0$ e sfruttando il fronte lineare offerto dalla proporzionalità al coseno. L'interesse principale, nel campo delle misure di distanza, si ha per il funzionamento con $C > 1$. Questo per due motivi:

- Minore limite di attenuazione
- Grazie ai salti, ogni $\lambda/2$ ho informazione sulla direzione dello spostamento senza ambiguità. Inoltre, l'indice di modulazione d'ampiezza in moderata retroiniezione arriva fino al 5%, in modo da garantire SNR elevati, soprattutto con l'utilizzo di laser ad emissione laterale come i DFB, i quali garantiscono ottima sensibilità di misura.

In Fig.2.3 è disponibile un esempio nel quale, a fronte di uno spostamento cosinusoidale, si può notare l'evoluzione del segnale interferometrico letto, all'aumentare del parametro di retroiniezione. All'aumentare di C si riduce l'ambiguità sulla direzione dello spostamento ed aumenta il rapporto segnale rumore.

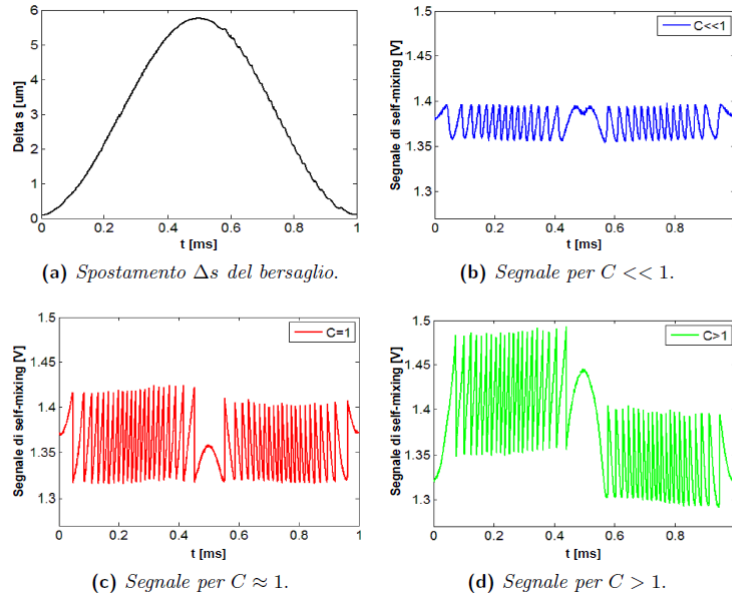


Figura 2.3: Andamento del segnale interferometrico per diversi valori del parametro C

Gli svantaggi dello schema di misura self mixing si possono riassumere nella minore stabilità della lunghezza d'onda d'emissione, la quale porta a problemi di rumore di fase. Il laser inoltre deve essere controllato in temperatura per annullare l'effetto di variazione della lunghezza d'onda dovuto al drift termico. L'ultimo e più importante svantaggio sta nel massimo rapporto segnale rumore ottenibile, il quale è mediamente inferiore di circa $20dB$ rispetto ad un classico interferometro di Michelson. Questo rappresenta il principale compromesso cui si deve scendere per la realizzazione di uno strumento a interferometria self mixing, il quale però trae beneficio da semplicità di costruzione, compattezza e costo contenuto.

2.2 Principio di funzionamento del sistema di misura

Suppongo di voler utilizzare un sistema interferometrico a retroiniezione per misurare gli angoli di curvatura di superfici sufficientemente riflettenti. Come

è stato proposto da [15] sia dato un laser il cui fascio sia gaussiano, con modo trasversale TEM_{00} . Il sistema scelto per l'implementazione è il seguente:

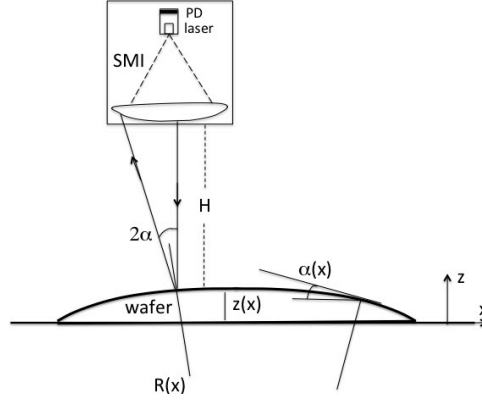


Figura 2.4: Setup ottico di misura

In Fig.2.4 sono state definite diverse grandezze:

- $Z(x)$ è l'altezza locale della superficie rispetto a quella di riferimento.
- $\alpha(x)$ è l'angolo di inclinazione.
- $R(x)$ è il raggio di curvatura.
- 2α è l'angolo di deflessione del raggio alla distanza H .

E' noto che, per un interferometro a retroiniezione, in accordo con l'equazione di Lang-Kobayashi, la potenza ottica emessa dal diodo laser è variabile quando sottoposta a interferenza:

$$P(\phi, 2\alpha) = P_0(2\alpha)[1 + mF(\phi)] \quad (2.5)$$

Di seguito viene riportata la trattazione teorica della dipendenza $P_0(2\alpha)$, tratto da un articolo del Prof. Silvano Donati e Prof. Michele Norgia, in corso di pubblicazione. Quello che succede è che le perdite all'interno della cavità laser si riducono all'aumentare della potenza ottica retroiniettata. Per dimostrarlo va rivisto il parametro κ dipendente dalla riflettività in potenza degli specchi della cavità. Si deve quindi introdurre anche la riflettività R_3 del bersaglio:

$$\kappa = \eta_s \frac{1 - R_2}{\sqrt{R_3/R_2}} \quad (2.6)$$

Dove η_s è il fattore di sovrapposizione dei modi. Quello che cambia è fondamentalmente il tempo di vita medio dei fotoni in cavità, in quanto, in presenza di un bersaglio con riflettività non trascurabile essa è pari all'incirca

a:

$$\tau_p \approx \tau_{in} \frac{1}{-\ln \left[R_1 \left(\frac{R_2 + (1-R_2)^2 R_3}{1-R_3 R_2} \right) \right]} \quad (2.7)$$

Dove:

- $(1 - R_2)^2 R_3$ è il contributo di ritorno dal bersaglio di riflettività R_3 ;
- $1 - R_3 R_2$ è il contributo dovuto a riflessioni multiple all'esterno della cavità laser;
- τ_{in} è il tempo di round-trip in cavità.

La vita media dei fotoni in cavità affligge principalmente due grandezze, di fondamentale importanza nella caratteristica P-I del laser a semiconduttore: la densità di corrente di soglia e la slope efficiency. Deve essere quindi risolta la rate equation, rispetto ad $E^2(t)$:

$$\frac{dN}{dt} = \frac{J\eta}{qd} - \frac{N}{\tau_r} - G_N(N - N_0)E^2(t) \quad (2.8)$$

Dove:

- $J\eta$ è la densità di corrente di pompa;
- d è lo spessore del materiale attivo;
- N è la densità di portatori, mentre N_0 è la densità all'inversione;
- G_N è il guadagno modale;
- $E(t)$ è il campo elettrico in cavità.

Ottenendo quindi:

$$\frac{E^2}{\tau_r} = (J - J_{th}) \frac{\eta}{qd} - \frac{(N - N_{th})}{\tau_r} \approx (J - J_{th}) \frac{\eta}{qd} \quad (2.9)$$

Ponendo quindi $P = E^2$ la slope efficiency diventa:

$$S = \frac{P}{J/J_{th}} = \frac{\tau_p \eta}{qd} \quad (2.10)$$

Sapendo poi che:

$$\frac{J_{th}}{qd} = \frac{N_{th}}{\tau_r} \quad (2.11)$$

$$N_{th} = N_0 + \frac{1}{G\tau_p} \quad (2.12)$$

e che quindi

$$\frac{J_{th}}{J_0} = \frac{N_{th}}{N_0} = 1 + \frac{1}{GN_0\tau_p} \quad (2.13)$$

E' possibile valutare la variazione della corrente di soglia del laser dalla condizione con $R_3 = 0$ a $R_3 \neq 0$:

$$\frac{J_{th} - J_{th0}}{J_{th0}} = \frac{\frac{1}{GN_0\tau_p} - \frac{1}{GN_0\tau_{p0}}}{1 + \frac{1}{GN_0\tau_{p0}}} = \frac{\tau_{p0} - \tau_p}{\tau_p (1 + GN_0\tau_{p0})} \quad (2.14)$$

Raggruppando quindi i risultati, si può scrivere come la potenza emessa da un laser aumenti all'aumentare della potenza retroiniettata in quanto:

$$\frac{\Delta S}{S} = \frac{\Delta\tau_p}{\tau_{p0}} \quad (2.15)$$

$$\frac{\Delta J_{th}}{J_{th}} = \frac{\frac{\Delta\tau_p}{\tau_{p0}}}{(1 + GN_0\tau_{p0})} \quad (2.16)$$

In questa tesi si vuole sfruttare la dipendenza della potenza emessa dall'angolo che i due fasci, quello lanciato e quello riflesso dal bersaglio, formano e misurarlo in maniera opportuna. Geometricamente, l'idea alla base della misura è quella per la quale, spostando la superficie lungo l'asse x , si ottenga, per piccoli angoli:

$$\frac{dZ(x)}{dx} = \tan \alpha(x) \simeq \alpha(x) \quad (2.17)$$

E quindi:

$$\frac{d^2Z(x)}{dx^2} = \frac{d\alpha(x)}{dx} = \frac{1}{R} \quad (2.18)$$

Esistono due metodi per effettuare la misura:

1. Misurare α e calcolarne la derivata.
2. Misurare la differenza di cammino ottico tra i due raggi, in quanto:

$$\phi = 2Z(x) \cdot k \quad (2.19)$$

$$k = \frac{2\pi}{\lambda} \quad (2.20)$$

Successivamente si calcola la derivata seconda di $Z(x)$ rispetto a x .

E' stata scelta la via della misura dell'angolo, perchè più semplice da effettuare e non c'è la necessità di apparecchiature aggiuntive. Tramite un'ottica di collimazione il fascio viene lanciato contro il bersaglio. In questo modo, al variare dell'angolo di riflessione, la potenza retroiniettata (e con essa quella

riemessa) cambia con andamento gaussiano, in accordo con la teoria illustrata, ottenendo una caratteristica angolo-potenza (o angolo-tensione), la cui forma analitica sarà:

$$P_0(2\alpha) = P_{00}e^{-\frac{(2\alpha H)^2}{W_0^2}} \quad (2.21)$$

La misura dell'angolo viene effettuata applicando una piccola modulazione dell'angolo 2α , usando uno schema di amplificazione lock-in per la rivelazione sincrona del segnale lentamente variabile, come illustrato in Fig.2.5.

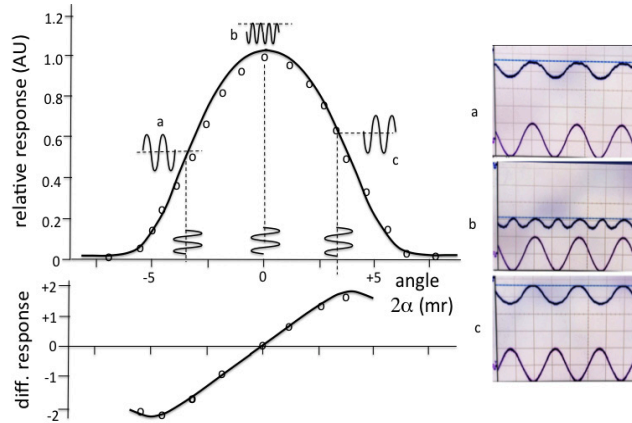


Figura 2.5: Lettura del segnale di misura tramite amplificazione lock-in

La dinamica di misura è limitata dalla larghezza della caratteristica e quindi il minimo raggio di curvatura misurabile sarà pari a:

$$R_{min} = \frac{H}{\Delta 2\alpha} \quad (2.22)$$

Il massimo raggio di curvatura, relativo quindi al minimo angolo misurabile, sarà limitato dal rumore termico e dalla sensibilità della sorgente usato al segnale interferometrico a retroiniezione.

2.3 Implementazione Sperimentale

Il passo successivo alla definizione del principio teorico di misura è quello della definizione di un sistema elettronico di misura che risponda alle specifiche date. In Fig.2.6 è visibile lo schema a blocchi dell'implementazione sperimentale del sistema di misura.

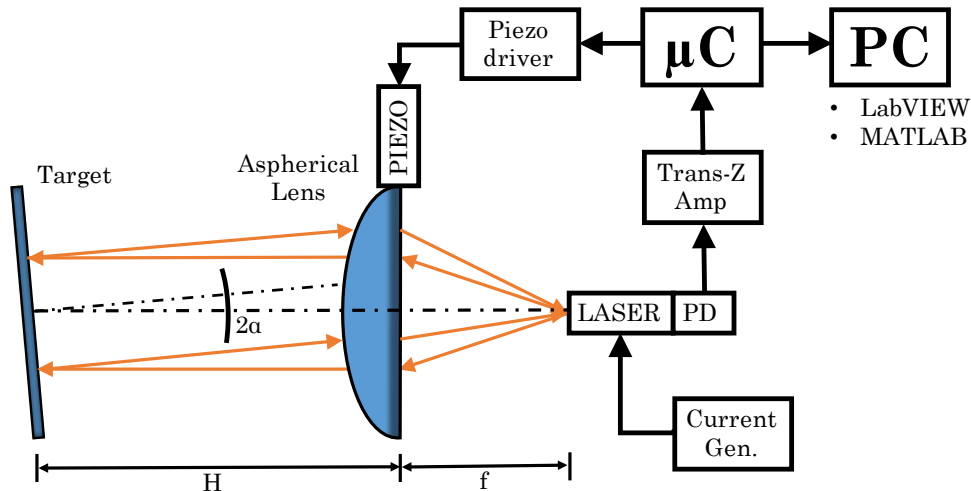


Figura 2.6: Setup sperimentale di misura

Il fascio emesso dal laser è collimato attraverso l'uso di una lente piano-sferica. Il segnale interferometrico è letto a transimpedenza sul fotodiodo di monitor del diodo laser stesso ed acquisito dal microcontrollore, un STM32F4 di STMicroelectronics, il quale si occupa della lettura ed elaborazione del dato, del pilotaggio del driver per piezo e della trasmissione del dato al computer, il quale è predisposto per l'analisi ed il salvataggio delle misure. L'attuazione della lente è realizzata attraverso l'utilizzo di un trasduttore piezoelettrico, modello AE1010D16F prodotto da NEC/TOKIN. Esso risulta sovradimensionato nelle prestazioni massime, essendo in grado di sollevare fino a circa $350kg$. Un attuatore del genere quindi risulta ingombrante e con caratteristiche elettriche non esaltanti, come una capacità equivalente enorme (circa $5,4\mu F$) la quale rende complicato il suo pilotaggio con tensioni dell'ordine di quelle che sono state utilizzate. Ciò nonostante, avendone grande disponibilità in laboratorio, è stato scelto di utilizzarlo comunque, a scapito principalmente della potenza dissipata. La modulazione dell'angolo avviene facendo variare la posizione della lente di collimazione, sfruttando la linearità del seno dell'angolo in un intorno dell'origine. Questo perchè lo spostamento impresso dal piezo è dell'ordine di $3\mu m$ a fronte di un segnale di comando di ampiezza pari a $24V$ di e la distanza della lente dal laser è di

circa $8mm$. In queste condizioni, l'angolo impresso è di circa $368\mu rad$, pari a circa 0.021° , verificando come sia possibile approssimare il seno in maniera lineare con l'angolo stesso. Il segnale di comando dell'attuatore, generato dal microcontrollore e amplificato da un apposito driver, è stato scelto ad onda quadra in base ad alcune considerazioni:

- **Facilità di generazione:** un segnale ad onda quadra risulta di facile generazione in un sistema elettronico controllato in maniera digitale.
- **Facilità di pilotaggio:** il circuito di potenza è semplice, affidabile ed a basso costo.

Per quanto riguarda la frequenza del segnale di riferimento, essa rappresenta una scelta di compromesso, avvenuta secondo la valutazione di diversi fattori:

- **Potenza dissipata:** l'attuatore piezoelettrico usato presenta una elevata capacità equivalente il che significa, per le relativamente elevate tensioni di lavoro, mantenute comunque il più basse possibile, compatibilmente con la sensibilità di misura da garantire, potenze da dissipare dell'ordine dai $500mW$ a salire, la quale aumenta quadraticamente con la potenza.
- **Maggiore immunità da disturbi ambientali:** le vibrazioni provenienti dal mondo esterno rappresentano la principale causa di degradazione della misura d'angolo. All'aumentare della frequenza del segnale di comando è possibile discriminare il segnale utile dai disturbi, i quali sono difficilmente filtrabili in quanto difficilmente caratterizzabili e comunque presenti nello spettro in bande ridotte dell'ordine di $500Hz$ a cavallo della continua.
- **Riduzione dell'impatto del rumore:** benchè esso non rappresenti un grosso problema, lavorare a frequenze "alte", quanto più possibile lontano dalla noise corner frequency, riduce l'impatto del rumore $1/f$ e quindi della potenza di rumore totale sovrainpressa al segnale utile.

La frequenza del segnale di riferimento è stata scelta in un primo momento al valore di $50Hz$, poi incrementato fino al valore di $125Hz$ per innalzarlo infine a $262,8Hz$. Lavorare alla frequenza scelta rappresenta un miglioramento di circa un fattore 5 sulla densità spettrale di potenza di rumore sovrapposta al segnale utile rispetto al caso precedente. Il segnale di corrente ai capi del fotodiodo di monitor del laser viene amplificato a transimpedenza ed ulteriormente amplificato in AC per poter essere acquisito ed elaborato dal

microcontrollore. Tale segnale è anch'esso ad onda quadra: l'ampiezza è proporzionale in maniera lineare (in un intorno dell'origine della caratteristica angolo-tensione) al modulo dell'angolo misurato mentre lo sfasamento rispetto al segnale di riferimento contiene l'informazione circa il segno dell'angolo. Per l'estrazione della misura sono stati sviluppati due algoritmi distinti, entrambi testati con successo. Di seguito se ne analizza il funzionamento.

2.3.1 Algoritmo Time-domain

Il segnale informativo viene acquisito ed elaborato tramite un microcontroller STM32F4. La frequenza di campionamento è di $125kSPS$, in modo da avere 500 punti per semiperiodo. Per ognuno dei periodi acquisiti l'elaborazione procede come segue:

1. Calcolo del valor medio del primo semiperiodo.
2. Calcolo del valor medio del secondo semiperiodo.
3. Calcolo della differenza tra questi due numeri.
4. L'ampiezza dell'onda, calcolata per ognuno dei 5 periodi, viene mediata sul numero di periodi acquisiti stessi.
5. Essa viene infine legata all'unità di misura attraverso un costante di misurazione, calcolata con l'ausilio dell'elaborazione MATLAB successiva alla misurazione della caratteristica angolo-tensione, per ognuna delle sorgenti laser provate.

L'acquisizione e la generazione del segnale di riferimento, che serve a pilotare l'attuatore piezoelettrico, sono sincronizzati da un timer gestito dal microcontrollore, in modo tale da preservare l'integrità della fase del segnale di ritorno. In questo modo non è necessario valutare attraverso ulteriori elaborazioni se il segnale di ritorno sia in fase o controfase rispetto a quella del segnale di riferimento e già attraverso il conto di sottrazione dei valori medi dei due semiperiodi è possibile estrarre senza ambiguità l'informazione sul segno dell'angolo. L'algoritmo nel dominio del tempo è stato dapprima sviluppato e testato su piattaforma LabVIEW e successivamente scritto in linguaggio C per essere implementato nel microcontroller. Viene di seguito riportato il codice LabVIEW relativo a questa metodologia di misura.

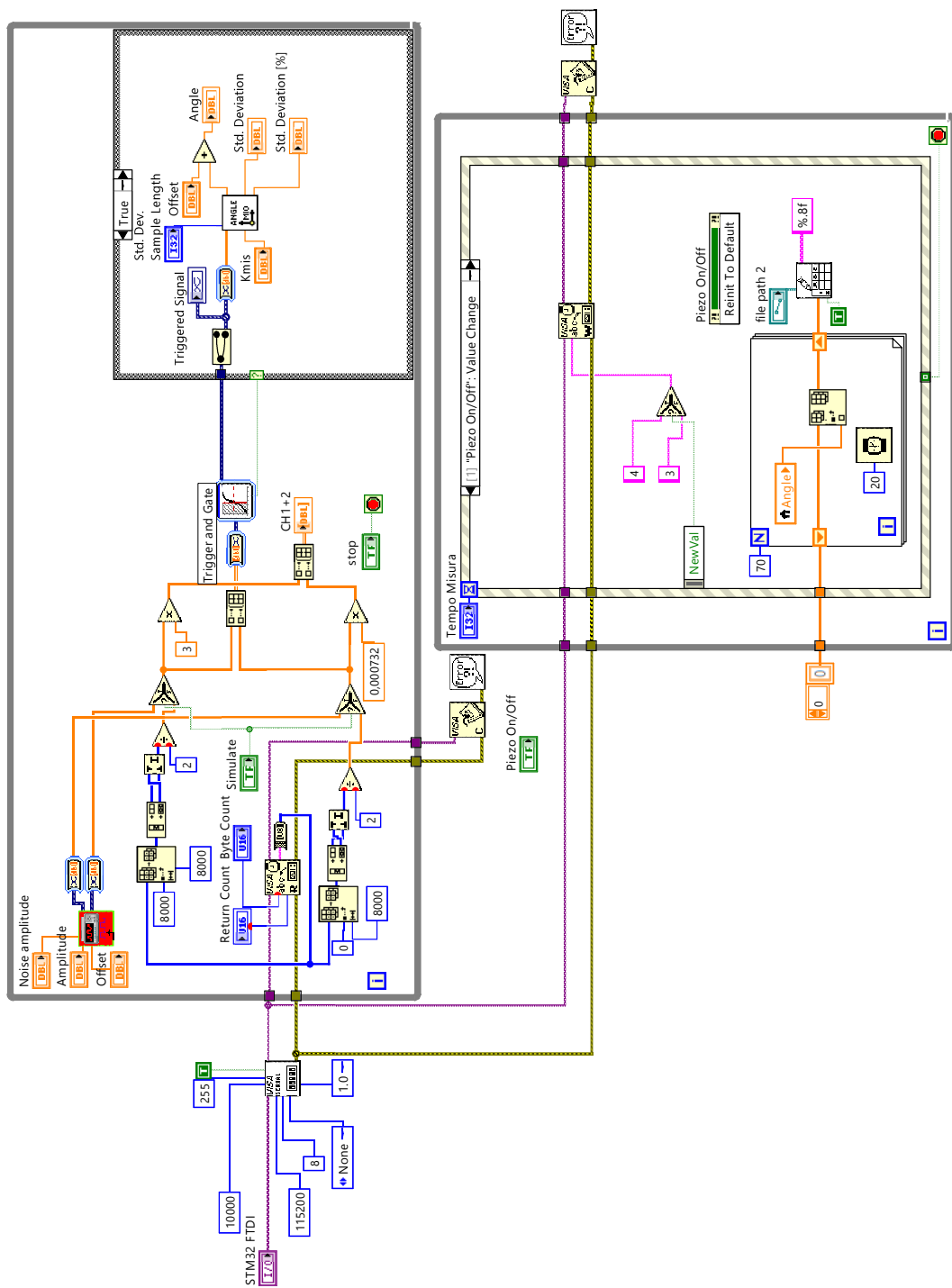


Figura 2.7: Virtual Instrument principale per la misura nel dominio del tempo

In Fig.2.7 è visibile lo schema del VI principale, con il quale viene gestita la comunicazione con il μC , il salvataggio dei dati e il richiamo dell'algoritmo di misura vero e proprio, con la visualizzazione a schermo sia dei segnali acquisiti nel dominio del tempo, sia del valore dell'angolo calcolato, sia del valore di deviazione standard assoluta e relativa, con anche l'aggiunta dei comandi di inizio misura e path del file di salvataggio delle misure effettuate. Vengono inviati al PC 16001B di dati, 8000B per ognuno dei due segnali acquisiti e 1B di carattere di terminazione. Tali dati sono trasferiti via USB utilizzando il μC come device USB, il quale è visibile al computer come porta di comunicazione virtuale (VCP). I dati vengono quindi letti, suddivisi, ricostruiti (unione di due byte e prodotto per due) e impacchettati in un array contenente entrambe le stringhe di dati. Il prodotto per due si è reso necessario in quando i dati vengono divisi per due prima di essere spediti, in modo che non si possa mai verificare che un dato possa essere confuso con il carattere di terminazione (pari al valore esadecimale 0XFF). Successivamente al blocco di trigger, il quale svolge esattamente la stessa funzione di quello presente all'interno di un oscilloscopio, si entra nel case event contenente un sub-VI che si occupa di implementare l'algoritmo di misura precedentemente presentato e che si presenta nella forma di Fig.2.8: come si può notare l'array di ingresso viene suddiviso in tanti subarray quanti sono i semiperiodi acquisiti. Successivamente essi vengono sommati, mediati e sottratti. Il prodotto dei quattro valori calcolati per $0,000732V$ è necessario per riportare i risultati calcolati in volt e tali tensioni vengono divisi per la costante di misura, la quale è quindi linearizzata nell'intorno dell'origine. I risultati vengono quindi sommati e mediati ed il valore uscente è proprio l'angolo voluto, misurato cioè come angolo tra la normale al fascio e quella alla superficie. L'ultimo passaggio è il calcolo della deviazione standard di misura, sia in termini assoluti che in termini relativi, in percentuale sul valore misurato. La grandezza del campione di misura è impostabile da utente. Tale algoritmo è stato quindi ottimizzato nella velocità di esecuzione per essere eseguito dal microcontroller: la velocità di campionamento è stata rallentata a $67,3kSPS$ e vengono acquisiti 256 campioni tramite DMA, quindi in maniera totalmente hardware direttamente in memoria, del segnale di riferimento, il quale è alla frequenza di $262,8Hz$. Il calcolo dell'ampiezza e del segno secondo la modalità illustrata viene quindi effettuato su un solo periodo. E' possibile successivamente scegliere quanto mediare i risultati agendo sulla dimensione del vettore dei risultati calcolati. La trasmissione dei dati al PC è realizzata nella stessa modalità descritta nel paragrafo successivo.

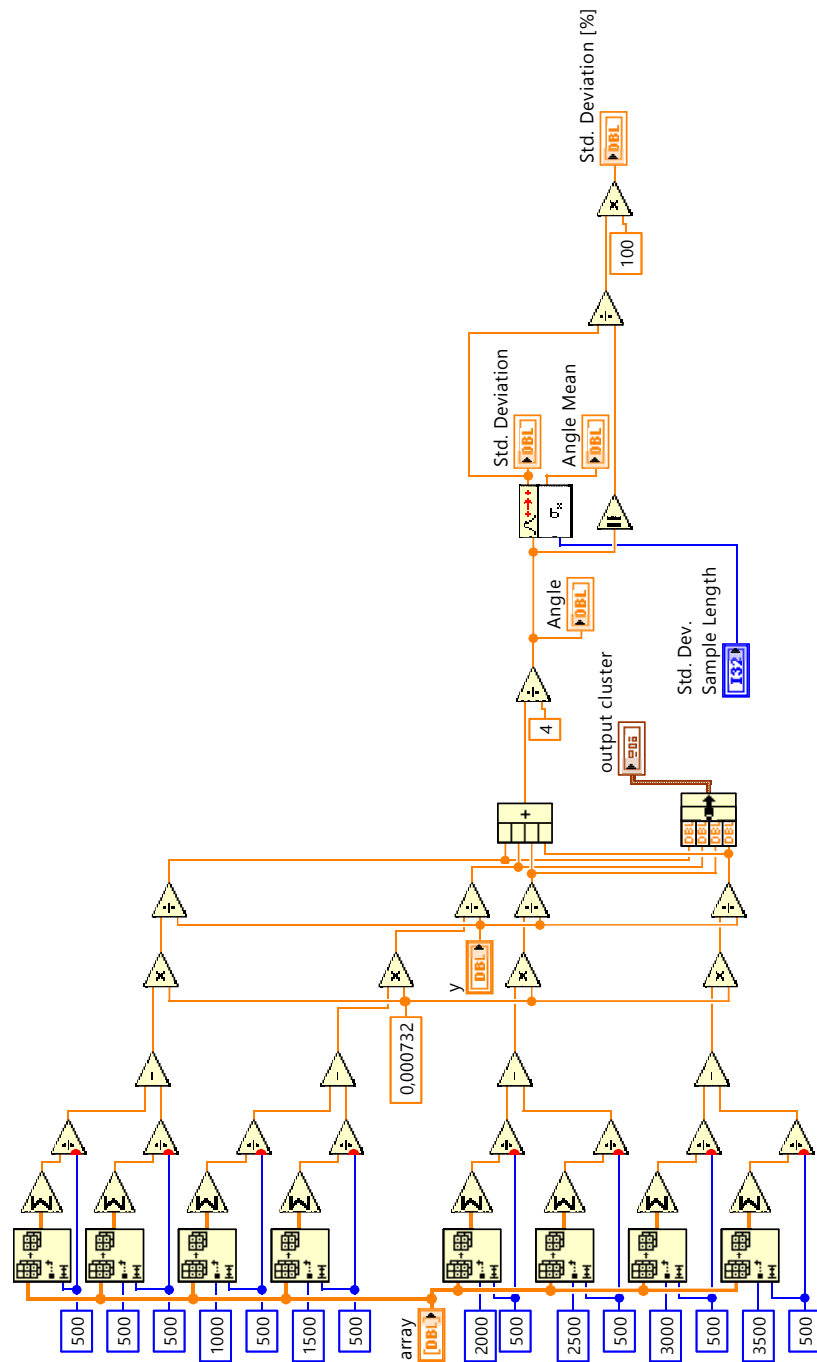


Figura 2.8: Virtual Instrument principale per la misura nel dominio del tempo

2.3.2 Algoritmo Frequency-domain

Per migliorare le prestazioni in termini di incertezza di misura e porre le basi a sviluppi futuri è stato successivamente sviluppato un algoritmo funzionante nel dominio delle frequenze. La grave sensibilità del sistema di misura alle vibrazioni ambientali ha spinto verso un'implementazione dell'algoritmo di misura di natura differente. Conoscendo esattamente la frequenza del segnale di cui mi interessa l'ampiezza è possibile sfruttare l'algoritmo FFT per il calcolo del modulo dello spettro DFT del segnale analogico acquisito. La differenza fondamentale, con questo tipo di approccio, è che si passa alla proiezione del segnale ad onda quadra su una funzione seno, prodotto dello sviluppo in serie di Fourier, con ampiezza pari a quella dell'armonica fondamentale. Con l'algoritmo nel dominio della frequenza ho un errore di ampiezza perchè non viene misurata tutta l'energia del segnale ma soltanto quella corrispondente all'armonica fondamentale, ovvero quella alla frequenza pari alla frequenza del segnale di riferimento. Il primo coefficiente di Fourier per un'onda quadra a valor medio non nullo, è infatti pari a:

$$A_1 = \frac{2A}{n\pi} \quad (2.23)$$

Dove A è l'ampiezza del segnale a onda quadra acquisito. A patto di accettare tale errore, correggibile e deterministico, è possibile però guadagnare una enorme immunità alle vibrazioni ambientali, permettendo un corretto utilizzo dell'apparecchiatura anche in ambienti rumorosi da quel punto di vista. Per ridurre l'effetto del leakage e concentrare la maggior parte dell'energia dell'armonica fondamentale (quella di interesse maggiore) nel bin alla frequenza corretta, è utile acquisire un numero intero di periodi del segnale analogico. In questo caso, l'elaborazione è stata affidata interamente al microcontroller, utilizzando le librerie DSP fornite da ARM Ltd. e scritte in linguaggio C, le quali sono ottimizzate per il core Cortex-M4F per cui sono state scritte. Nell'ipotesi di scrivere successivamente anche l'algoritmo che si occupi di misurare la velocità di spostamento bersaglio in vibrazione attraverso la misura della frequenza di frangia, sia la frequenza di campionamento che la risoluzione in frequenza della FFT sono parecchio sovradimensionate. La frequenza di campionamento è 1024 volte maggiore della frequenza del segnale mentre la FFT è calcolata a 2048 punti. L'algoritmo utilizzato prevede il passaggio del vettore di ingresso in forma complessa ed il risultato è sovrascritto nel vettore di ingresso, sempre in forma complessa. Calcolandone il modulo, attraverso un'apposita funzione, è possibile quindi estrarne il modulo dello spettro. Ci sarà un bin, ovvero uno dei campioni di quest'ultimo vettore calcolato, corrispondente alla frequenza dell'armonica della quale mi

interessa conoscere l'ampiezza, il cui valore è facilmente estraibile dall'array di uscita. Il modulo dell'angolo inviato come dato di misura al PC è dato dalla media di quattro di queste misure. Il segno dell'angolo invece viene calcolato nello stesso modo in cui veniva calcolato nell'algoritmo nel tempo. In questo caso, prima di calcolare la FFT il programma prevede il calcolo della sottrazione tra alcuni punti del primo semiperiodo ed alcuni punti del secondo semiperiodo. Data la sincronicità di acquisizione del segnale non è stato ritenuto andare oltre la sottrazione di pochi punti, in modo da garantire velocità di esecuzione elevata. La comunicazione è ancora affidata al protocollo USB dove il microcontroller è visto dal sistema operativo come una porta di comunicazione virtuale. I dati vengono quindi inviati al computer e visualizzati tramite software LabVIEW. Il ciclo while di elaborazione è ridotto alla ricostruzione del dato, il quale è stato precedentemente, lato microcontroller, convertito da valore floating point a stringa di caratteri munita di carattere di terminazione e successiva applicazione della costante di proporzionalità di misura ed eventuale offset di misura. Il ciclo di attuazione del piezo e di salvataggio dei dati è rimasto fondamentalmente invariato. Tale VI è stato utilizzato anche come interfaccia grafica e di salvataggio dati per una successiva implementazione dell'algoritmo di misura nel dominio del tempo all'interno del microcontrollore, secondo la modalità descritta nel paragrafo precedente.

Alternativa al calcolo della FFT

Una possibile alternativa al calcolo di tutto lo spettro è quello di moltiplicare il segnale analogico ad onda quadra per una funzione seno e una funzione coseno alla stessa frequenza dell'ingresso. In questo modo ottengo due vettori, uno in fase e uno in quadratura, esprimibili in forma analitica come un numero complesso nella forma di Eulero. Dal calcolo del modulo e della fase del numero complesso è possibile quindi risalire alla misura dell'angolo, completa di segno. Questo metodo è molto meno oneroso dal punto di vista computazionale ma non è stato implementato.

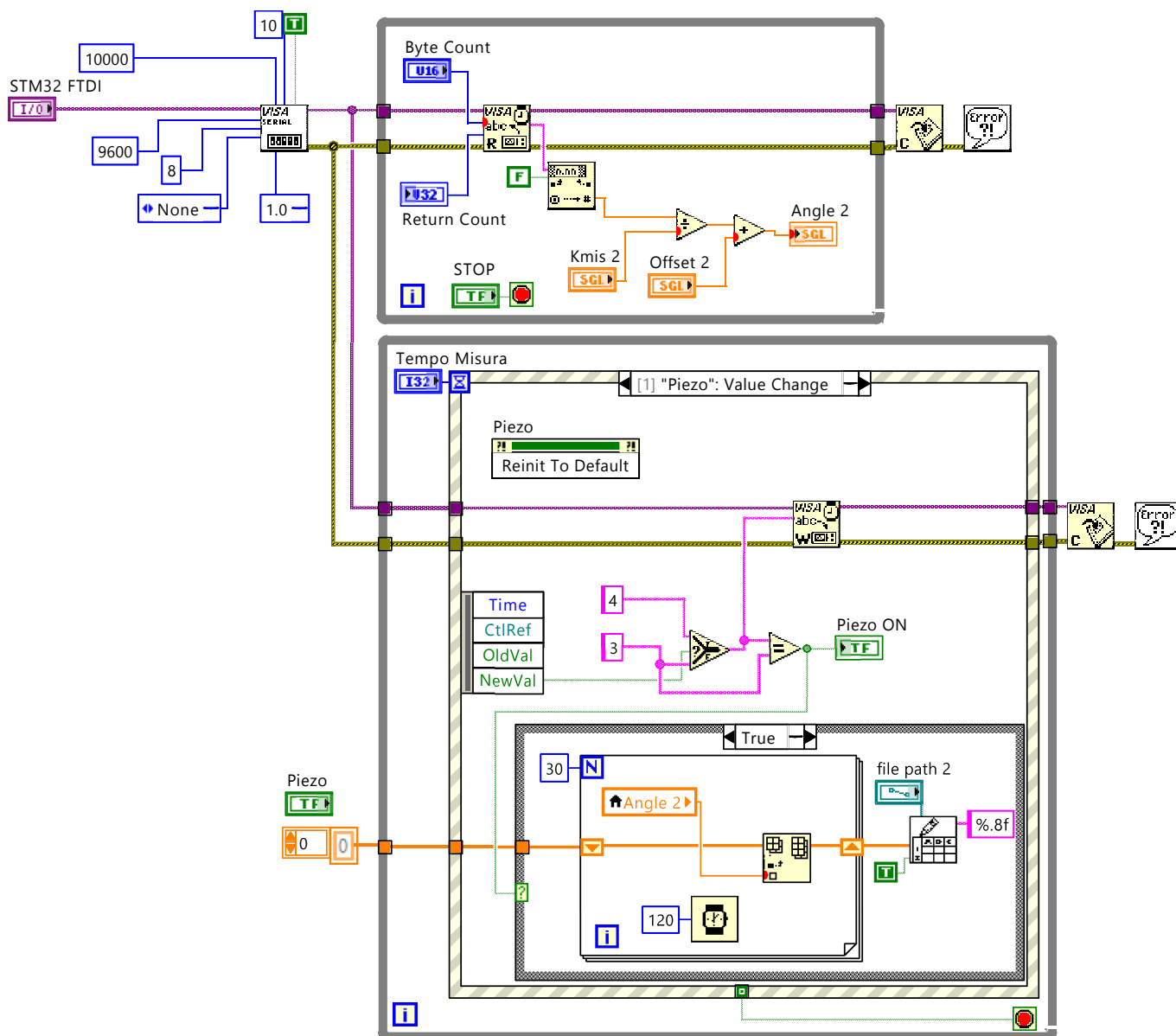


Figura 2.9: Virtual Instrument principale per la misura nel dominio della frequenza

2.4 VCSEL (Vertical Cavity Surface Emitting Laser)

2.4.1 Introduzione

I VCSEL furono teorizzati dal Prof. Kenichi Iga del Tokyo Institute of Technology negli anni 70 e verso la fine degli stessi videro la luce i primi prototipi. Lungo tutti gli anni 80 la sfida fu di tipo tecnologico, portando all'evoluzione dei materiali utilizzati per la loro realizzazione, dai primi sistemi basati su strutture a InP fino agli attuali VCSEL in GaAs: InGaAs-GaAs con emissione a $960nm$ e GaAs-AlGaAs con emissione a $850nm$. Il successo del VCSEL e la forte espansione del mercato nei molti ambiti nei quali esso è stato introdotto (dalle telecomunicazioni alle misure di precisione, passando per l'elettronica di consumo) è dato da alcune caratteristiche peculiari, tra le quali:

- Bassa corrente di soglia: bastano piccole correnti (1-5mA) per ottenere potenze ottiche dell'ordine del mW.
- Profilo di emissione circolare con piccoli angoli di divergenza.
- Efficienza energetica elevata.
- Possibilità di produzione di array bidimensionali di laser: questa caratteristica ha particolare rilevanza nei sistemi di trasmissione per telecomunicazioni, dove è possibile accoppiare in fibra tante linee in spazi molto ridotti, con sistemi compatti.
- Facilità di verifica del funzionamento, possibile già a livello di produzione del wafer.
- Elevata affidabilità, con cicli di vita dell'ordine delle decine di milioni di ore a temperatura ambiente.

L'interesse per le sorgenti a cavità verticale per la realizzazione di questo progetto è nato, oltre che per le caratteristiche già citate, anche per il costo ridotto (relativamente ai laser ad emissione laterale), compattezza del sistema ottico (laser e lente di collimazione) e facilità di reperibilità dei componenti. In Fig.2.10 è illustrata la struttura ed il principio di funzionamento di un VCSEL: la cavità interna, contenente gli strati amplificanti per la generazione del fascio laser, è circondata da strati conduttivi che formano gli specchi del risonatore di Fabry-Perot che in questo modo si è venuto a formare. Fornendo una corrente elettrica si ha generazione di fotoni nello

strato attivo, i quali corrono nel percorso di round-trip ottico definito dal risonatore stesso. Quando il guadagno ottico diventa maggiore di quello di soglia, sufficiente a compensare le perdite, si ha emissione coerente di un fascio di luce, caratteristico del funzionamento dei laser.

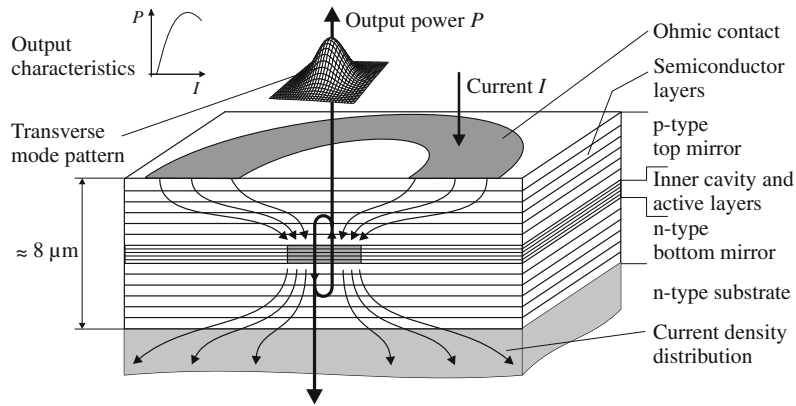


Figura 2.10: Struttura VCSEL

2.4.2 Specchi di Bragg

Innanzitutto, è utile analizzare il funzionamento degli specchi, i quali sono necessari per la costruzione della cavità risonante di Fabry-Perot. Essi sono realizzati attraverso la tecnologia del Distributed Bragg Reflector (DBR), dove vengono alternati strati conduttivi con alto e basso indice di rifrazione, il cui spessore è proporzionale ad un quarto della lunghezza d'onda di emissione. Per studiare l'andamento del campo elettrico attraverso e calcolare lo spettro di riflettività di un sistema a specchio di Bragg, si usa il metodo della matrice di trasferimento. Si deve risolvere l'equazione di Helmholtz in una dimensione, utilizzando come fasore del campo trasversale $E = E_x$:

$$\frac{d^2 E(z)}{dz^2} + \gamma^2 E(z) = 0 \quad (2.24)$$

γ è la costante di propagazione, la quale è un numero complesso e pari a:

$$\gamma_m = \beta_m - i \frac{\alpha_m}{2} \quad (2.25)$$

In particolare:

- Nel caso di strati omogenei di indice costante m , γ_m è indipendente dallo spazio.

- $\alpha_m \geq 0$, coefficiente di assorbimento del materiale, è tale per ogni strato, tranne che per quelli attivi.
- β_m , la parte reale del coefficiente di propagazione, dipende dalle caratteristiche fisiche del materiale e dalla lunghezza d'onda di emissione. Esso si presenta nella seguente forma:

$$\beta_m = \frac{2\pi\bar{n}_m}{\lambda} \quad (2.26)$$

Per ogni layer, il campo elettrico al suo interno sarà dato da:

$$\begin{aligned} E_m(z) &= E_m^+(z) + E_m^-(z) \\ &= E_m^+ \exp[-i\gamma_m(z - z_m)] + E_m^- \exp[+i\gamma_m(z - z_m)] \end{aligned} \quad (2.27)$$

dove:

$$E_m^+ = (\gamma_m^+ E_{m+1}^+ + \gamma_m^- E_{m+1}^-) \exp[+i\gamma_m d_m] \quad (2.28)$$

$$E_m^- = (\gamma_m^- E_{m+1}^+ + \gamma_m^+ E_{m+1}^-) \exp[-i\gamma_m d_m] \quad (2.29)$$

$$\gamma_m^+ = \frac{\gamma_m + \gamma_{m+1}}{2\gamma_m} \quad (2.30)$$

$$\gamma_m^- = \frac{\gamma_m - \gamma_{m+1}}{2\gamma_m} \quad (2.31)$$

In forma matriciale, le 2.28 e 2.29 si possono scrivere come:

$$\begin{bmatrix} E_m^+ \\ E_m^- \end{bmatrix} = \bar{T}_m \begin{bmatrix} E_{m+1}^+ \\ E_{m+1}^- \end{bmatrix} \quad (2.32)$$

Si nota quindi come l'ampiezza del campo al layer m-esimo sia legata a quella al layer m+1-esimo attraverso la matrice di trasferimento \bar{T}_m . Dato quindi un sistema di riflettori di Bragg, la riflettività si calcola seguendo una serie di passaggi, in riferimento alla Fig.2.11:

- Assumo un valore arbitrario per E_{m+1}^+ .
- Calcolo il rapporto

$$r = \frac{E_0^-(z_1)}{E_0^+(z_1)} \quad (2.33)$$

- La riflettività dello specchio formato da $2m$ coppie di strati riflettenti sarà data da:

$$R = |r|^2 \quad (2.34)$$

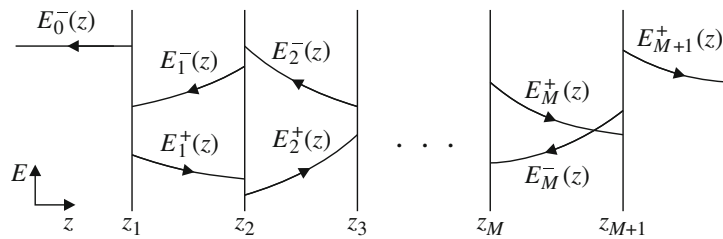


Figura 2.11: Andamento del campo elettrico per un VCSEL, dove lo strato numero 2 da sinistra rappresenta lo strato attivo di guadagno ottico

2.4.3 Equazioni costitutive del VCSEL

La regione attiva viene dimensionata in funzione della potenza ottica che si vuole generare e del numero di modi risonanti in cavità: un VCSEL di potenza (dai 5 ai 10mW) avrà una regione attiva più estesa rispetto a quella di un VCSEL a singolo modo di emissione, il quale però avrà una ridotta potenza ottica emessa (al di sotto di 1mW). Per il confinamento della corrente nella zona attiva sono stati escogitati nel tempo alcuni metodi, come visibile in Fig.2.12.

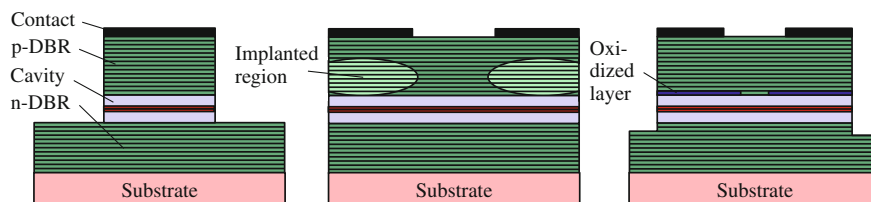


Figura 2.12: Metodi di confinamento della corrente in zona attiva: mesa (sinistra), a impianto di protoni (centro) e a strato ossidato (destra)

Gli svantaggi e le problematiche riscontrate in fase di progetto però sono state molteplici. Il primo grosso problema incontrato nell'utilizzo dei VCSEL è quello del controllo della polarizzazione. Per avere monomodalità del fascio e quindi emissione con modo trasversale gaussiano la corrente deve essere ridotta fino a poco oltre la soglia di accensione del diodo laser stesso. Questo, in principio, è valido anche per laser disponibili sul mercato e venduti come VCSEL di potenza e quindi non a singolo modo. Per valori di corrente superiori di almeno un fattore 3 si nota come altri modi entrino in oscillazione in cavità, degradando la forma del fascio laser: essa rispecchia la sovrapposizione lineare di più modi trasversali, come è possibile vedere in Fig.2.13.

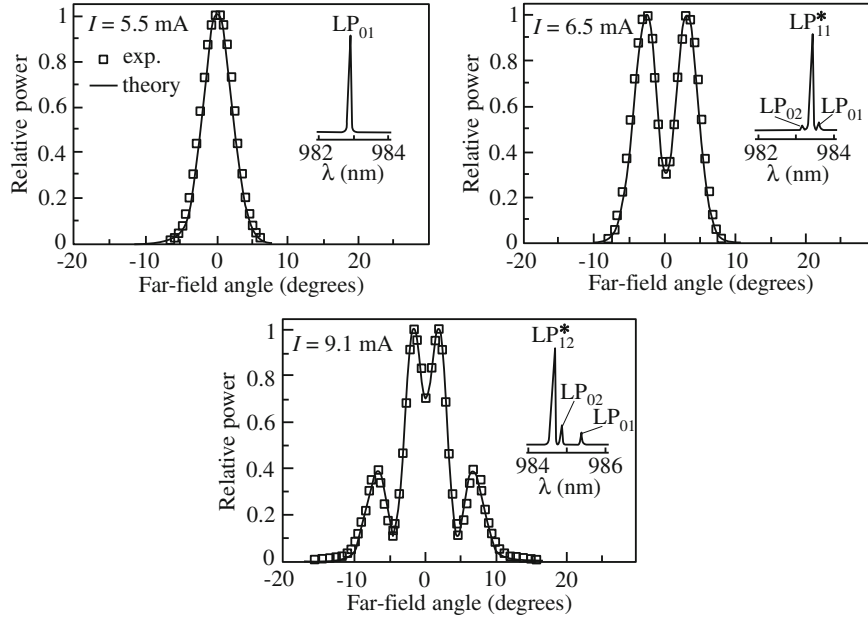


Figura 2.13: Esempi di modi trasversali di emissione e rispettivi spettri longitudinali in funzione della corrente di polarizzazione

Tale effetto risulta particolarmente sgradevole in sede di misura in quanto porta al sorgere di ambiguità nella misura dell'angolo, come spiegato nel capitolo relativo al principio di funzionamento del sistema di misura. Nel VCSEL infatti, il guadagno ottico di soglia, derivante dalla condizione di round-trip, è pari a:

$$g_{th} = \alpha_a + \frac{1}{\Gamma_r d_a} \left[\alpha_i (L_{eff} - d_a) + \ln \frac{1}{\sqrt{R_t R_b}} \right] \quad (2.35)$$

i cui termini hanno il seguente significato:

- α_i e α_a sono coefficienti di perdita per assorbimento nel materiale passivo e attivo.
- Γ_r è il fattore di confinamento relativo o gain enhancement factor, definito come:

$$\Gamma_r = \frac{L \int_{d_a} |E(z)|^2 dz}{d_a \int_L |E(z)|^2 dz} \quad (2.36)$$

il quale descrive quanto il campo elettrico sia maggiore nel mezzo attivo rispetto al mezzo passivo. Nel VCSEL questo parametro è di particolare interesse dato il fatto che la regione di guadagno attiva non si estende lungo tutto lo spessore della cavità interna L ma sia confinata in una piccola regione di spessore d_a .

- L_{eff} è lo spessore *effettivo* della cavità ed è così determinato:

$$L_{eff} = L + l_{eff,t} + l_{eff,b} \quad (2.37)$$

l_{eff} è un parametro che indica lo spessore equivalente dello specchio a riflettore di Bragg, considerando la quota parte di onda incidente che penetra un certo numero di coppie di strati dello specchio:

$$l_{eff} = -\frac{1}{2} \frac{d\varphi_r}{d\beta} = \dots \approx \frac{\lambda_B}{4\Delta n_B} \quad (2.38)$$

Lo spessore effettivo della cavità dipende quindi dalle dimensioni fisiche del VCSEL, dalla lunghezza d'onda di emissione e dal salto d'indice di rifrazione tra due strati adiacenti degli specchi.

- R_t e R_b sono i coefficienti di riflettività degli specchi della cavità risonante.

Per il calcolo della corrente di soglia serve conoscere la densità di portatori di soglia n_{th} . Il guadagno di picco si può approssimare con:

$$g_p \approx g_2 \ln \frac{n + n_s}{n_t + n_s} \quad (2.39)$$

dove g_2 , n_s e n_t sono costanti empiriche ed in particolare n_t rappresenta la densità di portatori tale che il materiale sia trasparente, ovvero con $g_p = 0$. La densità di corrente di soglia si trova quindi imponendo $g_p = g_{th}$ e quindi $n = n_{th}$:

$$j_{th} = n_{th} \frac{q d_a}{\eta_I \tau_{sp}} \quad (2.40)$$

nella quale η_I è l'efficienza di iniezione della corrente al netto di leakage e current crowding e τ_{sp} è il tempo di vita media dei portatori in cavità. La corrente di soglia sarà quindi pari a:

$$I_{th} = A_a j_{th} = n_{th} \frac{q V_a}{\eta_I \tau_{sp}} \approx n_{th}^2 \frac{q V_a B}{\eta_I} \approx n_t^2 \frac{q V_a B}{\eta_I} \exp\left(\frac{2g_{th}}{g_1}\right) \quad (2.41)$$

Oltre questo valore di corrente si ha emissione di luce coerente ad entrambi i capi della struttura del VCSEL. La potenza emessa è esprimibile con la formula:

$$P_{t,b} = \eta_{dt,b} \frac{h\nu}{q} (I - I_{th}) \quad (2.42)$$

$\eta_{dt,b}$ è l'efficienza quantica differenziale che descrive la frazione di elettroni iniettati che producono emissione coerente in uno dei due fasci in uscita. In questo parametro è contenuta l'efficienza di iniezione di corrente:

$$\eta_{dt,b} = \hat{\eta}_{dt,b} \eta_I \quad (2.43)$$

dove $\hat{\eta}_{dt,b}$ è la percentuale di luce coerente generata disponibile in cima o in fondo al diodo stesso. La caratteristica I-P di un VCSEL si presenta nella forma di Fig.2.14. Dal grafico è possibile notare come la potenza emessa si

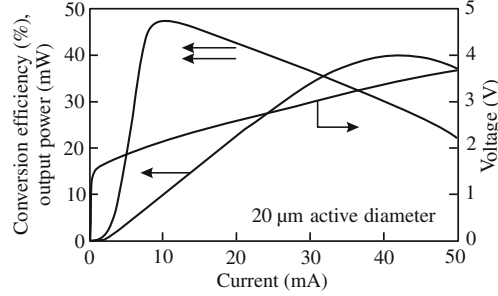


Figura 2.14: Curva caratteristica tipica di un VCSEL di potenza: si notano la tensione ai capi del diodo (freccia destra), potenza ottica in uscita (freccia sinistra) ed efficienza di conversione (doppia freccia sinistra)

riduce per valori di corrente più elevati di un certo valore. Quello che succede è che l'efficienza di conversione, per alte correnti, si riduce drasticamente. Questo parametro è definito come:

$$\eta_{ct,b} = \frac{P_{t,b}}{VI} \quad (2.44)$$

Esso è quindi il rapporto tra la potenza ottica in uscita e quella elettrica in ingresso. La tensione ai capi del VCSEL è esprimibile in via approssimata come:

$$V \approx V_k + R_d I \approx \frac{h\nu}{q} + R_d I \quad (2.45)$$

Sostituendo ottengo quindi l'equazione dell'efficienza di conversione del VCSEL, pari a:

$$\eta_{ct,b} = \eta_{dt,b} \frac{h\nu}{q} \frac{I - I_{th}}{IV_k - I^2 R_d} = \hat{\eta}_{dt,b} \eta_I \frac{h\nu}{q} \frac{1 - \frac{I_{th}}{I}}{V_k - IR_d} \quad (2.46)$$

Alla luce della 2.46 si possono avanzare alcuni commenti sulla riduzione della potenza ottica emessa per elevati valori di corrente di pompa:

- Per correnti molto maggiori di quella di soglia si può scrivere:

$$\eta_{ct,b} \xrightarrow{I \gg I_{th}} -\hat{\eta}_{dt,b} \eta_I \frac{h\nu}{q} \frac{1}{IR_d} \quad (2.47)$$

La R_d , resistenza serie della zona attiva del VCSEL, è di valore elevato (maggiore rispetto alle altre tecnologie di realizzazione di diodi laser)

e rappresenta il principale limite all'efficienza di conversione. Negli EEL, come per esempio i DFB, questo fenomeno avviene con correnti e potenze molto maggiori, ben oltre il limite di rottura per effetto Joule del dispositivo.

- Il fenomeno del current crowding porta alla riduzione del termine η_I , dato che, con corrente elevata, essa si addenserà ai margini della zona attiva, in corrispondenza dell'anello di confinamento.

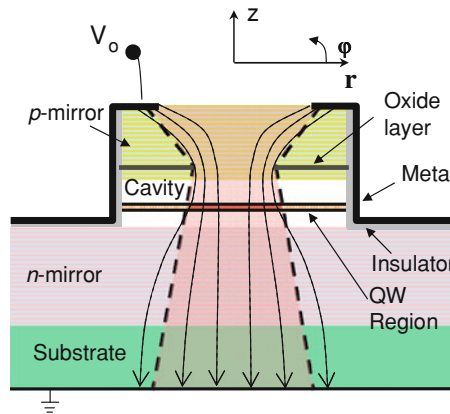


Figura 2.15: Percorso della corrente in un VCSEL

- Gli effetti termici sono molteplici e di diversa natura:
 - Lente termica: con l'aumento della temperatura l'indice di rifrazione medio dei materiali cresce, modificando in particolare le prestazioni degli specchi, con riferimento alla larghezza della banda passante e la sua collocazione nello spettro. In particolare:

$$\frac{dn}{dT} > 0 \quad (2.48)$$

- Anche i coefficienti di assorbimento crescono con la temperatura, a causa del moto vibrazionale del reticolo cristallino. L'andamento è più che quadratico:

$$\alpha = \alpha_0 \left(\frac{T}{T_0} \right)^{2.2} \quad (2.49)$$

- Il guadagno ottico cambia perchè cambia la riflettività degli specchi e i coefficienti di assorbimento.

- All'aumentare della temperatura aumenta la concentrazione dei portatori liberi ed aumenta la probabilità di ricombinazione dei portatori. In questo modo si riduce il tempo di vita medio dei portatori in cavità. Si definisce quindi un fattore di perdita:

$$f_l = \frac{\tau_j}{\tau_{j0}} = \frac{2}{1 + \exp\left(\frac{I}{I_L - I_{th}}\right)} \quad (2.50)$$

In questa formula sono presenti la corrente di pompa, quella di soglia e I_L , la corrente per la quale ho la massima potenza emessa. Tale valore dipende dalla struttura a bande del sistema.

In Fig.2.16 è possibile osservare due esempi di VCSEL con fotodiiodo di monitor per la potenza ottica emessa.

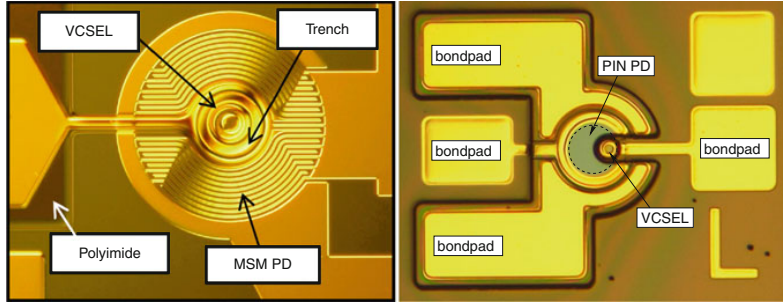


Figura 2.16: Esempi di realizzazione di VCSEL

2.4.4 Spatial Hole Burning

Lo SHB è un effetto di distorsione della linea di guadagno dei laser a semiconduttore causato dalla saturazione del guadagno del mezzo attivo. Tale fenomeno è legato alla riduzione locale della densità di portatori laddove si ha una forte interazione tra modi oscillanti e si manifesta macroscopicamente attraverso una modificazione degenerativa della forma del fascio laser. Il fenomeno dell'SHB si può spiegare prendendo in considerazione l'equazione dell'andamento del campo elettrico all'interno del materiale attivo e l'equazione di continuità per i portatori di carica. La trattazione teorica dello SHB è tratta da [17] e viene di seguito riportata. Si consideri il VCSEL in figura, avendo definito le coordinate cilindriche (r, θ, z) :

Si consideri quindi l'equazione di diffusione per la densità di portatori (elettroni) $N(r)$:

$$D_n \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \frac{\partial N(r)}{\partial r} \right) - \frac{N(r)}{\tau_s} - \frac{g(N(r)) P_a |\bar{E}_t(r)|^2}{h\nu} + \frac{J(r)}{qd} = 0 \quad (2.51)$$

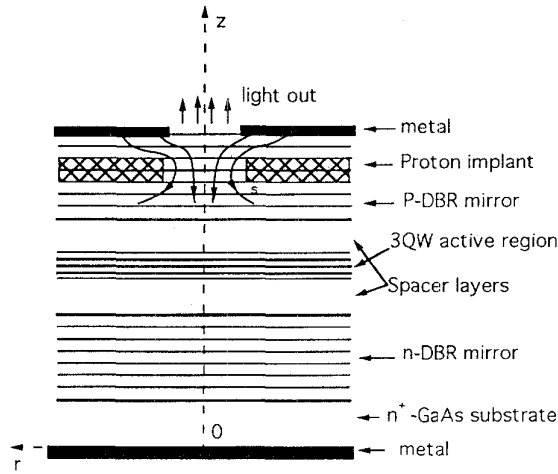


Figura 2.17: VCSEL di analisi dello Spatial Hole Burning

Nella quale sono stati definiti i seguenti termini:

- D_n è il coefficiente di diffusione per gli elettroni negli strati attivi.
- τ_s è il tempo di vita medio dei portatori in cavità.
- $g(N(r))$ è il guadagno ottico, definito lineare come $g(N(r)) = a(N(r) - N_{th})$, dove a è il coefficiente di guadagno e N_{th} è la concentrazione di soglia, al di sotto della quale si ha trasparenza del materiale attivo.
- d è lo spessore del materiale attivo.
- P_a è la densità di potenza ottica nel materiale attivo, definita come:

$$P_a = \frac{1}{\pi s^2} \int \int_{act.} \frac{1}{2} c n_r \epsilon_0 |\psi_t(r)|^2 d\sigma \quad (2.52)$$

nella quale s è la distanza dall'asse del VCSEL e lo strato di confinamento della corrente a impianto di protoni, c è la velocità della luce, n_r è l'indice di rifrazione del layer attivo, ϵ_0 è la costante dielettrica del vuoto, $\psi_t(r)$ è il campo elettrico per ogni singolo modo.

- $|\bar{E}_t(r)|^2$ è l'intensità del campo elettrico modale normalizzata al campo stesso e definita come:

$$|\bar{E}_t(r)|^2 = \frac{|\psi_t(r)|^2}{\frac{1}{2s} \int_{-\infty}^{+\infty} |\psi_t(r)|^2 dr} \quad (2.53)$$

- $J(r)$ è la distribuzione della densità di corrente all'interno del VCSEL, la quale, per semplicità, viene assunta come esponenziale al di sotto della regione di confinamento per la corrente:

$$J_r = \begin{cases} J_0 \exp[(r-s)/r_1] & r \leq s \\ J_0 \exp[(r-s)/r_2] & r \geq s \end{cases} \quad (2.54)$$

dove r_1 e r_2 sono costanti. Nella zona di confinamento la densità di corrente è maggiore e può essere approssimata come:

$$J_p(r) = \left[\frac{1}{\pi s^2} \int_0^{r_s} 2\pi r J(r) dr \right] \exp[(r-s)/r_1] \quad (2.55)$$

dove r_s è il raggio del VCSEL.

Successivamente va considerata l'equazione per il campo elettrico, la quale appare nella forma:

$$\nabla^2 E + \omega^2 \mu_0 \epsilon E = 0 \quad (2.56)$$

La costante dielettrica del mezzo può essere espressa approssimativamente come:

$$\frac{\epsilon}{\epsilon_0} \cong n_r^2 + j n_r g(N(r))/k_0 \quad (2.57)$$

Nella quale è stata definita con j l'unità immaginaria e con k_0 il vettore d'onda di propagazione dell'onda nel vuoto. Definendo poi il campo elettrico $E(r, \theta, z)$ si può giungere alla forma finale dell'equazione dell'andamento del campo modale all'interno del materiale attivo. Si avrà quindi:

$$E(r, \theta, z) = \psi(r) \phi(\theta) \exp(-j\beta_z z) \quad (2.58)$$

$$\phi(\theta) = \frac{1}{\sqrt{2m}} \exp(jm\theta) \quad (2.59)$$

Dove $m = 0, \pm 1, \pm 2, \dots$ e β_z è la costante di propagazione del campo. Sostituendo l'equazione 2.58 nella 2.56 si ottiene il risultato finale:

$$\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \frac{\partial \psi}{\partial r} \right) + \left(k_0^2 \frac{\epsilon}{\epsilon_0} - \frac{m^2}{r^2} - \beta_z^2 \right) \psi = 0 \quad (2.60)$$

Nella quale sono definite le condizioni al contorno per ψ tali che:

$$\begin{cases} \frac{\partial \psi}{\partial r} |_{r=0} = 0 & \text{modi pari} \\ \psi |_{r=0} = 0 & \text{modi dispari} \end{cases} \quad (2.61)$$

Per studiare quindi l'effetto del SHB e di come i modi concorrano tra loro per la generazione del fascio ottico di uscita è necessario risolvere le equazioni

2.51 e 2.60. La quantità di articoli scientifici disponibili riguardanti lo studio del fenomeno della interazione modale all'interno della struttura VCSEL è elevata. Se i campi modali sono fisicamente separati all'interno del materiale attivo, essi possono raggiungere entrambi il guadagno ottico di soglia e quindi coesistere sottoforma di radiazione multimodale. Quando però i modi si sovrappongono in maniera più importante, a causa di una corrente di pompa troppo elevata o anche a causa della retroiniezione del fascio laser emesso, occupando lo stesso spazio all'interno del materiale attivo, la competizione tra i due porta al prevalere di uno solo dei campi modali interessati. Quale sia quello dominante dipende dalle caratteristiche geometriche e fisiche del VCSEL in termini di:

- Dimensione e numero degli strati attivi.
- Forma dei contatti elettrici e densità della corrente di polarizzazione.
- Eventuale presenza di strati di confinamento per la corrente stessa.

Il guadagno modale è determinato dalla distribuzione di concentrazione dei portatori, la quale cambia proprio a causa anche del SHB. Anche la potenza di emissione cambia e contribuisce al fenomeno di rollover della potenza ottica emessa oltre un certo valore di corrente ottica iniettata. Gli ordini di emissione trasversale hanno densità di potenza ottica via via inferiore rispetto a quanto accade per un fascio emesso con modo gaussiano TEM₀₀, come spiegato in [1]. E' stato utilizzato un simulatore di VCSEL, chiamato VISTAS (VCSEL Integrated Spatio-Temporal Advanced Simulator) e sviluppato da Marc Jungo dello Swiss Federal Institute of Technology (ETH) di Zurigo, per avere un visione a colpo d'occhio della distribuzione di portatori, di quella dei modi oscillanti all'uscita e della forma del fascio di uscita, per valori di corrente da sottosoglia a pesantemente soprasoglia, quando sottoposti all'effetto del SHB. Nella fattispecie non si prendono in esame effetti termici in quanto non considerati importanti ai fini dell'effetto sulla potenza ottica emessa in presenza di elevate potenze retroiniettate. Il VCSEL usato per le simulazioni presenta una corrente di soglia di circa $620\mu A$ e, per i tre esempi, vengono forniti i dati relativi a tre parametri di particolare interesse:

- La forma spaziale del fascio emesso, espressa in intensità di luce, in unità arbitraria.
- La concentrazione di portatori in [cm^{-3}], sui due assi di emissione del VCSEL stesso.
- L'andamento del tempo della potenza ottica emessa, espressa come somma delle potenze di tutti i modi oscillanti in cavità, in [mW].

La simulazione è realizzata fornendo un gradino di corrente in ingresso al laser e verificando sia l'andamento in transitorio che quello statico, per tempi lunghi rispetto alle costanti di tempo in gioco.

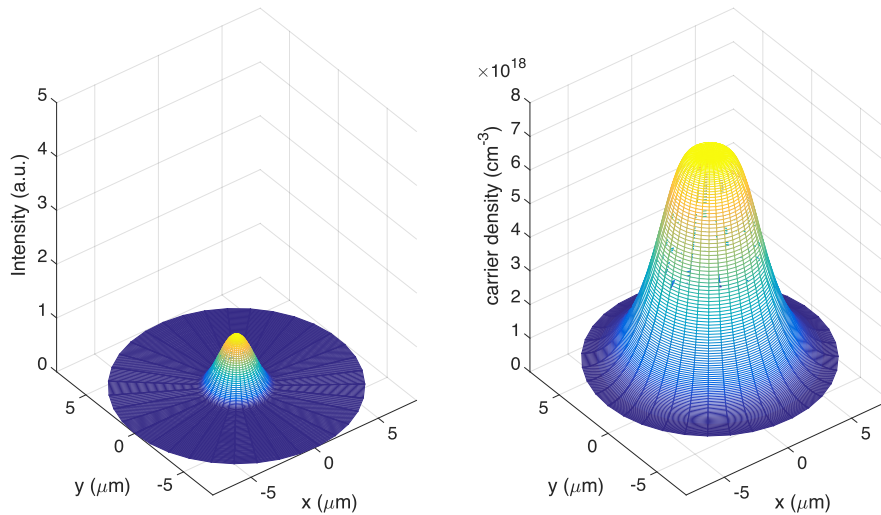


Figura 2.18: Forma del fascio e densità di portatori per il VCSEL polarizzato a $800\mu A$.

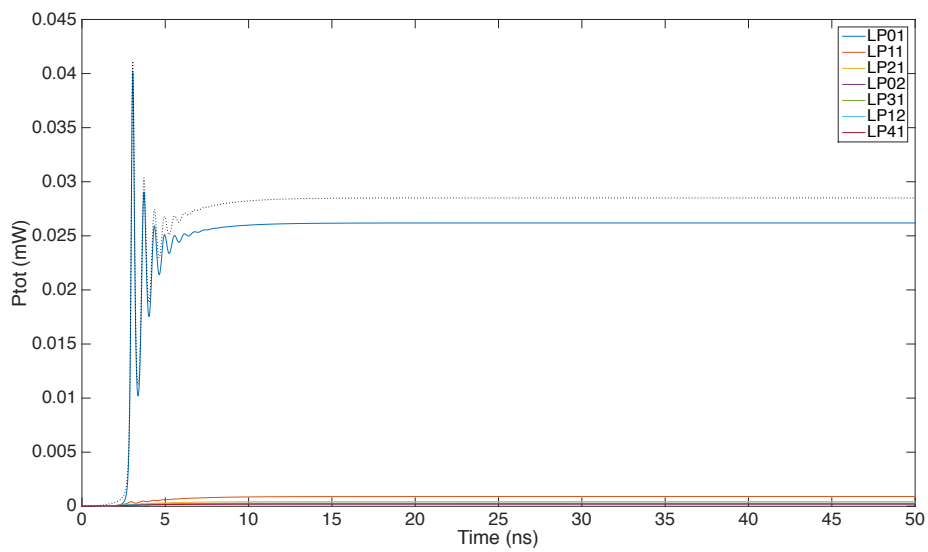


Figura 2.19: Potenza emessa per singolo modo del VCSEL polarizzato a $800\mu A$.

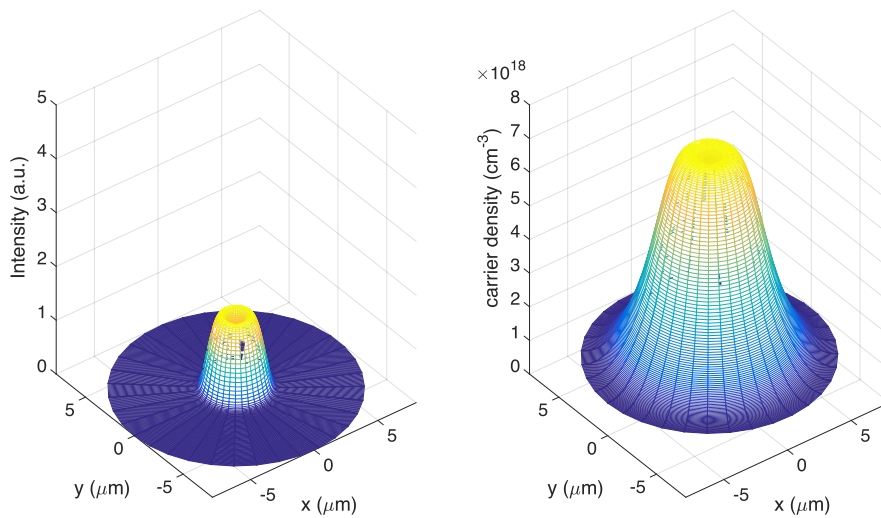


Figura 2.20: Forma del fascio e densità di portatori per il VCSEL polarizzato a 1mA.

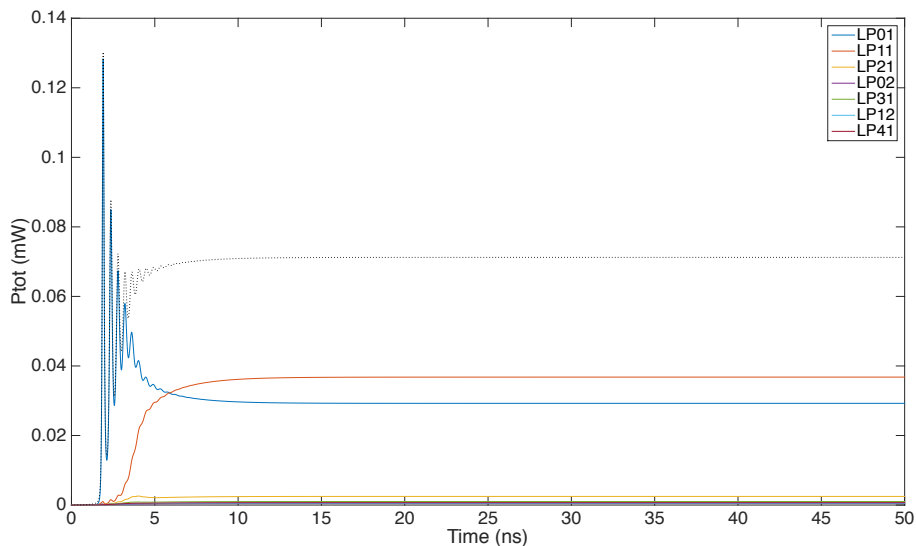


Figura 2.21: Potenza emessa per singolo modo del VCSEL polarizzato a 1mA.

Dai risultati presentati si nota come per correnti (e quindi potenze) di poco superiori a quella di soglia il fascio di emissione sia perfettamente circolare e monomodale, come riscontrato nel grafico di Fig.2.19. Per correnti pari a 1mA e poi a salire si nota come altri modi, oltre a quello fondamentale, raggiungano il guadagno di soglia ed entrino in oscillazione. Nel caso in cui la corrente è proprio pari a 1mA, la riga di guadagno non è saturata, i modi sono sufficientemente spazati tra loro, debolmente interagenti e sono quindi in grado di coesistere. Per fattori di pompaggio elevati, con correnti fino

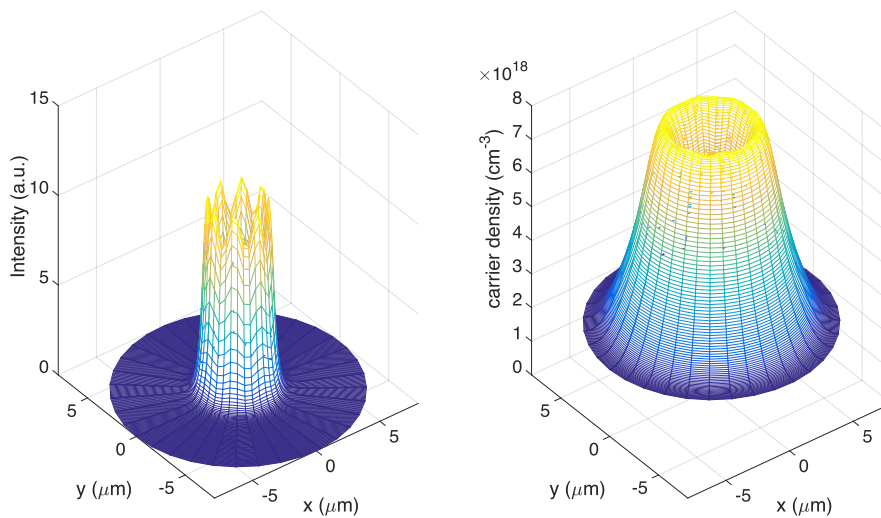


Figura 2.22: Forma del fascio e densità di portatori per il VCSEL polarizzato a $3m.A$.

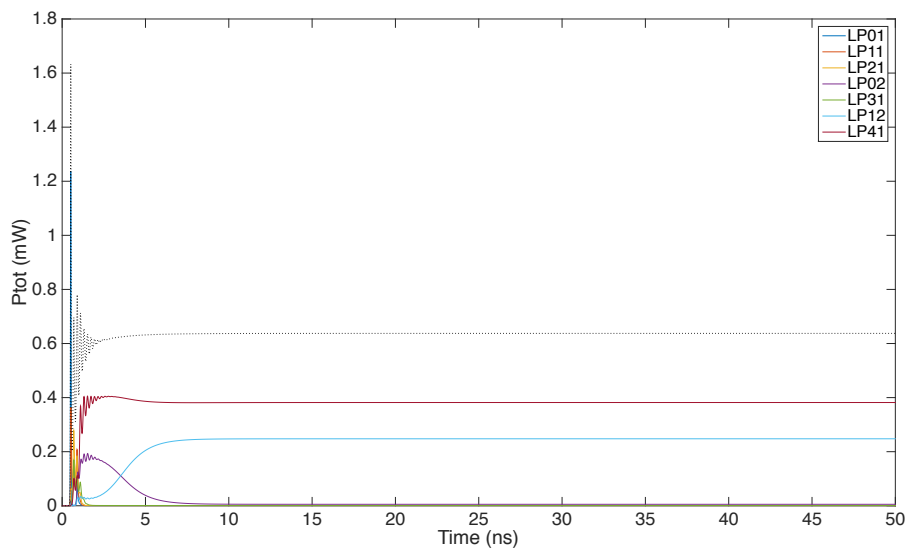


Figura 2.23: Potenza emessa per singolo modo del VCSEL polarizzato a $3m.A$.

a cinque volte quella di soglia, come nel terzo esempio proposto, dove la corrente di pompa è pari a $3m.A$, il fenomeno del SHB prende il sopravvento: nel grafico della densità di portatori si può notare che in corrispondenza dell'asse centrale del VCSEL si ha un buco di densità di carica. Questo nasce proprio dalla forte interazione della popolazione di elettroni con i campi modali, i cui modi di emissione sono anche tra loro in competizione per raggiungere un guadagno ottico sufficiente alla sopravvivenza in cavità. In Fig.2.23 si può notare come i modi ammessi ad oscillare in cavità siano non

più quello fondamentale ma quelli definiti come LP41 e LP12. Si ha riscontro della natura multimodale nel grafico relativo alla forma del fascio emesso di Fig.2.22, il quale presenta la tipica forma a ciambella, con la presenza di un buco di intensità di luce emessa.

2.4.5 Effetto della retroiniezione sulle caratteristiche statiche e dinamiche del VCSEL

Un'altra criticità, forse la più importante e complessa tra quelle incontrate in fase di progetto, è legata all'effetto sulla caratteristica statica del VCSEL. In particolare, è necessario analizzare l'andamento della potenza ottica emessa al variare del parametro di retroiniezione. A differenza di quanto accade nei laser edge-emitting, nei VCSEL il feedback ottico può portare alla destabilizzazione del funzionamento in onda continua fino al raggiungimento del comportamento caotico ed il crollo della teoria di funzionamento del dispositivo stesso. Questo può accadere anche solo a causa della riflessione all'interfaccia aria-vetro, pari al 4%. Tale fenomeno è stato studiato in [8] e di seguito vengono riproposti alcuni dei risultati ottenuti. Ai fini dell'applicazione sviluppata in questo lavoro di tesi è di importanza cruciale analizzare i risultati legati alle prove di VCSEL mono e multimodali, con strutture geometriche differenti per forma dei contatti elettrici, per cavità esterne di lunghezza dal centimetro in su. Due sono i fenomeni in gioco: la riduzione dello smorzamento delle oscillazioni di rilassamento e lo SHB, i quali sono responsabili del degrado delle prestazioni del VCSEL. In particolare sono stati analizzati tre casi:

- **VCSEL a singolo modo:** in questo caso, all'aumentare del parametro di retroiniezione il comportamento instabile sorge a causa della riduzione dello smorzamento delle oscillazioni di rilassamento. In Fig.2.24 si può vedere come si abbia dapprima una biforcazione della potenza ottica emessa per poi, per parametri di retroiniezione superiori a $5 \cdot 10^{-3}$, arrivare ad un comportamento caotico nel quale l'andamento della potenza ottica diventa non predicibile.
- **VCSEL bimodale con contatto ad anello:** la particolare struttura geometrica dei contatti elettrici del diodo laser stesso porta all'emissione di radiazione coerente bimodale nella quale i modi sono strettamente accoppiati a causa del SHB. In questo caso quindi, la biforcazione della potenza con conseguente comportamento caotico si ha per valori del coefficiente di retroiniezione maggiori rispetto al caso precedente.

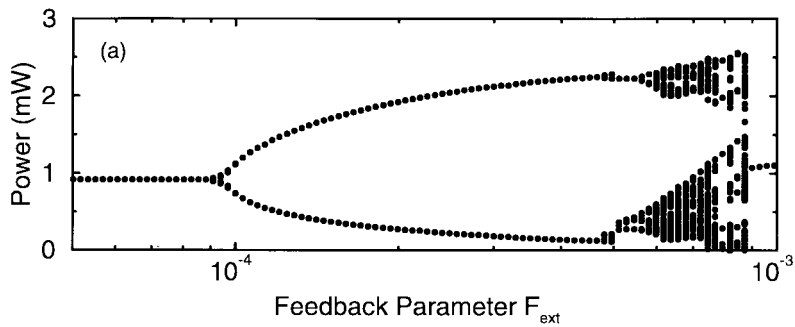


Figura 2.24: Diagramma di biforcazione per VCSEL a singolo modo con cavità esterna di lunghezza pari a 1cm

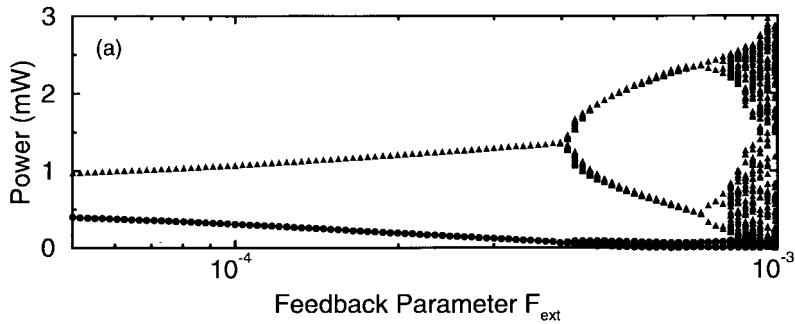


Figura 2.25: Diagramma di biforcazione per VCSEL bimodale con contatto ad anello con cavità esterna di lunghezza pari a 1cm. I punti rappresentano il modo LP_{11} mentre i triangoli corrispondono al modo LP_{21}

Dalla Fig.2.25 si nota come la potenza del modo LP_{11} si riduca fino quasi a zero mentre il secondo subisca biforcazione e quindi caos.

- **VCSEL bimodale con contatto a disco:** in queste condizioni i modi oscillanti risultano poco sovrapposti e quindi poco accoppiati. In Fig.2.26 è riportato l'insieme dei risultati sperimentali. Già per valori del fattore di retroiniezione inferiori a 10^{-4} si ha biforcazione della potenza emessa dai vari modi e quindi oscillazione del totale emesso. Il caos sopravviene per valori superiori a $3 \cdot 10^{-4}$.

L'analisi del fenomeno dello SHB e di come esso impatta sulla polarizzazione del VCSEL si è reso necessario a causa di un problema di aberrazione delle caratteristiche del fascio laser riconducibile proprio agli effetti fisici descritti finora. Sarà successivamente spiegato in maniera esaustiva come è stato possibile superare i problemi sorti in sede di misura.

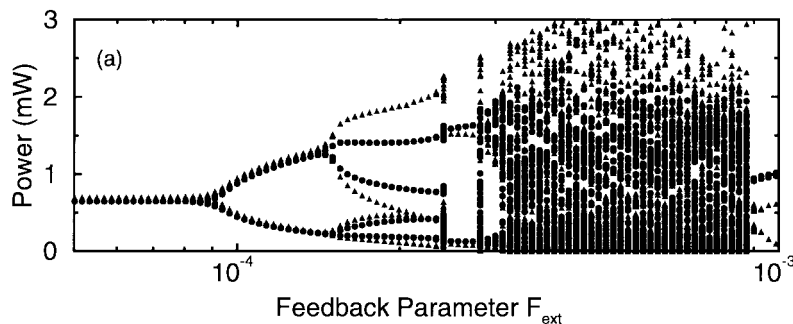


Figura 2.26: Diagramma di biforcazione per VCSEL bimodale con contatto ad anello con cavità esterna di lunghezza pari a 1cm. I punti rappresentano il modo LP_{01} mentre i triangoli corrispondono al modo LP_{11}

2.5 DFB (Distributed Feedback) Laser

La tecnologia DFB, la quale presenta costi nettamente superiori a quelli dei VCSEL, permette di ottenere ottime prestazioni in termini di monomodalità del fascio e sensibilità alla modulazione della potenza retroiniettata. Esso presenta una struttura di questo tipo: La struttura è quindi quella di un laser

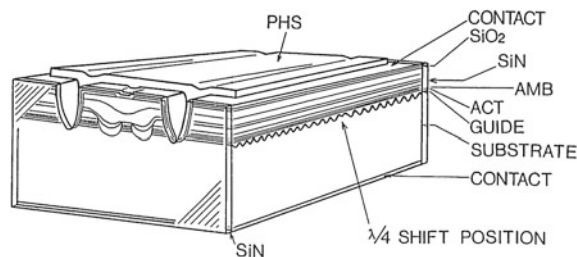


Figura 2.27: Struttura di un laser DFB

Fabry-Perot cui è aggiunto uno strato corrugato, il quale presenta indice di rifrazione variabile. L'emissione laser avviene ai lati della struttura, mentre la corrente scorre dall'alto verso il basso. I fondamenti di teoria sul funzionamento dei laser DFB sono quindi comuni a quello della maggior parte delle tecnologie laser a semiconduttore, esclusione fatta per VCSEL, i quali hanno struttura, funzionamento e problematiche diverse.

2.5.1 Struttura del DFB-LD

I laser a semiconduttore ad emissione laterale hanno una struttura che di base è formata da una giunzione pn con uno o più strati di materiale attivo al centro, in modo tale che, polarizzando direttamente la giunzione, la ricombinazione tra elettroni iniettati dal cristallo n e lacune iniettate dal cristallo p

avvenga proprio nel materiale attivo. Inoltre, tali cariche devono essere confinate in zona attiva, per aumentare l'efficienza di ricombinazione. In questo modo si arriva alla creazione della cosiddetta doppia eterogiunzione, dove materiali semiconduttori di diversa natura vengono inframezzati tra il materiale attivo e i cristalli p e n. In un EEL (Edge Emitting Laser) le superfici riflettenti del risonatore ottico sono date dall'interfaccia semiconduttore-aria. La riflettività di uno specchio è pari a:

$$R_0 = \left(\frac{n_{rt} - 1}{n_{rt} + 1} \right)^2 \quad (2.62)$$

Che, per n_{rt} pari a 3,5, porta ad una riflettività pari al 31% circa. Per avere funzionamento a singolo modo serve quindi una soluzione per aumentare la selettività del risonatore ottico, ovvero la sua finesse. La soppressione delle bande laterali viene quindi operata attraverso la realizzazione di un grating a indice di rifrazione variabile. Le tecnologie maggiormente utilizzate per la realizzazione di cavità DFB sono due:

- **Corrugamento uniforme:** in questo modo vengono creati grating dove sia la profondità che il numero di corrugazioni non cambia lungo tutta la regione. La condizione di soglia per un DFB-LD di questo tipo

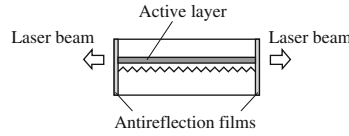


Figura 2.28: Struttura di un laser DFB con grating uniforme

sarà pari a:

$$\cosh(\gamma L) - \frac{\alpha_0 - i\delta}{\gamma} \sinh(\gamma L) = 0 \quad (2.63)$$

Dove α_0 è il coefficiente di guadagno, L è la lunghezza di cavità e

$$\gamma^2 = (\alpha_0 - i\delta)^2 + \kappa^2 \quad (2.64)$$

$$\delta = \frac{\beta^2 - \beta_0^2}{2\beta_0} \simeq \beta - \beta_0 \quad (2.65)$$

Dove κ è una costante di accoppiamento del grating, β_0 è inversamente proporzionale al pitch di corrugamento e β è la costante di propagazione della luce nel mezzo. Lo spettro di trasmissione del grating è il seguente:

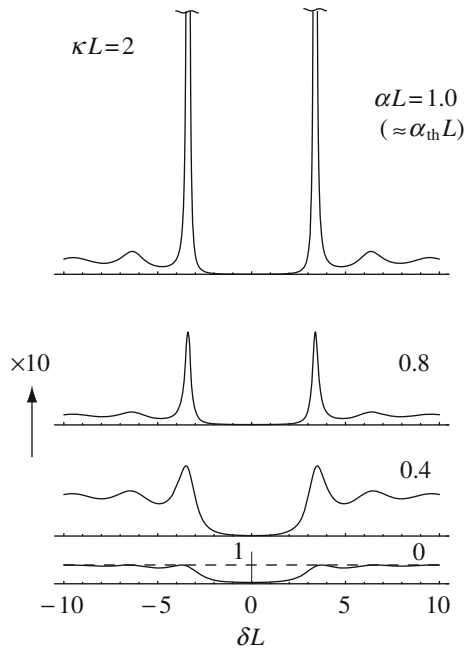


Figura 2.29: Spettro di trasmissione di un DFB a grating uniforme

E' possibile ottenere un fascio a singolo modo per un certo valore di sfasamento della griglia ma, a causa del passo che è circa di $200nm$ risulta quasi impossibile controllare con precisione il punto in cui il cristallo viene tagliato. Per questo è stata sviluppata la seconda tecnologia.

- **Corrugamento a sfasamento:** in Fig.2.30 è presente un esempio di phase-shifted grating. A cavallo del centro della cavità si ha una zona nel quale il grating non è uniforme. In questo caso, la soglia sarà pari

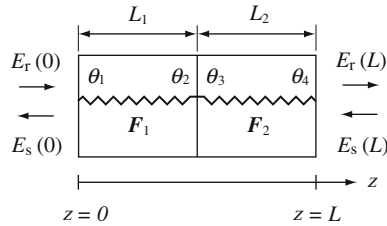


Figura 2.30: Struttura di un laser DFB a grating phase-shifted

a:

$$\left[\cosh(\gamma L) - \frac{\alpha_0 - i\delta}{\gamma} \sinh(\gamma L) \right] + \frac{\kappa^2}{\gamma^2} (e^{i\Delta\Omega} - 1) \left[\sinh\left(\frac{\gamma L}{2}\right) \right]^2 = 0 \quad (2.66)$$

Dove $\Delta\Omega$ è lo sfasamento del grating. Si dimostra che $\Delta\Omega = -\pi$ sia la condizione migliore per avere funzionamento a singolo modo. Questa condizione è detta anche di grating sfasato di $\lambda/4$. Lo svantaggio di garantire il funzionamento in questa condizione è che la densità di portatori cambia e si assiste al fenomeno dello Spatial Hole Burning. Per evitare questo, si lavora con corrugamenti con sfasamento leggermente differente dall'ottimo. Lo spettro di trasmissività sarà:

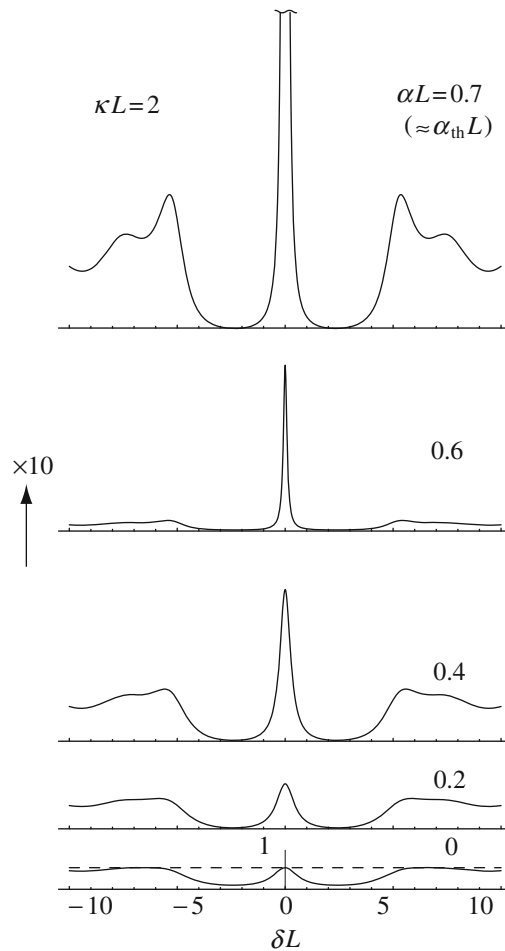


Figura 2.31: Spettro di trasmissione di un DFB a grating phase-shifted

2.5.2 Equazioni costitutive del DFB

Innanzitutto, è bene analizzare il guadagno ottico di soglia del laser, ovvero quello che permette la compensazione delle perdite. In generale esso sarà

pari a:

$$\frac{I_t}{I_0} = \frac{T_1 T_2 G_{S0}}{(1 - G_{S0} \sqrt{R_1 R_2})^2 + 4 G_{S0} \sqrt{R_1 R_2} \sin^2(n_r k_0 L)} \quad (2.67)$$

Nella quale sono stati definiti diversi parametri:

- G_{S0} è espresso come:

$$G_{S0} = \exp(2g_E L) = \exp(gL) \quad (2.68)$$

Dove g_E è il coefficiente di guadagno per il campo elettrico e g quello per la potenza ottica.

- T_x sono i coefficienti di trasmissione, definiti come $T = 1 - R$
- R_x è la riflettività degli specchi del risonatore di Fabry-Perot
- n_r è l'indice di rifrazione effettivo, definito come $n_r = n_{rt} \sin \theta_f$.

Per avere oscillazione e quindi emissione di un fascio laser devono essere garantite due condizioni: quella di risonanza e quella di guadagno, che riflettono la condizione per la quale ho potenza ottica in uscita a fronte di potenza di ingresso nulla. La prima si ottiene ponendo:

$$\sin(n_r k_0 L) = 0 \quad (2.69)$$

e quindi

$$n_r k_0 L = n\pi \quad (2.70)$$

che, per un'onda di lunghezza λ_0 porta ad una lunghezza di cavità pari a:

$$L = n \frac{\lambda_0}{2n_r} \quad (2.71)$$

La lunghezza della cavità risonante è quindi direttamente proporzionale alla lunghezza d'onda della radiazione voluta. La condizione di guadagno invece deriva da:

$$1 - \sqrt{R_1 R_2} \exp(gL) = 0 \quad (2.72)$$

Di conseguenza, il modulo del guadagno ottico di soglia sarà pari a:

$$g = \frac{1}{L} \ln \frac{1}{\sqrt{R_1 R_2}} \quad (2.73)$$

Considerando i fattori di confinamento è possibile poi scrivere il guadagno ottico come:

$$g = \Gamma_a g_a - \Gamma_a \alpha_a - \Gamma_p \alpha_p - \Gamma_n \alpha_n \quad (2.74)$$

Dove Γ_a , Γ_p e Γ_n sono i fattori di confinamento rispettivamente del materiale attivo, del cristallo p e del cristallo n. α_a , α_p e α_n sono i fattori di perdita di potenza ottica sempre riferiti al materiale attivo, al cristallo p e a quello n. g_a è il guadagno ottico del solo materiale attivo. Definendo quindi le perdite interne come:

$$\alpha_i = \Gamma_a \alpha_a + \Gamma_p \alpha_p + \Gamma_n \alpha_n \quad (2.75)$$

Posso scrivere il guadagno ottico come:

$$g = \Gamma_a g_a - \alpha_i \quad (2.76)$$

Dove $\Gamma_a g_a$ è il guadagno modale. Sostituendo la 2.76 nella 2.73 si ottiene:

$$\Gamma_a g_a = \alpha_i + \frac{1}{L} \ln \frac{1}{\sqrt{R_1 R_2}} = \alpha_i + \frac{1}{2L} \ln \frac{1}{R_1 R_2} \quad (2.77)$$

La 2.77 rappresenta il guadagno ottico di soglia per un laser Fabry-Perot a semiconduttore, compreso quindi un DFB-LD. L'oscillazione laser si instaura nel momento in cui il guadagno ottico uguaglia le perdite, date dalle perdite dovute agli specchi e da quelle interne.

Successivamente all'introduzione ed allo studio del guadagno ottico di soglia è necessario analizzare l'efficienza quantica esterna, quanti fotoni vengono generati per ogni ricombinazione. In generale si avrà:

$$\eta_d = \frac{\Delta P}{h\nu} / \frac{\Delta I}{q} = \frac{\Delta P}{\Delta I} \cdot \frac{q}{h\nu} \quad (2.78)$$

La quale può essere scritta in funzione dei parametri fisici della cavità e dell'efficienza quantica interna, intesa come numero di fotoni emessi all'interno della cavità per numero di portatori iniettati. Allora si ottiene:

$$\eta_d = \eta_i \frac{\text{Perdite Specchi}}{\text{Perdite Totali}} = \eta_i \frac{\frac{1}{2L} \ln \frac{1}{R_1 R_2}}{\alpha_i + \frac{1}{2L} \ln \frac{1}{R_1 R_2}} \quad (2.79)$$

In questo modo, l'efficienza quantica massima ottenibile è dell'ordine del 70%, inferiore a quanto possibile ottenere con i VCSEL. Come per i laser ad emissione verticale, la corrente di soglia la si può derivare considerando la rate equation per la densità di portatori, a densità di fotoni nulla:

$$\frac{dn}{dt} = \frac{J}{qd} - \frac{n}{\tau_n} \quad (2.80)$$

Dove ho definito con J la densità di corrente entrante, d lo spessore del materiale attivo e τ_n il tempo di vita media dei portatori in cavità. Valutando

la 2.80 in condizioni di stato stazionario, quindi a derivata nulla, porta ad una concentrazione di portatori pari a:

$$n = \frac{J}{qd} \tau_n \quad (2.81)$$

Si dimostra che la concentrazione di elettroni all'interno del materiale attivo si mantiene costante al di sopra della soglia e quindi $n = n_{th}$. Da questa considerazione allora è possibile derivare la formula che descrive la densità di corrente di soglia per un laser a semiconduttore, la quale sarà:

$$J_{th} = n_{th} \frac{qd}{\tau_n} \quad (2.82)$$

Per il calcolo della corrente di soglia è necessario quindi esprimere, in funzione dei parametri della cavità (guadagno modale, tempo di vita medio del fotone in cavità e concentrazione intrinseca dei portatori). Allora la densità di portatori di carica, alla soglia ed anche per valori superiori ad essa, sarà pari a:

$$n_{th} = \frac{1}{\Gamma_a g_0 \tau_{sp}} + n_0 \quad (2.83)$$

E' quindi possibile infine definire la corrente di soglia del laser DFB come:

$$I_{th} = A_a J_{th} = n_{th} \frac{qV_a}{\tau_n} = \frac{qV_a}{\tau_n} \left(\frac{1}{\Gamma_a g_0 \tau_{sp}} + n_0 \right) \quad (2.84)$$

Dove V_a è il volume del materiale attivo.

2.5.3 Modi trasversali

Le principali problematiche riscontrate durante le prove sono state di due tipi:

- Angolo di divergenza del fascio elevato.
- Fascio laser di forma non circolare ma ellittico.

La forma del fascio laser si può analizzare in campo vicino (Near-field Pattern) ed in campo lontano (Far-field Pattern). La forma del fascio in campo vicino è intesa come quella visibile sullo specchio del laser stesso. Esso, a causa della forma rettangolare del materiale attivo, per minimizzare la densità di corrente di soglia, sarà ellittico, con l'asse lungo parallelo al lato lungo del materiale attivo e l'asse corto perpendicolare a quest'ultimo. A causa della diffrazione che la luce subisce passando attraverso la fessure che il materiale attivo rappresenta, si ha, in campo lontano, una forte divergenza del

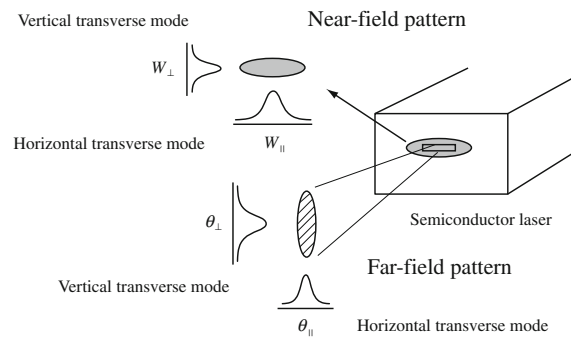


Figura 2.32: Near-field e Far-field Pattern per un laser a emissione laterale

fascio, la quale aumenta al diminuire dello spessore dello strato attivo del laser stesso. Questo fenomeno di fatto riduce l'efficienza di accoppiamento del laser con componenti ottici come una lente di collimazione, necessaria per effettuare la misura. Per far fronte a grandi angoli di divergenza del fascio è necessaria un'ottica di collimazione la cui apertura numerica sia sufficiente a raccogliere tutta la luce emessa. Se, come si è verificato durante la fase di sperimentazione, l'apertura numerica della lente utilizzata non è sufficiente a raccogliere tutta la luce emessa, il fascio risulta parzializzato. Esso è il principale svantaggio nell'utilizzo di questa tipologia di diodo laser: attraverso l'analisi dei dati provenienti dalle misure della caratteristica angolo-tensione e della sua derivata si nota come quest'ultima non sia nemmeno sempre monotona in un intorno dell'origine, dato che le caratteristiche geometriche del fascio laser ricalcano quelle della forma della lente, con le eventuali imperfezioni della lavorazione della stessa. Per questo motivo ed altri motivi, come illustrato nel Capitolo 4, questo tipo di sorgente è stata scartata, a fronte del più interessante utilizzo, sia da un punto di vista applicativo che scientifico, di laser ad emissione verticale VCSEL.

Capitolo 3

Architettura analogica di lettura

3.1 Circuito di polarizzazione del laser

La corrente di polarizzazione di un laser, determina, oltre alla potenza ottica emessa, anche il numero di modi oscillanti in cavità e quindi il modo trasversale di emissione del fascio. Questo fenomeno risulta particolarmente marcato nelle strutture VCSEL, dove è possibile ottenere una radiazione laser monomodale pilotando il diodo con una corrente di poco superiore alla corrente di pompa di soglia, come precedentemente illustrato. Il circuito di polarizzazione è il ben noto generatore di corrente reazionato, realizzato con un amplificatore operazionale MCP602x, prodotto da Microchip. Grazie all'effetto della retroazione negativa, in riferimento alla Fig.3.1, la differenza di potenziale ai capi della resistenza R_7 si mantiene costante e pari a:

$$V_{R_7} = V_{CC} - V_+ = V_{CC} \left(1 - \frac{R_5}{R_5 + R_6}\right) \quad (3.1)$$

Attraverso il dimensionamento della resistenza R_7 viene fissata la corrente di polarizzazione del diodo laser, secondo la formula:

$$I_{pol} = \frac{V_{R_7}}{R_7} = \frac{V_{CC} \left(1 - \frac{R_5}{R_5 + R_6}\right)}{R_7} \quad (3.2)$$

Per le varie sorgenti provate, sono stati scelti i seguenti valori di corrente di polarizzazione:

LASER	Corrente
PH85	12mA
PS85	4,85mA
OPV310	2.75mA
ML1210	32mA

Tabella 3.1: Correnti di polarizzazione scelte

Gli schemi elettrici del generatore di corrente per diodi laser con contatto comune a massa (comune nel caso dei VCSEL) e di quello per laser con comune all'alimentazione positiva (come nel caso del DFB provato) sono riportati in Fig.3.1 ed in Fig.3.2.

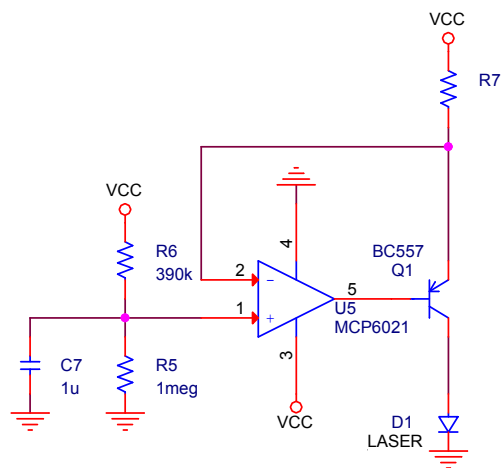


Figura 3.1: Circuito di polarizzazione in corrente per un laser VCSEL

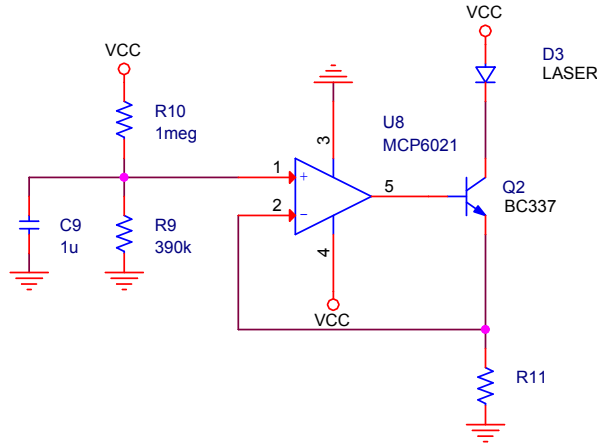


Figura 3.2: Circuito di polarizzazione in corrente per un laser DFB

3.2 Amplificatore a transimpedenza

Tutti i diodi laser utilizzati sono provvisti di un fotodiodo di monitor ricavato sul die del componente che serve a misurare la radiazione ottica emessa dal laser stesso. In ambito di telecomunicazioni esso è inserito in un anello di controllo per il monitoraggio della potenza ottica lanciata in fibra. Nei sistemi di misura self-mix, invece, esso viene utilizzato come sensore, fondamentale per la lettura dei segnali elettrici interferometrici con buoni rapporti segnale-rumore. La fotocorrente, la cui ampiezza è dell'ordine delle decine fino alle centinaia (per laser di potenza) di μA , viene amplificata a transimpedenza e successivamente la tensione di uscita di questo primo stadio viene ulteriormente amplificata da un amplificatore accoppiato in AC. La scelta di implementare questa architettura è nata dalla necessità di trovare un compromesso tra guadagno, rumore e banda passante del sistema. L'OPAMP scelto è stato l'MCP6024 per le sue caratteristiche di bassa densità spettrale di rumore, prodotto guadagno-banda sufficientemente elevato e per la caratteristica di funzionamento rail-to-rail, requisito fondamentale per essere alimentato a singola alimentazione, nel range $0 - 3,3V$.

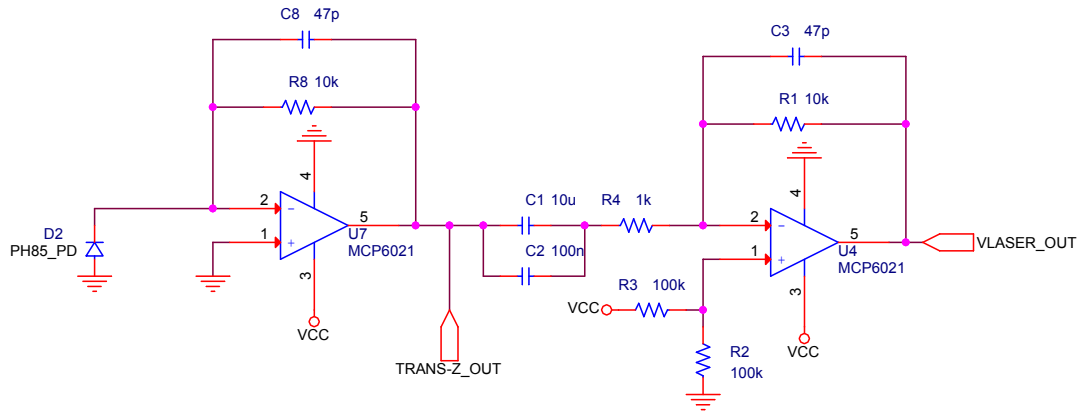


Figura 3.3: Amplificatore per fotodiode di monitor per laser VCSEL

Il primo passo nell'analisi del circuito è, assunta valida la polarizzazione del circuito, il calcolo della risposta in frequenza, attraverso il calcolo delle singolarità introdotte:

$$f_{p1} = \frac{1}{2\pi R_8 C_8} = \frac{1}{2\pi \cdot 10k\Omega \cdot 47pF} \simeq 338,6kHz \quad (3.3)$$

$$f_{p2} = \frac{1}{2\pi R_4 (C_1 + C_2)} = \frac{1}{2\pi \cdot 1k\Omega \cdot 10,1\mu F} \simeq 15,8Hz \quad (3.4)$$

$$f_{p3} = \frac{1}{2\pi R_1 C_3} = \frac{1}{2\pi \cdot 10k\Omega \cdot 47pF} \simeq 338,6kHz \quad (3.5)$$

Dalle simulazioni effettuate con SPICE si ottiene il diagramma di Bode del modulo e della fase in Fig.3.4: la presenza di due poli alla stessa frequenza si traduce in una riduzione della banda dell'intero amplificatore, come prevedibile. Tale riduzione è stimabile in circa la metà della frequenza del singolo polo, come ottenibile applicando il metodo delle costanti di tempo. Misurando, nella simulazione, la frequenza in corrispondenza del punto a $-3dB$ rispetto a centro banda, si nota come questa cada all'incirca a $165kHz$, verificando quanto appena enunciato.

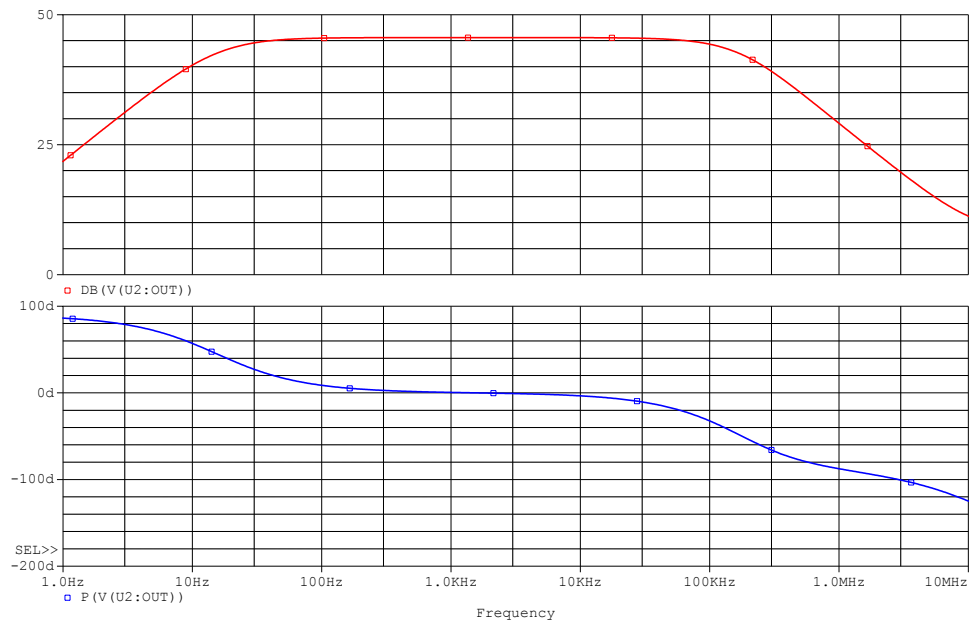


Figura 3.4: Risposta in frequenza dell'amplificatore

Il polo p_2 dell'amplificatore in AC è posto ad una frequenza tale che l'effetto sia quello di enfasi per i fronti del segnale di misura, come è possibile vedere nella simulazione fornita in Fig.3.5, la quale ricalca fedelmente ciò che avviene nel caso reale. La scelta della frequenza alla quale porre la singolarità rappresenta una scelta di compromesso: imponendo come frequenza di pilotaggio dell'attuatore piezoelettrico il valore di $125Hz$ e volendo recuperare in parte la ripidità dei fronti, avendo limitato la banda dell'attuatore stesso per ridurre potenza dissipata e rumorosità, insieme alla volontà di ridurre al minimo possibile l'influenza del rumore $1/f$, il valore calcolato e misurato è stato ritenuto il più consono alle richieste. Successivamente all'implementazione dell'algoritmo di misura time-domain e conseguente aumento della frequenza del segnale di riferimento a $262,8Hz$ l'effetto di enfasi perde in parte di significato. Resta comunque l'effetto di riduzione del rumore $1/f$.

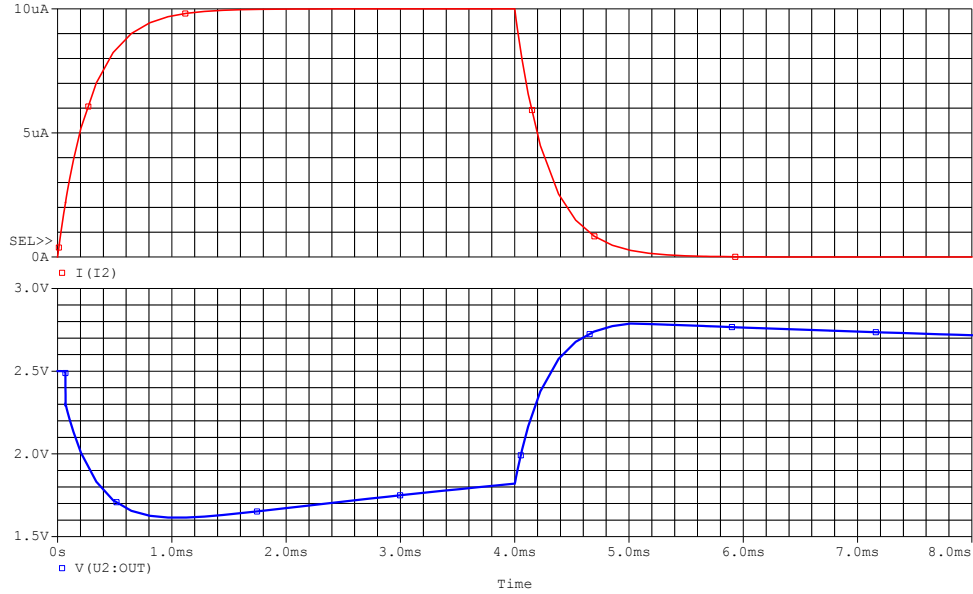


Figura 3.5: Tipico segnale in ingresso (in alto) e corrispondente segnale amplificato in uscita (in basso)

Il successivo passo nell'analisi circuitale è il calcolo del rumore introdotto e il confronto con quello della sorgente. Di seguito, sono riportati i valori calcolati e successivamente una simulazione del rumore totale introdotto. Si considera, come banda equivalente di rumore, quella ricavata a partire dalla banda effettiva risultante dalla simulazione SPICE.

$$B_{eq} = \frac{\pi}{2} \cdot B \simeq \frac{\pi}{2} \cdot 165,6 kHz \simeq 260,1 kHz \quad (3.6)$$

Dal datasheet dell'amplificatore operazionale, si ricava la densità spettrale di rumore dell'operazionale alla frequenza di interesse, ovvero a $125 Hz$. Ricavo quindi:

$$\sqrt{S_v} \simeq 20 nV/\sqrt{Hz} \quad (3.7)$$

Il confronto è da effettuare rispetto al rumore shot della fotocorrente del fotodiode di monitor sia nel caso VCSEL che nel caso DFB. Calcolo quindi la densità di rumore dei due stadi, riportata all'ingresso e confrontata con quella del fotodiode di monitor, considerando i valori tipici di corrente tratti dai datasheet. Per il primo stadio si ottiene:

$$S_{V_{tot,1}} = S_{V_{R_8}} + S_{V_{U_7}} = (12,66 nV/\sqrt{Hz})^2 + (20 nV/\sqrt{Hz})^2 \quad (3.8)$$

$$S_{V_{tot,1}} = (23,67 nV/\sqrt{Hz})^2 \quad (3.9)$$

Che, riportato all'ingresso, sarà pari a:

$$S_{I_{tot,1,eq}} = \frac{(23,67nV/\sqrt{Hz})^2}{(10k\Omega)^2} \simeq (2,367pA/\sqrt{Hz})^2 \quad (3.10)$$

Per quanto riguarda il secondo stadio, il rumore in uscita in tensione ha la seguente forma:

$$\begin{aligned} S_{V_{tot,2}} &= S_{V_{R_4}} \left(\frac{R_5}{R_1} \right)^2 + S_{V_{U_4}} \left(1 + \frac{R_5}{R_1} \right)^2 + \\ &\quad + S_{V_{R_2}} \left(\frac{1}{2} \right) \left(1 + \frac{R_5}{R_1} \right)^2 + S_{V_{R_1}} \quad (3.11) \\ &\simeq (40nV/\sqrt{Hz})^2 + (220nV/\sqrt{Hz})^2 + \\ &\quad + (311nV/\sqrt{Hz})^2 + (12,66nV/\sqrt{Hz})^2 \end{aligned}$$

La densità spettrale totale di rumore sarà quindi pari a

$$S_{v_{tot,2}} \simeq (383nV/\sqrt{Hz})^2 \quad (3.12)$$

La quale, riportata all'ingresso, sarà pari a:

$$S_{I_{tot,2,eq}} = \frac{(383nV/\sqrt{Hz})^2}{(100k\Omega)^2} \simeq (3,83pA/\sqrt{Hz})^2 \quad (3.13)$$

In totale allora, riportato all'ingresso, il rumore di corrente introdotto dall'amplificatore analogico equivale a:

$$S_{I_{tot,eq}} \simeq (3,83pA/\sqrt{Hz})^2 + (2,367pA/\sqrt{Hz})^2 \simeq (4,5pA/\sqrt{Hz})^2 \quad (3.14)$$

Questo rumore si confronta con quello simulato con SPICE, il quale fornisce un valore pari a $(378nV/\sqrt{Hz})^2$ all'uscita che, riportato all'ingresso, sarà pari a:

$$S_{I_{tot,SPICE}} = \frac{(378nV/\sqrt{Hz})^2}{(100k\Omega)^2} \simeq (3,78pA/\sqrt{Hz})^2 \quad (3.15)$$

Il valore di rumore calcolato va confrontato con quello dovuto al rumore shot della corrente del fotodiodo di monitor, la quale dipende dal tipo di laser utilizzato, dalle sue caratteristiche di potenza ottica emessa e sensibilità del fotodiodo stesso. Analizziamo quindi vari casi, sia per VCSEL che per laser DFB:

- VCSEL PH85: Da datasheet, la corrente di monitor minima (worst case) è pari a $100\mu A$. Il rumore shot della fotocorrente sarà quindi pari a:

$$S_{I_{PD}} = 2qI_{min} \simeq (5,66pA/\sqrt{Hz})^2 \quad (3.16)$$

Il rapporto tra il rumore dell'amplificatore analogico e quello della fotocorrente sarà pari a:

$$\frac{S_{I_{PD}}}{S_{I_{tot,eq}}} \simeq 1,582 \quad (3.17)$$

- VCSEL OPV310: Da datasheet, la corrente di monitor minima (worst case) è pari a $30\mu A$. Il rumore shot della fotocorrente sarà quindi pari a:

$$S_I = 2qI_{min} \simeq (3,1pA/\sqrt{Hz})^2 \quad (3.18)$$

Il rapporto tra il rumore dell'amplificatore analogico e quello della fotocorrente sarà pari a:

$$\frac{S_{I_{PD}}}{S_{I_{tot,eq}}} \simeq 0,474 \quad (3.19)$$

- DFB ML1210: Da datasheet, la corrente di monitor tipica è pari a $200\mu A$. Il rumore shot della fotocorrente sarà quindi pari a:

$$S_I = 2qI_{min} \simeq (8pA/\sqrt{Hz})^2 \quad (3.20)$$

Il rapporto tra il rumore dell'amplificatore analogico e quello della fotocorrente sarà pari a:

$$\frac{S_{I_{PD}}}{S_{I_{tot,eq}}} \simeq 3,16 \quad (3.21)$$

Si può quindi concludere che con laser di potenza come il PH85 o l'ML1210 il rumore dell'amplificatore è di entità minore ma pur sempre con ordini di grandezza confrontabili mentre nel caso del VCSEL OPV310, il quale è un laser di bassa potenza emessa, il rumore del fotodiodo è circa la metà di quello introdotto dall'analogica, in termini di densità spettrale di rumore. Un possibile miglioramento è introducibile riducendo le resistenza di polarizzazione del secondo stadio da $100k\Omega$ a $1k\Omega$, aumentando quindi la potenza dissipata. In questo caso, il rumore totale dovuto all'elettronica di lettura sarebbe pari a:

$$S_{v_{tot,2}} \simeq (226,11nV/\sqrt{Hz})^2 \quad (3.22)$$

Si nota ora come il contributo dominante di rumore sia quello dell'amplificatore operazionale. Il rumore totale di corrente, riportato all'uscita, per entrambi gli stadi sarà quindi pari a:

$$S_{I_{tot,eq}} \simeq (3,27pA/\sqrt{Hz})^2 \quad (3.23)$$

LASER	$S_{IPD}/S_{I_{tot,eq}}$
PH85	3
OPV310	0,9
ML1210	6

Tabella 3.2: Rumore del fotodiodo vs. rumore dell'elettronica

Di seguito vengono quindi riportati i risultati relativi al rapporto tra la densità spettrale di rumore shot della fotocorrente del fotodiodo di monitor e quella di corrente equivalente introdotta dagli stadi amplificanti. Come si può notare quindi, in questo modo il rumore del fotodiodo diventa molto più importante nel conto del rumore analogico totale in ingresso. Nonostante tutto però, l'effetto di degrado della misura dato dal rumore elettronico è limitato e non pregiudica in maniera preponderante le prestazioni dello strumento. Se poi si pensa che, per l'ML1210, che ha una sensibilità agli effetti di retroiniezione estremamente maggiore, la necessità di un secondo stadio di amplificazione risulti praticamente superflua, ecco che in quest'ultimo caso il rumore del fotodiodo di monitor risulti dominante su quello introdotto dall'amplificatore a transimpedenza, definendo quindi il rapporto segnale-rumore di tutto il circuito di condizionamento analogico.

3.3 Amplificatore per lettura del segnale interferometrico in tensione

Amplificare a transimpedenza la fotocorrente del fotodiodo di monitor non è l'unico modo per la lettura del segnale interferometrico. In teoria, la modulazione del campo elettrico causa una modulazione della tensione del diodo laser stesso. Per verificare quindi la bontà della teoria alla base di questo lavoro di tesi è stato realizzato un amplificatore di tensione per verificare una variazione della potenza emessa anche leggendo la variazione della tensione ai capi del laser. Di questo amplificatore è stata realizzata sia una versione con accoppiamento AC che una versione con accoppiamento in DC con la quale è possibile effettuare misure lente, previo azzeramento della linea di base attraverso azionamento di un trimmer. Verrà quindi analizzato l'amplificatore accoppiato in AC. Lo schema elettrico è visibile in Fig.3.6.

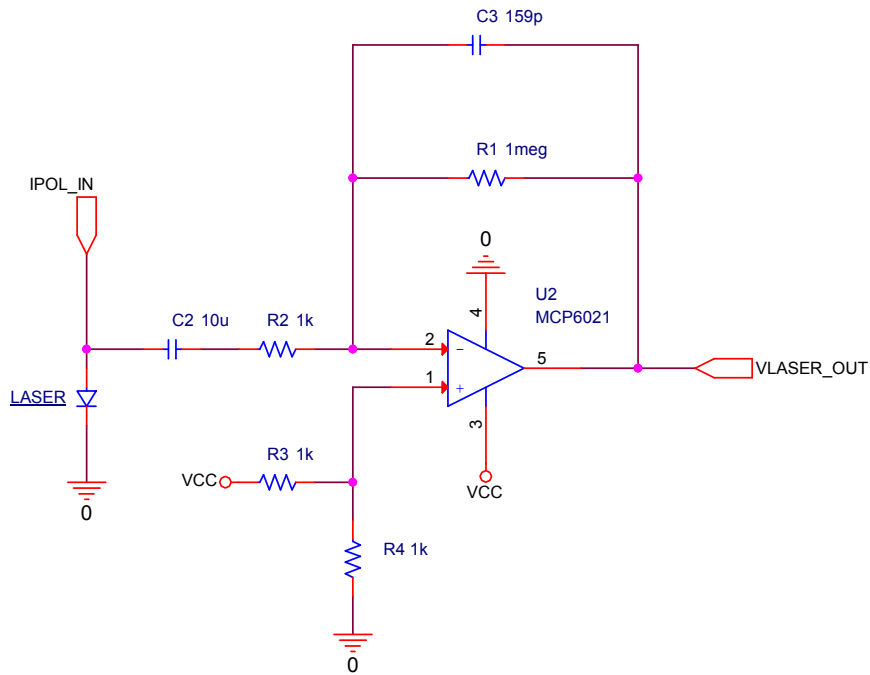


Figura 3.6: Amplificatore per la lettura in tensione del segnale interferometrico

Il guadagno dell'amplificatore in banda è pari a:

$$G = -\frac{R_1}{R_2} = -\frac{1M\Omega}{1k\Omega} = -1000 \quad (3.24)$$

Un valore così elevato di guadagno è necessario perchè le variazioni di tensione ai capi del laser sono molto ridotte. Per questo motivo lo schema di lettura in tensione del segnale interferometrico è poco usato, in quanto il rapporto segnale-rumore ottenibile è fino a $30dB$ inferiore rispetto a quanto ottenibile col classico schema di lettura a transimpedenza. Inoltre, un guadagno così elevato lo si paga in termini di banda passante, degradando così le prestazioni dinamiche di misura. In particolare, la frequenza della varie singolarità sarà:

$$f_{p1} = \frac{1}{2\pi R_2 C_2} = \frac{1}{2\pi \cdot 1k\Omega \cdot 10\mu F} \simeq 15,9Hz \quad (3.25)$$

$$f_{p2} = \frac{1}{2\pi R_1 C_3} = \frac{1}{2\pi \cdot 1M\Omega \cdot 159pF} \simeq 1kHz \quad (3.26)$$

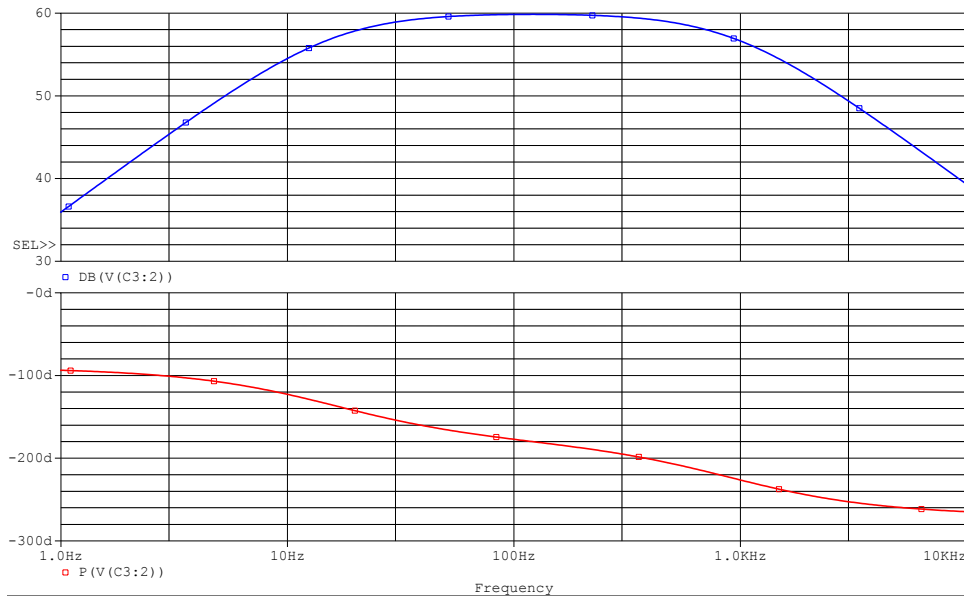


Figura 3.7: Risposta in frequenza dell'amplificatore

In Fig.3.7 è possibile valutare la risposta in frequenza dell'amplificatore, tratta dalla simulazione SPICE. La banda risulta comunque sufficiente per le misure per cui l'amplificatore è chiamato ad operare. Successivamente, sarà analizzato il rumore introdotto dall'amplificatore, con le modalità seguite per l'amplificatore a transimpedenza. La densità spettrale di rumore all'uscita sarà quindi pari a:

$$\begin{aligned}
 S_{V_{out}} &= S_{V_{R_2}} \left(\frac{R_1}{R_2} \right)^2 + S_{V_{U_4}} \left(1 + \frac{R_1}{R_2} \right)^2 + \\
 &\quad + S_{V_{R_3}} \left(\frac{1}{2} \right) \left(1 + \frac{R_1}{R_2} \right)^2 + S_{V_{R_1}} \quad (3.27) \\
 &\simeq (4\mu V/\sqrt{Hz})^2 + (20\mu V/\sqrt{Hz})^2 + \\
 &\quad + (2,83\mu V/\sqrt{Hz})^2 + (126,6nV/\sqrt{Hz})^2
 \end{aligned}$$

La densità spettrale di tensione di rumore risulta pari a:

$$S_{V_{out}} \simeq 424 \cdot 10^{-12} V^2/Hz \simeq (20,59\mu V/\sqrt{Hz})^2 \quad (3.28)$$

La densità spettrale di rumore all'uscita si può confrontare con quella risultante dalla simulazione di rumore SPICE, la quale restituisce, come densità in una banda di $1Hz$, alla frequenza di centrobanda pari a $125Hz$, un valore pari a:

$$S_{V_{SPICE}} \simeq 401 \cdot 10^{-12} V^2/Hz \simeq (20,02\mu V/\sqrt{Hz})^2 \quad (3.29)$$

Il conto effettuato sulla densità spettrale di rumore dell'amplificatore risulta quindi corretto e verificato dalla simulazione. Tale valore lo posso quindi riportare all'ingresso, dividendo per il guadagno al quadrato:

$$S_{V_{eq}} \simeq \frac{(20,59\mu V/\sqrt{Hz})^2}{1000^2} = (20,59nV/\sqrt{Hz})^2 \quad (3.30)$$

In un diodo laser, il rumore di tensione ai suoi capi è dato, come contributo dominante, dalla componente di rumore termico data dalla resistenza equivalente serie del diodo stesso, partendo dall'equazione della corrente di un diodo in polarizzazione diretta:

$$R_d = \frac{dV_d}{dI_{bias}} = \frac{2kT}{qI_{bias}} \quad (3.31)$$

$$S_{V_d} = 4kTR_d = \frac{8(kT)^2}{qI_{bias}} \quad (3.32)$$

E' possibile quindi confrontare le prestazioni di rumore rapportando quanto trovato per l'amplificatore con la densità di rumore dei laser usati, utilizzando i valori di corrente di polarizzazione in Tab.3.2.

LASER	S_{V_d}	$S_{V_d}/S_{V_{eq}}$
PH85	$(258,52pV/\sqrt{Hz})^2$	$1,58 \cdot 10^{-4}$
OPV310	$(540,02pV/\sqrt{Hz})^2$	$6,88 \cdot 10^{-4}$
ML1210	$(158,31pV/\sqrt{Hz})^2$	$5,91 \cdot 10^{-5}$

Tabella 3.3: Rumore del fotodiodo vs. rumore dell'elettronica migliorato

Il rumore introdotto dall'elettronica risulta quindi assolutamente dominante nel bilancio totale, dato che la densità spettrale di rumore del laser è di fatto trascurabile essendo 4-5 ordini di grandezza inferiore a quella dell'elettronica di misura. Nonostante questo però è stato possibile effettuare la lettura del segnale elettrico scaturito in seguito alla variazione di potenza dovuta alla retroiniezione, validando, con una serie di prove sperimentali, la correttezza delle premesse teoriche poste alla base del sistema di misura.

3.4 Driver per attuatore piezoelettrico

La scelta delle caratteristiche del segnale di comando, unite alle caratteristiche elettriche dell'attuatore ha portato alla progettazione di un circuito semplice che rispondesse alle caratteristiche elettriche richieste per un corretto funzionamento del sistema. In Fig.3.8 è riportato lo schema elettrico del circuito di pilotaggio.

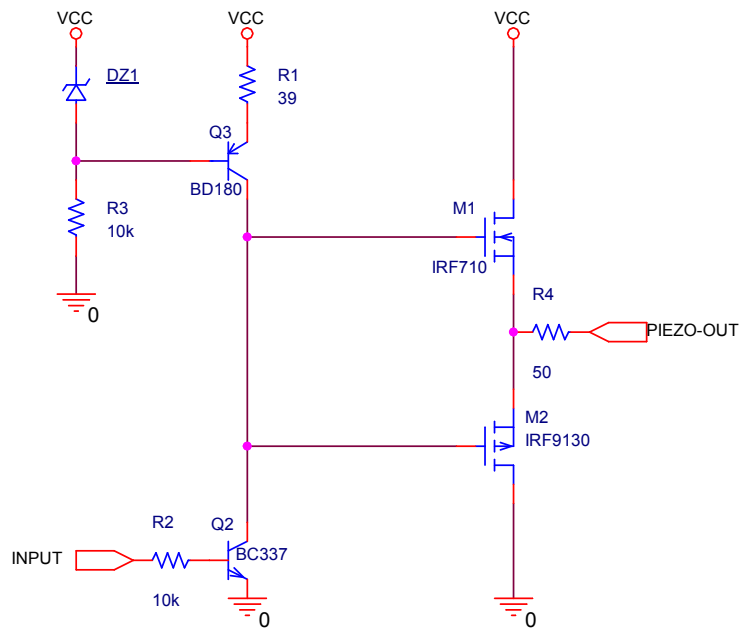


Figura 3.8: Circuito elettrico del driver

La tensione di alimentazione è pari a 30V, regolata tramite un convertitore DC-DC step up che innalza la tensione a partire da 9V. La corrente generata dal generatore in alto è pari a:

$$I_{pol} = \frac{V_z - V_{EB}}{R_1} = \frac{2,4V - 0,7V}{39\Omega} \simeq 43,6mA \quad (3.33)$$

La scelta di tale valore di corrente è dettato dal compromesso tra prestazioni richieste e potenza dissipata. La capacità al nodo dei gate è, in base al datasheet, pari ad un totale di 995pF; in questo modo è possibile valutare le prestazioni in termini di velocità:

$$i_c(t) = C_G \frac{dV_c(t)}{dt} \quad (3.34)$$

$$\Delta V_c = (V_{cc} - V_z + 0,5) - V_{ce_{sat}} = 28,1V \quad (3.35)$$

$$\Delta I_c = 43,6mA \quad (3.36)$$

Il tempo di rampa di carica sarà quindi pari all'incirca a:

$$\Delta t = C_G \frac{\Delta V_c}{\Delta I_c} = 995pF \cdot \frac{28,1V}{43,6mA} = 641,3ns \quad (3.37)$$

Il risultato si confronta con quello ottenuto dalla simulazione, pari a circa $781ns$. In Fig.3.9 è riportata la forma del fronte di salita del segnale di pilotaggio dei gate, proveniente dalla stessa simulazione. La potenza dissipata

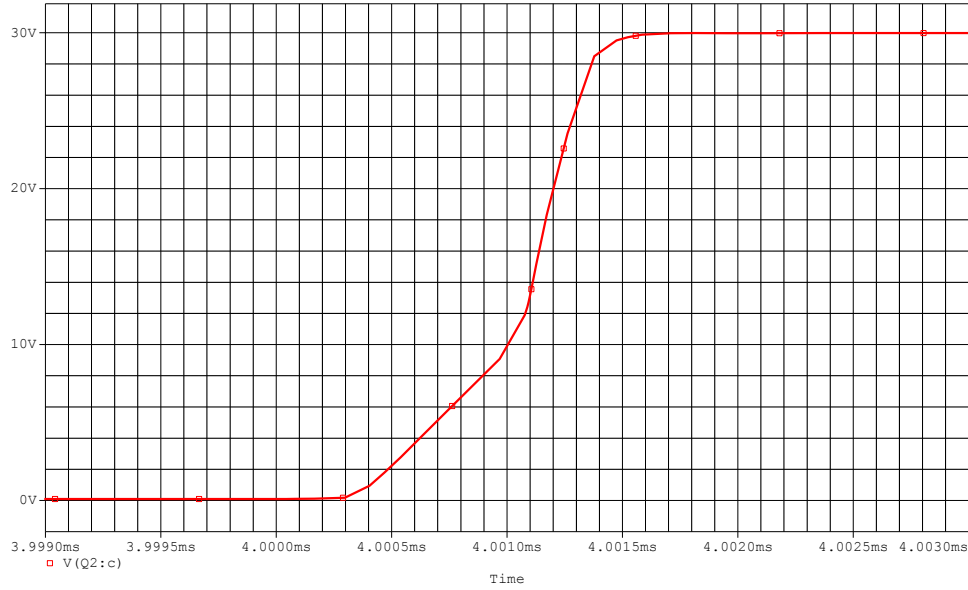


Figura 3.9: Segnale elettrico di carica dei gate dei MOSFET

in media per la carica e la scarica delle capacità di gate è stimabile in:

$$P_{diss} = fC_G \Delta V_G^2 = 125Hz \cdot 995pF \cdot 28,1V^2 \simeq 98,2\mu W \quad (3.38)$$

Il funzionamento del circuito è molto semplice: tale corrente viene utilizzata per caricare la capacità di gate dei MOSFET, i quali vengono quindi scaricati tramite il transistor Q1. Il piezo è modellizzato con una capacità, la quale, per l'attuatore scelto, è di valore elevato. Pilotato con un'onda quadra di ampiezza pari a $24V$ (misurata tramite oscilloscopio) si ricava facilmente la potenza media dissipata:

$$P_{diss} = fC_{eq} \Delta V_{out}^2 = 125Hz \cdot 5,6\mu F \cdot 24V^2 \simeq 403,2mW \quad (3.39)$$

Risultano quindi chiare le motivazioni della scelta della frequenza di lavoro in quanto trade-off tra prestazioni di misura e potenza dissipata. Per ridurre l'effetto della risonanza meccanica dovute al carico fisico apposto (montaggio provvisto di lente) e ridurre anche il fastidioso effetto acustico di vibrazione dell'attuatore è stata posta una resistenza da 50Ω in serie al piezo. Riducendo la corrente, l'effetto delle armoniche di ordine superiore viene ridotto con poche ripercussioni sulla bontà della misura. Vengono infine riportati, in Fig.3.10, alcuni grafici rappresentanti le forme d'onda all'uscita del driver.

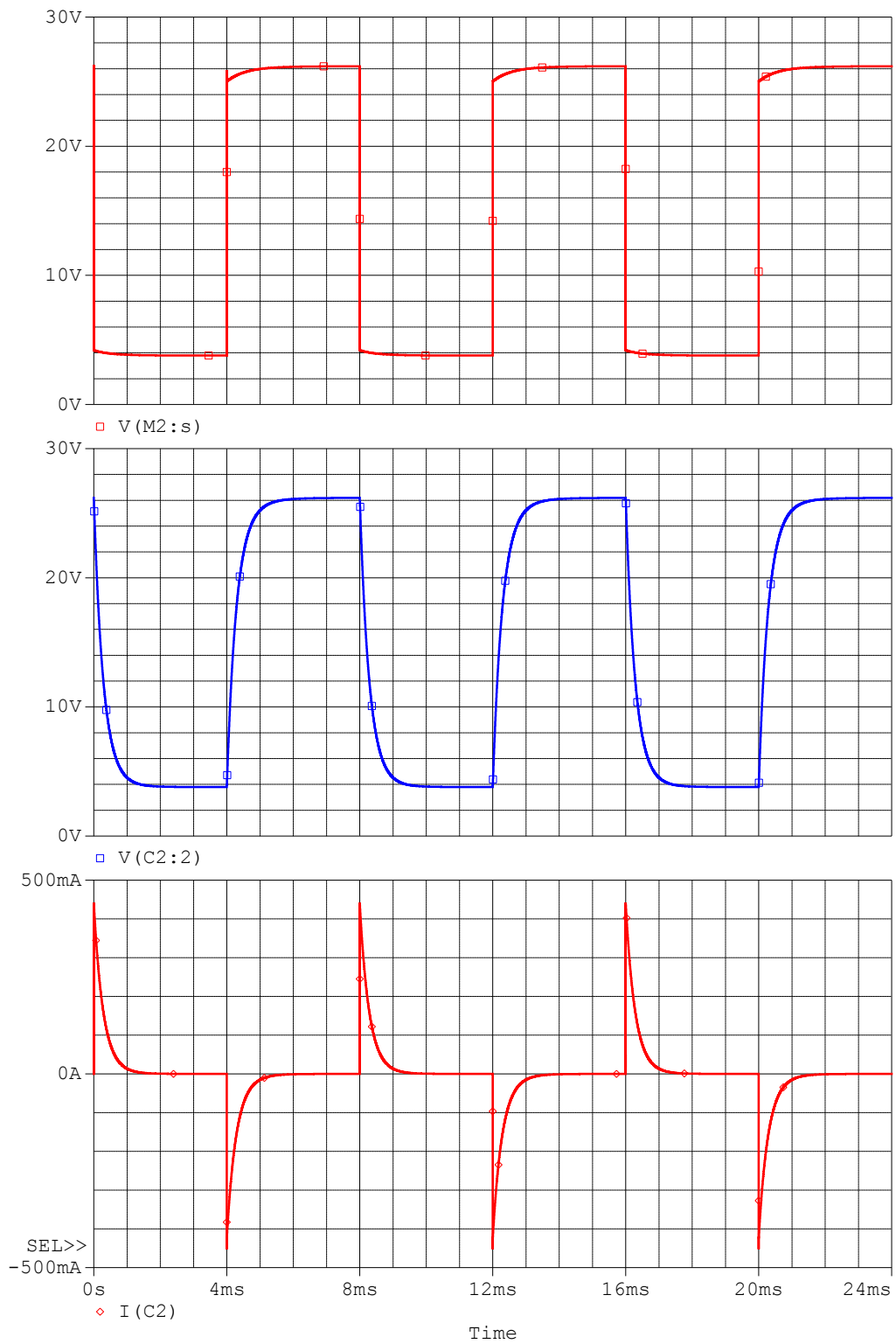


Figura 3.10: Tensione al source dei MOSFET (in alto), tensione e corrente ai capi del piezo (al centro e in basso)

Capitolo 4

Realizzazioni sperimentali

4.1 Verifica della validità della teoria su vari materiali

Nella prima fase di questo lavoro di tesi è stato necessario verificare la validità delle premesse teoriche alla base del sistema di misura. Per questo esperimento è stato utilizzato il setup di misura definitivo, dove sia il segnale interferometrico proveniente dall'amplificatore a transimpedenza che quello letto ai capi del laser attraverso un amplificatore dedicato vengono acquisiti da microcontroller ed inviati al PC dove, con l'ausilio di LabVIEW vengono ricostruiti, visualizzati e salvati su file EXCEL. Le tracce vengono quindi visualizzate tramite MATLAB. Gli esperimenti proposti sono stati effettuati attraverso uno sweep di angolo di incidenza del bersaglio nell'intervallo tra -4° ($-69,8\text{mrad}$) e $+4^\circ$ ($+69,8\text{mrad}$). Sono state effettuate prove con uno specchio, un beam splitter, la cui riflettività è del 50% e con un vetrino da microscopio, in modo da avere una superficie con la riflettività tipica vetro-aria, pari al 4%.

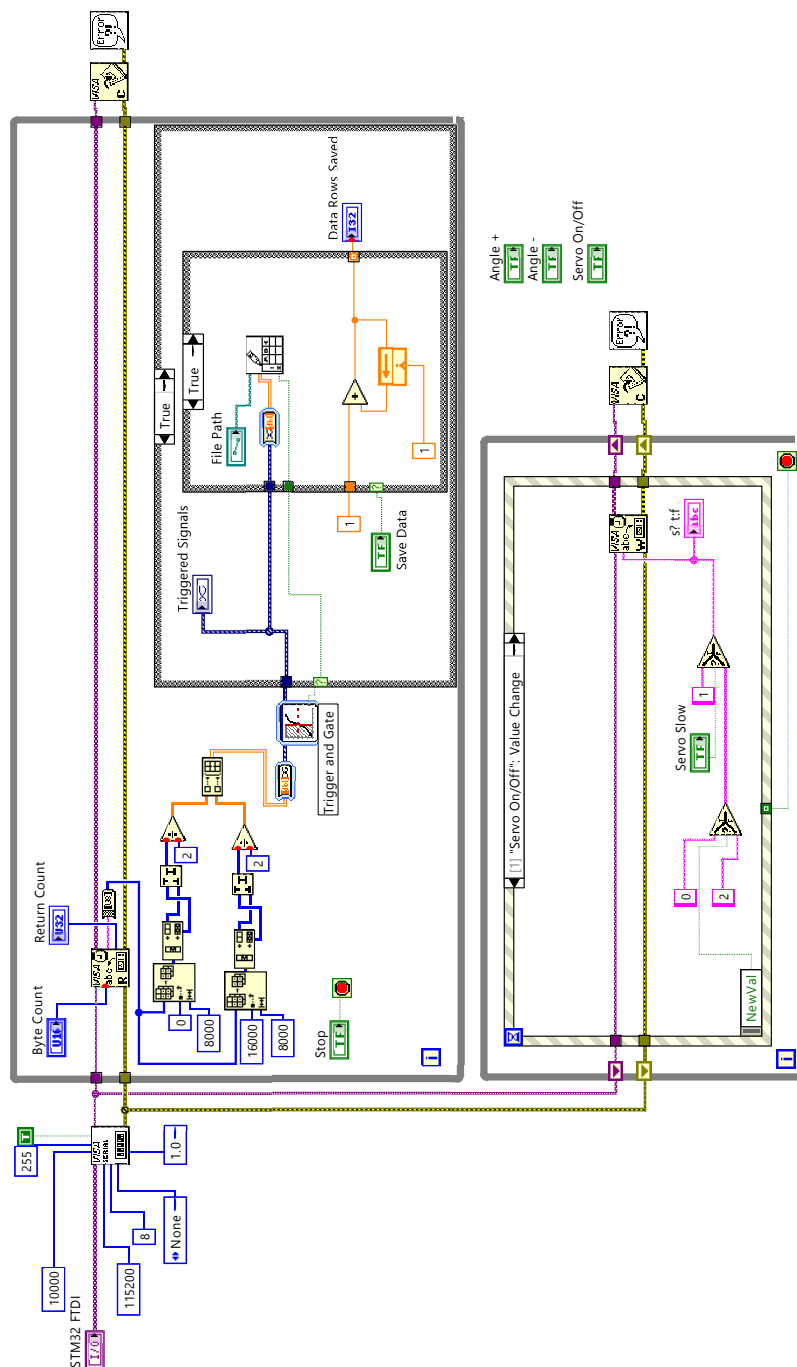


Figura 4.1: Virtual Instrument per il salvataggio delle tracce dati

In questo modo è stato possibile verificare in maniera univoca che c'è una netta variazione della potenza ottica emessa al variare della potenza retro-riemittata.

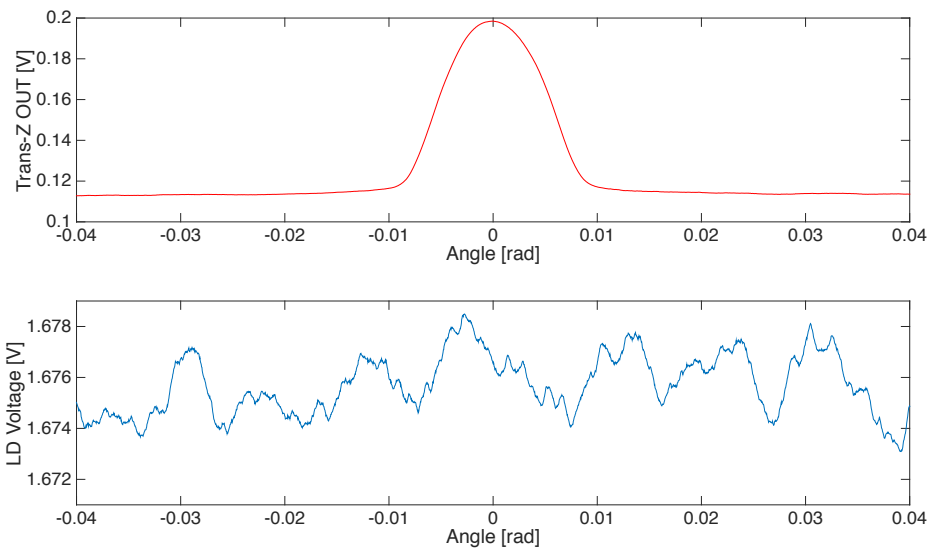


Figura 4.2: Risultato ottenuto utilizzando un vetrino da microscopio come bersaglio. IN ALTO: segnale interferometrico amplificato proveniente dal fotodiodo. IN BASSO: lettura in tensione del segnale interferometrico ai capi del laser

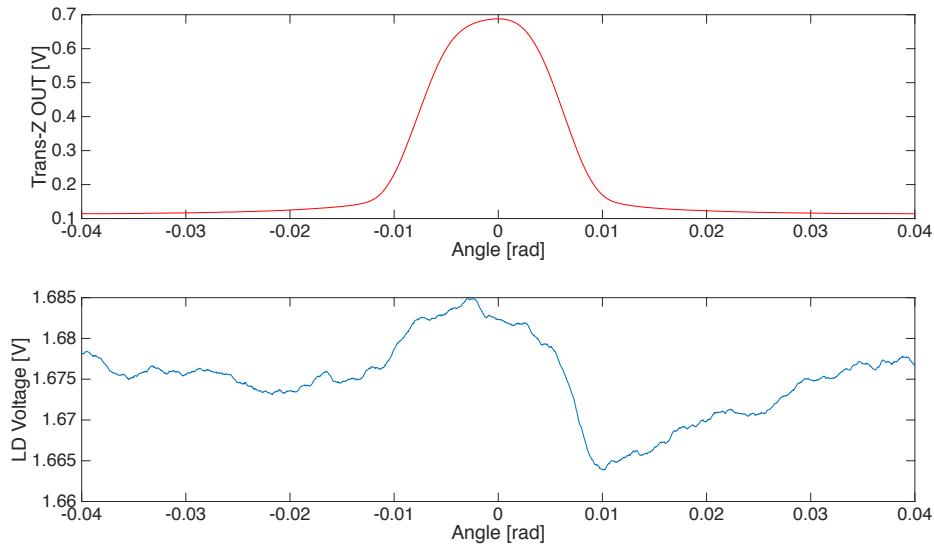


Figura 4.3: Risultato ottenuto utilizzando un beam splitter come bersaglio. IN ALTO: segnale interferometrico amplificato proveniente dal fotodiodo. IN BASSO: lettura in tensione del segnale interferometrico ai capi del laser

Dai risultati ottenuti si può notare come, a partire dalla figura 4.2 la sensibilità alla variazione dell'angolo aumenta aumentando la riflettività della superficie utilizzata. Inoltre, si può notare come lo schema di lettura in tensione in AC del segnale di self-mix, direttamente ai capi del diodo laser,

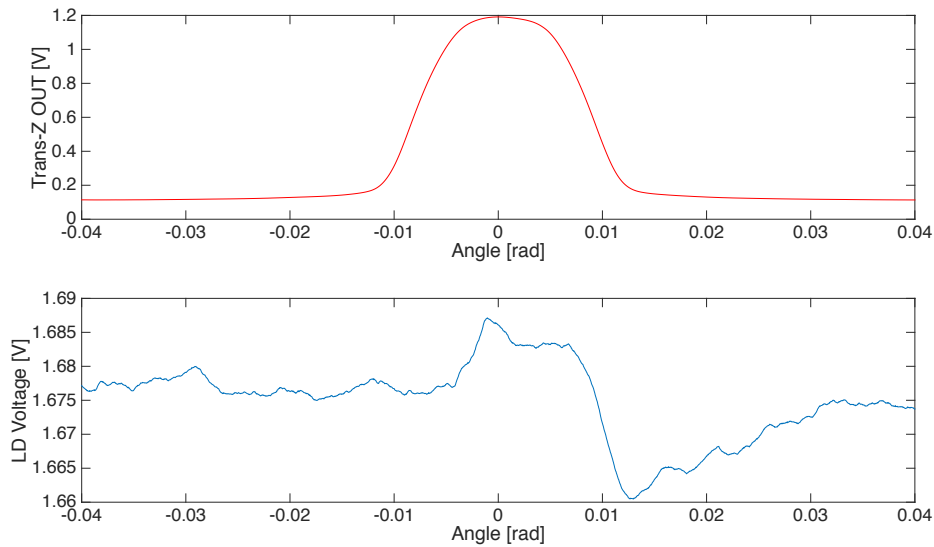


Figura 4.4: Risultato ottenuto utilizzando uno specchio come bersaglio. IN ALTO: segnale interferometrico amplificato proveniente dal fotodiodo. IN BASSO: lettura in tensione del segnale interferometrico ai capi del laser

presenti sensibilità di misura enormemente ridotta, rispetto alle prestazioni ottenibili con il fotodiodo di monitor amplificato a transimpedenza, in DC. La differenza, in termini di rapporto segnale rumore è dell'ordine di $30dB$, come dimostrato in [2]. Durante lo svolgimento delle prove, in particolare durante le prove con sorgenti VCSEL, si è parato di fronte un problema di natura tecnologica, legato agli effetti sulla polarizzazione del diodo laser, in presenza di forti potenze retroiniettate, come visibile nelle Fig.4.5, 4.6, 4.7. Per la misura della variazione della tensione ai capi del diodo laser, l'amplificatore in AC è stato modificato per poter effettuare la misura in continua, previo azzeramento della linea di base. E' interessante notare come si abbia un'aberrazione della caratteristica angolo-tensione, letta a transimpedenza e come, in corrispondenza del centro, laddove la potenza retroiniettata è massima, si abbia uno spike di tensione di breve durata, che corrisponde ad un picco negativo di tensione ai capi del laser, indice di una momentanea riduzione della potenza ottica emessa e potenza elettrica assorbita. L'effetto riportato è attribuibile allo Spatial Hole Burning, il quale viene presentato nel Capitolo 2. Il problema è stato risolto fissando la posizione dell'ottica in un punto tale che il fenomeno di aberrazione della caratteristica non si verifichi, sacrificando in parte le prestazioni in termini di sensibilità della misura stessa: in questo modo si riduce la potenza ottica retroiniettata ed i fronti della caratteristica risultano con una ripidità ridotta. Ciò nonostante

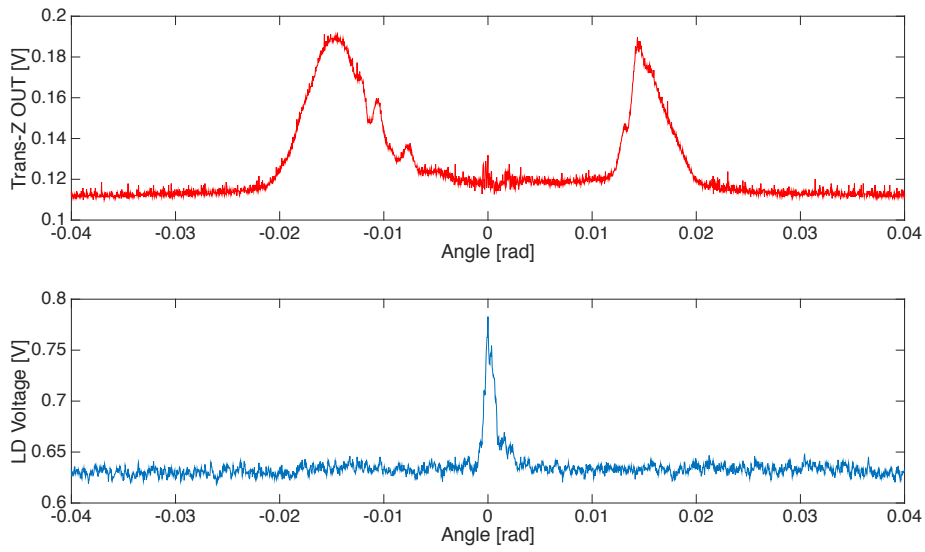


Figura 4.5: Risultato ottenuto utilizzando un vetrino da microscopio come bersaglio, con forte retroiniezione. IN ALTO: segnale interferometrico amplificato proveniente dal fotodiode. IN BASSO: lettura in tensione del segnale interferometrico ai capi del laser

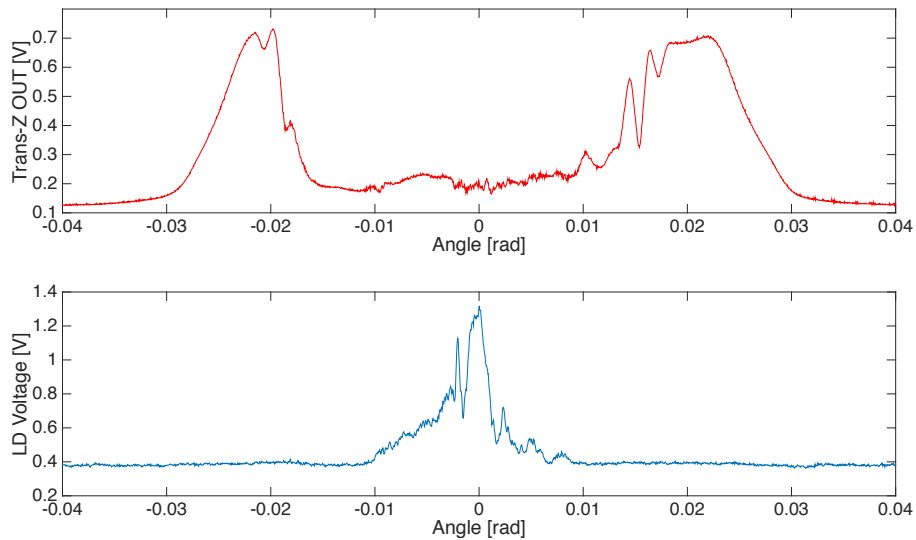


Figura 4.6: Risultato ottenuto utilizzando un beam splitter come bersaglio, con forte retroiniezione. IN ALTO: segnale interferometrico amplificato proveniente dal fotodiode. IN BASSO: lettura in tensione del segnale interferometrico ai capi del laser

in questo modo è possibile effettuare misure affidabili, ripetibili e senza ambiguità.

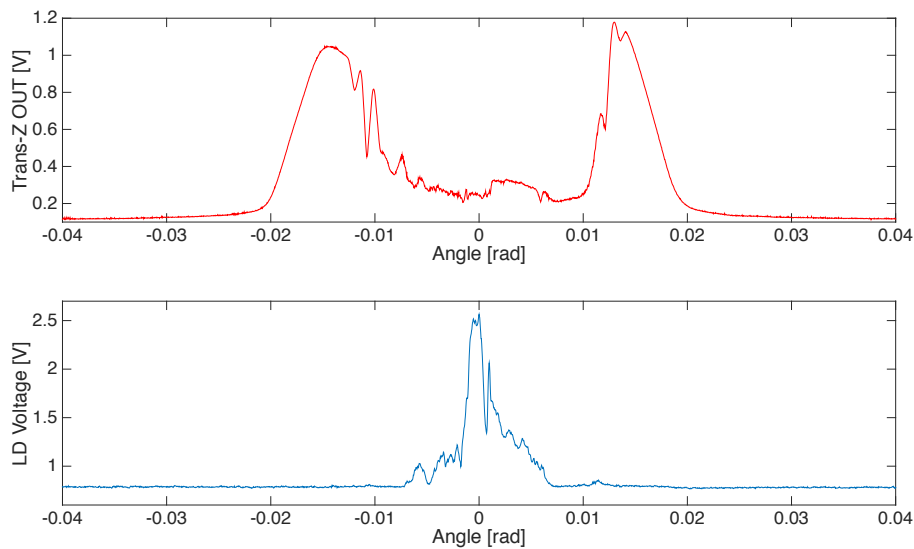


Figura 4.7: Risultato ottenuto utilizzando uno specchio come bersaglio, con forte retroiniezione. IN ALTO: segnale interferometrico amplificato proveniente dal fotodiode. IN BASSO: lettura in tensione del segnale interferometrico ai capi del laser

4.2 Caratterizzazione dei laser

Per questa serie di esperimenti il setup di misura prevede l'utilizzo di un servomotore data la sua caratteristica di rotazione a velocità angolare costante. Come bersaglio viene, e verrà d'ora in avanti sempre utilizzato, uno specchio. Il sistema elettronico di acquisizione è stato implementato con un microcontroller STM32F4 il quale acquisisce i dati provenienti dall'amplificatore a transimpedenza alla frequenza di campionamento di $50kHz$, li invia al PC via USB e gestisce il movimento del servo. I dati vengono quindi letti tramite software LabVIEW, utilizzando il Virtual Instrument di Fig.4.1 e salvati quindi in un foglio di lavoro EXCEL. Essi rappresentano multiple letture della caratteristica angolo-tensione, data dalla rotazione del bersaglio, impressa dal servomotore. L'elaborazione viene effettuata mediante MATLAB, la quale è suddivisa nelle seguenti fasi:

1. Lettura del file EXCEL.
2. Filtraggio a media mobile a 10 campioni delle caratteristiche misurate.
3. Calcolo della derivata prima per ognuno dei segnali.
4. Filtraggio a media mobile a 10 campioni delle derivate, al fine di filtrare dati palesemente errati.

5. Calcolo della media delle derivate, per ogni valore di angolo.
6. Calcolo di una curva di regressione per i dati relativi alle derivate, con algoritmo di fit gaussiano di ordine opportuno.
7. Linearizzazione della curva di regressione a cavallo dell'origine. Sto quindi calcolando la derivata seconda, lineare nell'origine.

Le misurazioni sono state effettuate per diversi laser VCSEL e DFB e di seguito vengono riportati i risultati sperimentali:

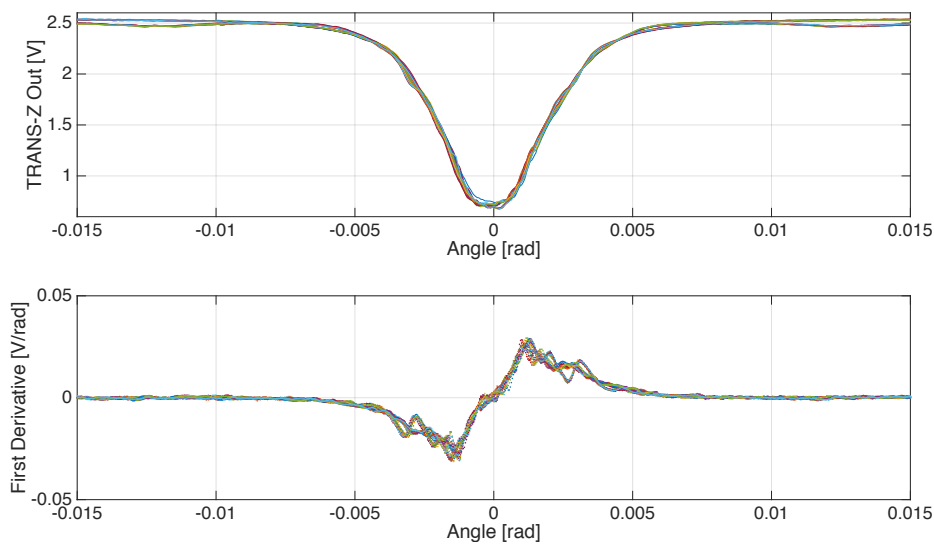


Figura 4.8: Caratterizzazione del ML1210 sull'asse lungo del fascio ellittico. IN ALTO: segnale interferometrico amplificato proveniente dal fotodiode. IN BASSO: derivata prima non mediata

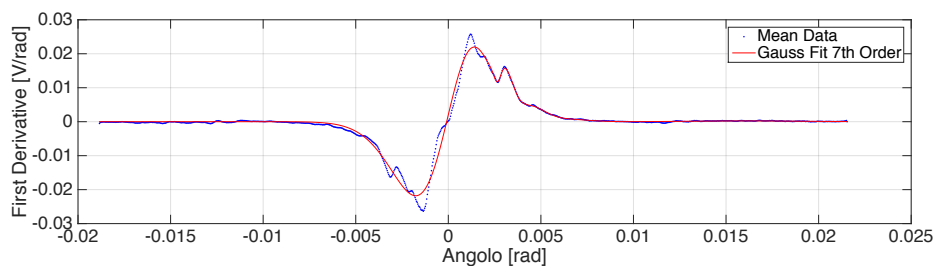


Figura 4.9: Derivata prima mediata cui è sovrapposta la curva di regressione

Il laser Modulight ML1210 è una sorgente in tecnologia DFB che emette alla lunghezza d'onda di 1310nm . Il fascio viene collimato con una lente Thor-Labs A397 – C, con trattamento antiriflesso proprio per la lunghezza d'onda

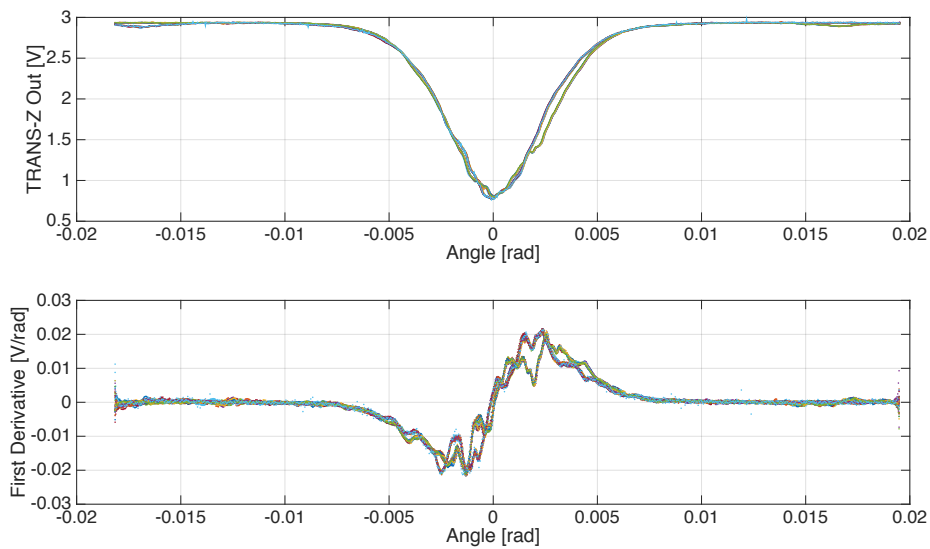


Figura 4.10: Caratterizzazione del ML1210 sull'asse più corto del fascio ellittico. IN ALTO: segnale interferometrico amplificato proveniente dal fotodiode. IN BASSO: derivata prima non mediata

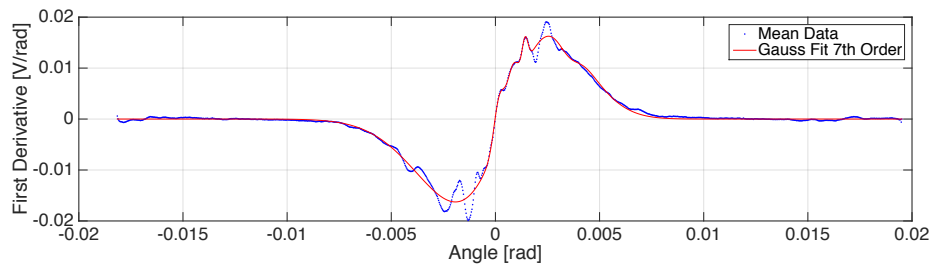


Figura 4.11: Derivata prima mediata cui è sovrapposta la curva di regressione

del laser utilizzato. Si può notare come, nonostante il laser emetta un fascio ellittico, l'ampiezza della campana sui due assi di misura risulta essere la stessa. Questo a causa della parzializzazione del fascio ad opera della lente, la quali ha prestazioni in termini di apertura numerica non sufficienti. Inoltre, l'andamento della derivata prima della curva nell'intorno dell'origine è fortemente non lineare, rendendo di fatto inutilizzabile questa tipologia di laser. Non è stato possibile tuttavia effettuare le prove con un'ottica con apertura numerica sufficiente a raccogliere tutta la luce emessa e quindi non è possibile verificare se i pessimi risultati ottenuti possano essere riconducibili principalmente alle prestazioni di quest'ultima. E' probabile però, come spiegato nel Capitolo 2, che la causa sia riconducibile all'ottica.

Il PH85 è un laser in tecnologia VCSEL, ad alta potenza, prodotto da Roithner LaserTechnik, la cui radiazione è emessa alla lunghezza d'onda di $850nm$.

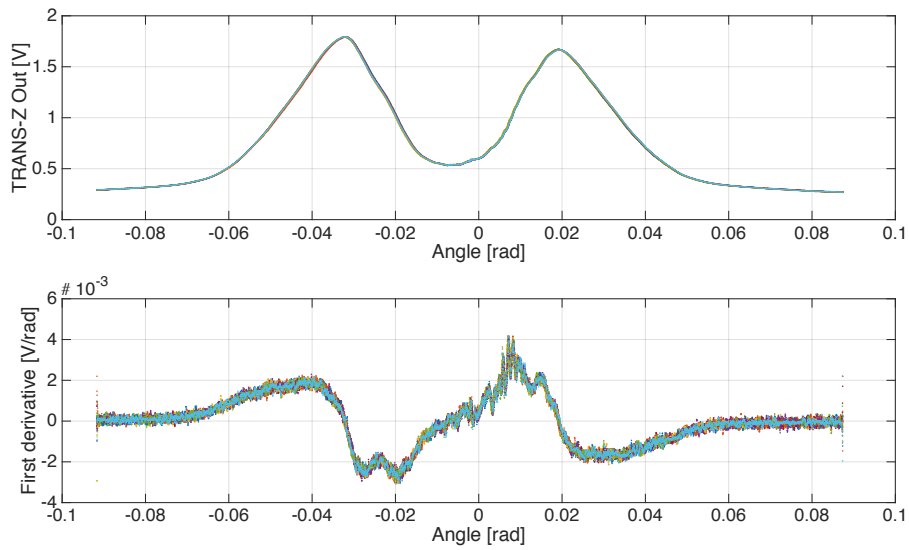


Figura 4.12: Caratterizzazione del VCSEL PH85 nel quale si nota l'effetto della bimodalità del fascio emesso. IN ALTO: segnale interferometrico amplificato proveniente dal fotodiodo. IN BASSO: derivata prima non mediata

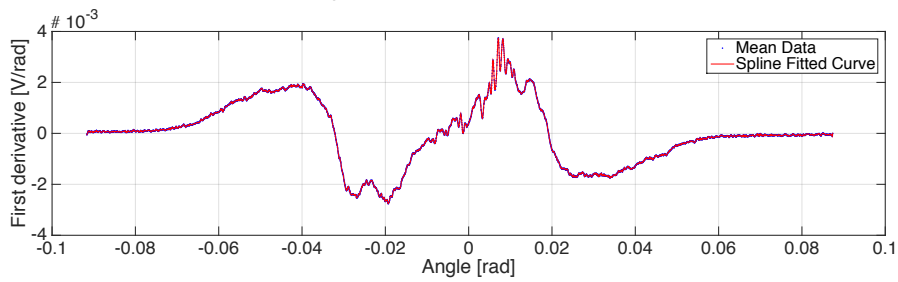


Figura 4.13: Derivata prima mediata cui è sovrapposta la curva di regressione

La lente cui è abbinato è prodotta da ThorLabs, modello $LT110P - B$ con trattamento antiriflesso a $850nm$. Tale laser viene venduto come multimodale e questa caratteristica è riscontrata da datasheet nella forma del fascio di emissione del laser, pilotato a corrente nominale. Dalle misure effettuate questo fenomeno risulta verificato ed i risultati concordano con quanto previsto dalla teoria. Una sorgente di questo tipo non è utilizzabile per lo strumento di misura in quanto a rischio di ambiguità del valore letto.

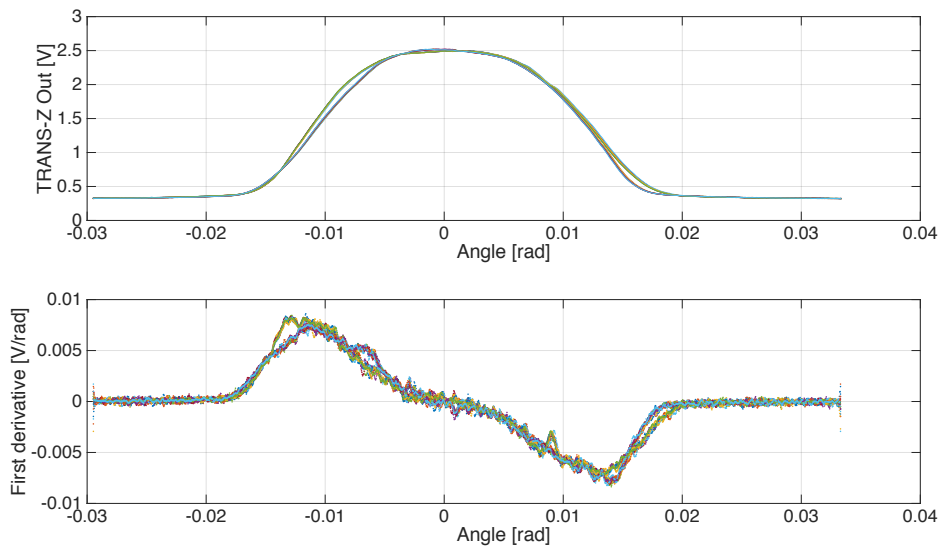


Figura 4.14: Caratterizzazione del VCSEL PS85. IN ALTO: segnale interferometrico amplificato proveniente dal fotodiodo. IN BASSO: derivata prima non mediata

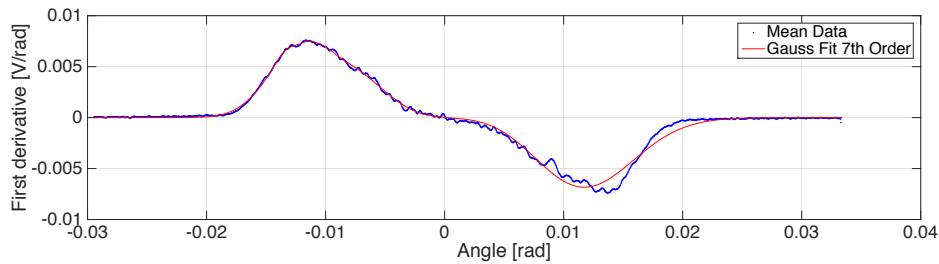


Figura 4.15: Derivata prima mediata cui è sovrapposta la curva di regressione

Il VCSEL PS85, sempre prodotto da Roithner LaserTechnik, è un laser a singolo modo a bassa potenza utilizzato per le trasmissioni dati in fibra ottica. Come molti dei VCSEL usati, la lunghezza d'onda di emissione è di $850nm$. Il problema riscontrato con questa sorgente è la scarsa sensibilità di misura nei confronti del segnale interferometrico dovuto alla vibrazione del bersaglio anche se presenta buone caratteristiche in termini di linearità della caratteristica misurata. Questa sorgente ha presentato però, durante la fase di caratterizzazione, problemi legati allo Spatial Hole Burning. Ci si è posti quindi di fronte alla necessità di trovare una nuova sorgente, adatta allo strumento di misura.

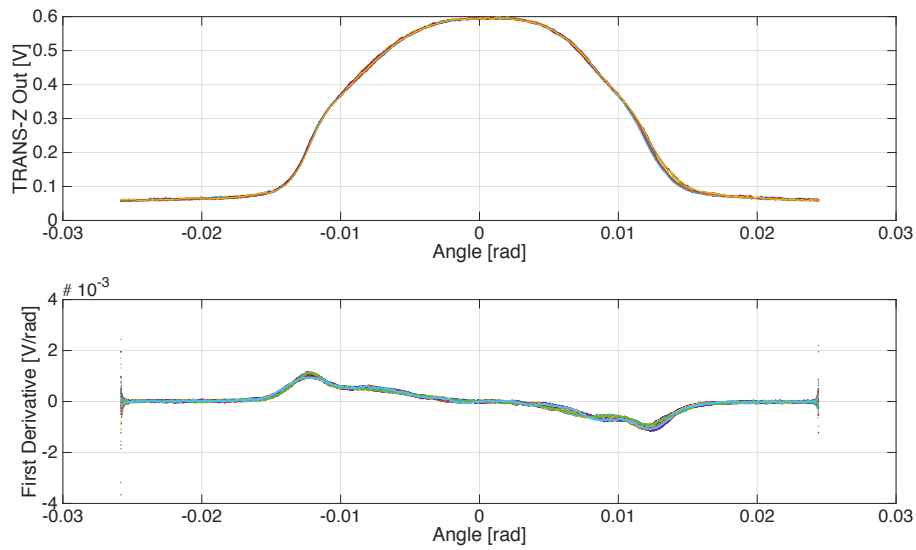


Figura 4.16: Caratterizzazione del VCSEL OPV310. IN ALTO: segnale interferometrico amplificato proveniente dal fotodiode. IN BASSO: derivata prima non mediata

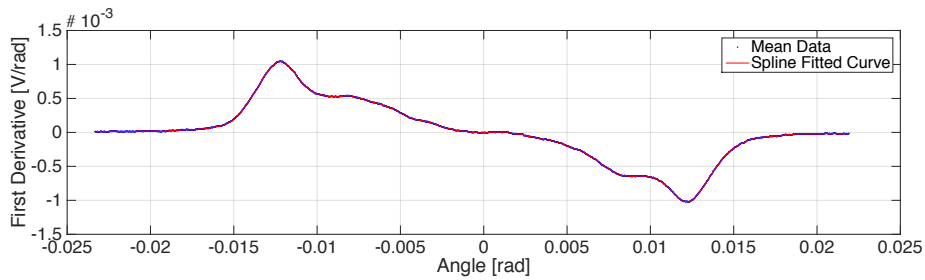


Figura 4.17: Derivata prima mediata cui è sovrapposta la curva di regressione

L'ultima sorgente provata è stata l'OPV310, laser VCSEL a $850nm$ prodotto da Optek Technology. Questo laser è stato polarizzato con una corrente di poco superiore alla corrente di soglia, in modo da garantire monomodalità del fascio emesso. In questo modo, la caratterizzazione del laser ha portato ai risultati in figura. La derivata è monotona e quindi linearizzabile in un range di misura di almeno $\pm 5mrad$ nell'intorno dell'origine. Questo, unito alla facile reperibilità ed al costo contenuto, ha fatto dell'OPV310 la sorgente scelta per la realizzazione del progetto. Si può notare inoltre l'ottima ripetibilità della misura della campana e, con un accurato posizionamento dell'ottica di collimazione, evitare lo sgradevole effetto dello SHB.

4.3 Misure per tempi prolungati

Per valutare le prestazioni di deviazione standard e deriva della misura sono state effettuate misurazioni per tempi superiori al minuto. Il setup di misura è quello effettivamente utilizzato per la misura dell'angolo, nel quale il microcontrollore si occupa di acquisire il segnale analogico, generare il segnale per l'attuatore piezoelettrico ed inviare i dati acquisiti, oltre a quello di riferimento, al PC, il quale, attraverso LabVIEW, esegue l'elaborazione restituendo il valore dell'angolo misurato, la deviazione standard assoluta e quella percentuale, in funzione del tempo, usando il codice di Fig.2.7. I risultati vengono quindi salvati in formato .xls ed elaborati con MATLAB. Imponendo un certo angolo, nell'intorno di $0rad$, è stata fatta quindi un'acquisizione e salvataggio delle misure per tempi superiori al minuto. Tramite queste misure è stato possibile valutare come il laser DFB utilizzato non fosse adatto allo scopo, mettendo in risalto la deriva casuale del valore misurato a causa della non monotonicità della caratteristica. Successivamente,

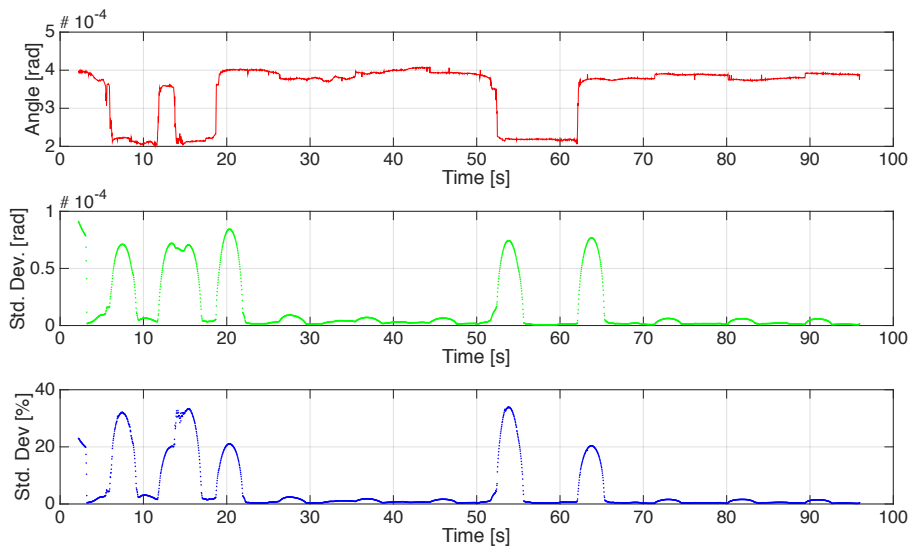


Figura 4.18: Andamento della misura, per tempi prolungati e angolo prossimo allo zero, con laser DFB ML1210

è stata effettuata una misura con angolo di valore assoluto molto maggiore di zero, al fine di valutare se, grazie alla maggiore ampiezza del segnale elettrico analogico, si potessero ottenere prestazioni migliori in termini di precisione ed affidabilità della misura. Il risultato è visibile in Fig.4.19. Le prestazioni sono peggiori rispetto al caso di piccolo angolo. A fronte tale evidenza sperimentale, è stato deciso di abbandonare la tecnologia DFB per il sistema sviluppato. In Fig.4.20 si può notare come con laser VCSEL ed

un'ottica adatta è possibile garantire misure stabili e precise nel tempo. Con una sorgente più sensibile di quella usata per questo esperimento è possibile poi migliorare ulteriormente le prestazioni in termini di deviazione standard (e quindi di incertezza) della misura, come poi verificato in sede di taratura con il diodo laser OPV310. La deriva lenta che subisce la misura nel tempo è attribuibile a fenomeni di drift termico del VCSEL durante il suo funzionamento o anche all'eventuale drift, sempre di natura termica, che subisce l'attuatore piezoelettrico durante un suo ciclo di vibrazione prolungato.

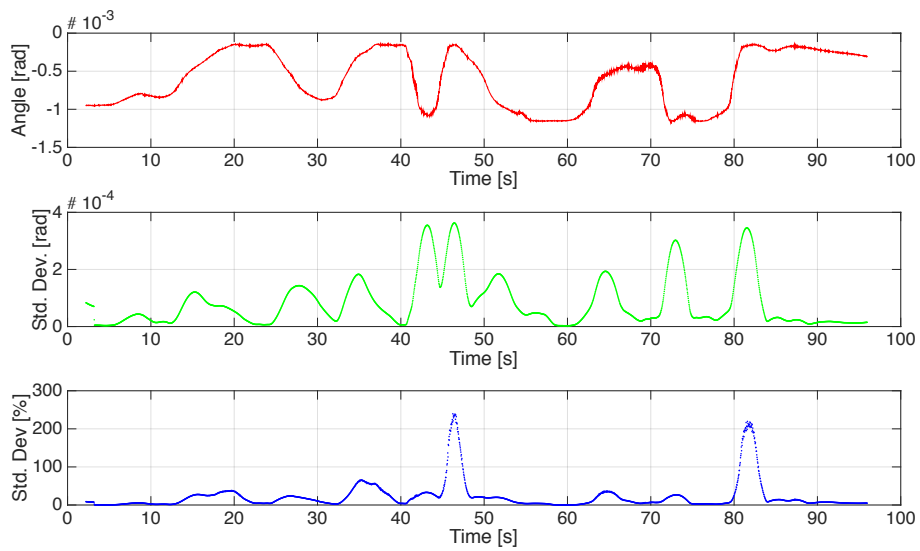


Figura 4.19: Andamento della misura, per tempi prolungati e ampio spostamento dal centro, con laser DFB ML1210

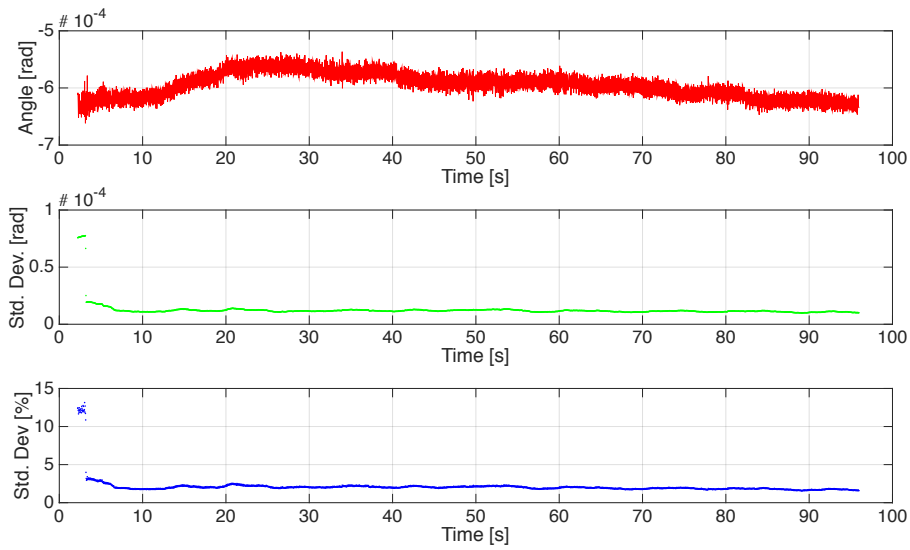


Figura 4.20: Andamento della misura, per tempi prolungati e angolo prossimo allo zero, con laser VCSEL PS85

4.4 Taratura dello strumento

Una volta scelta la sorgente opportuna per il sistema di misura, ricaduta sul VCSEL OPV310, si è resa necessaria una taratura dello strumento. Il bersaglio, sempre rappresentato da uno specchio, previo azzeramento della misura, viene inclinato, rispetto alla normale del fascio, da -5mrad a $+5\text{mrad}$ a passi di 1mrad , tramite azione manuale su una vite micrometrica. Per ogni posizione raggiunta, vengono effettuate trenta misure a intervalli regolari di 120ms l'una dall'altra, per un totale di $3,6\text{s}$ di misura per ogni angolo, come visibile in Fig.2.9. I dati vengono salvati in un foglio di calcolo che viene elaborato con MATLAB. Il risultato è composto di due grafici: per entrambi si ha sulle ascisse il valore di angolo misurato e sulle ordinate quello voluto, impostato tramite vite micrometrica. Nel primo è possibile valutare l'andamento delle misure non linearizzate, col quale si può valutare l'effettiva linearità dello strumento e della accuratezza, per ognuna delle misure. Successivamente tali misure sono state linearizzate, calcolando una curva di regressione polinomiale di ordine elevato (sesto ordine) per la media di ognuno degli insiemi di misure e successivamente inseriti in un grafico in funzione della media delle tre. In esso è indicata, tramite barre di errore, l'incertezza di misura, calcolata come:

$$u(x) = \frac{\sigma}{\sqrt{N}} \quad (4.1)$$

Dove N è il numero di misure effettuate. Questa metodologia è stata applicata sia per l'algoritmo nel dominio del tempo che in quello nel dominio della frequenza. Sono stati effettuati anche calcoli prestazionali relativi alla velocità di esecuzione del codice da parte del microcontrollore.

4.4.1 Misure Time-domain

Si nota come, per diverse realizzazioni delle misure, il sistema presenta una buona linearità a cavallo dell'origine ed ottima ripetibilità, limitata fondamentalmente dall'errore di posizionamento introdotto dalla vite micrometrica e dall'azzeramento manuale preliminare alla misura. In Fig.4.21 sono

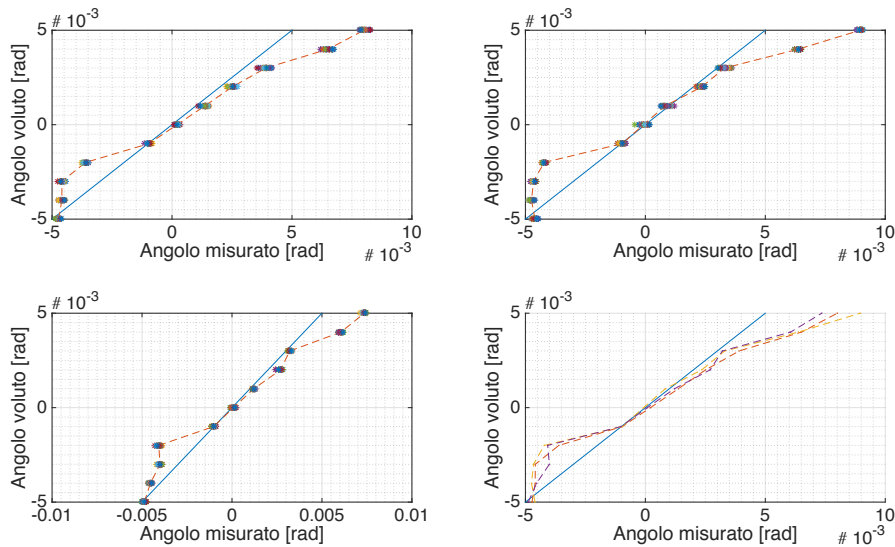


Figura 4.21: Tre insiemi di misure nel dominio del tempo, non linearizzate

rappresentati tre insiemi di misurazioni non linearizzate, nei quali si può notare che è presente sicuramente un errore di guadagno che però è facilmente correggibile variando il valore del coefficiente di misura. Si può notare però, sempre in Fig.4.21, nel grafico in basso a destra, dato dalla sovrapposizione delle medie delle misure, come esse siano ben sovrapposte, indice di buona ripetibilità. Di tale risultato ce ne si può convincere guardando il grafico di Fig.4.23. In questo modo è possibile rendersi conto che le misure sono affidabili e quasi sempre entro il range di incertezza. Durante le prove, è stato riscontrato che la principale causa di errore è stata quella relativo all'errore di posizionamento del supporto rotante azionato da vite micrometrica. Si è pertanto ritenuto necessario correggere tale errore modificando la modalità di azionamento della vite stessa. La velocità di esecuzione del codice e quindi la frequenza di misura varia principalmente col numero di medie ef-

fettuate. Il trade-off è quindi quello tra precisione della misura e velocità di misurazione. Con l'ausilio del debugger è stato possibile misurare il tempo di esecuzione, calcolando il tempo intercorso tra due successive iterazioni del ciclo completo di misura, secondo la formula:

$$t_{exec} = \frac{n_{cicli_2} - n_{cicli_1}}{f_{clk}} \quad (4.2)$$

In Tab.4.1 sono riportati i risultati, per diversi valori di numero di medie:

N° medie	Tempo di esecuzione	Frequenza di misura
4	26,9ms	37,17Hz
8	60ms	16,67Hz
16	119,37ms	8,37Hz

Tabella 4.1: Tempi di esecuzione per numero di medie effettuate

I risultati proposti sono stati calcolati mediante l'algoritmo a 16 medie, ritenendo sufficiente una frequenza di 8 misure al secondo. In queste condizioni è stato possibile ottenere una incertezza pari a $223\mu rad$ ed un range di misura di circa $6mrad$.

4.4.2 Misure Frequency-domain

Lo stesso metodo di misura è stato adottato per valutare le prestazioni dell'algoritmo nel dominio della frequenza. In Fig.4.22 sono rappresentati tre insiemi di misurazioni non linearizzate. La ripetibilità è ancora buona ma questo algoritmo presenta una grossa criticità: a cavallo dell'origine, laddove quindi l'ampiezza dell'armonica alla frequenza del segnale di riferimento tende ad annullarsi, non è possibile effettuare misurazioni, in quanto il rapporto segnale-rumore tende inevitabilmente a scendere al di sotto di uno. Questo a discapito della grande precisione sulla misura ottenibile per valori di angolo anche di poco superiori allo zero. E' possibile notare che in quest'ultima condizione le prestazioni ottenute, in termini di incertezza, sono migliori rispetto a quanto riportato per l'algoritmo di misura nel tempo, indice di un miglior rapporto segnale-rumore. In Fig.4.24 sono visibili le misure linearizzate. L'incertezza di misura è pari a circa $303,9\mu rad$, penalizzata fortemente dal comportamento a cavallo dello zero. In questo caso, le prestazioni sono state valutate in funzione del numero di medie e del numero di punti con la quale la FFT è stata calcolata, la quale quindi impone il numero di campioni acquisiti. In Tab.4.2 sono riportati i risultati, per diversi valori di numero di medie:

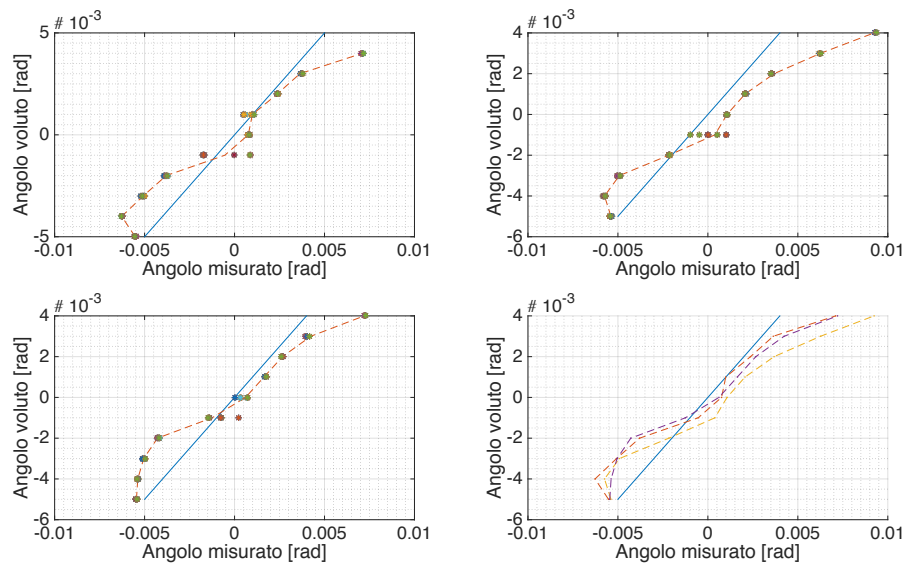


Figura 4.22: Tre insiemi di misure nel dominio della frequenza, non linearizzate

N° medie	N° campioni	Tempo di esecuzione	Frequenza di misura
4	1024	75,77ms	13,2Hz
4	2048	80,21ms	12,5Hz
8	1024	152,71ms	6,55Hz

Tabella 4.2: Tempi di esecuzione per numero di medie effettuate e punti acquisiti

In questo caso è stato adottato un algoritmo di misura a 4 medie con 2048 punti. A causa dei problemi di misura intorno alla posizione centrale non è però possibile un suo utilizzo.

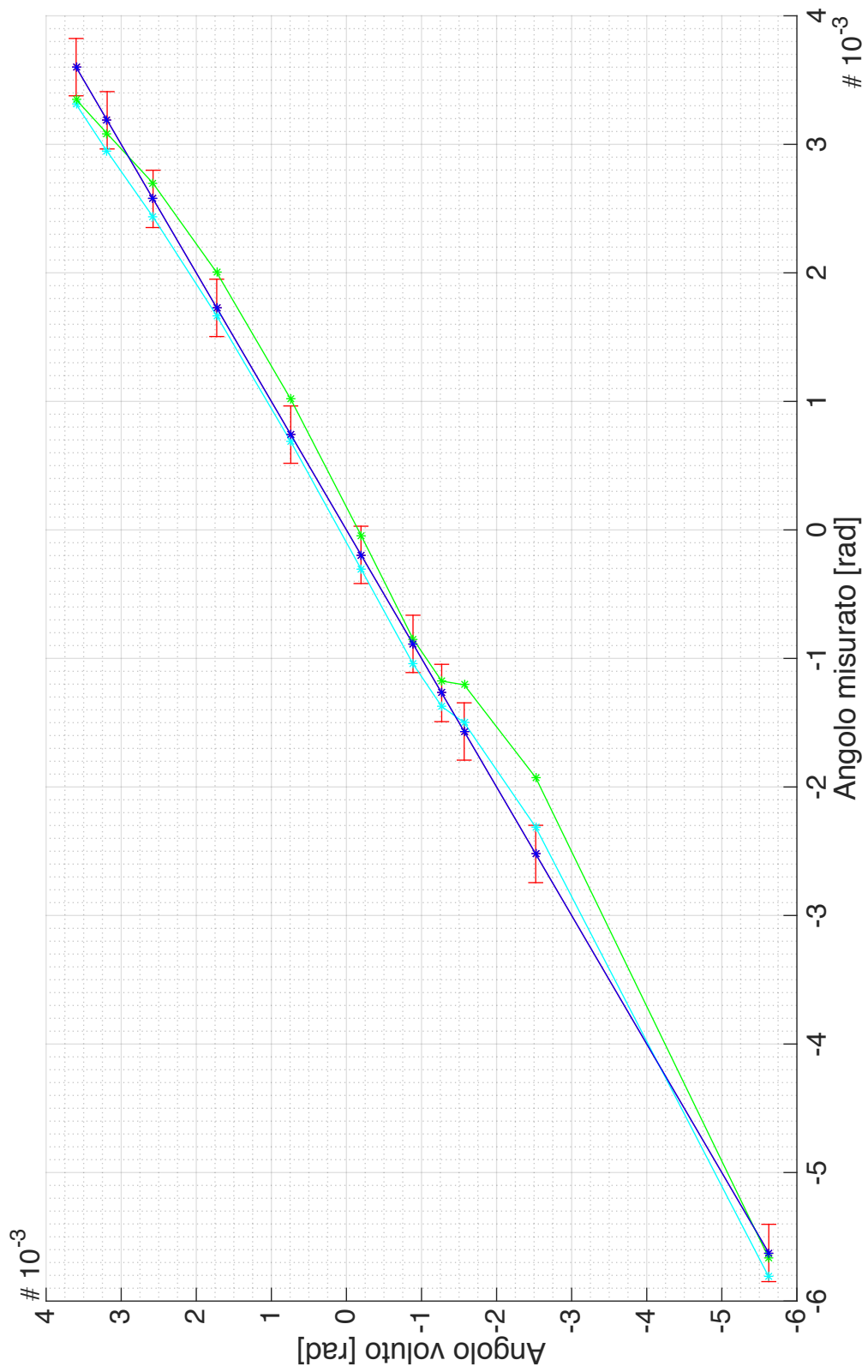


Figura 4.23: Misure linearizzate, algoritmo Time-domain. $u(\alpha) = 223\mu\text{rad}$

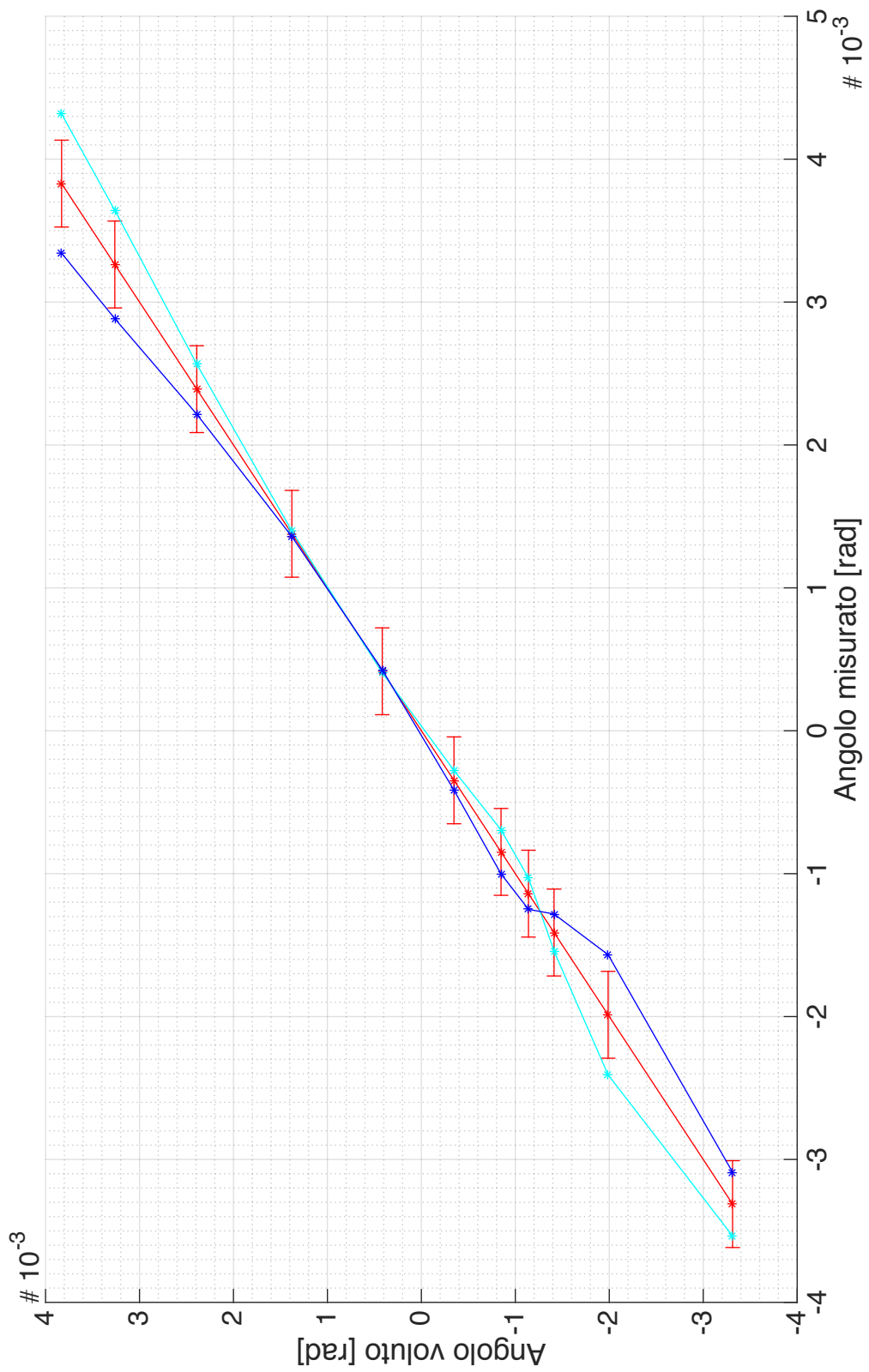


Figura 4.24: Misure linearizzate, algoritmo Frequency-domain. $u(\alpha) = 303,9\mu\text{rad}$

Capitolo 5

Prototipazione

Durante lo sviluppo di questo progetto sono stati realizzati alcuni prototipi, nei quali si è andato di volta in volta migliorando il grado di integrazione dei vari sottosistemi e riducendo le dimensioni, i consumi ed il grado di affidabilità dello strumento di misura. In una prima fase di progetto, sono stati realizzati i singoli sottosistemi su schede singole e collegati tra loro con l'ausilio di cavetti, per una rapida valutazione del funzionamento, delle prestazioni e della utilità del circuito realizzato. Una volta definita la sorgente laser usata, si è passati al progetto e realizzazione di una scheda che riunisse le soluzioni circuitali scelte. Lo schematico è visibile in Fig.5.1. Su un'unica scheda, costruita per essere connessa direttamente alla Discovery Board di STMicroelectronics, secondo la filosofia degli Shield per Arduino, sono stati realizzati gli stabilizzatori di tensione lineare per la generazione delle tensioni $+5V$ e $+3.3V$ ed il convertitore boost per elevare la tensione dai $+9V$ di alimentazione esterna ai $+30V$ necessari all'amplificatore per piezo. Sulla scheda sono previsti due di questi amplificatori in quanto è possibile in questo caso pilotare due attuatori piezoelettrici, sui due assi di un piano cartesiano, in modo da poter misurare l'angolo di inclinazione del bersaglio sui due assi.

La sezione di potenza, che comprende il circuito di pilotaggio del piezo e il connettore del servomotore, è isolata dal resto del circuito: le masse sono separate e viene usato un integrato Texas Instruments ISO7240 per accoppiare, in maniera capacitiva, i segnali di controllo digitali. Anche la sezione di alimentazione è separata dal resto del circuito, con il suo piano di massa dedicato. L'elettronica analogica di condizionamento del diodo laser è stata realizzata separatamente in modo da avere una testa di lettura del segnale interferometrico. Essa sarà quindi collegata via cavo alla scheda principale. Per la realizzazione del layout è stato utilizzato il CAD Eagle prodotto da CadSoft.

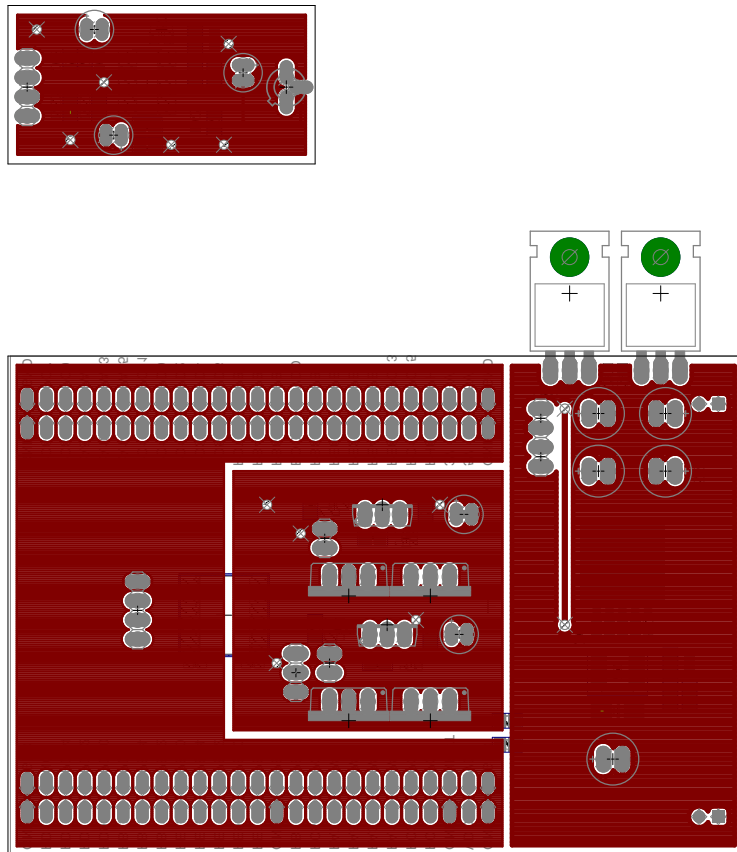


Figura 5.2: Faccia superiore delle schede progettate

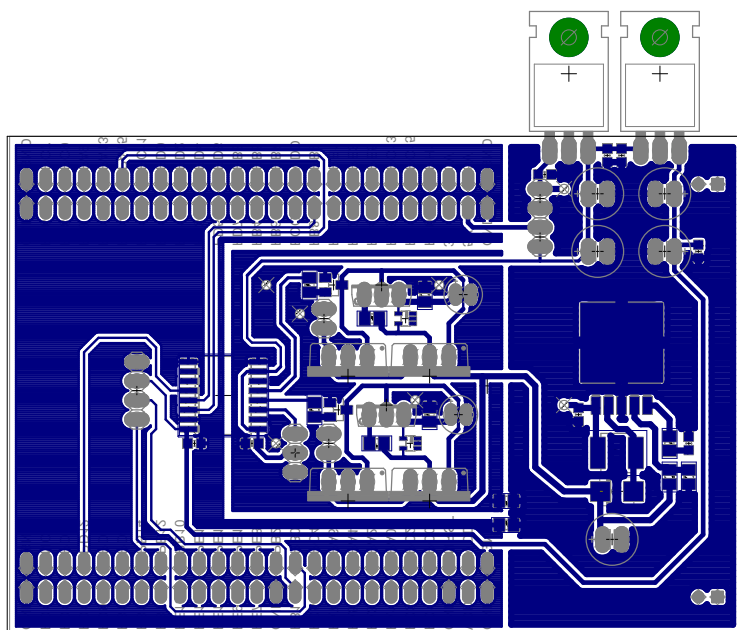
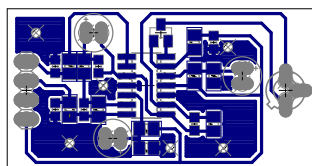


Figura 5.3: Faccia inferiore delle schede progettate

Capitolo 6

Direzioni future di ricerca e conclusioni

E' possibile, a questo punto, trarre alcune considerazioni di carattere conclusivo, riguardo le prestazioni e gli sviluppi futuri nell'ottica di un continuo miglioramento ed evoluzione del sistema sviluppato. Alla luce dei risultati di taratura dello strumento utilizzando i due metodi di calcolo proposti si nota come quello nel tempo rappresenti il migliore mix tra prestazioni di misura e velocità di esecuzione. Si possono riassumere pro e contro di questi algoritmi:

1. Time-domain:

- **Pro:** Misure possibili per ogni valore di angolo, elevata velocità di esecuzione.
- **Contro:** Sensibilità ai disturbi vibrazionali.

2. Frequency-domain:

- **Pro:** Elevata immunità ai disturbi vibrazionali.
- **Contro:** Impossibilità di misurazione per angoli prossimi a zero, scarsa linearità.

E' preferibile quindi adottare un metodo di misura che agisca nel dominio del tempo, prediligendo i vantaggi di questo tipo di algoritmo. Si ricorda inoltre che uno degli obiettivi perseguiti è stato il contenimento dei costi. In tal senso, la realizzazione del prototipo ha avuto un costo inferiore ai 100€, a fronte di strumenti di vendita commerciali i quali sono venduti a prezzi superiori ai 200€ e garantiscono precisione, sulla misura di angolo, inferiori a quella raggiunta dallo strumento realizzato. In Tab.6.1 sono

Tensione di alimentazione	9V
Corrente assorbita in fase di misura	$\simeq 420mA$
Potenza assorbita in fase di misura	$\simeq 3,78W$
Unità di elaborazione principale	STM32F407VG
Protocollo di trasmissione dati	USB Full Speed @ 12Mb/s
Superfici collaudate	Superfici lisce
Range di misura angolare	$6mrad \simeq 0,34^\circ$
Minimo raggio di curvatura	$6.67m @ H = 4cm$
Incertezza di misura	$223\mu rad \simeq 0,0128^\circ$
Massimo raggio di curvatura	$179,37m @ H = 4cm$
Costo di un prototipo	< 100€

Tabella 6.1: Tabella riassuntiva delle prestazioni elettriche e di misura

riassunte le principali caratteristiche elettriche e tecniche dello strumento. Infine si può pensare a soluzioni per migliorare le prestazioni ed aumentare quindi le potenzialità di questa nuova tecnologia di misurazione. Alcune di essere possono essere:

- **Miglioramento dell'accuratezza della misura:** adottando l'algoritmo di misura nel tempo, il quale garantisce prestazioni migliori per angoli piccoli, e l'algoritmo di misura in frequenza che garantisce accuratezza di misura maggiore per angoli grandi, in maniera congiunta, è possibile migliorare la misura del minimo angolo misurabile, corrispondente al massimo raggio di curvatura calcolabile.
- **Estensione del range di misura:** attualmente le misurazioni sono realizzate con un algoritmo con il quale si approssima la derivata seconda con una retta. Per angoli di misura superiori a quelli garantiti nel range di cui sopra la derivata non è più approssimabile con una semplice retta. Si rivela interessante quindi, come minimo, effettuare una linearizzazione a tratti o addirittura una approssimazione non lineare della derivata seconda. L'implementazione può essere effettuata per esempio con una LUT (Look-Up Table) e testato dapprima in LabVIEW per poi essere implementato su microcontroller.
- **Misura dello spostamento del bersaglio:** mettendo in vibrazione il bersaglio stesso è possibile sfruttare la ben nota teoria sulle misura interferometriche a retroiniezione di oggetti in vibrazione. Modulando la corrente di pompa è possibile poi anche misurare la distanza assoluta del bersaglio, implementando opportuni algoritmi di misura. Si può

effettuare quindi una calibrazione del range di misura per il raggio di curvatura, aggiungendo la possibilità cambiarne il valore variando la distanza del bersaglio.

- **Misura angolare sull'asse perpendicolare:** aggiungendo un attuatore piezoelettrico che possa mettere in oscillazione la lente sull'asse perpendicolare a quello attualmente in uso si riescono a misurare due angoli di inclinazione della superficie, guadagnando un grado di libertà. In totale, misurando i due angoli e la distanza del bersaglio, questo sistema sarebbe in grado di misurare 3 gradi di libertà di movimento del bersaglio: beccheggio, imbardata e distanza lungo l'asse x.
- **Controllo della polarizzazione:** per contrastare l'effetto dello SHB, è interessante valutare se sia possibile, tramite un anello di controllo o una regolazione feed-forward, regolare la corrente di polarizzazione per piccoli angoli nell'intorno dell'origine.
- **Riduzione della potenza assorbita:** nell'ottica di sviluppare uno strumento industriale il cui utilizzo sia confinato in un ambiente chiuso e non ne sia previsto lo spostamento in tempi brevi, quello della potenza dissipata non è un problema. Il microcontrollore scelto e l'amplificatore per piezo rappresentano le principali fonti di dissipazione della potenza assorbita. Per migliorare i consumi è possibile innanzitutto utilizzare attuatori piezoelettrici più piccoli e più adatti allo scopo di muovere una lente di pochi grammi di peso. Inoltre, scalando la frequenza di clock del microcontroller è sicuramente possibile ridurre la potenza dissipata da quest'ultimo, senza sacrificare in modo determinante le prestazioni di calcolo.

L'obiettivo di questo lavoro di tesi è stato quindi quello di porre le basi per lo sviluppo di una nuova tecnologia di misura del raggio di curvatura di superfici, basato sul metodo interferometrico a retroiniezione, da applicare nel mondo della fabbricazione dei chip in silicio e della misura di rugosità delle superfici. L'interesse scientifico suscitato dal nuovo approccio verso questo tipo di misura effettuata ed i buoni risultati ottenuti ha portato a sottoporre una pubblicazione al Journal of Quantum Electronics (JQE) dal titolo "Single Channel Self-Mixing Interferometer Measures Simultaneously Displacement and Tilt and Yaw Angles of a Reflective Target", che vede come autori Silvano Donati, Michele Norgia e Davide Rossi. Tale branca delle misure interferometriche è ancora in uno stadio iniziale di evoluzione e rappresenta, oggi ma anche in futuro, un interessante ambito di studio e sviluppo per il mondo delle misure ottiche di precisione.

Bibliografia

- [1] C. Degen, W. Elsaber, and I. Fischer. Transverse modes in oxide confined vcsels: Influence of pump profile, spatial hole burning, and thermal effects. *Opt. Express*, 5(3):38–47, Aug 1999.
- [2] S. Donati. Responsivity and noise of self-mixing photodetection schemes. *Quantum Electronics, IEEE Journal of*, 47(11):1428–1433, Nov 2011.
- [3] S. Donati, G. Giuliani, and S. Merlo. Laser diode feedback interferometer for measurement of displacements without ambiguity. *Quantum Electronics, IEEE Journal of*, 31(1):113–119, Jan 1995.
- [4] K. Duda. Interpolation algorithms of dft for parameters estimation of sinusoidal and damped sinusoidal signals. *Fourier Transform - Signal Processing, Dr Salih Salih (Ed.)*, 2012.
- [5] G. Giuliani, M. Norgia, S. Donati, and T. Bosch. Laser diode self-mixing technique for sensing applications. *Journal of optics. A, Pure and applied optics*, 4(6):S283–S294, 2002.
- [6] G. Giuliani, M. Norgia, S. Donati, and T. Bosch. Laser diode self-mixing technique for sensing applications. *Journal of Optics A: Pure and Applied Optics*, 4(6):S283, 2002.
- [7] R. Lang and K. Kobayashi. External optical feedback effects on semiconductor injection laser properties. *Quantum Electronics, IEEE Journal of*, 16(3):347–355, Mar 1980.
- [8] J. Law and G. Agrawal. Effects of optical feedback on static and dynamic characteristics of vertical-cavity surface-emitting lasers. *Selected Topics in Quantum Electronics, IEEE Journal of*, 3(2):353–358, Apr 1997.

- [9] A. Magnani. *Instrumentations for Dimensional Measurements Based on Self-Mixing Interferometry*. PhD thesis, Politecnico di Milano, 2013.
- [10] R. Michalzik. *VCSEL Fundamentals*, volume 166. Springer Berlin Heidelberg, 2013.
- [11] S. K. Mitra and Y. Kuo. *Digital signal processing: a computer-based approach*, volume 2. McGraw-Hill New York, 2006.
- [12] M. Norgia and S. Donati. A displacement-measuring instrument utilizing self-mixing interferometry. *Instrumentation and Measurement, IEEE Transactions on*, 52(6):1765–1770, Dec 2003.
- [13] T. Numai. *Fundamentals of Semiconductor Lasers*, volume 93. Springer Japan, 2015.
- [14] E. M. Randone. *Fenomeni di retro-iniezione ottica in laser a semiconduttore e applicazioni*. PhD thesis, Università degli studi di Pavia, 2007.
- [15] T. Tambosso, R. Horng, and S. Donati. Curvature of substrates is measured by means of a self-mixing scheme. *Photonics Technology Letters, IEEE*, 26(21):2170–2172, Nov 2014.
- [16] A. Valle, J. Sarma, and K. Shore. Spatial holeburning effects on the dynamics of vertical cavity surface-emitting laser diodes. *Quantum Electronics, IEEE Journal of*, 31(8):1423–1431, Aug 1995.
- [17] Y. Zhao and J. G. McInerney. Transverse-mode control of vertical-cavity surface-emitting lasers. *Quantum Electronics, IEEE Journal of*, 32(11):1950–1958, Nov 1996.

Appendice A

Datasheet

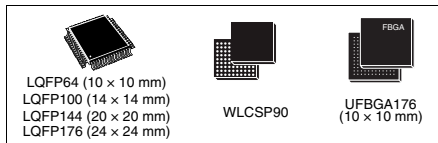
Vengono di seguito allegati i datasheet dei principali componenti elettronici utilizzati. Sono presenti i laser provati, gli amplificatori operazionali utilizzati ed il microcontrollore scelto.



STM32F405xx STM32F407xx

ARM Cortex-M4 32b MCU+FPU, 210DMIPS, up to 1MB Flash/192+4KB RAM, USB OTG HS/FS, Ethernet, 17 TIMs, 3 ADCs, 15 comm. interfaces & camera

Datasheet - production data



Features

- Core: ARM 32-bit Cortex™-M4 CPU with FPU, Adaptive real-time accelerator (ART Accelerator™) allowing 0-wait state execution from Flash memory, frequency up to 168 MHz, memory protection unit, 210 DMIPS/1.25 DMIPS/MHz (Dhrystone 2.1), and DSP instructions
- Memories
 - Up to 1 Mbyte of Flash memory
 - Up to 192+4 Kbytes of SRAM including 64-Kbyte of CCM (core coupled memory) data RAM
 - Flexible static memory controller supporting Compact Flash, SRAM, PSRAM, NOR and NAND memories
- LCD parallel interface, 8080/6800 modes
- Clock, reset and supply management
 - 1.8 V to 3.6 V application supply and I/Os
 - POR, PDR, PVD and BOR
 - 4-to-26 MHz crystal oscillator
 - Internal 16 MHz factory-trimmed RC (1% accuracy)
 - 32 kHz oscillator for RTC with calibration
 - Internal 32 kHz RC with calibration
- Low power
 - Sleep, Stop and Standby modes
 - V_{BAT} supply for RTC, 20×32 bit backup registers + optional 4 KB backup SRAM
- 3×12-bit, 2.4 MSPS A/D converters: up to 24 channels and 7.2 MSPS in triple interleaved mode
- 2×12-bit D/A converters
- General-purpose DMA: 16-stream DMA controller with FIFOs and burst support
- Up to 17 timers: up to twelve 16-bit and two 32-bit timers up to 168 MHz, each with up to 4

IC/OC/PWM or pulse counter and quadrature (incremental) encoder input

- Debug mode
 - Serial wire debug (SWD) & JTAG interfaces
 - Cortex-M4 Embedded Trace Macrocell™
- Up to 140 I/O ports with interrupt capability
 - Up to 136 fast I/Os up to 84 MHz
 - Up to 138 5 V-tolerant I/Os
- Up to 15 communication interfaces
 - Up to 3 × I²C interfaces (SMBus/PMBus)
 - Up to 4 USARTs/2 UARTs (10.5 Mbit/s, ISO 7816 interface, LIN, IrDA, modem control)
 - Up to 3 SPIs (42 Mbit/s), 2 with muxed full-duplex I²S to achieve audio class accuracy via internal audio PLL or external clock
 - 2 × CAN interfaces (2.0B Active)
 - SDIO interface
- Advanced connectivity
 - USB 2.0 full-speed device/host/OTG controller with on-chip PHY
 - USB 2.0 high-speed/full-speed device/host/OTG controller with dedicated DMA, on-chip full-speed PHY and ULPI
 - 10/100 Ethernet MAC with dedicated DMA: supports IEEE 1588v2 hardware, MII/RMII
- 8- to 14-bit parallel camera interface up to 54 Mbytes/s
- True random number generator
- CRC calculation unit
- 96-bit unique ID
- RTC: subsecond accuracy, hardware calendar

Table 1. Device summary

Reference	Part number
STM32F405xx	STM32F405RG, STM32F405VG, STM32F405ZG, STM32F405OG, STM32F405OE
STM32F407xx	STM32F407VG, STM32F407IG, STM32F407ZG, STM32F407VE, STM32F407ZE, STM32F407IE



MCP6021/1R/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: $\pm 500 \mu\text{V}$ (max.)
 - Extended Temperature: $\pm 250 \mu\text{V}$ (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 $+85^\circ\text{C}$
 - Extended: -40°C to $+125^\circ\text{C}$

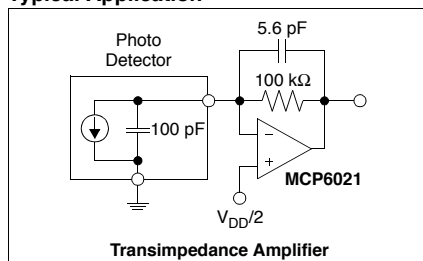
Typical Applications

- 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)

Typical Application



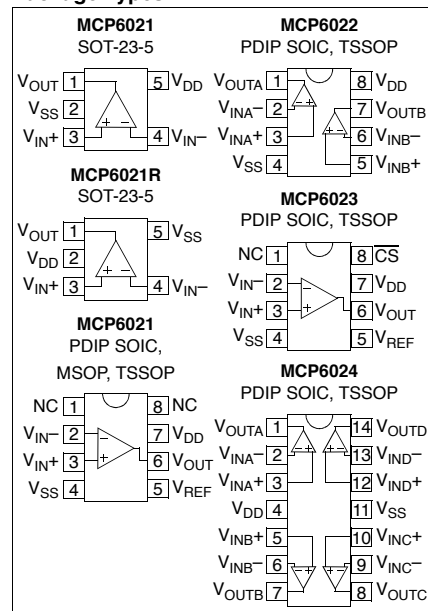
Description

The MCP6021, MCP6021R, 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). The MCP6023 also offers a Chip Select pin (CS) that gives power savings when the part is not in use.

The single MCP6021 and MCP6021R are available in SOT-23-5. The single MCP6021, single MCP6023 and dual MCP6022 are available in 8-lead PDIP, SOIC and TSSOP. The Extended Temperature single MCP6021 is available in 8-lead MSOP. The quad MCP6024 is offered in 14-lead PDIP, SOIC and TSSOP packages.

The MCP6021/1R/2/3/4 family is available in Industrial and Extended temperature ranges. It has a power supply range of 2.5V to 5.5V.

Package Types



ML1210 series

1310 nm DFB laser in a 5.6 mm TO-can

Overview

Modulight's 1310 nm DFB TO-can series are high-performance Distributed Feedback (DFB) laser diodes in 5.6 mm TO-cans. The lasers emit at 1310 nm wavelength. Laser diode emission wavelength is controlled by an internal grating. The can package includes high-quality InGaAs monitor photodiode for feedback loop.

1310 nm DFB TO-can series have been designed for digital optical communication networks with up to 4 Gb/s modulation speeds. Product is available with flat window cap or a specially designed low-profile aspheric lens cap for higher fiber coupling efficiency with only 4.05 mm height.



Applications

Communications

Digital optical communications

Electro-optical Characteristics

Parameter	Symbol	Min.	Typical	Max.	Unit	Conditions
Rated optical power ²	P_R	7	-	-	mW	0-85°C
Threshold current ³	I_{TH}	-	15	25	mA	25°C
	I_{TH}	-	25	45	mA	85°C
Operating current	I_{OP}	-	32	45	mA	25°C, $P_{op} = 5$ mW
	I_{OP}	-	42	70	mA	85°C, $P_{op} = 5$ mW
Operating voltage	V_{OP}	-	1.15	1.4	V	0-85°C, $P_{op} = 5$ mW
Serial resistance ⁴	R_S	-	6	-	Ω	25°C, $P_{op} = 5$ mW
Slope efficiency ⁴	η	0.20	0.33	-	W/A	25°C, $P_{op} = 5$ mW
	η_l	-	0.28	-	W/A	85°C, $P_{op} = 5$ mW
Central wavelength	λ_C	1287	1310	1327	nm	25°C, $P_{op} = 5$ mW
	λ_C	1280	-	1335	nm	0-85°C, $P_{op} = 5$ mW
Spectral width ⁵	$\Delta\lambda$	-	0.07	0.2	nm	25°C, $P_{op} = 5$ mW
Side Mode Suppression Ratio ⁶	SMSR	30	43	-	dB	0-85°C, $P_{op} = 5$ mW
Temperature shift of wavelength	$\partial\lambda/\partial T$	-	0.09	-	nm/K	0-85°C, $P_{op} = 5$ mW
Perpendicular beam divergence angle (FWHM) ⁷	θ_{\perp}	-	35	-	deg	25°C, $P_{op} = 5$ mW
Parallel beam divergence angle (FWHM) ⁷	θ_{\parallel}	-	27	-	deg	25°C, $P_{op} = 5$ mW

PH85-F1P1S2**850nm High power VCSEL TO-46 Can Package****Features**

- : **10mW** High power VCSEL
- : 1Gbps data rates
- : 850nm wavelength range
- : Back monitor Photo diode
- : Flat window Type TO-46 Can Package
- : Other configurations available on request

Applications

- : High speed Data Communications
- : Gigabit Ethernet
- : Fiber Channel
- : Free Space Optics
- : Sensor

Description**Absolute Maximum Ratings**

Parameter	Rating
Storage Temperature	-40 to 100 °C
Operating Temperature	0 to 70 °C
Lead Solder Temperature	260 °C, 10 sec
Continuous Forward Current	30mA
Continuous Reverse Voltage	5V (@10μA)

PS85-F1P0N**850nm Single mode VCSEL TO-46 Can Package****Features**

- : 850nm wavelength range
- : High data rate > 2.5Gbps
- : Single mode
- : Symmetric emission profile
- : Flat window type TO-46 Can package
- : Other configurations available on request

Applications

- : High speed Data Communications
- : Gigabit Ethernet
- : Fiber Channel

Description**Absolute Maximum Ratings**

Parameter	Rating
Storage Temperature	-40 to 100 °C
Operating Temperature	0 to 70 °C
Lead Solder Temperature	260 °C, 10 sec
Continuous Forward Current	8mA
Continuous Reverse Voltage	5V (@10μA)

Vertical Cavity Surface Emitting Laser in TO-46 Package



OPV310, OPV310Y

Technical Data

Features

- 850nm VCSEL Technology
- Data rates up to 2.5 Gbps
- High thermal stability
- Low drive current/high output density
- Narrow and concentric beam angle
- Recommended for multimode fiber applications
- TO-46 package with flat lens
- Burned in for communication level reliability
- Monitor photodiode



Description

The OPV310 is a high performance 850nm VCSEL packaged for high speed communication links. OPV310 combines all the performance advantages of a VCSEL with the addition of a power monitor diode for precise control of optical power.

The OPV310Y is identical electrically and optically and differs only in pin out. Refer to mechanical drawings for details.

This product's combination of features including high speed, high output power and concentric beam makes it an ideal transmitter for integration into all types of data communications equipment.

Applications include:

- ◆ Fibre Channel
- ◆ Gigabit Ethernet
- ◆ ATM
- ◆ VSR
- ◆ Intra-system links
- ◆ Optical backplane interconnects.

Absolute Maximum Ratings ($T_A = 25^\circ\text{C}$ unless otherwise noted)

Storage Temperature	-40° C to +100° C
Operating Temperature	0° C to +70° C
Soldering Lead Temperature	260° C for 10 Seconds
Maximum Forward Peak Current	20 mA
Maximum Reverse Voltage	10 V
Max. Continuous Optical Power at 70°C	1.1 mW



Additional laser safety information can be found on the Optek website. See application #221. Classification is not marked on the device due to space limitations. See package outline for centerline of optical radiance. Operating devices beyond maximum rating may cause devices to exceed rated classification