Seconda Università degli Studi di Napoli

Facoltà di Ingegneria
Corso di Laurea Specialistica in Ingegneria Elettronica

Tesi

Progetto di una Linea di Ritardo Ottica per Segnali a RF per la Simulazione di Target Radar

Candidato:
Daniele Gheremedin
Matricola 838/113

Relatore:
Chiar.mo prof. Luigi Zeni

Correlatore:
Ing. Gianfranco Palmese

Anno Accademico 2011-2012

Ad Anna e ai miei genitori

Sommario

L'attività di tirocinio che ha portato alla stesura di questa tesi si è tenuta presso il consorzio di ricerca CO.RI.S.T.A. che si occupa della progettazione, lo sviluppo prototipale e l'applicazione di avanzati sensori per il telerilevamento, a microonde ed elettroottici, che possono essere montati su piattaforme terrestri, aeree e spaziali (palloni, aerei, elicotteri e satelliti).

Il consorzio ha richiesto la realizzazione di una linea di ritardo ottica che permettesse di ritardare il segnale a RF trasmesso da un radar per simulare echi radar (target), in modo da eseguire a ciclo chiuso, end-to-end, il cosiddetto range test, test per la determinazione della distanza di un oggetto nello spazio.

Tra gli obiettivi del progetto

- studio analitico,
- realizzazione,
- studio numerico.

Segue un breve sommario al testo.

Il radar (Cp 1). In questo capitolo viene fatta una introduzione al radar, si

parla della funzione che assolte, i possibili impieghi, il principio di funzionamento, le frequenze e il loro utilizzo nelle applicazioni radar.

Linea di ritardo per range test e cenni sulla modulazione dei diodi laser (Cp 2). Qui viene descritto lo scopo della linea di ritardo, il perchè è utile per il range test, inoltre viene fatta una panoramica sui diodi laser, sulla loro modulazione diretta d'intensità e di frequenza.

Figure di merito e analisi delle prestazioni dei collegamenti ottici a microonde (Cp 3). Descritto in questo capitolo vi sono i parametri per valutare le prestazioni dei collegamenti ottici quali, guadagno risposta in frequenza, adattamento resistivo ed a trasformatore, rumore, e distorsione.

La linea di ritardo ottica sviluppata (Cp 4). Tutta la circuiteria, lo studio analitico, e la descrizione dei dispositivi utilizzati nonchè del fotorivelatore e della fibra ottica, è illustrata in questo capitolo.

Test (Cp 5). L'ultimo capitolo racchiude lo studio numerico della linea di ritardo realizzata, i test sul guadagno, e sul ritardo per fibre di diverse lunghezze, ed inoltre conclusioni e commenti per sviluppi futuri.

Ringraziamenti

Innanzitutto, vorrei esprimere la mia gratitudine al Prof. Luigi Zeni, relatore della mia tesi, per l'aiuto e il sostegno fornitomi durante la stesura del lavoro. Desidero, inoltre, ringraziare il correlatore, Ing. Gianfranco Palmese, per la pazienza con la quale mi ha seguito nella realizzazione di questa tesi. Vorrei ricordare e ringraziare anche il personale del consorzio CO.RI.S.T.A. Ringrazio con affetto la mia famiglia che mi ha sostenuto durante gli anni all'università. Infine ho desiderio di ringraziare la mia ragazza, i miei amici e i miei colleghi.

Indice

1 Il radar **1**

1.1 Introduzione . . . 1
1.2 Principio di funzionamento del radar . . . 4
1.3 L'equazione radar . . . 9
1.4 Le frequenze del radar . . . 13
1.5 Il chirp . . . 15
Riferimenti bibliografici . . . 18

2 Linea di ritardo per range test e cenni sulla modulazione dei diodi laser **19**

2.1 Introduzione . . . 19
2.2 Caratteristiche della linea di ritardo . . . 20
2.3 Modulazione analogica dei laser a semiconduttore . . . 24
2.4 Fondamenti di diodi laser . . . 24
2.4.1 Guadagno, perdite, e tasso di ricombinazione . . . 24
2.4.2 Strutture laser di base . . . 28
2.4.3 Corrente di soglia ed efficienza di inclinazione . . . 32
2.5 Analisi equazione di bilancio . . . 35
2.5.1 Equazioni di bilancio monomodali . . . 35
2.5.2 Analisi a piccolo segnale . . . 39
2.5.3 Circuito equivalente ed elementi parassiti . . . 41
2.6 Modulazione di intensità . . . 43
2.6.1 Caratteristiche della risposta fondamentale . . . 43
2.6.2 Intensità di rumore . . . 46
2.6.3 Distorsione armonica e di intermodulazione . . . 49
2.6.4 Dynamic range . . . 54
2.7 Modulazione di frequenza . . . 57
2.7.1 Caratteristiche della modulazione . . . 57
2.7.2 Rumore di frequenza e larghezza di riga . . . 59
Riferimenti bibliografici . . . 60

3 Figure di merito e analisi delle prestazioni dei collegamenti ottici a microonde **61**
3.1 Introduzione . . . 61
3.2 Guadagno e risposta in frequenza . . . 65
3.2.1 La $p^2_{m,o}/p_s$ dei collegamenti con laser modulati direttamente . . . 69
3.2.2 La $p_l/p^2_{d,o}$ del fotorivelatore . . . 75
3.2.3 Commenti generali sul guadagno del collegamento . . . 78
3.3 Figura di rumore . . . 79
3.3.1 Sorgenti di rumore e loro modelli . . . 81
3.3.2 Analisi della figura di rumore dei collegamenti . . . 86
3.4 Distorsione nei collegamenti a RF . . . 90
3.4.1 Una illustrazione grafica dell'SFDR . . . 96
3.4.2 Una rappresentazione grafica alternativa del free DR dalla distorsione di n-esimo ordine . . . 100
Riferimenti bibliografici . . . 102

4 La linea di ritardo ottica sviluppata **103**
4.1 Introduzione . . . 103
4.2 La linea di ritardo ottica a livello di sistema . . . 104
4.3 Trasmettitore . . . 105
4.3.1 L'adattamento . . . 106
4.3.2 Il modulo laser . . . 108
4.3.3 Il controllo . . . 111
4.3.4 I riferimenti di tensione . . . 121
4.4 Il ricevitore . . . 122
4.5 Fibra ottica utilizzata . . . 126
Riferimenti bibliografici . . . 127

5 Test **129**
5.1 Introduzione . . . 129
5.2 Test guadagno e ritardo - Laser, Fotodiodo - . . . 130
5.3 Test guadagno e ritardo - Laser, Fibra di 3 km, Fotodiodo - . . . 132
5.4 Test guadagno e ritardo - 3 km di fibra - . . . 133
5.5 Test guadagno e ritardo - 1.2 e 0.6 km di fibra - . . . 134
5.6 Conclusioni e raccomandazioni . . . 136
Riferimenti bibliografici . . . 137

1 Il radar

1.1 Introduzione

Ogni apparato utile alla localizzazione elettromagnetica di oggetti nello spazio si definisce radar (da Radio Detection And Ranging). Con il radar infatti è possibile rivelare (detection) e misurare la distanza (range) di un oggetto nello spazio; inoltre è possibile valutare la variazione della distanza nel tempo ed anche gli angoli corrispondenti. Esso opera trasmettendo un particolare tipo di forma d'onda, per esempio un'onda sinusoidale modulata impulsivamente, e rivela la natura del segnale d'eco.

Il radar è usato per estendere la capacità dei sensi dell'uomo, specialmente la vista, nell'osservazione del suo ambiente. Il suo valore non risiede nell'essere un sostituto dell'occhio, ma nel fare ciò che l'occhio non può fare. Il radar non può risolvere i dettagli come l'occhio, ne esso è ancora capace di riconoscere il colore di oggetti fino al grado di sottigliezza di cui l'occhio è capace. Tuttavia esso può essere progettato per vedere in quelle condizioni impossibili per un normale occhio umano, come l'oscurità, la nebbia, il fumo, la foschia, la

pioggia e la neve.

I radar sono impiegati in terra, nell'aria, sul mare e nello spazio. I radar piazzati a terra sono stati impiegati principalmente per la rivelazione e localizzazione di bersagli aerei o spaziali. Quelli navali di bordo possono osservare altre navi o aerei o possono essere usati come aiuto alla navigazione per la localizzazione di ostacoli. Il radar aereo lo si può usare per rivelare altri aerei, navi o veicoli terrestri, o per evitare le tempeste e per la navigazione in genere. In applicazioni spaziali sono diffusamente impiegati per l'osservazione della terra e di altri corpi del sistema solare. Ovviamente, la natura del veicolo che porta il radar e le condizioni nelle quali opera hanno un significativo effetto sulla sua progettazione. Segue ora un cenno sulle possibili applicazioni del radar in campo civile, militare e scientifico.

In campo civile. L'uso principale del radar al di fuori di quello militare è stato per la navigazione, sia marina che aerea. Il radar per il controllo del traffico aereo controlla il traffico aereo in vicinanza degli aeroporti e sulle rotte aeree. Con la nebbia, il radar viene usato con i sistemi GCA (Ground Control of Approach = Controllo di avvicinamento a terra) per guidare l'aereo ad un atterraggio sicuro. Gli aerei commerciali dispongono di radar altimetrici per determinare la loro altezza da terra e di radar meteorologici per viaggiare al di fuori di pericolose tempeste.

Sul mare, il radar è usato dalle navi, grandi e piccole, per la navigazio-

ne, specialmente col tempo cattivo e con scarsa visibilità. Il radar è stato inoltre usato per la sorveglianza a grandi distanze. Una delle più importanti applicazioni del radar è la rivelazione e l'inseguimento di perturbazioni meteorologiche, specialmente tornado e uragani.

Forse l'applicazione con la quale il lettore ha avuto più contatti è il tachimetro radar usato da molte polizie locali.

In campo militare. Un gran numero delle applicazioni civili del radar summenzionato viene impiegato anche in campo militare, specialmente la navigazione radar. Inoltre il radar è usato dai militari per la sorveglianza e per il controllo dei sistemi d'arma. I radar di sorveglianza rivelano e localizzano bersagli nemici in modo da preparare l'azione militare opportuna. Esempi di tali radar sono quelli della linea DEW (Distant Early Warning) per la rivelazione dei bersagli; i radar BMEWS (Ballistic Missile Early Warning System) per scoprire e inseguire missili balistici intercontinentali; i radar da scoperta a grossa portata del sistema SAGE, i radar da sorveglianza marina, e i radar AEW (Airborne Early Warning).

Gli esempi di radar per il controllo di sistemi d'arma includono i radar di acquisizione e i radar di inseguimento dei sistemi di difesa aerea come quelli del Nike, i radar allocati sui missili guidati, i radar AI (Airborn Interception) usati per guidare un velivolo da combattimento al bersaglio e i radar da bombardamento.

In campo scientifico. L'uso da parte degli scienziati, del radar come strumento di misura, ha enormemente aumentato le nostre conoscenze sulla meteorologia, l'aurora, le meteore, ed altri oggetti del sistema solare. Il radar può guidare i veicoli spaziali e i satelliti e può essere usato per l'esplorazione degli spazi interplanetari, sia con i radar ad apertura sintetica (S.A.R. Synthetic Aperture Radar), per realizzare una specie di fotografia della terra con risoluzione dell'ordine del metro dall'altezza di 200 o 800 Km, sia con gli altimetri per la individuazione della forma del geoide e lo stato degli oceani. In aggiunta, le tecniche ed i componenti sviluppati per il radar sono stati di buon uso in ricerche basilari come la spettroscopia a microonde, la radio astronomia e l'astronomia radar.

1.2 Principio di funzionamento del radar

Il radar è un'apparecchiatura in grado di rilevare la presenza di oggetti non cooperanti localizzati entro una certa distanza (portata radar), sfruttando la proprietà di questi ultimi di riflettere l'energia elettromagnetica generata allo scopo dal radar stesso secondo la schematizzazione di principio riportata in figura 1.1.

Tale energia viene intercettata da un oggetto riflettente che usualmente viene indicato con il nome di bersaglio (o target) e reirradiata in tutte le

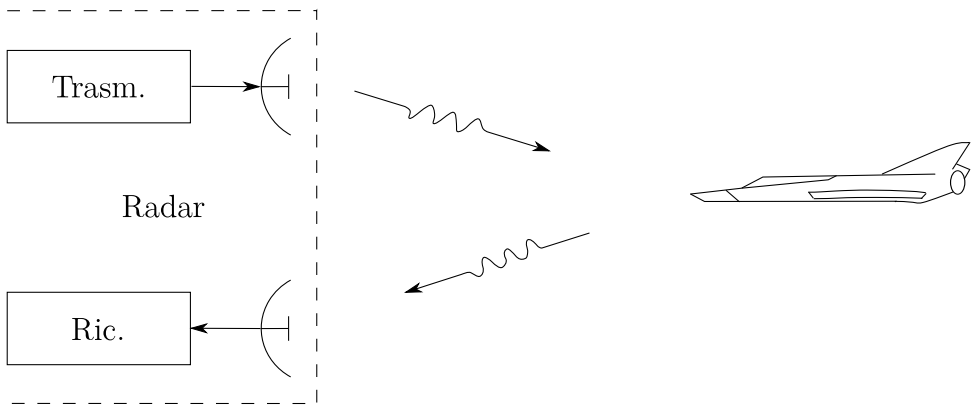


Figura 1.1: Schematizzazione di principio del radar.

direzioni. L'antenna di ricezione raccoglie una parte di quest'energia di ritorno e la invia al ricevitore che la elabora allo scopo di rivelare la presenza di un'eco e di estrarne i dati riguardanti le coordinate degli oggetti rivelati con elevata precisione, e spesso anche la misura della componente radiale della velocità di questi ultimi rispetto al punto di osservazione.

La misura di distanza, nei radar ad impulsi, viene effettuata tramite la misura del tempo necessario all'energia elettromagnetica a compiere il percorso radar-bersaglio e ritorno; a tale scopo è necessario individuare univocamente l'istante di partenza del segnale trasmesso. In realtà il segnale in trasmissione viene realizzato usualmente utilizzando un treno di impulsi rettangolari che modulano in ampiezza un'onda sinusoidale portante, come mostrato in figura 1.2 ove τ rappresenta la durata dell'impulso e T è il periodo di ripetizione.

L'energia elettromagnetica viaggia alla velocità della luce, la distanza r

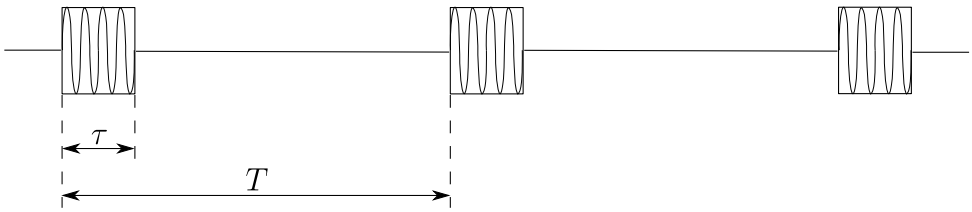


Figura 1.2: Schematizzazione della forma d'onda trasmessa.

fra l'antenna ed il bersaglio è data da

$$r = \frac{\Delta t}{2} c$$

dove Δt è il tempo che intercorre fra l'istante in cui si trasmette e quello in cui si riceve, c è la velocità della luce nel vuoto ($3 \cdot 10^8$ m/sec) ed il fattore 2 compare a causa della doppia distanza (andata e ritorno) percorsa dall'impulso.

La misura effettiva della distanza può essere ottenuta pertanto dalla misura del ritardo tra segnale trasmesso ed eco ricevuta, secondo la schematizzazione di figura 1.3 (dove sono riportati gli inviluppi dei due segnali).

Onde evitare ambiguità nella lettura della distanza occorre che l'eco sia

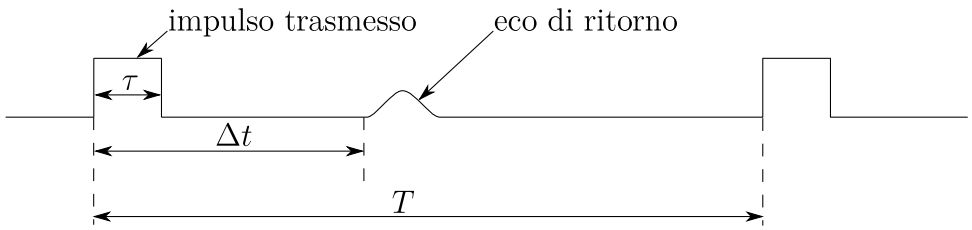


Figura 1.3: Schematizzazione della tecnica di ricezione.

ricevuta prima che venga trasmesso l'impulso successivo, pertanto è naturale chiamare "massima distanza non ambigua" la

$$r_{\text{na}} = \frac{c\,T}{2} \qquad\qquad \text{per } \tau \ll T$$

Infatti un'eco che torni dopo T (o r_{na} in termini di distanza) può essere associata all'ultimo impulso trasmesso e quindi viene normalmente individuata con il termine "eco di seconda traccia".

In altre parole individuata la massima distanza ($r_{\max}$) (o portata) alla quale ci si aspetta di rivelare i bersagli, la frequenza di ripetizione alla quale gli impulsi vanno trasmessi è usualmente determinata da

$$f_r = \text{PRF} = \frac{1}{T} = \frac{c}{2\,r_{\max}}$$

non volendo adottare tecniche particolari per risolvere la ambiguità in distanza.

La durata τ dell'impulso trasmesso definisce infine la risoluzione in distanza del radar; in effetti se il segnale trasmesso è un impulso di durata τ allora la risoluzione o discriminazione in distanza r_D è determinata da

$$r_D = \frac{c\,\tau}{2}$$

Infatti se due bersagli nello stesso fascio sono a distanza inferiore a r_D, i

due segnali in ricezione saranno sovrapposti ed i due bersagli non saranno più distinguibili. Stringendo la durata τ migliora la risoluzione in distanza, ma diminuisce la massima distanza osservabile dal radar (portata) diminuendo l'energia connessa all'impulso trasmesso. Detta energia determina infatti la portata radar secondo l'equazione classica, che verrà richiamata tra poco.

Per conoscere la posizione di un bersaglio è necessario conoscere oltre alla distanza, la direzione sotto la quale esso è visto dal radar.

L'uso di antenne altamente direttive, in grado di concentrare l'energia irradiata in un angolo solido molto limitato, fa sì che gli echi saranno ricevuti solo quando provenienti da bersagli che giacciono nella direzione lungo la quale è puntata l'antenna. Se allora l'antenna viene fatta muovere in modo da esplorare con il suo fascio l'angolo solido sotto analisi, da ogni bersaglio verrà ricevuto un'eco massima quando il fascio è puntato esattamente su di esso (figura 1.4a), un'eco più debole quando il fascio è puntato in una direzione leggermente diversa (figura 1.4b), un'eco nulla quando è infine puntata in una direzione completamente diversa (figura 1.4c).

In tal modo il rilevamento del bersaglio può essere facilmente determinato con una precisione tanto maggiore quanto più il lobo di radiazione è stretto, osservando la posizione angolare dell'antenna nel momento in cui l'eco è massima.

L'utilizzazione di un'antenna fortemente direttiva è inoltre grandemente

vantaggiosa per incrementare, a parità di condizioni, la portata radar in quanto l'energia irradiata può essere concentrata in un fascio angolare molto ristretto.

1.3 L'equazione radar

E' di interesse fondamentale nell'analisi dei sistemi radar conoscere la massima distanza a cui è possibile ottenere una rivelazione di un bersaglio una volta specificata la potenza del segnale trasmesso.

Sia P_t la potenza istantanea media (ossia mediata nel tempo di trasmissione) trasmessa dal radar, se l'antenna si comporta come una emittente omnidirezionale (l'energia irradiata è uguale in ogni direzione) allora la potenza P_t è distribuita su un fronte sferico che si propaga dal centro dell'antenna.

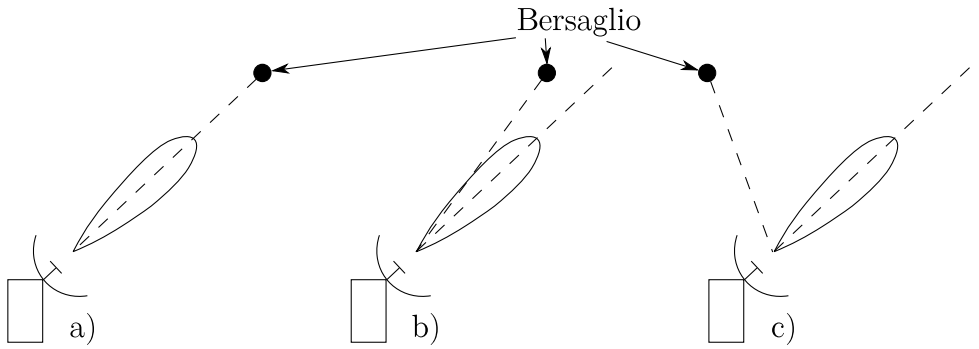


Figura 1.4: Schematizzazione della direttività dell'antenna.

Alla distanza r la densità di potenza totale irradiata isotropicamente è

$$|\underline{S}_t\,(r)| = \frac{P_t}{4\pi\,r^2}$$

Di solito però, i radar usano antenne direzionali per irradiare la maggior parte della potenza trasmessa in una direzione particolare. Si può allora introdurre il guadagno in direttività di un'antenna in trasmissione G_t come rapporto tra la potenza reale nella direzione del bersaglio e quella che si avrebbe se l'irraggiamento fosse isotropico. Pertanto la densità effettiva di potenza irradiata nella direzione del bersaglio è data da

$$|\underline{S}_t\,(r,\theta,\varphi)| = \frac{P_t\;G_t\,(\theta,\varphi)}{4\pi\,r^2}$$

dove θ e φ indicano gli angoli in azimut ed in elevazione.

Quando l'onda trasmessa investe il bersaglio, parte della sua energia viene riflessa. La potenza intercettata dal bersaglio è $|\underline{S}_t\,(r,\theta,\varphi)|\;\sigma$, dove σ è la "sezione d'urto" o "cross-section" o "area equivalente del bersaglio" e costituisce una caratteristica del bersaglio stesso. La densità di potenza riflessa dal bersaglio considerata nel luogo dove è posto il radar diviene

$$|\underline{S}_r| = \frac{P_t\;G_t\,(\theta,\varphi)\;\sigma}{\left(4\pi\,r^2\right)^2}$$

Se l'antenna ricevente del radar ha una "area efficace" A_r, la potenza totale ricevuta è

$$P_r = \frac{P_t \; G_t\left(\theta,\varphi\right) A_r\left(\theta,\varphi\right) \; \sigma}{\left(4\pi \, r^2\right)^2} \tag{1.1}$$

Dalla teoria dell'antenna la relazione tra il guadagno d'antenna e l'area efficace risulta

$$A_t\left(\theta,\varphi\right) = \frac{G_t\left(\theta,\varphi\right)\lambda^2}{4\pi} \qquad\qquad A_r\left(\theta,\varphi\right) = \frac{G_r\left(\theta,\varphi\right)\lambda^2}{4\pi}$$

dove λ è la lunghezza d'onda del radar, la (1.1) allora si scrive

$$P_r = \frac{P_t \; G_t\left(\theta,\varphi\right) G_r\left(\theta,\varphi\right) \; \lambda^2 \, \sigma}{\left(4\pi\right)^3 r^4} \tag{1.2}$$

che costituisce una prima espressione dell'equazione radar.

In realtà la (1.2) ipotizza che la propagazione avvenga in un dielettrico perfetto e che solo l'onda diretta contribuisca alla potenza in ricezione (non prevedendo cammini multipli). Volendo tener conto di questi due effetti converrà introdurre una perdita L (Loss) nell'equazione (1.2), si ha così

$$P_r = \frac{P_t \; G_t\left(\theta,\varphi\right) G_r\left(\theta,\varphi\right) \; \lambda^2 \, \sigma}{\left(4\pi\right)^3 r^4 \, L} \tag{1.3}$$

Insieme all'eco di ritorno, espressa dalla (1.3), in ricezione è presente il

rumore che può essere originato all'interno del ricevitore stesso, o può entrare dall'antenna ricevente insieme con i segnali desiderati. La potenza di rumore ricevuta è espressa dalla relazione

$$N_r = k\,T\,B \qquad \text{(rumore termico)} \tag{1.4}$$

ove k è la costante di Boltzmann ($1.38 \cdot 10^{-23}$ joule/K), T la temperatura in gradi Kelvin e B la banda del ricevitore espressa in Hertz. All'uscita del ricevitore la potenza del rumore diviene

$$N_o = A_p\,N_r\,F$$

ove A_p è il guadagno in potenza del ricevitore ed F è la cifra di rumore.

La cifra di rumore è un parametro che misura la degradazione del rapporto segnale-rumore che un circuito produce

$$F = \frac{\mathrm{SNR}_i}{\mathrm{SNR}_o} = \frac{P_i}{N_i}\frac{N_o}{P_o} = \frac{N_o}{A_p\,N_i} = 1 + \frac{N_{\mathrm{add}}}{A_p\,N_i} \tag{1.5}$$

P_i e P_o sono le potenze di ingresso e di uscita del segnale utile, N_i e N_o sono la potenza disponibile di ingresso e di uscita del rumore e N_{add} è la potenza di uscita del rumore generato internamente al circuito ($N_o = A_p\,N_i + N_{\mathrm{add}}$).

La potenza ricevuta all'ingresso del ricevitore, attraverso le (1.4) (1.5),

può essere espressa da

$$P_r = k\ T\ B\ F\ \frac{P_o}{N_o}$$

il minimo segnale rivelabile $P_{r,\,\min}$ allora è quel valore di P_r al quale corrisponde il minimo rapporto segnale-rumore in uscita necessario per la rivelazione

$$P_{r,\,\min} = k\ T\ B\ F \left(\frac{P_o}{N_o}\right)_{\min}$$

Infine la massima distanza utile o portata al di la della quale il bersaglio non può essere più rivelato è quella distanza alla quale il segnale d'eco ricevuto P_r eguaglia il minimo segnale rivelabile $P_{r,\,\min}$ che consente il minimo rapporto segnale-rumore in uscita. Quindi

$$r_{\max} = \left[\frac{P_t\ G_t\,(\theta,\varphi)\,G_r\,(\theta,\varphi)\ \lambda^2\,\sigma}{(4\pi)^3\ L\ k\ T\ B\ F\ (P_o/N_o)_{\min}}\right]^{1/4} \tag{1.6}$$

1.4 Le frequenze del radar

Le applicazioni radar interessano solo una parte dello spettro elettromagnetico, quella che va dalla banda di frequenze HF alla banda K. Frequenze superiori sono utilizzate per ora solo in via sperimentale. Di seguito vengono riportate informazioni più dettagliate sulle bande di frequenza e sul loro

utilizzo nelle applicazioni radar.

- Banda HF-High Frequency (3-30 MHz) ⇒ sorveglianza di vaste aree quali gli oceani.
- Banda VHF-Very High Frequency e UHF-Ultra High Frequency (30-300 MHz e 300-1000 MHz) ⇒ sorveglianza a distanza molto elevata per bersagli quali satelliti, spacecraft etc.
- Banda L (1-2 GHz) ⇒ sorveglianza aerea a distanza elevata (400 Km).
- Banda S (2-4 GHz) ⇒ sorveglianza a media e lunga distanza, controllo del traffico aereo, meteo.
- Banda C (4-8 GHz) ⇒ intercettazioni a media e breve distanza, inseguimento, meteo.
- Banda X (8-12.5 GHz) ⇒ intercettazioni a breve distanza, guida missili, mappaggio, radar marittimi, intercettazione di velivoli.
- Banda K_u, K e K_a (12.5-40 GHz) ⇒ mappaggio ad alta risoluzione, altezza dei satelliti, sorveglianza aeroportuale.
- Onde millimetriche (>40 GHz) ⇒ sperimentazione.

1.5 Il chirp

Il problema base di un sistema radar è, come si è detto, il riconoscimento o rivelazione di un bersaglio e la misura o stima del suo tempo di ritardo τ_r (o distanza radar r).

Nel calcolo della portata radar (1.6) è ben noto come la rivelazione dipenda unicamente dal contenuto energetico del segnale, relativo al livello di rumore e non dalla forma d'onda del segnale trasmesso, dal fatto che l'energia sia ripartita su più impulsi o dalla la frequenza di ripetizione. Tali parametri invece assumono particolare importanza nella stima di τ_r.

Come abbiamo visto poco fa la risoluzione in distanza per un segnale trasmesso di tipo impulsivo non modulato con frequenza portante costante è determinata dalla durata di detto impulso

$$r_D = \frac{c\,\tau}{2} \tag{1.7}$$

Stringendo l'impulso (τ) migliora la risoluzione in distanza, ma diminuisce la portata o massima distanza a cui il bersaglio è rivelabile, infatti diminuisce l'energia irradiata.

Per ovviare a questa limitazione si ricorre a tecniche di compressione dell'impulso le quale permettono l'uso di forme d'onda di lunga durata ed

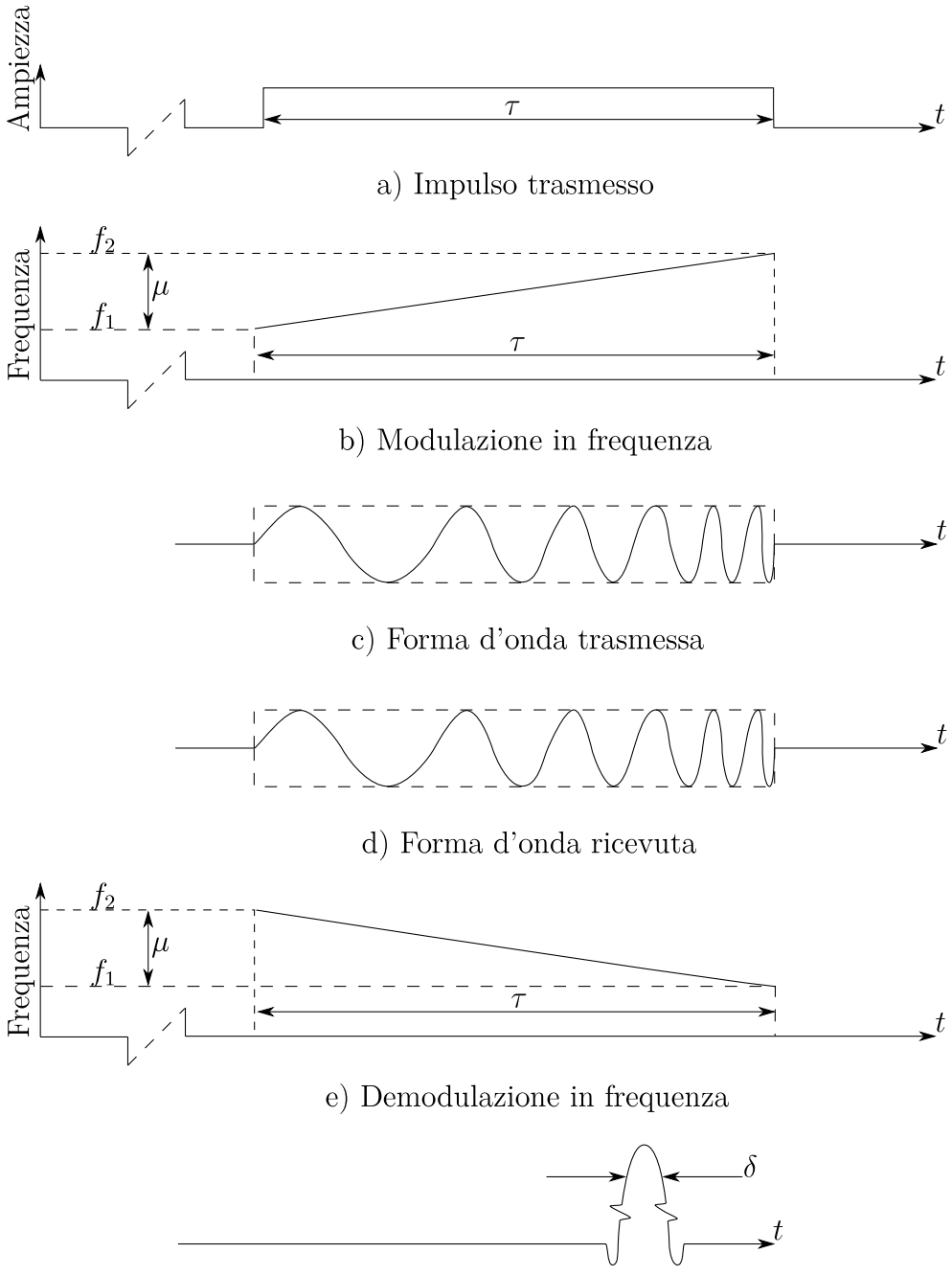
allo stesso tempo forniscono alcuni vantaggi di una forma d'onda di breve durata. Il metodo più comune è usualmente identificato con il nome di "chirp". La frequenza portante di ogni impulso è aumentata di un tasso costante per tutta la sua durata come mostrato nella figura 1.5, qui μ è la deviazione di frequenza e τ è la larghezza dell'impulso non compresso. Le basse frequenze sono trasmesse prima in modo da arrivare prima alla ricevente. Un filtro è utilizzato nella ricevente che introduce un ritardo di frequenza dipendente dal tempo che diminuisce dello stesso tasso a cui la frequenza dell'eco ricevuta aumenta. Come conseguenza del ritardo temporale, l'impulso emerge dal filtro con un'ampiezza molto più grande e una più breve larghezza.

Ipotizzata una frequenza di campionamento $f_c = 1/T_c$, supposto intero $M = \tau/T_c$ e $f_c = \mu$ allora il prodotto tempo-banda diviene

$$\mu\,\tau = \mu\,M\,T_c = \mu\,M\,\frac{1}{f_c} = M$$

e dato che la larghezza dell'impulso compresso è espressa da

$$\delta = \frac{\tau}{\mu\,\tau} = \frac{\tau}{M}$$



a) Impulso trasmesso

b) Modulazione in frequenza

c) Forma d'onda trasmessa

d) Forma d'onda ricevuta

e) Demodulazione in frequenza

f) Impulso compresso

Figura 1.5: Processo qualitativo di funzionamento di un elaboratore su un segnale chirp.

ne segue una risoluzione in distanza

$$r_D = \frac{c\,\delta}{2} = \frac{c\,\tau}{2\,M}$$

la quale è sicuramente un valore più piccolo della (1.7).

Riferimenti bibliografici

[1] G. Picardi. *Elaborazione del segnale radar. Metodologie ed applicazioni.* Franco Angeli, 1988.

[2] M. I. Skolnik. *Introduzione ai sistemi radar.* Edizioni Bizzarri, 1972.

2 Linea di ritardo per range test e cenni sulla modulazione dei diodi laser

2.1 Introduzione

Attualmente i radar sperimentali di cui ci occupiamo implementano una modalità autocheck per la valutazione del funzionamento e la calibrazione del sistema. Inoltre, il radar non ha un target di test che permette di eseguire il test a ciclo chiuso del sistema completo. Di conseguenza, l'antenna del radar e il trasmettitore sono solo parzialmente testati ed il segnale radar non è mai elaborato completamente in modalità test.

L'adozione di un target di test del radar faciliterebbe molto questi aspetti. Con i progressi nella tecnologia della fibra ottica, è possibile costruire, a basso costo, di piccole dimensioni e peso, una linea di ritardo che fornisce una replica ritardata del segnale radar trasmesso prendendo l'energia del radar trasmessa, ritardandola nella fibra, e poi rimettendola nel radar producendo un'eco calibrata ad un range radar predeterminato. La linea di ritardo potrà

quindi essere installata nel radar per permettere al sistema di eseguire un test a ciclo chiuso, end-to-end.

2.2 Caratteristiche della linea di ritardo

Il sistema radar con la sua relativa linea di ritardo è mostrato in figura 2.1. Nel normale funzionamento il sistema radar rivela target fermi e in movimento. Si vorrebbero dunque, simulare le condizioni di test anche a bordo dell'aereo o nave. Attualmente, solo radar di terra possono usare target di test fermi, i quali devono essere collocati a molte miglia dal radar per ottenere il ritardo sufficiente. I radar aerei e navali possono usare tipi simili di target solo durante il test di fabbrica o sotto condizioni di test di laboratorio. Una volta nell'aereo o a bordo della nave, questo diventa impossibile.

La soluzione al problema è avere una linea di ritardo, abbastanza piccola

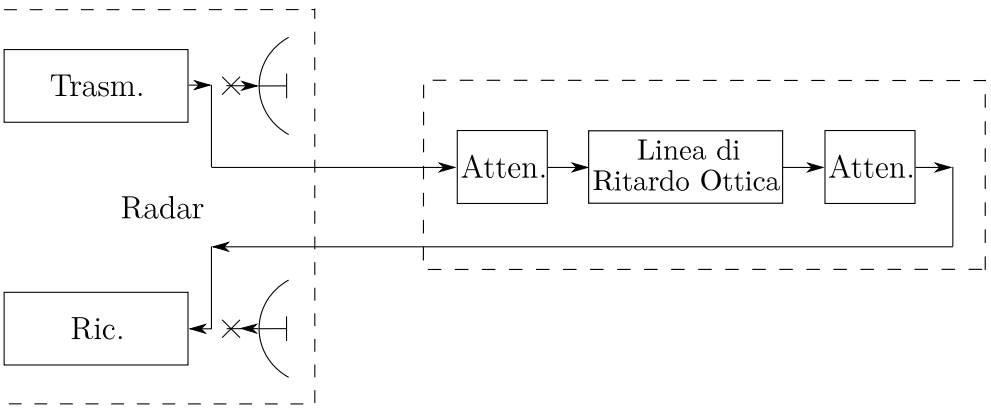


Figura 2.1: Sistema radar con linea di ritardo.

da essere collocata dentro il radar. In questo modo, il target simulato può essere creato per qualsiasi tipo di radar. Questo può essere fatto usando la tecnologia della fibra ottica, si crea il ritardo del segnale simulando un target del radar funzionante (vedi figura 2.1). Per fare questo, le antenne trasmittente e ricevente del radar vengono disconnesse. Il segnale radar è inviato all'attenuatore ed è poi passato attraverso la linea di ritardo in fibra ottica la quale crea il ritardo del segnale. Il segnale è attenuato ancora ed inviato al ricevitore radar. Il segnale quindi appare al radar come un target ad una ben prefissata distanza.

L'uso di elementi in fibra ottica ha molti vantaggi. I più ovvi sono la sua piccola dimensione e peso. Gli altri vantaggi includono attenuazione bassa nella fibra, grande larghezza di banda del segnale, immunità ad interferenze elettriche, mancanza di segnali elettrici o emissione e ritardo di tempo preciso anche con forti fluttuazioni di temperatura. La perdita di segnale nelle fibre ottiche è molto bassa rispetto alle guide d'onda o ai cavi coassiali. Le sole perdite di segnale significative si verificano nei punti del trasmettitore e del ricevitore, e là dove questi può essere ridotto dagli attenuatori.

La linea di ritardo è fondamentalmente un collegamento ottico costituito da un laser, una fibra ottica e un fotorivelatore (vedi figura 2.2). La caratteristica del segnale del laser è mostrata in figura 2.3. La corrente di bias è accuratamente selezionata per cadere al centro della regione lineare della

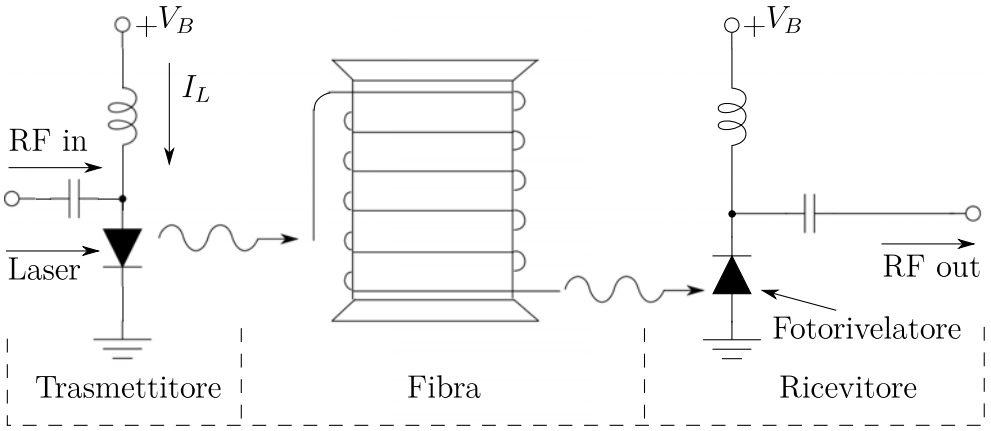


Figura 2.2: Modulazione diretta del collegamento ottico.

curva in modo da minimizzare le distorsioni. Il laser è direttamente modulato dal segnale a RF e produce un segnale di luce che trasporta l'informazione a RF con essa. La lunghezza della fibra l stabilisce il range del target. La velocità della luce attraverso la fibra è c/n ove c è la velocità della luce nel vuoto e n è il fattore di rifrazione della fibra. Tipici valori per n sono tra 1.4 e 1.6. Il ritardo del segnale attraverso la fibra corrisponde a $\Delta t = l\,n/c$ e quindi a $r = (\Delta t/2)\,c = l\,n/2$ di range target.

L'antenna del radar emette segnali a RF impulsati. La PRF varia, a seconda della modalità del radar di funzionamento. La linea di ritardo riceve l'energia e la reimmette nel radar. Gli attenuatori d'ingresso e d'uscita sono necessari per limitare il segnale in ingresso al laser e all'amplificatore a basso rumore del ricevitore. Il segnale a RF in uscita dall'attenuatore viene sommato con la corrente di bias. Quindi il laser è modulato e produce energia luminosa, la quale trasporta l'informazione a RF. La luce passa attraverso la fibra ed

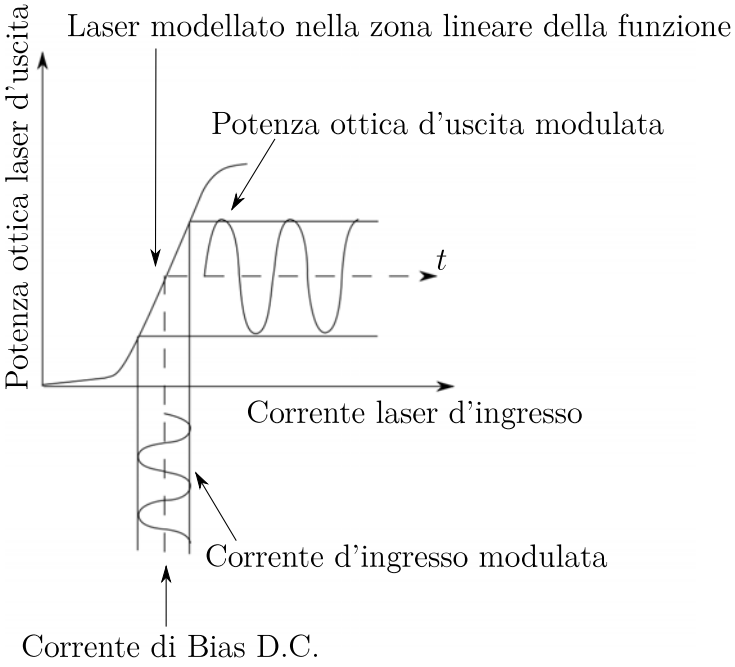


Figura 2.3: Conversione da RF a potenza ottica.

emerge all'altra estremità dopo il ritardo di x secondi. La luce è rivelata dal fotodiodo che produce un segnale a RF all'uscita. Dopo l'attenuazione, il segnale a RF è inviato all' LNA del ricevitore. Quest'ultima attenuazione serve in quanto il ricevitore è limitato al funzionamento con piccoli segnali che normalmente vengono riflessi dal target e captati dall'antenna. Il segnale è processato quindi dal radar che può fornire il range del target. Per evitare la corrente di drift, infine, e mantenere il funzionamento stabile, il laser richiede il controllo della temperatura. Un controllo ad anello chiuso è anche richiesto per minimizzare i disallineamenti tra laser/fotodiodo e fibra a causa delle variazioni di temperatura.

2.3 Modulazione analogica dei laser a semiconduttore

Il laser è uno dei più importanti elementi in collegamenti in fibra ottica poichè genera l'onda ottica coerente che trasporta il segnale. Tipiche lunghezze d'onda laser sono 1.3 μm e 1.55 μm che corrispondono alla minima dispersione ed assorbimento, rispettivamente, delle fibre in silice. La frequenza laser è circa 200 THz e il segnale a RF (10 kHz-300 MHz) o a microonde (300 MHz-300 GHz) può essere modulato sul fascio laser direttamente o esternamente. Ora ci focalizzeremo sulla modulazione diretta. I requisiti prestazionali del laser includono alta efficienza di inclinazione per ottenere un alto guadagno del collegamento, basso rumore laser per mantenere bassa la figura di rumore del collegamento, e bassa distorsione per raggiungere un grande spurious free dynamic range (SFDR).

2.4 Fondamenti di diodi laser

2.4.1 Guadagno, perdite, e tasso di ricombinazione

Viaggiando attraverso un semiconduttore, un singolo fotone è capace di generare un identico secondo fotone stimolando la ricombinazione di una coppia elettrone-lacuna. Questo processo è chiamato ricombinazione stimolata o emissione stimolata ed è la chiave del meccanismo fisico del laser. Il

secondo fotone esibisce la stessa lunghezza d'onda e la stessa fase del primo fotone, raddoppiando l'ampiezza della loro onda monocromatica. Susseguenti ripetizioni di questo processo portano ad una forte amplificazione di luce. Comunque, il processo concorrente è l'assorbimento di fotoni con generazione di nuove coppie elettrone-lacuna. L'emissione stimolata prevale quando molti più elettroni sono presenti nel più alto livello di energia (banda di conduzione) rispetto al livello di energia più basso (banda di valenza). Questa situazione è chiamata inversione. Nei laser a semiconduttore, l'inversione può essere ottenuta nella giunzione p-n fornendo elettroni della banda di conduzione dal lato drogato-n e lacune della banda di valenza dal lato drogato-p. L'energia del fotone è data dal bandgap il quale dipende dal materiale semiconduttore. La corrente continua iniettata nel dispositivo porta ad una continua emissione stimolata di fotoni, ma solo se abbastanza fotoni sono costantemente presenti nel dispositivo in modo da innescare questo processo. Quindi, solo ad una parte di tutti i fotoni può essere permesso di lasciare il diodo laser come fascio laser, il resto deve rimanere dentro il diodo per generare nuovi fotoni. Questa retroazione ottica e confinamento di fotoni in un risonatore ottico è il secondo requisito base del laser.

Il tasso degli eventi di ricombinazione stimolata $R_{\mathrm{st}} = v_g\, g\, S$ è calcolato dalla densità dei fotoni S, dal guadagno ottico g, e dalla velocità di gruppo dei fotoni v_g ($\sim 10^{10}\,\mathrm{cm/s}$). Il parametro del materiale g dipende dalla densità

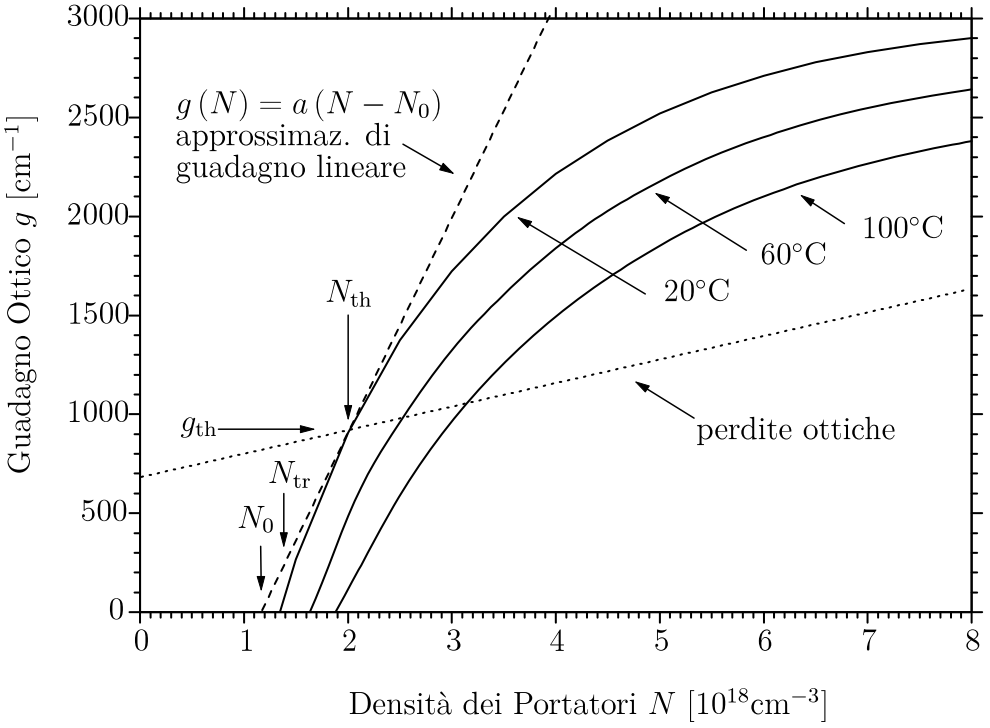


Figura 2.4: Picco del guadagno ottico vs. densità dei portatori per uno strato attivo InGaAsP a quantum well (1.5 µm) a differenti temperature (linea continua). La soglia laser è data dall'intersezione con le perdite ottiche (linea punteggiata). L'approssimazione di guadagno lineare (linea tratteggiata), il suo parametro N_0, la densità di trasparenza $N_{\rm tr}$, la densità di soglia $N_{\rm th}$, e il guadagno di soglia $g_{\rm th}$ sono indicati a $T = 20\,^{\circ}$C.

N delle coppie elettrone-lacune, dalla temperatura T, dalla lunghezza d'onda λ, e dalla densità dei fotoni. La funzione guadagno $g(N, T, \lambda, S)$ è il cuore della fisica del laser. Curve tipiche di $g(N)$ sono mostrate in figura 2.4 a differenti temperature. Un guadagno netto positivo si verifica al di sopra della densità di trasparenza $N_{\rm tr}$ (inversione). Il guadagno differenziale dg/dN è un parametro chiave per la modulazione analogica dei diodi laser ed alti valori di dg/dN sono desiderabili. Il guadagno differenziale diminuisce per più alte

densità di carica. Questo può essere descritto con la funzione logaritmica (2.1). La curva di guadagno a temperatura ambiente $g(N)$ in figura 2.4 è riprodotta con $g_0 = 1246\,\mathrm{cm}^{-1}$, $N_{\mathrm{tr}} = 1.38{\cdot}10^{18}\,\mathrm{cm}^{-3}$, e $N_s = -0.83{\cdot}10^{18}\,\mathrm{cm}^{-3}$. L'approssimazione di guadagno lineare $g = a\,(N - N_0)$ è comunemente usata per l'analisi a piccoli segnali. Comunque, il guadagno ottico si riduce per più alte densità dei fotoni le quali portano a una riduzione delle coppie elettrone-lacuna. Questo assorbimento di luce da parte delle lacune spettrali nella distribuzione di energia dei portatori restringe ulteriormente la ricombinazione stimolata. La lacuna spettrale è riempita con elettroni da differenti livelli di energia su scala temporale del tempo di rilassamento intra-banda (∼1 ps). Questo effetto è di solito considerato introducendo il fattore di compressione del guadagno ε ($\sim 10^{-17}\,\mathrm{cm}^{-3}$) dentro la funzione guadagno

$$g\,(N, S) = \frac{g_0}{1 + \varepsilon\, S} \ln\left[\frac{N + N_s}{N_{\mathrm{tr}} - N_s}\right] \tag{2.1}$$

I fotoni sono anche generati attraverso la ricombinazione spontanea di elettrone-lacuna, senza correlazione con altri fotoni. Il tasso di emissione spontanea può essere scritto come $R_{\mathrm{sp}} = B\,N^2$ usando il parametro di ricombinazione spontanea B ($\sim 10^{-10}\,\mathrm{cm}^3\,\mathrm{s}^{-1}$). Tali fotoni sono necessari per innescare l'azione laser inizialmente ma molti fotoni emessi spontaneamente non contribuiscono al fascio laser. Dal punto di vista dell'efficienza quantica,

ogni elettrone iniettato che non genera un fotone stimolato costituisce una perdita. Altre perdite dei portatori sono causate dalla ricombinazione non radiativa e dalla dispersione dei portatori. La ricombinazione non radiativa può essere innescata mediante i difetti del reticolo cristallino (ricombinazione Shockley-Read-Hall, tasso $R_{\mathrm{SRH}} = A\,N$, $A \sim 10^{8}\,\mathrm{s}^{-1}$), con l'energia persa degli elettroni che è trasferita in calore del reticolo (fononi). Essa può anche essere causata mediante ricombinazione Auger (tasso $R_{\mathrm{Aug}} = C\,N^{3}$, $C \sim 10^{-28}\,\mathrm{cm}^{6}\,\mathrm{s}^{-1}$) la quale trasferisce l'energia persa ad un altro elettrone o lacuna. La dispersione include tutti i processi che impediscono ai portatori di ricombinarsi nella giunzione p-n.

I fotoni stimolati, persi dalla cavità del laser per emissione (perdita degli specchi α_m) o per assorbimento interno e diffusione (perdite interne α_i) danno il tasso il di perdita modale dei fotoni $v_g\,S\,(\alpha_i + \alpha_m)$. Poichè il guadagno ottico necessita di bilanciare queste perdite ottiche modali, l'azione laser non inizia al livello di trasparenza dei portatori iniettati, ma ad una densità dei portatori di soglia leggermente più alta N_{th} (figura 2.4).

2.4.2 Strutture laser di base

I moderni diodi laser usano una struttura a sandwich di differenti materiali semiconduttori per formare una giunzione p-n. La parte centrale di questa

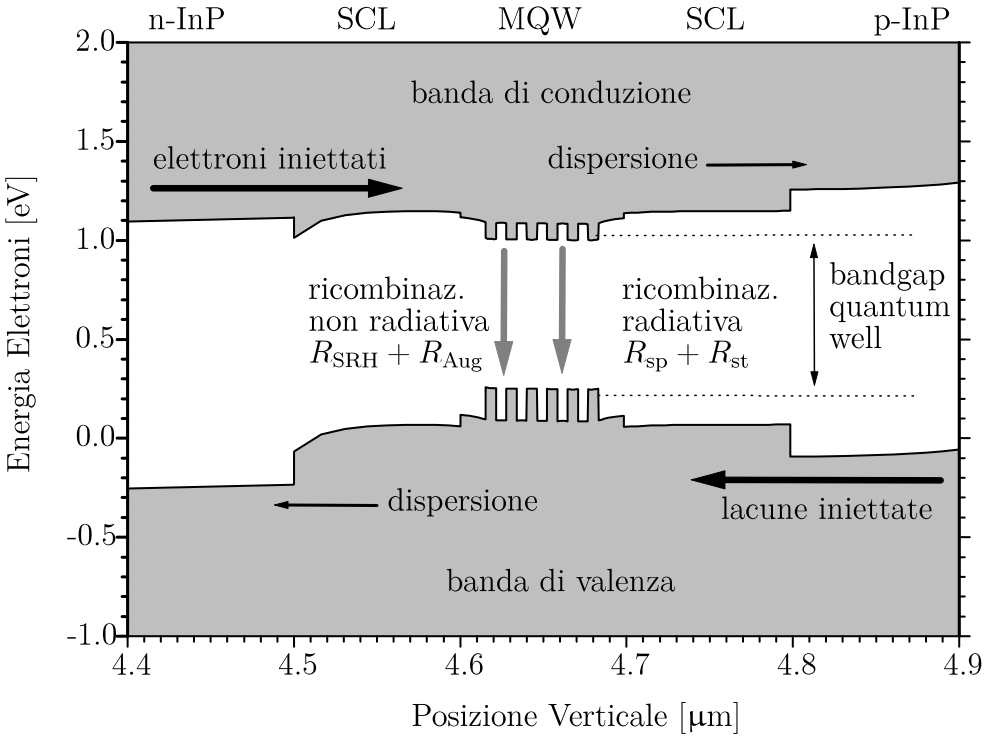


Figura 2.5: Diagramma a bande degli elettroni e trasporto dei portatori all'interno di un regione attiva InGaAsP/InP a multiple quantum well (MQW) a sandwich tra strati separati di confinamento (SCL).

struttura ha un bandgap più basso e un indice di rifrazione più alto rispetto al materiale del cladding, quindi si confinano coppie elettrone-lacuna mediante le barriere di energia (figura 2.5) e fotoni mediante la riflessione totale. Per applicazioni in fibra ottica a lunghezze d'onda di 1.3 μm o 1.55 μm, l'InP è il più comune materiale di cladding e di substrato (bandgap 1.35 eV, indice di rifrazione 3.2). Lo strato centrale è fatto di INGaAsP o altri semiconduttori composti dei gruppi III e V la cui composizione e spessore sono tarati per ottenere prestazioni laser ottimali. In particolare, la ricombinazione stimolata è confinata con quantum well (QW) che sono solo pochi nanometri spesse per

dare guadagno massimo. Il bandgap della QW è tarato per dare la desiderata lunghezza d'onda dei fotoni. Le multiple quantum well (MQW) sono spesso usate per moltiplicare il guadagno, quindi riducendo la richiesta densità dei portatori e incrementando il guadagno differenziale (figura 2.5). I portatori in primo luogo devono attraversare lo strato separato di confinamento guidante (SCL) prima di essere catturati da una delle quantum well. Questo processo di trasporto e cattura causa qualche ritardo nel rifornire i portatori nelle quantum well il quale è descritto dalla costante di tempo di trasporto τ_t. Dentro le quantum well, le coppie elettrone-lacuna si ricombinano con uno dei meccanismi descritti prima. I portatori possono anche scappare dalle well attraverso emissione termionica generata da corrente verticale di dispersione (costante di tempo di fuga τ_e). Queste costanti di tempo possono essere tradotte in tassi ($R = N/\tau$) i quali controllano il bilancio tra la densità dei portatori della quantum well N e la densità dei portatori della barriera N_b.

I fotoni stimolati stabiliscono un campo ottico dentro il diodo laser che è governato dal tipo di cavità ottica. La figura 2.6 mostra tre tipi di cavità ottiche. Il tipo più semplice usa la riflessione delle due facce del laser per formare un risonatore Fabry-Perot (FP) nella direzione longitudinale. L'interferenza costruttiva di andata e ritorno delle onde ottiche viaggianti è limitata a specifiche lunghezze d'onda. Queste lunghezze d'onda costituiscono lo spettro del modo longitudinale del laser. La lunghezza del risonatore L è

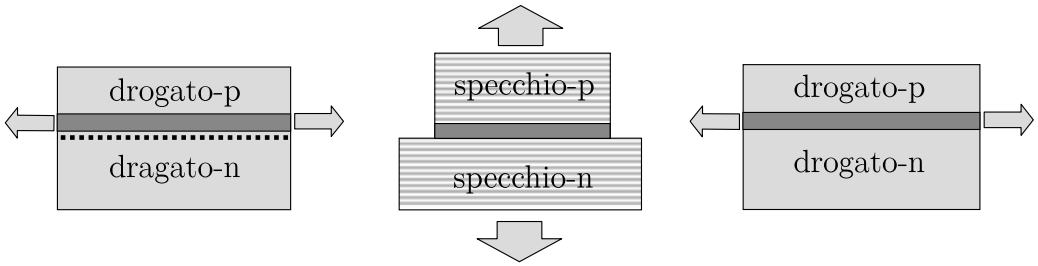


Figura 2.6: Figure schematiche di tipi di laser base: laser DFB, VCL, e laser FP (le frecce indicano l'emissione di luce).

tipicamente dell'ordine di poche centinaia di micrometri, molto più grande della lunghezza d'onda laser, così che molti modi longitudinali possono esistere. Gli attuali modi del laser sono dati in riferimento allo spettro di guadagno della quantum well. L'azione laser a singolo modo è difficile da realizzare in semplici strutture FP, specialmente se vi è anche una modulazione. Il funzionamento monomodale è richiesto in molte applicazioni ed è realizzato usando cavità ottiche con riflessione selettiva. Il laser a feedback distribuito (DFB) è ampiamente usato per applicazioni analogiche a singolo modo. Tipici laser DFB impiegano una variazione longitudinale periodica dell'indice di rifrazione all'interno di uno strato della struttura guidante l'emissione dal bordo come mostrato in figura 2.6. Emergenti laser a basso costo alternavi ai DFB sono i laser a cavità verticale (VCL) i quali emettono attraverso la superficie inferiore o superiore della struttura stratificata. Nei VCL, la distanza e lo spessore dei due riflettori di Bragg distribuiti (DBR) controllano la lunghezza d'onda laser (figura 2.6).

Nelle direzioni trasversali, l'onda ottica è tipicamente confinata attraverso il profilo di indice di rifrazione, definendo una bordatura (laser FP, laser DFB) o la forma a pilastro (VCL) per formare la guida d'onda. Anche con la limitazione a un modo longitudinale, i multipli modi trasversi ottici si presentano in tutti e tre i tipi di laser. Il primo o fondamentale modo ha solo un'intensità massima nell'asse del laser. Modi di ordine più alto hanno massimi multipli nella direzione trasversa. Il loro concorso con il modo fondamentale può causare seri problemi per applicazioni di modulazione analogica.

2.4.3 Corrente di soglia ed efficienza di inclinazione

La caratteristica più importante del laser è il diagramma della potenza ottica vs. la corrente iniettata (curva PI, figura 2.7). Per piccole correnti, una bassa intensità di luce può essere generata per emissione spontanea. L'azione laser inizia quando la densità dei portatori della QW raggiunge il valore di soglia N_{th} per il quale il guadagno ottico compensa tutte le perdite ottiche (confronta figura 2.4). La corrente di soglia I_{th} compensa tutte le perdite dei portatori: $\eta_a I_{\mathrm{th}} = q\,V_a\,(A\,N_{\mathrm{th}} + B\,N_{\mathrm{th}}^2 + C\,N_{\mathrm{th}}^3)$ (q, carica elettrica; V_a, volume attivo che produce il guadagno). L'efficienza di iniezione n_a dà la frazione di elettroni che si ricombinano dentro il volume attivo. In altre parole,

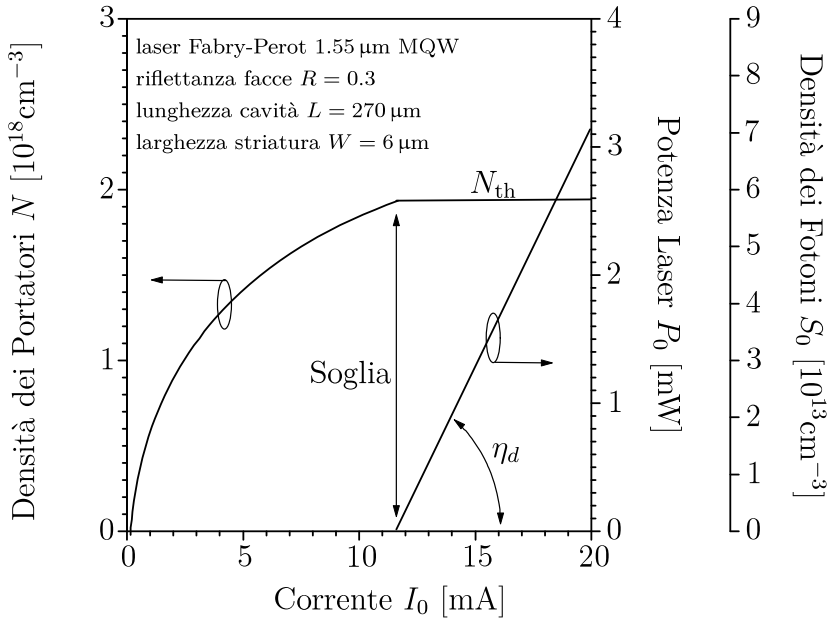


Figura 2.7: Dipendenza in condizioni stazionarie della densità dei portatori, potenza laser e densità di fotoni rispetto alla corrente iniettata.

(1-η_a) è la frazione di corrente consumata con la dispersione. L'effetto della dispersione è spesso trascurato nell'analisi della modulazione ma questa può fortemente degradare le prestazioni del laser, specialmente ad alte temperature. La dispersione può essere separata in diffusione laterale dei portatori e fuga verticale dei portatori. Tipici valori di correnti di soglia sono in un range più basso dei mA, i quali dipendono dalla dimensione del volume attivo (densità della corrente di soglia $\sim 1\,kA/cm^{-2}$). Il piccolo volume attivo dei VCL permette di registrare correnti di soglia di pochi µA.

$$P_0 = \eta_s\,(I - I_{th}) = \eta_d\,\frac{h\,\nu}{q}\;(I - I_{th}) = \eta_i\,\frac{\alpha_m}{\alpha_i + \alpha_m}\,\frac{h\,\nu}{q}\,(I - I_{th}) \qquad (2.2)$$

L'equazione 2.2 dà l'espressione comune per la curva PI sopra soglia ($h\,\nu$, energia del fotone; q, carica dell'elettrone). L'efficienza di inclinazione η_s [W/A] è legata all'efficienza quantica differenziale η_d (%) la quale è la probabilità che un elettrone iniettato sopra soglia contribuisce ad un fotone nel fascio laser. Questa può essere separata nelle limitazioni di perdite dei portatori (η_i) e di perdite dei fotoni (α_i). L'efficienza interna differenziale η_i, è la frazione dell'incremento di corrente totale sopra soglia che risulta nell'emissione stimolata di fotoni. Essa è comunemente assunta essere identica all'efficienza di iniezione totale η_a (~ 0.8) per la misura in cui la densità di portatori DC rimane costante sopra soglia. Recenti risultati suggeriscono qualche deviazione da questa regola nei laser MQW. Le perdite dei fotoni sono governate dal parametro di perdita interna α_i ($\sim 10\,\mathrm{cm}^{-1}$). Mentre il parametro di perdita degli specchi $\alpha_m = (1/L)\ln(1/R)$ ha peso per il fascio laser emesso (R, coefficiente di riflessione di potenza medio di entrambi gli specchi). L'efficienza ottica è $\eta_o = \alpha_m\,(\alpha_i + \alpha_m)^{-1}$. Allora, l'efficienza di inclinazione dipende dalla lunghezza della cavità L ed è $\eta_s = 0.37\,\mathrm{W/A}$ ($\eta_d = 47\%$) nel nostro esempio del laser FP (figura 2.7). Per raggiungere un'alta efficienza di inclinazione, le perdite interne degli elettroni e dei fotoni devono essere minimizzate. Un migliore confinamento laterale e verticale dei portatori nella regione attiva riduce i portatori dispersi. L'assorbimento di fotoni può essere abbassato, ad esempio, diminuendo il drogaggio degli

strati di confinamento. La poca riflettività degli specchi e la poca lunghezza della cavità sostengono alte efficienze di inclinazione ma alle spese di una più alta densità di soglia. Alla lunghezza d'onda di emissione $\lambda = 1.3\,\mu\text{m}$ il massimo teorico delle efficienze combinate di inclinazione da entrambe le facce è $h\,\nu/q = 0.95\,\text{W/A}$ ($\eta_d = 100\%$). La massima efficienza di inclinazione alla faccia anteriore misurata su un laser DFB a $1.3\,\mu\text{m}$ è $\eta_d = 0.65\,\text{W/A}$ (rivestimento frontale: 2% di riflessione, rivestimento posteriore: 90% di riflessione). Tuttavia, i valori tipici sono più bassi e le perdite di accoppiamento riducono ulteriormente l'efficienza di inclinazione con la fibra accoppiata di $0.02 - 0.2\,\text{W/A}$ per comuni laser FP e DFB. I VCL hanno il vantaggio di un fascio circolare che porta a una perdita di accoppiamento veramente piccola. Per VCL a 850 nm con $\eta_s = 1.3\,\text{W/A}$ è stato dimostrato, che si traduce in un valore equivalente di $0.85\,\text{W/A}$ alla lunghezza d'onda di emissione di $1.3\,\mu\text{m}$. VCL a grandi lunghezze d'onda sono ancora in fase di sviluppo e le loro attuali efficienze di inclinazione sono relativamente basse.

2.5 Analisi equazione di bilancio

2.5.1 Equazioni di bilancio monomodali

Le prestazioni dinamiche dei diodi laser sono di solito analizzate in termini di equazioni di bilancio le quali aggiungono tutti i processi fisici che cambiano

le densità dei fotoni e dei portatori. Nel seguito, discuteremo un insieme di tre equazioni di bilancio per la densità dei fotoni monomodale S mediata sul volume ottico V_o, la densità dei portatori della quantum well N mediata sul volume attivo V_a, e la densità dei portatori della barriera N_b mediata sulla volume della barriera V_b (includendo SCL). Nell'equazione (2.3a), la variazione della densità della barriera N_b è causata dalla corrente iniettata, dalla cattura dei portatori attraverso lo strato attivo, e dalla fuga dei portatori dallo strato attivo (la ricombinazione all'interno degli strati della barriera è trascurata). La densità dei portatori della quantum well N nella (2.3b) è aumentata dalla cattura dei portatori nelle barriere ed è ridotta dalla fuga dei portatori così come da tutti e quattro i processi di ricombinazione (confronta figura 2.5). La densità dei fotoni S nell'equazione (2.3c) è aumentata dall'emissione stimolata e dalla frazione β dei fotoni emessi spontaneamente che iniziano l'azione laser ($\Gamma = V_a/V_o$ è il fattore di confinamento, $\Gamma \sim 0.1$). Il fattore β è di solito molto piccolo ($\sim 10^{-4}$) e l'emissione spontanea può spesso essere trascurata. La densità S è ridotta dai meccanismi di perdita dei fotoni. La dipendenza $\alpha_i\,(N)$ riflette l'influenza dell'assorbimento dei portatori liberi e dell'assorbimento entro la banda di valenza entrambe le quali aumentano proporzionalmente con la densità dei portatori ($d\alpha/dN \sim 35 \ldots 140 \cdot 10^{10^{-18}}\,\mathrm{cm}^2 \cdot \Gamma$). Questo

comporta un netto guadagno differenziale ridotto.

$$\frac{dN_b}{dt} = \frac{\eta_a\, I}{q\, V_b} - \frac{N_b}{\tau_t} + \frac{V_a}{V_b}\,\frac{N}{\tau_e} \tag{2.3a}$$

$$\frac{dN}{dt} = \frac{V_b}{V_a}\,\frac{N_b}{\tau_t} - \frac{N}{\tau_e} - \left[A\,N + B\,N^2 + C\,N^3\right] - v_g\, g\,(N,S)\;S \tag{2.3b}$$

$$\frac{dS}{dt} = \Gamma\, v_g\, g\,(N,S)\,S - v_g\left[\alpha_i\,(N) + \alpha_m\right]\;S + \beta\,\Gamma\,B\,N^2 \tag{2.3c}$$

In condizioni stazionarie con β nullo, l'equazione (2.3c) dà la relazione $\Gamma\, g\,(N,S) = \alpha_i\,(N) + \alpha_m$ che descrive il bilancio del guadagno e delle perdite ottiche. Questa condizione implica che per qualsiasi corrente al di sopra della soglia la densità dei portatori N rimane vicino al livello di soglia N_{th} - un lieve aumento è causato dalla compressione del guadagno o dalla non uniformità dei portatori della MQW. A temperatura ambiente, spesso possiamo trascurare la fuga dei portatori ($\tau_t \ll \tau_e$) e le equazioni di bilancio in condizioni stazionarie producono la densità dei fotoni DC $S_0 = \eta_i\,\tau_p\,(I - I_{\text{th}})\,(q\,V_o)^{-1}$. Il tempo di vita dei fotoni τ_p ($\sim 1\,\text{ps}$) è definito da $\tau_p^{-1} = v_g\,(\alpha_i + \alpha_m)$. La potenza ottica totale emessa attraverso entrambi gli specchi è data da $P_0 = v_g\,\alpha_m\,h\,\nu\,V_o\,S_0$ ($h\,\nu$, energia del fotone) che conduce al risultato in condizioni stazionarie dato in equazione (2.2). Con la modulazione analogica, variazioni sinusoidali sono aggiunte alla corrente di ingresso stazionaria I_0. Nel semplice caso di

giusto una frequenza angolare $\omega = 2\pi f$ ed ampiezza costante ΔI, la corrente iniettata nell'equazione (2.3a) diviene

$$I(t) = I_0 + \Delta I \cos(\omega t) = I_0 + \Delta I \cdot \mathrm{Re}\{\exp(\jmath \omega t)\} \tag{2.4}$$

Finora, abbiamo trascurato la non uniformità delle distribuzioni dei portatori e dei fotoni. Una distribuzione spaziale non uniforme dei fotoni è conseguenza dell'assorbimento di luce da parte delle lacune spaziali (SHB) all'interno distribuzione dei portatori in regioni con alta densità di fotoni il quale riduce il guadagno e incrementa l'indice di rifrazione (vedi paragrafo 2.7.1). La diffusione dei portatori in queste lacune spaziali è relativamente bassa. L'assorbimento longitudinale di luce delle lacune può essere grave nei laser DFB poichè le variazioni longitudinali di guadagno e di indice di rifrazione cambiano la riflessione dallo strato corrugato. Questo causa non linearità della curva PI e variazioni della lunghezza d'onda laser con modulazione di grandi segnali. L'assorbimento di luce laterale delle lacune spesso porta alla comparsa di modi trasversali di ordine più alto che sono meglio sostenuti dal profilo non uniforme del guadagno e dell'indice di rifrazione. Per molteplici modi ottici è richiesto l'uso di più equazioni di bilancio (2.3c). Comunque, gli effetti dell'assorbimento di luce laterale da parte delle lacune possono essere minimizzati da un buon progetto dell'indice guidante laterale. La diffusione

laterale dei portatori fuori dalla regione attiva della quantum well è parte della dispersione laterale dei portatori la quale è già considerata dall'efficienza η_a. Comunque, anch'essa tocca la risposta AC. Gli effetti del trasporto laterale possono essere minimizzati attraverso il confinamento laterale dei portatori.

2.5.2 Analisi a piccolo segnale

Molte applicazioni usano variazioni di corrente ΔI che sono molto piccole rispetto a $(I_0 - I_{\text{th}})$ che portano a variazioni ΔN, ΔS, e ΔP che sono molto piccole rispetto ai valori stazionari N_{th}, S_0 e P_0, rispettivamente. Questo piccolo segnale permette alle equazioni di bilancio di essere linearizzate e risolte analiticamente. La linearizzazione include l'introduzione del tempo di vita dei portatori differenziale τ_c ($\sim 1\,\text{ns}$) definito come $\tau_c^{-1} = A + 2\,B\,N_{\text{th}} + 3\,C\,N_{\text{th}}^2$ e l'uso del coefficiente di guadagno lineare a che rappresenta il guadagno differenziale di soglia (figura 2.4). Assumendo $\beta = 0$ e definito $\chi = 1 + \tau_t/\tau_e$, la soluzione a piccolo segnale delle equazioni di bilancio (2.3) è

$$\Delta P(\omega) = M(\omega) \cdot \Delta P(0) = \frac{1}{1 + \jmath\,\omega\,\tau_t} \frac{\omega_r^2}{\omega_r^2 - \omega^2 + \jmath\,\omega\,\gamma} \cdot \eta_i \frac{\alpha_m}{\alpha_i + \alpha_m} \frac{h\,\nu}{q} \Delta I \tag{2.5a}$$

con la frequenza di risonanza angolare elettrone-fotone $\omega_r = 2\pi\, f_r$ data da

$$\omega_r^2 = \frac{a}{\chi}\,\frac{v_g\, S_0}{\tau_p\,(1+\varepsilon\, S_0)}\left(1+\frac{\varepsilon}{v_g\, a\, \tau_c}\right) \tag{2.5b}$$

e la costante di smorzamento

$$\gamma = \frac{a}{\chi}\,\frac{v_g\, S_0}{(1+\varepsilon\, S_0)} + \frac{\varepsilon\, S_0}{\tau_p\,(1+\varepsilon\, S_0)} + \frac{1}{\chi\,\tau_c} \tag{2.5c}$$

L'equazione (2.5a) mostra che lunghi tempi di ritardo del trasporto τ_t possono ridurre sostanzialmente il segnale in AC, ΔP, ad alta frequenza quando i portatori sono troppo lenti nel raggiungere lo strato attivo entro un periodo di tempo di modulazione. Con il tempo di fuga dei portatori ridotto τ_e (cioè ad alta temperatura), il fattore di trasporto χ riduce il guadagno differenziale effettivo ad a/χ ed allunga il tempo di vita dei portatori a $\chi\,\tau_c$. Come risultato, la frequenza di risonanza (2.5b) è ridotta a $\omega_r/\sqrt{\chi}$ e la costante di smorzamento (2.5c) diviene γ/χ. Con la compressione del guadagno trascurabile ($\varepsilon = 0$) e nessuna fuga di portatori ($\chi = 1$), otteniamo soluzioni più semplici per la frequenza di risonanza angolare

$$\omega_r = 2\pi\, f_r = \sqrt{\frac{v_g\, a\, S_0}{\tau_p}} = \sqrt{\frac{\Gamma\, a}{\tau_p\,\alpha_m\, h\,\nu\, V_a}}\,\sqrt{P_0} = \sqrt{\frac{\Gamma\,\eta_i\, v_g\, a}{q\, V_a}}\,\sqrt{I - I_{\text{th}}}$$

e per la costante di smorzamento

$$\gamma = \omega_r^2 \, \tau_p + \tau_c^{-1}.$$

2.5.3 Circuito equivalente ed elementi parassiti

Quando la densità dei portatori della QW, N, è legata alla tensione della giunzione V, l'analisi a piccolo segnale delle equazioni di bilancio porta a una funzione di impedenza $Z(\omega) = \Delta V(\omega) / \Delta I(\omega)$ che è equivalente a quella di un circuito elettronico. Nel caso più semplice (nessun effetto di trasporto, $\varepsilon = 0$, $\beta = 0$), la funzione di impedenza corrisponde a quella di un circuito RLC parallelo (figura 2.8) con resistenza R_e, induttanza L_e e capacità C_e date da ($\Gamma = 1$)

$$R_e = R_d \frac{I_{\text{th}}}{I_0} \qquad L_e = \frac{I_{\text{th}} \, R_d \, \tau_p}{I_0 - I_{\text{th}}} \qquad C_e = \frac{\tau_c}{R_d} \qquad \text{con} \qquad R_d = \frac{2 \, k \, T \, \tau_c}{N_{\text{th}} \, V_a}$$

Circuiti equivalenti più estesi sono ottenuti quando emissione spontanea, rumore, compressione di guadagno, o effetti di trasporto vengono considerati. Questi circuiti equivalenti descrivono processi dentro la strato attivo e i relativi elementi circuitali intrinseci non dovrebbero essere confusi con gli elementi parassiti del circuito che rappresentano processi fuori dallo strato attivo come

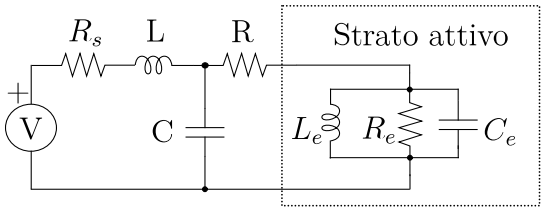


Figura 2.8: Circuito equivalente del laser per lo strato attivo (R_e, C_e, L_e) più gli elementi parassiti: la resistenza del laser R, la capacità di contatto C, e l'induttanza dei fili di collegamento

discusso nel seguito.

L'efficienza interna η_i della soluzione a piccolo segnale (2.5a) tiene conto che solo parte della corrente iniettata nel dispositivo effettivamente arriva nella regione attiva. Nei laser pratici, l'efficienza di iniezione dipende dalla frequenza di modulazione ed essa può ridurre notevolmente la potenza laser in AC, $\Delta P(\omega)$, a frequenze più alte. Questo comportamento è causato da molti meccanismi fisici dentro e fuori il dispositivo semiconduttore. Dentro il laser, le regioni di carica spaziale alla giunzione p-n e ad altre eterogiunzioni stabiliscono i condensatori interni. Fuori il laser, i contatti metallici formano le capacità esterne ed i fili di collegamento agiscono come induttori esterni. Il contributo dei condensatori e degli induttori all'impedenza del dispositivo dipende dalla frequenza di modulazione e così fa anche la frazione η_i della corrente che entra nella regione attiva. La funzione $\eta_i(\omega)$ è maggiore alla risonanza LC e diminuisce con frequenze più alte così come la corrente che oltrepassa la regione attiva attraverso i condensatori in parallelo. Un comune

modello circuitale per gli elementi parassiti del laser è mostrato in figura 2.8 nel quale

$$\frac{\eta_i(\omega)}{\eta_i(0)} = \left[\left(1-\frac{\omega^2}{\omega_0^2}\right)^2 + \left(\frac{\omega}{\omega_0 Q}\right)^2\right]^{-\frac{1}{2}}$$
$$\text{con} \quad \omega_0^2 = \frac{R_s+R}{LRC} \qquad Q = \frac{\sqrt{LRC(R_s+R)}}{L+RR_sC} \tag{2.6}$$

Questa equazione deve essere introdotta nella (2.5a) per mettere in conto gli elementi parassiti nell'analisi a piccolo segnale. Comunque, circuiti più sofisticati sono richiesti in alcuni casi, ad esempio per separare i condensatori parassiti esterni ed interni. Reti esterne di adattamento dell'impedenza sono spesso usate per ridurre la perdita del segnale RF introdotta.

2.6 Modulazione di intensità

2.6.1 Caratteristiche della risposta fondamentale

La modulazione di intensità analogica (IM) applica variazioni sinusoidali alla corrente iniettata (equazione 2.5a). La profondità della modulazione elettrica è data da $m = \Delta I/(I_0 - I_{\text{th}})$. L'analisi a piccolo segnale può essere applicata per $m < 0.1$. La figura 2.9 mostra un grafico della potenza di uscita in AC normalizzata $|M(\omega)|$ come funzione della frequenza di modulazione (equazione 2.5a). Questa caratteristica della risposta IM raggiunge un massimo

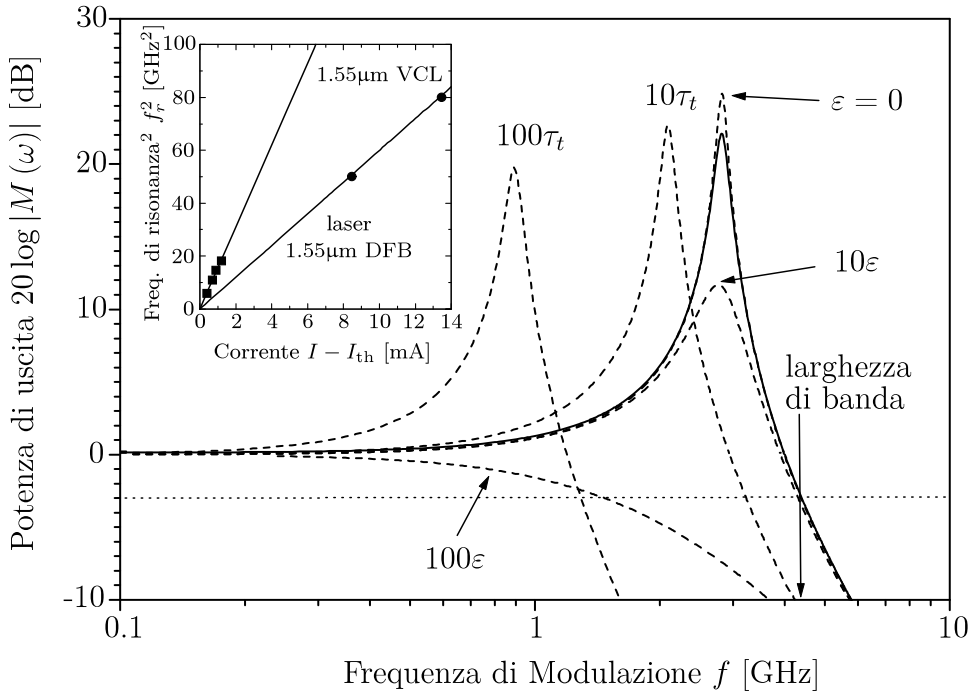


Figura 2.9: Caratteristiche della modulazione di intensità a piccolo segnale (equazione 2.5a) con variazioni del parametro della compressione del guadagno $\varepsilon = 10^{-17}\,\mathrm{cm}^3$, e del tempo di trasporto $\tau_t = 1\,\mathrm{ps}$ ($\tau_e = 10\,\mathrm{ps}$, $P_0 = 3\,\mathrm{mW}$). L'inserto mostra i risultati migliori di misure dell'efficienza della corrente di modulazione su VCL e laser DFB a lunghezze d'onde grandi.

alla frequenza di picco ω_p la quale è (leggermente) più piccola della frequenza di risonanza ω_r. Senza gli effetti del trasporto e degli elementi parassiti, la frequenza di picco è data da $\omega_p^2 = \omega_r^2 - \gamma^2/2$. Con la corrente che aumenta, il grafico di ω_p^2 vs. $(I - I_{\rm th})$ dà una linea retta fino a che i meccanismi di restrizione sono trascurabili. La larghezza di banda di modulazione è di solito definita come la frequenza f_b alla quale il segnale di uscita eguaglia $|M(2\pi f_p)| = 2^{-1/2} = -3\,\mathrm{dB}$ (figura 2.9). Con smorzamento basso sulla corrente iniettata, otteniamo $f_b \approx 1.55 f_r$ ed il grafico lineare $f_b = \mathrm{MCEF} \cdot$

$(I_0 - I_{\text{th}})^{1/2}$ fornisce il fattore di efficienza della corrente di modulazione (MCEF). Laser planari ad alta velocità danno MCEF = 3 GHz $\text{mA}^{-1/2}$ mentre la piccola regione attiva dei laser a cavità verticale ha portato ad un MCEF cinque volte più grande. Comunque, la larghezza di banda raggiunge un massimo per correnti alte a causa dell'incremento dello smorzamento, del riscaldamento del dispositivo, della compressione del guadagno, e degli effetti del trasporto o parassiti. Un larghezza di banda record di 30 GHz è stata recentemente raggiunta usando i laser DFB a 1.55 µm. I laser VLC mostrano alte frequenze di risonanza e larghezze di banda sopra i 20 GHz.

Gli effetti dei ritardi del trasporto dei portatori e della compressione del guadagno sono mostrati in figura 2.9. La compressione del guadagno può causare una diminuzione alla frequenza di picco quadratica della potenza P_0. Gli effetti del trasporto possono essere conseguenza di un bassa frequenza di taglio della risposta. Comunque, tale taglio può anche essere collegato agli effetti parassiti del dispositivo.

La modulazione analogica a grandi segnali ($m > 0.1$) provoca qualche deviazione della caratteristica della risposta fondamentale dal caso a piccolo segnale. La frequenza di picco ω_p diminuisce all'aumentare della profondità di modulazione. Riduzioni fino al 50% circa del valore a piccolo segnale sono stati osservati con $m = 1$. Questo è legato alle oscillazioni della densità dei fotoni a frequenze diverse dalla frequenza d'ingresso fondamentale (vedi

paragrafo 2.6.3).

2.6.2 Intensità di rumore

Finora abbiamo considerato solo le variazioni di intensità luminosa causate da modulazione di corrente intenzionale. Le densità stazionarie dei portatori e dei fotoni sono state assunte costanti. Comunque, la natura quantica degli elettroni e dei fotoni e la natura casuale dei processi fisici produce fluttuazioni casuali (rumore) della potenza di uscita, anche senza modulazione di corrente. Per applicazioni analogiche, l'intensità di rumore è quantificata usando il rapporto segnale-rumore (SNR) il quale è legato all'intensità di rumore relativa (RIN) comunemente usata con i diodi laser: $\mathrm{SNR} = (m^2/2)\,\mathrm{RIN}$. Ad esempio, per trasmissione TV ad alta qualità con SNR di 50 dB (dB elettrico dopo conversione con fotodiodo, cioè $\mathrm{SNR} = 10^5$) con una profondità di modulazione $m = 0.5$, il laser deve avere un $\mathrm{RIN} < -59\,\mathrm{dB}$. Poichè il rumore è proporzionale alla larghezza di banda Δf, il RIN è spesso diviso per Δf e dato in dB/Hz. Nel funzionamento monomodale, il RIN è quasi costante per basse frequenze a RF e raggiunge il picco alla frequenza di risonanza laser. Più alte potenze di uscita forniscono più bassi RIN (figura 2.10). Per l'analisi teorica, i termini di Langevin del rumore sono aggiunti alle equazioni di bilancio. Questo porta alla formula del rumore a bassa frequenza (RF)

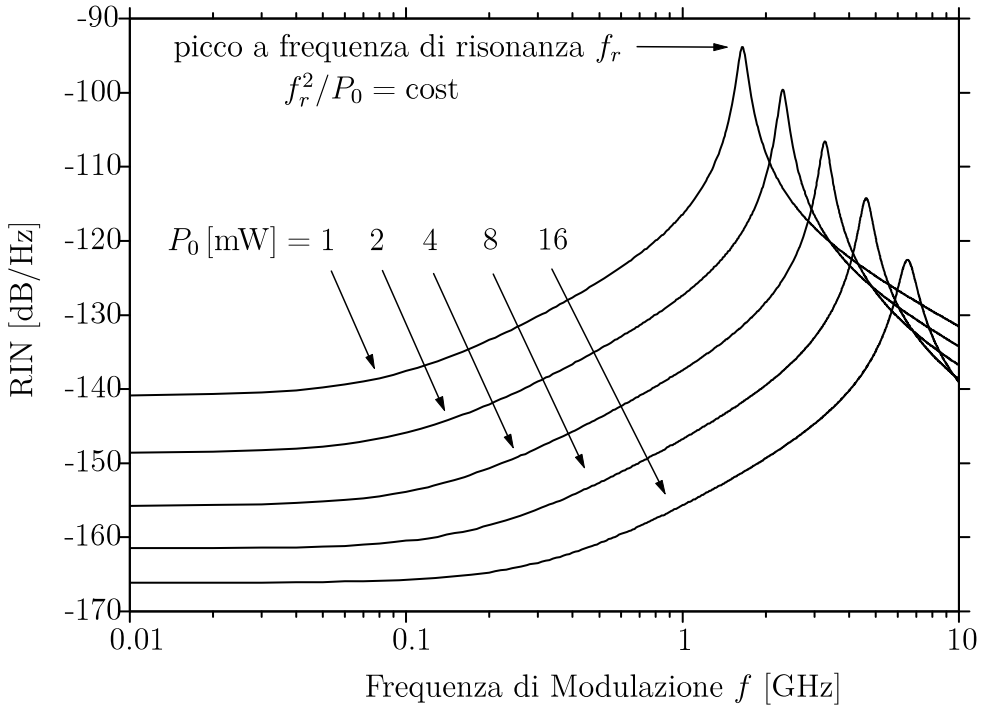


Figura 2.10: Intensità di rumore relativa (RIN) a differenti livelli di potenza DC d'uscita P_0.

(nois floor in figura 2.10, $f = 100\,\text{kHz}$ a $f_r/10$)

$$\frac{\text{RIN}_{\text{RF}}}{\Delta f} = \frac{\langle \delta P \rangle^2}{\Delta f\, P_0^2} = \frac{4\,h\,\nu\,V_a\,\alpha_m\,v_g\,\beta\,R_{\text{sp}}}{\omega_r^4\,\tau_c^2\,P_0} + \frac{2\,h\,\nu}{P_0}\left[\eta_o\,\frac{I + I_{\text{th}}}{I - I_{\text{th}}} + 1 - \eta_o\right] \quad (2.7)$$

Il primo termine nella (2.7) è presente a causa dell'emissione spontanea e diminuisce come $1/P_0^3$ ($\omega_r^4 \propto P_0^2$). Il secondo termine domina per alta potenza di uscita ed è causato dal rumore shot della corrente iniettata. Questo rumore shot può essere ridotto usando una sorgente ad alta impedenza che pilota il laser. A frequenze molto basse ($f < 100\,\text{kHz}$), il RIN aumenta considerevolmente mostrando una dipendenza $1/f$ la quale è tipica dei dispositivi

elettronici (rumore flicker) e che è assunta essere causata dalla ricombinazione di difetto.

Con molteplici modi laser, il rumore a RF è ancora basso rispetto alla potenza totale di tutti i modi. Comunque, se un singolo modo è fornito in uscita, tipicamente esibisce un RIN molto più alto a causa del rumore ripartito del modo. L'emissione spontanea in uno dei molti modi esibisce più forti fluttuazioni rispetto all'emissione spontanea in tutti i modi laser. Il rumore ripartito del modo può di solito essere trascurato per rapporti di soppressione sopra i 30 dB. L'accoppiamento dei diodi laser ai sistemi di fibra causa rumore laser aggiuntivo. La riflessione ottica da interfacce esterne come connettori o fotodiodi può causare picchi periodici nello spettro del rumore. Tali picchi di rumore in eccesso sono più forti vicino alla frequenza di risonanza. Il RIN a RF medio inizia ad aumentare con una riflessione da circa 10^4 crescendo di 30 dB/decade per più alte riflessioni.

I laser DFB ad alta potenza hanno mostrato RIN $< -165\,\mathrm{dB/Hz}$ a $f = 100\,\mathrm{MHz}$. Il rumore aumenta quando la frequenza di modulazione f si avvicina alla frequenza di risonanza (figura 2.10). Valori di RIN tipici per laser FP vanno da -120 a -140 dB/Hz. Con una riflessione esterna ridotta, i laser FP possono dare una figura di rumore del collegamento simile ai laser DFB. La più bassa potenza di uscita e la polarizzazione instabile dei VCL causa un rumore più alto rispetto agli altri due laser, specialmente

con applicazioni sensibili in polarizzazione. Comunque, i VCL controllati in polarizzazione hanno mostrato RIN sotto i -140 dB/Hz. Inoltre, il rumore dei VCL è risultato meno sensibile a riflessione esterna rispetto ai laser FP e DFB.

2.6.3 Distorsione armonica e di intermodulazione

Una modulazione di corrente sinusoidale (2.4) genera modulazioni di potenza luminosa alla frequenza d'ingresso ω e anche alle armoniche 2ω, $3\omega, \ldots, n\omega$. L'ampiezza dell'armonica dell'n-esimo ordine è proporzionale alla potenza n-esima della profondità di modulazione ottica $|\Delta P(\omega)|/P_0 = m|M(\omega)|$ e diminuisce rapidamente per più alti ordini . La distorsione armonica (HD) dipende dalla non linearità di un sistema di trasmissione. Nel caso dei diodi laser, è spesso legata alla non linearità della caratteristica PI la quale può essere espressa con la serie di Taylor

$$P(I) = P(I_0) + (I - I_0)\frac{\partial P}{\partial I} + \frac{1}{2}(I - I_0)^2 \frac{\partial^2 P}{\partial I^2} + \frac{1}{6}(I - I_0)^3 \frac{\partial^3 P}{\partial I^3} + \cdots \quad (2.8)$$

Con la modulazione analogica, gli ultimi due termini della (2.8) producono distorsioni del secondo e del terzo ordine $[(I - I_0)^n = m^n (I - I_{\text{th}})^n \, e^{jn\omega t}]$. Con basse frequenze ben al di sotto della risonanza, la formula stazionaria

(2.2) può essere usata per valutare la (2.8). Qualsiasi piccola dipendenza della corrente dei parametri nella (2.2) causa distorsioni di più alto ordine: (a) La dispersione dei portatori dalla regione attiva incide sull'efficienza interna differenziale η_i che dipende dalla corrente iniettata. (b) La compressione del guadagno ad alte densità di fotoni induce la corrente di soglia effettiva ad aumentare e può dominare la distorsione a bassa frequenza nei laser Fabry-Perot. (c) Il parametro delle perdite interne α_i aumenta con densità di portatori più alte portando ad un'amplificazione degli effetti di distorsione. (d) L'assorbimento di luce delle lacune spaziali (SHB) domina la distorsione a bassa frequenza nei laser DFB. La costante di accoppiamento dei DFB e la riflettività delle facce sono parametri di progetto cruciali per ottenere bassa distorsione. Nei laser DFB, la differenza di fase tra distorsioni di origine differente è spesso utilizzata per ottenere riduzioni della distorsione ad una frequenza specifica o in continua. Per esempio, una eccellente linearità della curva PI causata dall'SHB può essere usata per cancellare una linearità secondaria causata dalla compressione del guadagno, portando a una curva PI più lineare. Questa cancellazione dipende dal bias poichè l'SHB diminuisce e il guadagno di compressione aumenta con bias più alti.

Anche con caratteristiche PI perfettamente lineari, le distorsioni sono generate dall'interazione intrinseca degli elettroni e dei fotoni durante la ricombinazione stimolata. Questo può essere semplicemente riconosciuto dai

termini $N \cdot S$ nelle equazioni di bilancio linearizzate che generano le dipendenze dal tempo, $\exp(\jmath\, 2\,\omega\, t)$, $\exp(\jmath\, 3\,\omega\, t)$, etc., in aggiunta alla dipendenza $\exp(\jmath\,\omega\, t)$ descritta poc'anzi. La distorsione intrinseca domina a frequenze vicine alla frequenza di risonanza f_r e spesso limita la larghezza di banda usabile a frequenze più basse $f \ll f_r$. A basse frequenze, la distorsione è governata dalla non linearità della curva PI discussa prima (distorsione statica).

La distorsione di intermodulazione si presenta quando due o più segnali a differenti frequenze di modulazione sono trasmessi. Due segnali a ω_1 e ω_2, per esempio, sono accompagnati da distorsioni del secondo ordine a frequenze $2\omega_1$, $2\omega_2$ e $\omega_1 \pm \omega_2$, distorsioni del terzo ordine a frequenze $3\omega_1$, $3\omega_2$, $2\omega_1 \pm \omega_2$, e $2\omega_2 \pm \omega_1$, etc. Le distorsioni di intermodulazione del terzo ordine (IMD) a $2\omega_1 - \omega_2$ e $2\omega_2 - \omega_1$ sono di interesse particolare poichè sono vicine ai segnali originari e potrebbero interferire con altri segnali in applicazioni multi-canale (figura 2.11). La IMD del terzo ordine aumenta con il cubo della profondità di modulazione. Le ampiezze delle distorsioni di intermodulazione possono essere legate alle ampiezze delle distorsioni armoniche (queste relazioni dipendono dalla causa dominante della distorsione: distorsione intrinseca o statica). In applicazioni multi-canale, le distorsioni da diversi canali si sommano e sono descritte dalle quantità di secondo ordine composite (CSO) e di triplo battimento composite (CTB). Distorsioni aggiuntive residue si verificano

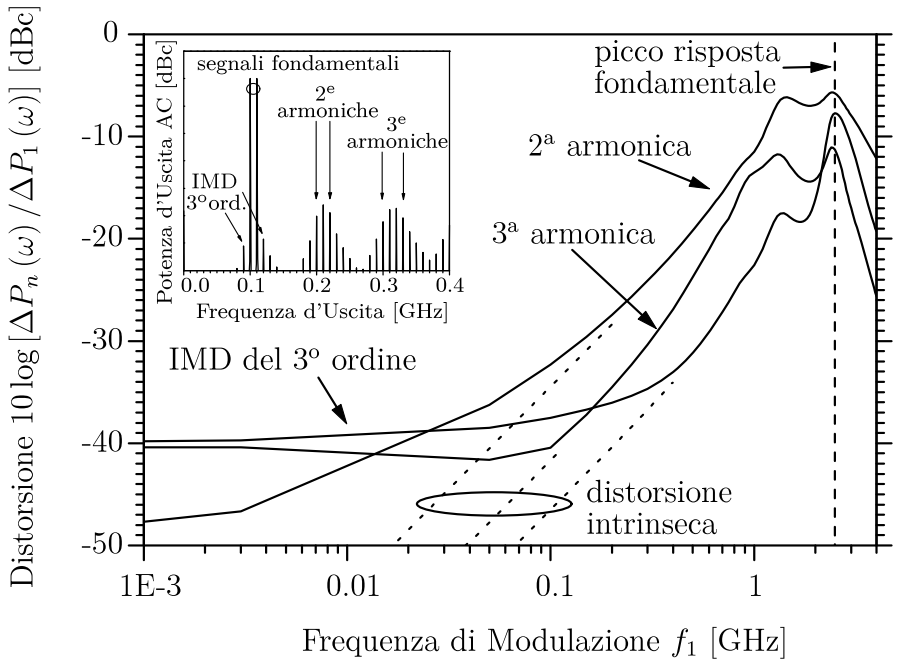


Figura 2.11: Distorsioni armoniche e di intermodulazione vs. frequenza di modulazione f_1 (equazione 2.3) con due segnali AC in ingresso ($f_2 = f_1 + 10\,\text{MHz}$, $P_0 = 20\,\text{mW}$, $m = 0.25$ per entrambi). L'inserto illustra la varietà di distorsioni dello spettro di uscita AC. Le linee punteggiate danno la decadenza delle distorsioni intrinseche per frequenze più basse.

quando la profondità di modulazione combinata di tutti i canali è più grande di uno, cioè, quando la corrente totale di modulazione cade sotto la corrente di soglia.

Le formule analitiche possono essere derivate per ampiezza e fase dello specifico meccanismo di distorsione. Comunque, la varietà dei meccanismi di distorsione nel range RF e le loro interazioni complesse spesso richiedono una valutazione numerica delle equazioni di bilancio. Per un semplice laser Fabry-Perot senza non-uniformità spaziali, la figura 2.11 mostra le soluzioni delle equazione di bilancio (2.3) con due segnali di ingresso a $f_1 = 100\,\text{MHz}$ ed

$f_2 = 110\,\text{MHz}$, rispettivamente, ed entrambi con profondità di modulazione elettrica $m = 0.25$. La HD del secondo ordine si presenta a 200 MHz e 220 MHz, la HD del terzo ordine a 300 MHz e 330 MHz, così come la IMD del terzo ordine a 90 MHz e 120 MHz, rispettivamente. La distorsione intrinseca domina a frequenze più alte dove picchi multipli si verificano in tutti e tre gli spettri di distorsione. I segnali dell'HD dell'n-esimo ordine hanno un picco alla frequenza d'ingresso f_r/n quando la loro frequenza d'uscita è uguale alla frequenza di risonanza a grande segnale $f_r = 2.6\,\text{GHz}$. (risonanza a piccolo segnale a 2.8 GHz). Un altro picco di distorsione si verifica alla frequenza d'ingresso f_r quando i fotoni del segnale fondamentale sono alla risonanza. Ulteriori massimi possono verificarsi a frequenze di picco di altri segnali di distorsione. Le distorsioni intrinseche diminuiscono costantemente con frequenze più basse (linee punteggiate in figura 2.11) e le distorsioni per la curva non lineare PI dominano per frequenze al di sotto di pochi centinaia di MHz. La figura 2.11 illustra che la larghezza di banda a bassa distorsione utilizzabile è principalmente limitata dall'oscillazione del rilassamento dagli effetti intrinseci. Una più alta potenza DC laser fornisce una più grande frequenza di risonanza ed espande la larghezza di banda a bassa distorsione.

Oltre ai meccanismi interni, la riflessione esterna può influenzare sostanzialmente la forza della distorsione del laser. Questo tipo di distorsione è proporzionale alla quantità di riflessione entrante nel laser ed esibisce varia-

zioni periodiche all'aumentare della frequenza di modulazione ω (ampiezza $\propto \omega^{-}1$). Gli isolatori ottici sono comunemente utilizzati per ridurre gli effetti di riflessione.

2.6.4 Dynamic range

Il range dinamico di linearità è di primaria importanza per molte applicazioni della modulazione analogica. Anche se la potenza totale laser varia linearmente con la corrente iniettata, le distorsioni intrinseche ottengono la potenza dal segnale fondamentale. A bassa profondità di modulazione, le distorsioni sono ancora al di sotto del noise floor ma il rapporto segnale-rumore è anche piccolo. Con l'aumento della profondità di modulazione, le distorsioni diventano superiori al noise floor ed aumentano più velocemente del segnale fondamentale. Quindi, il più grande rapporto segnale-rumore senza distorsione (dynamic range) è raggiunto quando l'ampiezza della distorsione è uguale al noise floor (figura 2.12). Poichè il noise floor dipende dalla misura della larghezza di banda Δf, lo spurious free dinamic range SFDR viene riferito a $\Delta f = 1\,\mathrm{Hz}$. L'SFDR è lo stesso per ingresso ed uscita. La riflessione ottica esterna può portare l'SFDR a variare periodicamente con la variazione della frequenza di modulazione. La predistorsione del segnale d'ingresso o specifici schemi di riflessione sono usati per aumentare il free dynamic range

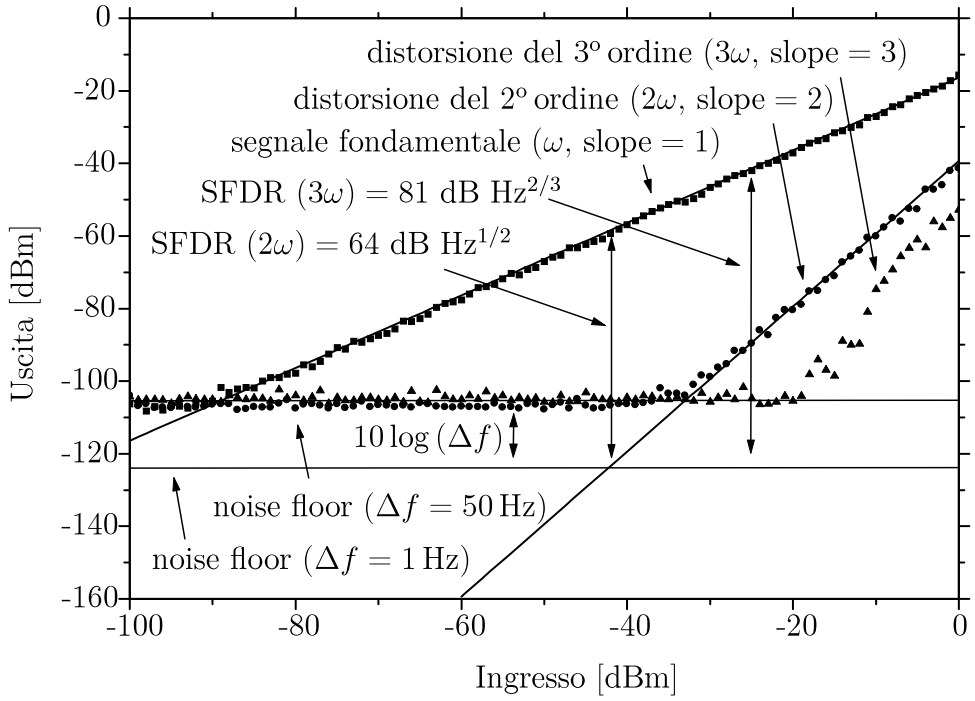


Figura 2.12: Potenze di uscita di un VCL a 1.55 µm (punti) misurate a differenti frequenze vs. potenza d'ingresso (frequenza d'ingresso $f = 1\,\mathrm{GHz}$). Le linee illustrano l'origine dello spurious free dynamic range (SFDR) per la distorsione armonica del secondo e del terzo ordine.

da intermodulazione dei diodi laser DFB.

La figura 2.12 fornisce i primi risultati sull'SFDR per il funzionamento senza HD di un VLC a 1.55 µm a frequenza di modulazione di 1 GHz. La figura 2.13 esamina il massimo SFDR senza intermodulazione misurato a differenti frequenze di modulazione. I risultati sono mostrati per laser DFB, laser Fabry-Perot, e laser a cavità verticale. La diminuzione con frequenze più elevate riflette l'aumento della distorsione intrinseca vicino alla frequenza di risonanza (figura 2.11). Comunque, non c'è nessun ulteriore aumento dell'SFDR con frequenze più basse (compara figure 2.10, 2.11). Per raggiungere

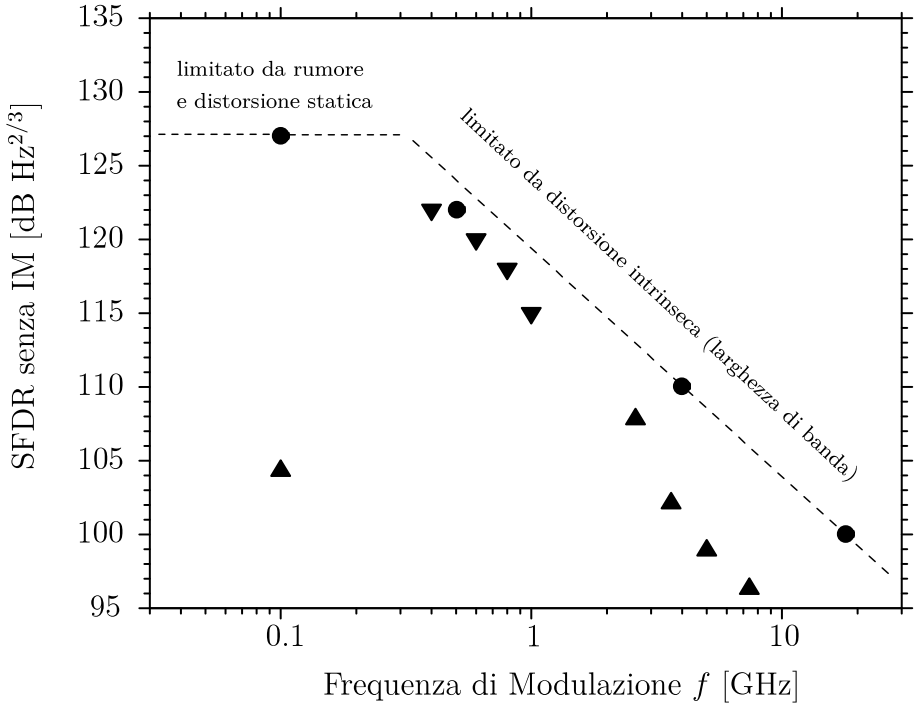


Figura 2.13: Massimo spurious free dynamic range (SFDR) da intermodulazione vs. frequenza di modulazione per differenti tipi di laser: laser DFB (palla), laser VC (triangolo su), laser FB (triangolo giù).

un grande range dinamico, è conveniente usare progetti di laser con alto guadagno differenziale (strette quantum well) e basso tempo di vita dei fotoni (bassa riflettività degli specchi). Nei laser DFB, un incremento della perdita delle facce di solito riduce la distorsione da assorbimento di luce delle lacune spaziali. Comunque, gli effetti da SHB nei laser DFB sono spesso utilizzati per cancellare altre non linearità e quindi portando ad uno SFDR massimo entro uno stretto range di frequenze. Poichè l'SBH è meno importante con i laser FP e VCL, questi tipi di laser hanno un potenziale vantaggio se una bassa distorsione è richiesta dentro un'ampia banda di frequenze. Con riflessioni

esterne ridotte, le prestazioni del laser FP nei collegamenti ottici sono state paragonate a quelle dei laser DFB ad alta linearità. Infine, sono state riportate promettenti prime misure del free dynamic range da intermodulazione dei VCL a grandi lunghezze d'onda.

2.7 Modulazione di frequenza

2.7.1 Caratteristiche della modulazione

La densità dei portatori N è legata al guadagno ottico g, ma essa è anche legata all'indice di rifrazione n della regione attiva ($dn/dN \sim -2 \cdot 10^{-20}\,\mathrm{cm}^3$). L'indice di rifrazione descrive l'ampiezza della polarizzazione del semiconduttore in risposta all'onda elettromagnetica. I portatori della regione attiva prendono parte in questa polarizzazione. L'indice di rifrazione complesso $n + \jmath\, g\, c/\left(4\pi\nu\right)$ combina entrambi gli aspetti dell'interazione tra luce e materia (c, velocità della luce; ν, frequenza laser). Gli spettri $n\left(\nu\right)$ e $g\left(\nu\right)$ sono strettamente collegati dalle formule di Kramers-Kroenig. Con la variazione ΔN della densità dei portatori, le corrispondenti variazioni Δn e Δg sono legate dal fattore di aumento della larghezza di riga $\alpha = -4\pi\,\nu\,\Delta n\left(c\,\Delta g\right)^{-1}$ ($\alpha \sim 4 - 6$). La frequenza laser ν dipende dalla lunghezza ottica nL della cavità laser e la variazione ΔN provoca lo spostamento in frequenza (chirp) $\Delta\nu = \alpha/\left(4\pi\right)\Gamma\, v_g\, a\,\Delta N$.

La modulazione analogica della corrente iniettata del laser porta alla variazione $\Delta N(\omega)$ della densità dei portatori della regione attiva la quale provoca una variazione $\Delta\nu(\omega)$ della frequenza laser. L'analisi a piccolo segnale che include la compressione del guadagno dà la caratteristica della modulazione di frequenza (FM)

$$\Delta\nu(\omega) = \frac{\alpha}{4\pi}\left[\frac{\Gamma\,\beta\,R_{\mathrm{sp}}}{S_0} + \frac{\varepsilon\,\Gamma\,v_g\,a\,N_{\mathrm{th}}\,S_0}{1+\varepsilon\,S_0} + \jmath\,\omega\right]\frac{\Delta P(\omega)}{P_0} \tag{2.9}$$

Quindi, la frequenza chirp aumenta linearmente con la profondità della modulazione ottica $\Delta P(\omega)/P_0$. La caratteristica normalizzata FM $|\Delta\nu(\omega)|/\Delta I$ è diagrammata in figura 2.14. La risposta FM ha il suo massimo a ω_r, leggermente al di sopra della frequenza di picco IM, ω_p. Ad alte frequenze $\omega \gg \omega_r$ la risposta FM decade con metà della velocità della risposta IM (40 dB/decade). A basse frequenze, la modulazione laser inoltre porta la temperatura della regione attiva a variare periodicamente. Questo conduce a variazioni addizionali dell'indice di rifrazione ($dn/dT = 2\ldots5\cdot10^4\,\mathrm{K}^{-1}$) che si traducono in $d\nu/dT \sim -20\,\mathrm{GHz/K}$. La modulazione della temperatura può dominare la risposta FM sui 50 MHz. Gli effetti di ritardo del trasporto e della compressione del guadagno sono illustrati in figura 2.14. Nei laser DFB, le caratteristiche FM possono essere fortemente legate all'assorbimento di luce delle lacune spaziali. La modulazione esterna di frequenza o di fase è

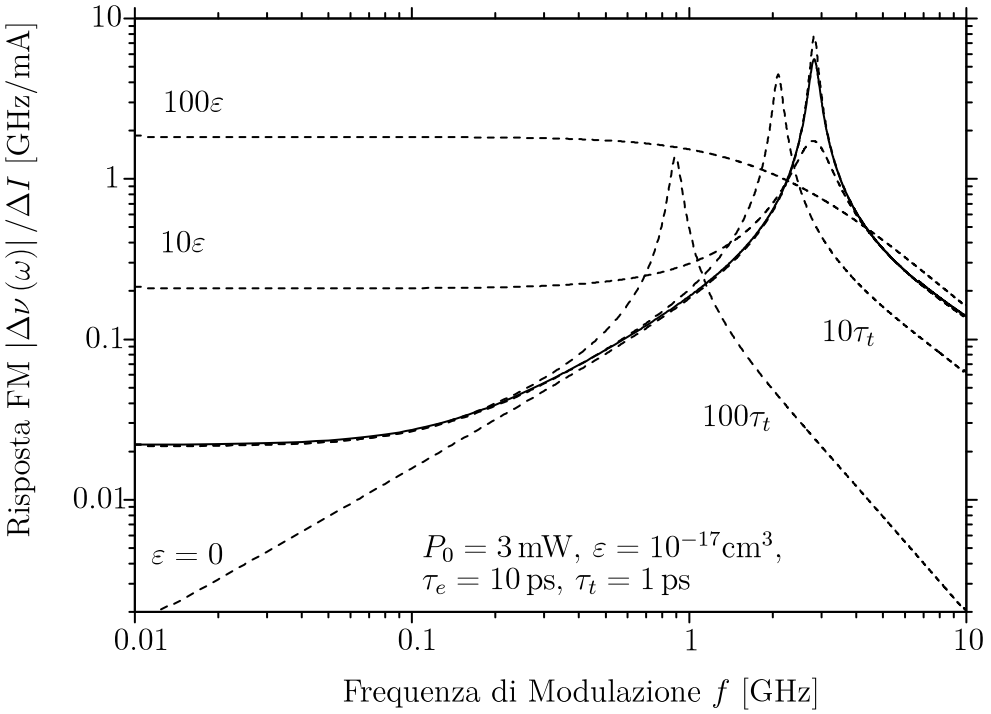


Figura 2.14: Risposte delle modulazioni di frequenza (equazione 2.9) al variare del parametro della compressione del guadagno ε e del tempo di trasporto τ_t.

preferita a modulazioni laser dirette nei collegamenti ottici in fibra analogici coerenti. Comunque, gli esperimenti con i laser a cavità esterne mostrano alti rapporti segnale-rumore a basse potenze ottiche.

2.7.2 Rumore di frequenza e larghezza di riga

Le fluttuazioni casuali della frequenza laser sono causate dal rumore della densità dei portatori e dalla fase casuale dei fotoni emessi spontaneamente (rumore di fase). Il rumore dei portatori è dovuto principalmente all'emissione spontanea ed è legato al rumore d'intensità discusso prima. La densità

spettrale del rumore di frequenza $W_\nu(\omega)$ è direttamente legata alla larghezza di riga a metà massimo $\Delta\nu_{\mathrm{FW}}$ dello spettro laser

$$\Delta\nu_{\mathrm{FW}}(\omega) = 2\pi\, W_\nu(\omega) = \frac{\Gamma\,\beta\, R_{\mathrm{sp}}}{4\pi\, S_0}\left[1 + \frac{\alpha^2\,\omega_r^4}{\left(\omega_r^2 - \omega^2\right)^2 + \omega^2\,\gamma^2}\right]$$

con la parte indipendente dalla frequenza che rappresenta il rumore di fase (larghezza di riga Schawlow-Townes). La larghezza di riga è inversamente proporzionale alla potenza laser la quale è una delle uniche caratteristiche del laser. La larghezza di riga in condizioni stazionarie è tipicamente del range di pochi MHz e una potenza laser ben superiore a 10 mW è richiesta per ottenere larghezze di righe più piccole dei MHz.

Riferimenti bibliografici

[1] J. Piprek e J. E. Bowers. «Analog modulation of semiconductor lasers». In: *RF Photonic Technology in Optical Fiber Links*. A cura di W. S. Chang. Cambridge University Press, 2002.

[2] M. M. Prcic. «Flyable fiber-optic radar target generator». In: *Systems Readiness Technology Conference*. IEEE. 1993.

3 Figure di merito e analisi delle prestazioni dei collegamenti ottici a microonde

3.1 Introduzione

I collegamenti a microonde sono utilizzati in sistemi di comunicazione, elaborazione del segnale e radar in molte applicazioni commerciali e militari. Tuttavia, l'attenuazione dei segnali a microonde RF (microonde a bassa frequenza) su cavi o guide d'onda aumenta rapidamente all'aumentare della frequenza del segnale, ed è particolarmente alta nel range delle onde millimetriche. Le fibre ottiche hanno le potenzialità per evitare queste limitazioni nella trasmissione di segnali a RF.

I collegamenti ottici a microonde impiegano portanti ottiche che sono modulate da segnali a microonde e trasmesse ai ricevitori ottici tramite fibre ottiche. Dato che le perdite ottiche per le fibre sono molto basse, la distanza per la trasmissione ottica delle microonde può essere molto elevata. Quando la modulazione della portante ottica è rivelata dal ricevitore, il segnale a

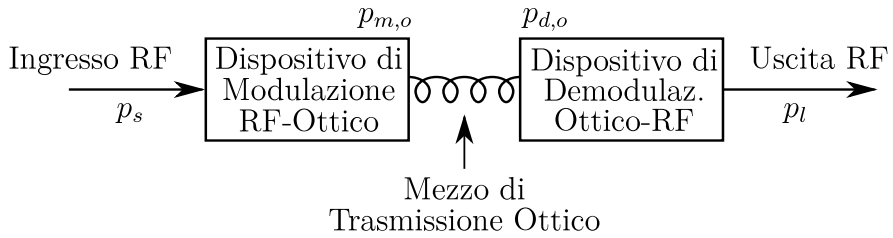


Figura 3.1: Componenti base di un collegamento in fibra ottica: dispositivo di modulazione, fibra ottica, e dispositivo fotorivelatore.

RF è rigenerato. La figura 3.1 illustra i componenti base di un semplice collegamento ottico a microonde.

Poichè l'obiettivo di un collegamento ottico a microonde è di riprodurre il segnale a RF al ricevitore, il collegamento può trasportare una vasta varietà di formati di segnali. In alcune applicazioni il segnale a RF è una portante non modulata. In altre applicazioni il segnale a RF consiste di portante modulata con un segnale analogico o digitale.

Dal punto di vista delle porte d'ingresso e d'uscita, i collegamenti ottici a microonde funzionano esattamente come convenzionali collegamenti a microonde. Un comune esempio è quello di trasmettere segnali a microonde ad o da localizzate antenne trasmittenti o riceventi remote tramite fibre ottiche. Un altro comune esempio è di distribuire segnali della TV via cavo tramite fibre ottiche. Anche altre funzioni, quali la miscelazione (conversione in salita o in discesa) delle frequenze del segnale a RF, si possono effettuare con sistemi ottici.

L'obiettivo dei collegamenti ottici a RF è chiaramente di ottenere le stesse

funzioni dei collegamenti a microonde convenzionali con più lunghe distanze di trasmissione, ridotti costi, migliori prestazioni, più alta frequenza operativa, o ridotta complessità e dimensione. Per questo motivo, le loro prestazioni saranno valutate nei termini dei criteri per i collegamenti a microonde. Per collegamenti a microonde (passivi), i tipici criteri di prestazioni includono proprio le perdite a RF e la risposta in frequenza. Non c'è nessuna distorsione non lineare o rumore aggiuntivo a meno che il segnale non è amplificato. Nei collegamenti ottici a microonde tuttavia, il rumore aggiuntivo, come il rumore laser, può degradare la figura di rumore, e la non linearità dei processi di modulazione può ridurre lo spurious free dinamic range. Pertanto, per la trasmissione di microonde mediante collegamenti ottici, i quali sono più come componenti attivi a RF, importanti criteri di prestazioni sono: (a) il guadagno a RF e la risposta in frequenza, (b) la figura di rumore (NF), e (c) lo spurious free dinamic range (SFDR). Questi argomenti saranno discussi nei paragrafi 3.2, 3.3, e 3.4, rispettivamente.

Dal punto di vista ottico, l'ampiezza della modulazione d'intensità a RF è molto più piccola dell'intensità della portante ottica non modulata. Per questo motivo, è possibile analizzare il collegamento con l'approssimazione a piccolo segnale. Di conseguenza, ad un dato punto di funzionamento DC di polarizzazione, le variazioni temporali dell'intensità ottica possono essere espresse come sviluppo in serie di Taylor attorno a questo punto DC di

polarizzazione in funzione dell'ampiezza del segnale a RF.

Per dimostrare chiaramente l'impatto del sistema con tali parametri come l'intensità della portante ottica, il rumore e la distorsione non lineare, abbiamo scelto di discutere in questo capitolo le proprietà di un collegamento ottico a RF intrinseco. In un collegamento intrinseco nessuna amplificazione elettrica o ottica è impiegata. Un segnale a RF, a frequenza ω, è applicato ad un modulatore per creare la modulazione di intensità di una portante ottica. La portante modulata è trasmessa al ricevitore mediante una fibra. I segnali a RF generati dal ricevitore fotorivelatore costituiscono l'uscita a RF del collegamento. Solo la rivelazione diretta dell'intensità ottica (senza amplificazione o qualche schema di compensazione del rumore come rivelazione coerente) è discussa in questa sede. Il guadagno a RF, l'NF e l'SFDR di tale collegamento saranno analizzati in questo capitolo. L'analisi per collegamenti complessi che includono l'amplificazione, la distribuzione a più ricevitori ottici, e schemi per la riduzione del rumore o della distorsione, possono essere estesi dall'analisi del collegamento intrinseco.

Ci sono due metodi comunemente usati per creare una modulazione d'intensità a RF della portante laser; uno è mediante la modulazione diretta a RF del laser ed il secondo è con la modulazione a RF della portante ottica tramite un modulatore esterno. Tuttavia ai fini del nostro progetto la nostra attenzione sarà focalizzata sul primo di questi due.

3.2 Guadagno e risposta in frequenza

Le efficienze di conversione, specialmente del dispositivo di modulazione, sono tipicamente meno del 10%, il che porta immediatamente a perdite del collegamento ottico superiori a 20 dB. Questa situazione ha motivato il considerevole lavoro sulle tecniche di miglioramento dell'efficienza. Concettualmente ci sono due strade che è possibile seguire: (a) migliorare il dispositivo di modulazione, e (b) migliorare il circuito che interfaccia la sorgente del segnale di modulazione al dispositivo di modulazione. In questo capitolo mostreremo come ognuno di questi approcci influisce sulla soluzione. Presenteremo anche un'indagine introduttiva di come il circuito di interfaccia può migliorare le prestazioni.

Il guadagno a RF lineare (o perdita) del collegamento, g_t, è definito come il rapporto tra "la potenza a RF, p_l, a frequenza ω inviata ad un carico adattato all'uscita del fotorivelatore" e "la potenza a RF disponibile all'ingresso, p_s, ad una singola frequenza ω e inviata al dispositivo di modulazione". Cioè

$$g_t = \frac{p_l}{p_s} \tag{3.1}$$

Spesso il guadagno a RF è espresso in dB come $G_t = 10 \log_{10} g_t$. Se G_t è negativo, questi rappresenta una perdita.

Il guadagno a RF di un collegamento ottico è dipendente dalla frequenza. Per collegamenti che usano semplici circuiti elettrici d'ingresso e di uscita costituiti da resistenze e capacità, il loro guadagno a RF generalmente diminuisce all'aumentare della frequenza. Per quantificare la risposta in frequenza passa basso, la larghezza di banda a RF f_B è definita come il range di frequenze dal suo valore di picco in DC alla frequenza per cui G_t diminuisce di 3 dB. Per una risposta in frequenza passa banda, la quale richiede un più complesso circuito di pilotaggio, G_t ha un picco a una frequenza centrale. In questo caso, la larghezza di banda è il range di frequenze attorno alla frequenza centrale entro cui G_t diminuisce di 3 dB dal suo valore di picco.

Ci sono tre cause principali della dipendenza dalla frequenza. (a) Il laser modulato direttamente potrebbe avere una caratteristica dipendente dalla frequenza. (b) La tensione o la corrente consegnata al dispositivo di modulazione potrebbero variare in funzione della frequenza a causa delle caratteristiche elettriche del circuito d'ingresso. (c) Il ricevitore e il rivelatore potrebbero avere risposte dipendenti dalla frequenza.

Sia $p_{m,o}$ l'ampiezza rms della potenza ottica tempo variante a frequenza ω (immediatamente dopo il dispositivo di modulazione) in ingresso alla fibra. Sia $p_{d,o}$ l'ampiezza rms della potenza ottica a frequenza ω incidente sul rivelatore. Qui, il pedice o denota quantità ottiche, il pedice m indica portante ottica modulata a frequenza ω all'inizio della fibra ed il pedice d indica portante

ottica modulata a frequenza ω incidente sul rivelatore. Le quantità che non hanno il pedice o sono a RF. Quindi

$$p_{d,o} = T_{\text{M-D}} \; p_{m,o} \tag{3.2}$$

dove $T_{\text{M-D}}$ è la perdita ottica totale provocata quando la modulazione ottica viene trasmessa dal dispositivo di modulazione al rivelatore. Questa quantità include la perdita per la propagazione nella fibra e la perdita per accoppiamento con la fibra. Poichè $p_{m,o}$ è proporzionale alla corrente o alla tensione dell'ingresso a RF, $p_{m,o}^2$ è proporzionale a p_s. Poichè la fotocorrente a RF a frequenza ω generata dal rivelatore è proporzionale a $p_{d,o}$, e poichè la potenza a RF all'uscita del collegamento è proporzionale al quadrato della fotocorrente, $p_{d,o}^2$ è proporzionale a p_l. In virtù di queste relazioni utilizziamo l'equazione (3.2) per scrivere la (3.1) come

$$g_t = \left(\frac{p_{m,o}^2}{p_s}\right) T_{\text{M-D}}^2 \left(\frac{p_l}{p_{d,o}^2}\right) \tag{3.3a}$$

o

$$G_t = 10\log_{10}\left(\frac{p_{m,o}^2}{p_s}\right) + 20\log_{10} T_{\text{M-D}} + 10\log_{10}\left(\frac{p_l}{p_{d,o}^2}\right) \tag{3.3b}$$

Strettamente parlando, la definizione di guadagno richiede un'impedenza adattata tra la sorgente di modulazione ed il dispositivo di modulazione. Una

tipica sorgente a RF può essere rappresentata da una sorgente di tensione con tensione rms v_s a frequenza ω in serie con una resistenza interna R_S. Come vedremo tra un po', il dispositivo di modulazione deve avere un'impedenza uguale a R_S. Ci sono chiaramente una miriade di circuiti che possono realizzare la funzione di adattamento d'impedenza. La selezione per qualsiasi particolare applicazione dipende da molti criteri - primi fra tutti il costo, la larghezza di banda e l'efficienza. Abbiamo scelto alcuni esempi illustrativi qui di seguito.

La più semplice - e meno costosa - forma di adattamento consiste nell'uso di un resistore. Tuttavia un resistore è un dispositivo con perdita, quindi questa forma di adattamento non è molto efficiente. Allora l'adattamento dell'impedenza senza perdite (una situazione ideale che può solo essere approssimata in pratica) offre una maggiore efficienza ma aumenta la complessità del circuito, e quindi i costi. Presenteremo un esempio di entrambe le categorie nella discussione seguente.

Come diventerà più chiaro nei paragrafi successivi, $p_{m,o}^2/p_s$ è un'importante figura di merito in quanto contiene gli effetti combinati dell'impedenza del dispositivo di modulazione e dell'efficienza di inclinazione. Per avere un'idea di $p_{m,o}^2/p_s$, avremo bisogno di derivare due espressioni: una per la relazione tra la potenza della sorgente di modulazione, p_s, e la tensione o corrente di modulazione; e una relazione tra la tensione o corrente di modulazione e la potenza ottica di modulazione p_{mo}. Di conseguenza l'equazione che definisce

$p_{m,o}^2/p_s$ differirà in base ai diversi metodi utilizzati per ottenere l'adattamento dell'impedenza e per la modulazione a RF della portante ottica.

3.2.1 La $p_{m,o}^2/p_s$ dei collegamenti con laser modulati direttamente

La potenza ottica di uscita di un laser a semiconduttore è prodotta dalla corrente diretta di bias iniettata nella sua regione attiva. La figura 3.2 illustra la potenza ottica istantanea $p_L(t)$ ($p_L(t) = P_L + p_{l,o}$) in funzione della corrente totale iniettata $i_L(t)$, ($i_L(t) = I_L + i_l$). Qui, la corrente di bias è I_L, e i_l è il piccolo segnale a RF di modulazione, cioè, $i_l \ll I_L$. Se la corrente di modulazione è $\sqrt{2}\, i_s \cos \omega t$ dove i_s è l'ampiezza rms della corrente a RF, allora $p_{l,o}$ è l'ampiezza rms della potenza laser a frequenza ω. Chiaramente, c'è una dipendenza approssimativamente lineare della variazione di $p_L(t)$ rispetto alla variazione di $i_L(t)$ nel range che va dalla soglia alla saturazione dell'uscita laser.

La modulazione diretta dei laser a semiconduttore (cioè, modulazione diretta di $i_L(t)$) è molto più semplice da implementare rispetto ad una modulazione esterna. Quindi questo metodo è comunemente il più utilizzato per ottenere la modulazione di intensità della portante ottica, soprattutto perchè è meno costoso. Tuttavia, la larghezza di banda utile per la modulazione è

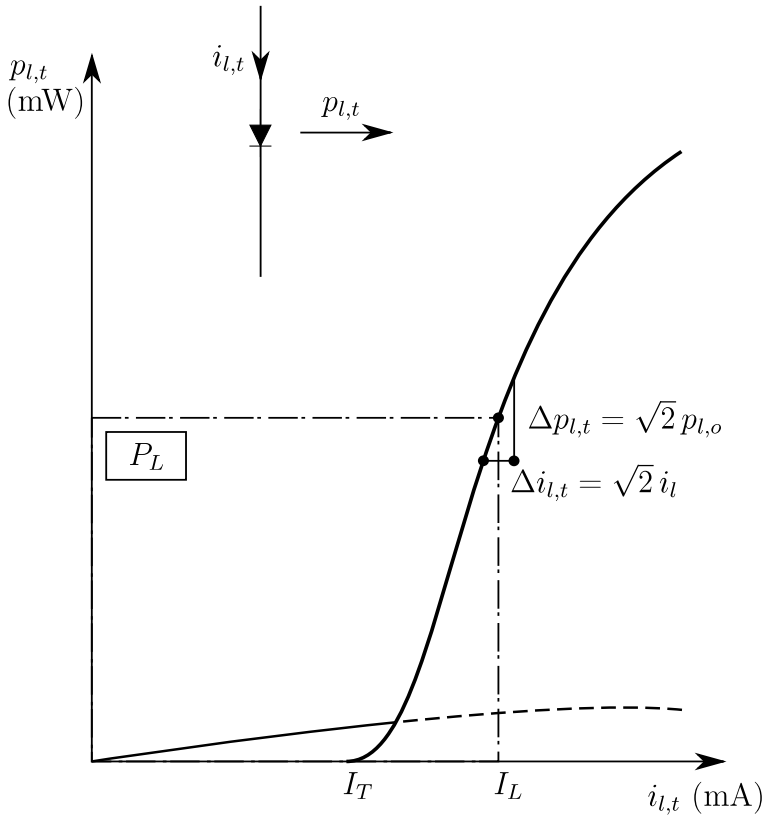


Figura 3.2: Diagramma rappresentativo della potenza ottica di un diodo laser, $p_{l,t}$, vs. la corrente attraverso il laser, $i_{l,t}$, con la corrente di soglia, I_T, ed una tipica corrente di bias, I_L, per modulazione analogica.

limitata al range che va dalla DC alla risonanza di rilassamento laser, la quale è tipicamente poche decine di GHz.

L'efficienza di inclinazione del laser s_l è definita come l'inclinazione della curva $p_L\,(t)$ vs. $i_L\,(t)$ ad una data corrente di polarizzazione I_L, figura 3.2,

$$s_l = \left.\frac{dp_L\,(t)}{di_L\,(t)}\right|_{I_L} = \frac{p_{l,o}}{i_l} \tag{3.4}$$

Qui, s_l include l'efficienza di accoppiamento della potenza d'uscita laser al

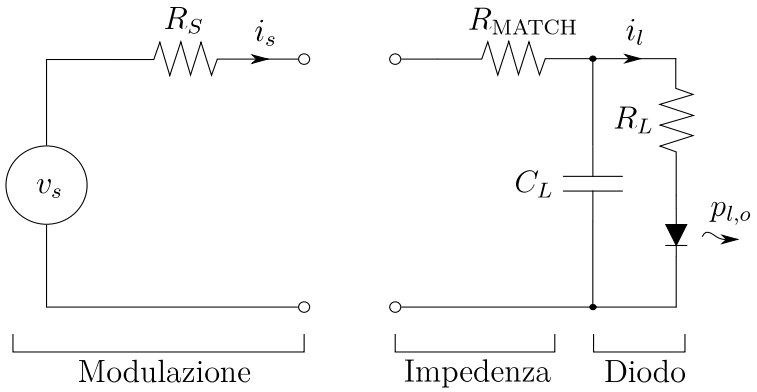


Figura 3.3: Circuito per un adattamento mediante resistore tra una sorgente e un diodo laser la cui impedenza è rappresentata dal parallelo di un condensatore e di un resistore.

modo d'onda guidato nella fibra.

La i_l è determinata dall'analisi del circuito guidante il laser. Il laser può essere rappresentato elettricamente da un'impedenza d'ingresso costituita da una resistenza R_L in parallelo ad una capacità C_L.

E' ben noto nella teoria dei circuiti che la massima potenza a RF è trasferita dalla sorgente di tensione v_s all'impedenza di carico quando l'impedenza di carico è adattata all'impedenza della sorgente, R_S. Questa massima potenza disponibile, p_s, è $v_s^2/\left(4R_S\right)$. Pertanto l'obiettivo del progetto di qualsiasi circuito a RF che pilota il laser è di fornire un'impedenza adattata da R_L e C_L a R_S.

Consideriamo prima un semplice circuito resistivo adattato di pilotaggio illustrato in figura 3.3. Questo è applicabile per frequenze dove la reattanza della capacità $X_L = 1/\left(j\omega C_L\right) \gg R_L$. Per laser planari, tipicamente $R_S \gg$

R_L; così un semplice modo per soddisfare la condizione di adattamento a basse frequenze è quello di aggiungere una resistenza R_{MATCH} in serie al laser in modo che

$$R_L + R_{\text{MATCH}} = R_S$$

La legge di Ohm permette di scrivere l'espressione per la corrente laser, la quale insieme all'equazione (3.4) conduce ad un'espressione per la potenza laser modulata, in formule

$$i_l = \frac{v_s/2}{R_L + R_{\text{MATCH}}} \qquad p_{l,o}^2 = \frac{s_l^2}{R_L + R_{\text{MATCH}}} \cdot \frac{(v_s/2)^2}{R_S} \tag{3.5}$$

Dividendo la seconda equazione nella (3.5) per la massima potenza disponibile al laser, p_s, $(v_s/2)^2 / R_S$, si ottiene un'espressione per $p_{l,o}^2/p_s$

$$\frac{p_{l,o}^2}{p_s} = \frac{s_l^2}{R_S} \tag{3.6}$$

La variazione di frequenza di $p_{l,o}^2/p_s$ è funzione della dipendenza di i_l ed s_l dalla frequenza. La dipendenza dalla frequenza di s_l è discussa nel capitolo 2; ai fini della presente discussione sarà assunta essere una costante, indipendente dalla frequenza.

Possiamo ottenere qualcosa per la dipendenza dalla frequenza di i_l dal semplice circuito di figura 3.3. A frequenze molto più alte della DC, i_l

diminuisce a causa di C_L. Dall'analisi del circuito mostrato in figura 3.3, otteniamo

$$
\begin{aligned}
i_s &= \frac{v_s}{R_S + R_{\text{MATCH}} + \dfrac{R_L}{1 + R_L\,(j\omega C_L)}} \\
i_l &= \frac{i_s}{1 + R_L\,(j\omega C_L)} \\
|p_{l,o}| &= s_l\ |i_l| = s_l\, v_s \left| \frac{1}{2R_S + (R_S + R_{\text{MATCH}})\,(j\omega C_L)\,R_L} \right| \\
\frac{|p_{l,o}|^2}{p_s} &= \frac{s_l^2}{R_S} \left[\frac{1}{1 + \left(2 - \dfrac{R_L}{R_S}\right)^2 \left(\dfrac{R_L \omega C_L}{2}\right)^2} \right]
\end{aligned}
$$

In aggiunta alla variazione di frequenza di s_l, questo circuito di adattamento causerà una diminuzione di 3 dB in $|p_{l,o}|^2 / p_s$ quando

$$
\frac{R_L \omega C_L}{2} = \frac{1}{2 - \dfrac{R_L}{R_S}} \tag{3.7}
$$

Il semplice circuito illustrato in figura 3.3 potrebbe essere sostituito da uno qualsiasi dei più sofisticati circuiti che adattano R_L e C_L più efficientemente a R_S. Consideriamo un circuito di adattamento che può essere rappresentato simbolicamente come un trasformatore ideale come mostrato in figura 3.4. Per ottenere l'adattamento desiderato, il rapporto di trasformazione del

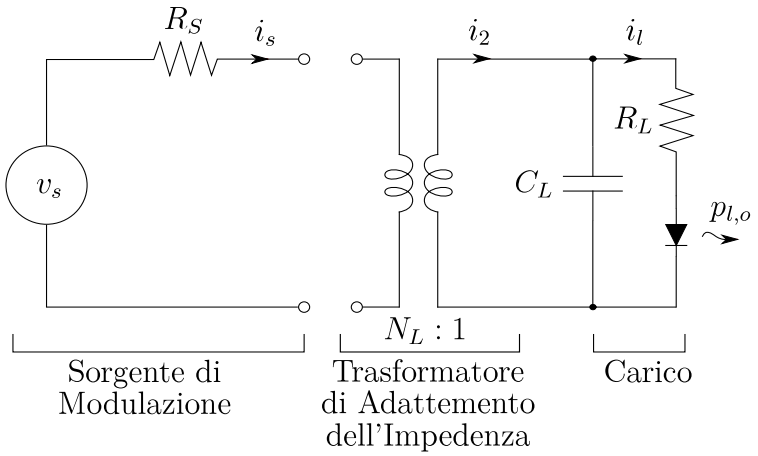


Figura 3.4: Circuito per un adattamento mediante trasformatore ideale tra una sorgente e un diodo laser la cui impedenza è rappresentata dal parallelo di un condensatore e di un resistore.

trasformatore è scelto tale che

$$N_L^2 R_L = R_S \qquad \text{e} \qquad i_2 = N_L i_s$$

Dall'analisi convenzionale del circuito otteniamo

$$i_l = \frac{v_s N_L}{2R_S + R_S R_L \left(j\omega C_L\right)}$$
$$\frac{\left|p_{l,o}\right|^2}{p_s} = \frac{s_l^2 N_L^2}{R_S \left[1 + \left(\frac{R_L \left(\omega C_L\right)}{2}\right)^2\right]}$$

A basse frequenze, $j\omega C_L$ è trascurabile, e otteniamo

$$\frac{p_{l,o}^2}{p_s} = \frac{s_l^2}{R_S} N_L^2 \tag{3.8}$$

Allora l'adattamento (senza perdite) con trasformatore, come mostrato dall'equazione (3.8), fornisce una $p_{l,o}^2/p_s$ che è N_L^2 volte più grande il valore ottenuto dall'adattamento con resistore (con perdite), come mostrato dall'equazione (3.6). La risposta di frequenza di questo circuito guidante produrrà una diminuzione di 3 dB in $p_{l,o}^2/p_s$ quando

$$\frac{R_L \omega C_L}{2} = 1 \tag{3.9}$$

Confrontando le equazioni (3.9), (3.7), vediamo che la larghezza di banda a 3 dB del circuito con adattamento a trasformatore è di un fattore $2 - R_L/R_S$ più grande di quello con adattamento resistivo. Infine si noti che mediante il risultato trovato è possibile scambiare l'aumento della risposta per la diminuzione della larghezza di banda.

3.2.2 La $p_l/p_{d,o}^2$ del fotorivelatore

Il fotodiodo genera una corrente a RF i_d che è proporzionale alla potenza ottica a frequenza ω incidente sul fotodiodo, $p_{d,o}$. In altre parole, $i_d = s_d\ p_{d,o}$, dove s_d è l'efficienza di inclinazione del fotodiodo espressa in A/W. Il fotodiodo è rappresentato elettricamente da R, C_D, e R_D, come mostrato in figura 3.5. R è la resistenza di dispersione del fotodiodo polarizzato. Essa è

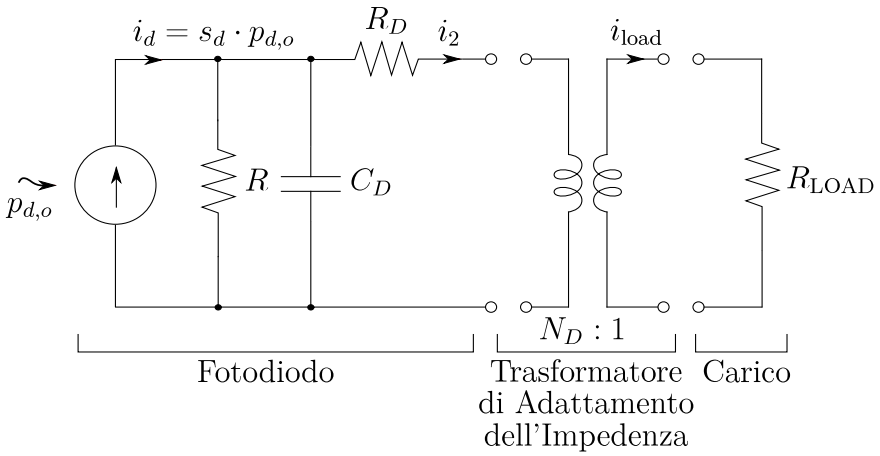


Figura 3.5: Schema a bassa frequenza per il modello del circuito del fotodiodo connesso ad un trasformatore ideale per adattamento del fotodiodo ad un carico resistivo.

tipicamente molto grande rispetto a R_D e R_{LOAD}. La potenza di uscita a RF dal fotodiodo è trasferita al carico indicato come R_{LOAD}, dove $R_{\text{LOAD}} \gg R_D$. Per massimizzare la potenza trasferita al carico, dobbiamo adattare R, C_D, e R_D a R_{LOAD}.

Scegliamo un circuito di adattamento a trasformatore mostrato in figura 3.5. In questo caso

$$i_{\text{load}} = N_D \, i_2$$

$$i_{\text{load}} = \frac{N_D}{\left(R_D + N_D^2 \, R_{\text{LOAD}}\right)\left(j\omega C_D\right) + 1 + \dfrac{R_D + N_D^2 \, R_{\text{LOAD}}}{R}} \, i_d$$

Per un pratico rapporto di trasformazione, $N_D^2 R_{\text{LOAD}}$ non può adattare R.

Allora $R \gg R_D + N_D^2 R_{\mathrm{LOAD}}$, e otteniamo

$$\frac{|p_l|}{p_{d,o}^2} = \frac{|i_{\mathrm{load}}|^2 \; R_{\mathrm{LOAD}}}{(i_d/s_d)^2} = \frac{N_D^2 \, s_d^2 \, R_{\mathrm{LOAD}}}{\left(R_D + N_D^2 \, R_{\mathrm{LOAD}}\right)^2 \omega^2 \, C_D^2 + 1} \tag{3.10}$$

L'equazione (3.10) ci permetti di esplorare le variazioni di guadagno e larghezza di banda in funzione di N_D. Assumiamo che s_d sia indipendente da ω entro il range di frequenze d'interesse, allora

$$\text{aumento Guadagno}|_{\text{bassa}\,\omega} = \left.\frac{p_l}{p_{d,o}^2}\right|_{N_D} \Bigg/ \left.\frac{p_l}{p_{d,o}^2}\right|_{N_D=1} \cong N_D^2 \tag{3.11}$$

$$\text{aumento Larghezza Banda} = \frac{R_D + R_{\mathrm{LOAD}}}{R_D + N_D^2 \, R_{\mathrm{LOAD}}} \cong \frac{1}{N_D^2} \tag{3.12}$$

Le equazioni (3.11), (3.12), esprimono lo stesso risultato che abbiamo ottenuto per il modulatore, cioè che il prodotto di guadagno e larghezza di banda è una costante. Di conseguenza i circuiti rivelatori (cioè N_D) possono essere progettati per fornire un più alto guadagno entro un larghezza di banda desiderata.

In realtà l'efficienza di inclinazione s_d ha anche una dipendenza dalla larghezza di banda. Rivelatori con grande s_d hanno generalmente piccola larghezza di banda. La figura 3.6 mostra l'efficienza di inclinazione di alcuni comuni fotorivelatori rispetto alla frequenza di 3 dB.

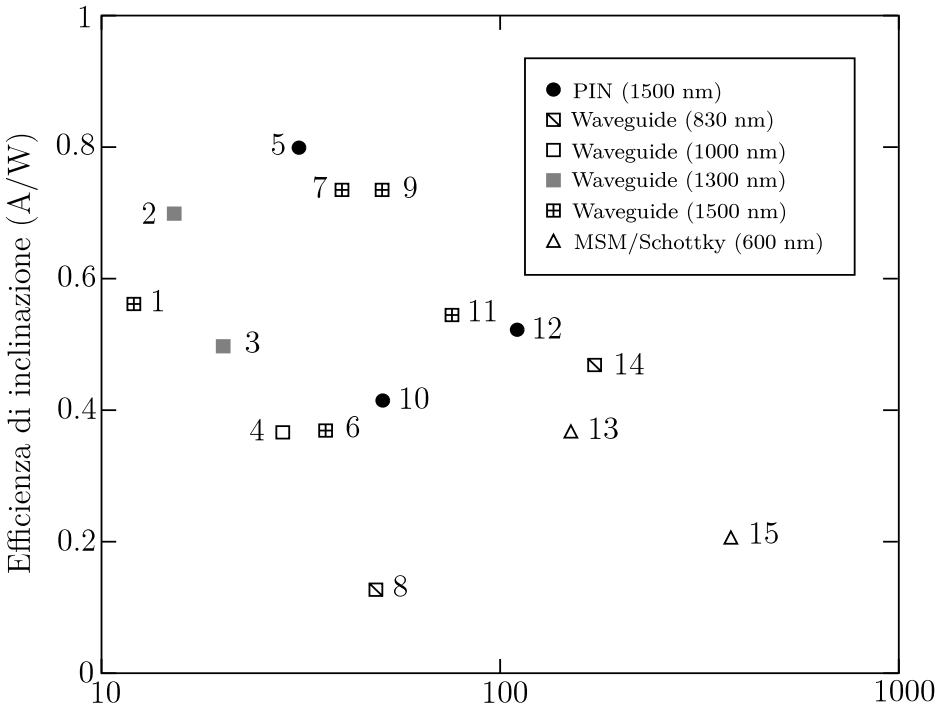


Figura 3.6: Diagramma dell'efficienza di inclinazione del fotorivelatore vs. la frequenza di 3 dB per vari fotorivelatori.

3.2.3 Commenti generali sul guadagno del collegamento

Possiamo ora combinare le specifiche espressioni dei paragrafi precedenti nell'espressione generale per il guadagno del collegamento, equazione (3.3a). Per il guadagno a bassa frequenza inseriamo le equazioni (3.8) (3.10) - l'ultima con $\omega \to 0$ - nell'equazione (3.3a) per ottenere

$$g_t = \frac{N_L^2\, s_l^2}{R_S}\, s_d^2\, N_D^2\, R_{\mathrm{LOAD}} = s_l^2\, s_d^2\Big|_{R_S=R_{\mathrm{LOAD}};\, N_L=N_D=1} \tag{3.13}$$

In tutti i primi collegamenti - e molti collegamenti attuali - $g_t < 1$, il che

significa che i collegamenti hanno perdite. Questo è coerente con il fatto che le efficienze di inclinazione dei diodi laser convenzionali e dei fotorivelatori PIN sono limitate dalla conservazione dell'energia (affinchè sia $g_t < 1$).

Ci sono due approcci generali per ridurre la perdita del collegamento, i quali potrebbero essere utilizzati separatamente o insieme. Per collegamenti a banda stretta, è possibile scambiare la larghezza di banda in eccesso con la riduzione delle perdite. Per ottenere un guadagno in un collegamento direttamente modulato, per esempio, è richiesto $R_L/R_D < s_l^2\, s_d^2$. Il limite di Bode-Fano definisce i limiti di validità di questo scambio.

L'altro approccio generale per ridurre la perdita del collegamento consiste nell'aumentare l'efficienza di inclinazione. Questo è un approccio a banda larga che non comporta limiti di validità per lo scambio guadagno-larghezza di banda. Anche se in linea di principio sarebbe altrettanto efficace migliorare l'efficienza di inclinazione sia del dispositivo di modulazione che del fotorivelatore, in pratica tutta l'attenzione è focalizzata sul miglioramento del dispositivo di modulazione.

3.3 Figura di rumore

Il rumore ha un ruolo chiave nella determinazione del minimo segnale che può essere trasmesso dal collegamento e nel contributo al massimo SFDR.

L'SFDR dei collegamenti ottici verrà discusso in dettaglio nel paragrafo 3.4. In questo paragrafo focalizzeremo la nostra discussione sulle sorgenti di rumore e sulla figura di rumore.

Per i collegamenti ottici a RF la potenza di rumore all'uscita del collegamento n_{out} è legata al rumore all'ingresso del collegamento n_{in} attraverso la figura di rumore, NF, la quale è definita come

$$\text{NF} = 10\log_{10}\left(\frac{s_{\text{in}}/n_{\text{in}}}{s_{\text{out}}/n_{\text{out}}}\right) = 10\log_{10}\left(\frac{n_{\text{out}}}{g_t\, n_{\text{in}}}\right)$$
$$\text{dove} \quad n_{\text{in}} = k\,T\Delta f \quad \text{e} \quad T = 290^{\circ}\text{K} \tag{3.14}$$

Qui, s_{in} e s_{out} sono la potenza del segnale a RF a frequenza ω in ingresso e in uscita del collegamento, rispettivamente, k è la costante di Boltzmann e Δf è la larghezza di banda del rumore. Quando i terminali d'ingresso e di uscita sono adattati, $s_{\text{out}}/s_{\text{in}}$ è il guadagno del collegamento g_t, che abbiamo analizzato nel paragrafo precedente.

Le due forme dell'equazione (3.14) mettono in chiaro un paio di cose circa la figura di rumore: (a) quando non c'è nessun rumore addizionale attraverso il collegamento, il minimo NF è 0 dB, e (b) l'NF non dipende dalla potenza del segnale d'ingresso s_{in}.

Chiaramente, n_{out} sarà più grande di $g_t\, n_{\text{in}}$ a causa dei contributi addizionali di rumore del laser, del rivelatore e degli elementi circuitali. Pertanto,

possiamo riscrivere l'equazione (3.14) come

$$n_{\text{out}} = g_t\, n_{\text{in}} + n_{\text{add}} \qquad \text{e} \qquad \text{NF} = 10\log_{10}\left(1 + \frac{n_{\text{add}}}{g_t\, n_{\text{in}}}\right) \tag{3.15}$$

Da un altro punto di vista, l'effetto del rumore addizionale n_{add} nell'equazione (3.15) può essere considerato come un rumore addizionale equivalente all'ingresso che è n_{add}/g_t. L'equazione (3.15) può anche essere generalizzata in modo da includere il rumore aggiunto in qualsiasi punto del collegamento $n_{\text{add},i}$

$$\text{NF} = 10\log_{10}\left(1 + \frac{\sum_i n_{\text{add},i}/g_i}{n_{\text{in}}}\right) \tag{3.16}$$

Qui g_i è il guadagno tra l'ingresso del collegamento e la sorgente di rumore addizionale.

L'NF è comunemente utilizzato per specificare le proprietà del rumore di un componente a RF. Le equazioni (3.14) (3.15) ci permettono di esprimere n_{out} in funzione dell'NF del collegamento quando $n_{\text{in}} = k\,T\Delta f$. Il principale obiettivo di questo paragrafo è di discutere come trovare l'NF di un collegamento.

3.3.1 Sorgenti di rumore e loro modelli

Ci sono tre sorgenti di rumore dominanti nei collegamenti ottici: rumore termico, shot e di intensità relativa (RIN). Tutte le sorgenti di rumore sono

statisticamente indipendenti, così la potenza totale di rumore di tutte queste sorgenti è semplicemente la somma delle potenze di rumore indipendenti. Nelle seguenti sezioni, mostreremo la rappresentazione in corrente in media quadratica di queste sorgenti di rumore.

Rumore termico Quando un qualsiasi resistore è usato in un circuito, genera rumore termico, conosciuto anche come rumore Johnson. Questo è un rumore bianco, cioè la potenza di rumore per unità di larghezza di banda è una costante, indipendente dalla frequenza. A limitare la potenza di rumore fornita da tale sorgente di rumore a larga banda, c'è di solito un filtro elettronico con larghezza di banda Δf inserito nel circuito. Solo i segnali e il rumore all'interno di questa banda necessitano di considerazione nel collegamento. Il rumore fornito da una resistenza fisica R è comunemente trattato come un generatore di rumore di corrente in media quadratica in parallelo ad un resistore R in cui è assente il rumore. La corrente di rumore in media quadratica del rumore termico è

$$\overline{i_t^2} = \frac{4\,k\,T\Delta f}{R}$$

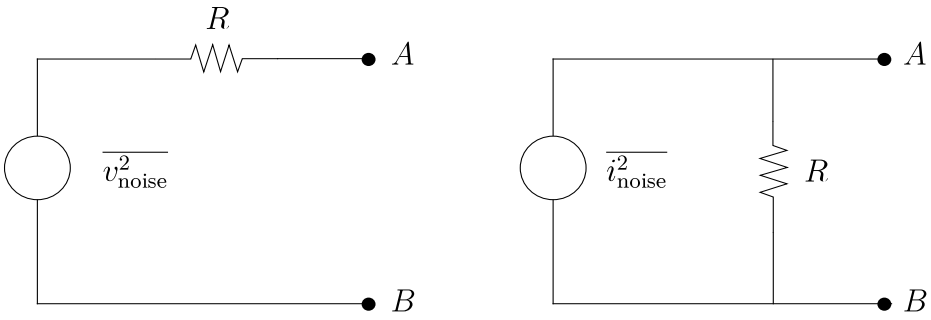


Figura 3.7: I generatori equivalenti di rumore di tensione e di corrente in media quadratica.

dove, T è la temperatura in kelvin. Per ogni rappresentazione in corrente in media quadratica, è ben noto nella teoria dei circuiti che c'è anche una equivalente rappresentazione in tensione in media quadratica della stessa sorgente di rumore. La figura 3.7 mostra che, per i terminali A e B, un $\overline{v^2_{\text{noise}}}$ in serie con R è completamente equivalente a $\overline{i^2_{\text{noise}}}$ in parallelo con R, purchè $\overline{v^2_{\text{noise}}} = R^2\,\overline{i^2_{\text{noise}}}$.

Per qualsiasi impedenza complessa, il rumore termico è generato nella parte resistiva dell'impedenza. Quando c'è un carico adattato a R, la potenza di rumore consegnata al carico è $\left(\overline{i_t^2}/4\right) R = k\,T\Delta f$.

Rumore shot Il rumore shot è generato quando una corrente elettrica con valore medio $\overline{I_D}$ è generata da una serie di casuali eventi indipendenti, per esempio, la fotocorrente in un rivelatore. Il rumore shot è anch'esso una sorgente di rumore bianco. All'interno della filtrata larghezza di banda Δf, il

rumore shot è rappresentato da un generatore di rumore di corrente in media quadratica (posto in parallelo al generatore di corrente I_D libero dal rumore)

$$\overline{i_{\text{sn}}^2} = 2\,q\,\overline{I_D}\,\Delta f$$

dove q è la carica di un elettrone. Si noti che il rumore shot è linearmente proporzionale a I_D. Allora il rumore shot può essere più grande del rumore termico per I_D sufficientemente grande. Esso rappresenta uno degli svantaggi dell'uso di grandi P_L nei collegamenti ottici. Per esempio, il rumore shot per 1 mA di I_D è uguale al rumore termico di un resistore di 50 Ohm a temperatura ambiente (290°K).

Rumore d'intensità relativo Ci sono fluttuazioni dell'intensità del laser causate dalle casuali emissioni spontanee. Queste fluttuazioni sono conosciute come rumore d'intensità relativo (rin). Il rin è definito come

$$\text{rin} = \frac{\overline{\delta p_l^2}\,\Delta f}{\overline{P_L^2}}$$

Qui $\overline{\delta p_l^2}$ denota la media del quadrato delle fluttuazioni dell'intensità della densità spettrale, e $\overline{P_L^2}$ è la media del quadrato della potenza laser. In generale il rin è funzione di $\overline{P_L^2}$. Raggiunge il massimo appena al di sopra della soglia

laser e diminuisce quando si supera la soglia laser. Il rumore d'intensità relativo di un laser è di solito specificato in termini di RIN, il quale è legato al rin come

$$\text{RIN} = 10 \log_{10} \text{rin}$$

Lo spettro del RIN non è piatto e quindi non è una sorgente di rumore bianco. Tuttavia, per semplicità, molte delle analisi dei collegamenti ottici assumono che il RIN è una costante entro un larghezza di banda d'interesse. Il RIN si differenzia anche per i diodi laser e i laser a stato solido, e per singolo modo e multimodo. Per esempio, un laser a stato solido singolo modo potrebbe avere un RIN di -170 dB per $\Delta f = 1$ Hz, quando un diodo laser ha tipicamente un RIN di -145 dB per $\Delta f = 1$ Hz.

Sia $\overline{P_L^2}$ che $\overline{\delta p_l^2}$ produrranno corrispondenti correnti quadratiche nel resistore di carico dopo la rivelazione. Poichè lo stesso rivelatore e lo stesso circuito saranno usati per $\overline{P_L^2}$ e $\overline{\delta p_l^2}$, il rapporto $\overline{\delta p_l^2}/\overline{P_L^2}$ è lo stesso di $\overline{i_{\text{rin}}^2}/\overline{I_D^2}$. Quindi il rumore d'intensità relativo può essere rappresentato come un generatore di corrente con un corrente in media quadratica

$$\overline{i_{\text{rin}}^2} = \text{rin}\ \overline{I_D^2}\ \Delta f$$

Si noti che $\overline{i_{\text{rin}}^2}$ è proporzionale a $\overline{I_D^2}$, quando il rumore shot è solo linearmente

proporzionale a I_D. Pertanto il rumore RIN è dominante per grosse potenze medie del laser.

3.3.2 Analisi della figura di rumore dei collegamenti

Per trovare la figura di rumore di un collegamento, è necessario calcolare o n_{add} all'uscita o il rumore equivalente all'ingresso, $\sum n_{\text{add},i}/g_i$. Nelle figure 3.3, 3.4, abbiamo mostrato esempi di circuiti di pilotaggio a RF per il laser. Nella figura 3.5 abbiamo mostrato un esempio del circuito in cui il fotorivelatore è adattato al carico. In tutti i collegamenti per la trasmissione a RF, l'ingresso $p_{d,o}$ al fotorivelatore è proporzionale a $p_{m,o}$, cioè l'uscita modulata del dispositivo di modulazione. Se ora aggiungiamo i generatori di rumore di corrente in media quadratica nelle varie posizioni degli elementi (come il laser, il rivelatore, e la resistenza, che generano il rumore) ai circuiti di pilotaggio e di rivelazione, possiamo calcolare il risultante n_{add} o $\sum n_{\text{add},i}/g_i$ dall'analisi del circuito. In tale calcolo, tutti gli elementi circuitali, eccetto le sorgenti di rumore, saranno considerati elementi senza rumore.

Chiaramente, l'NF di un dato collegamento dipenderà dalle sorgenti di rumore, dalle loro posizioni e dalla configurazione circuitale del collegamento. Fortunatamente, quando n_{add} è causato principalmente da una sorgente di rumore dominante, le altre sorgenti di rumore possono essere trascurate.

Quando il meccanismo di rumore dominante è termico, shot o RIN, il rumore dipenderà sia dalle condizioni di funzionamento - come la potenza laser di polarizzazione e la corrente media del rivelatore - che dal circuito. Discuteremo ora come calcolare l'NF per uno dei casi che si verifica frequentemente.

L'NF di un collegamento dominato da rumore RIN La figura 3.8 mostra i circuiti equivalenti di un collegamento con laser modulato direttamente ed adattato con trasformatore includendo le sorgenti di rumore, il quale si basa sui circuiti del laser e del rivelatore senza le sorgenti di rumore che abbiamo mostrato nelle figure 3.4, 3.5. Per convenienza di calcolo, i rumori termici causati dalle resistenze R_S e R_L sono rappresentati mediante la sorgente equivalente di rumore di tensione in serie con la resistenza. Il rumore RIN è mostrato come una sorgente di rumore di corrente in parallelo con il fotorivelatore.

$$\overline{v_{\text{ts}}^2} = 4\,k\,T\,R_S\,\Delta f \qquad \overline{v_{\text{tl}}^2} = 4\,k\,T\,R_L\,\Delta f$$

$$\overline{i_{\text{tLOAD}}^2} = 4\,k\,T\Delta f/R_{\text{LOAD}} \qquad \overline{i_{\text{rin}}^2} = \text{rin}\ \overline{I_D^2}\ \Delta f$$

Il RIN di un tipico diodo laser è $< -150\,\text{dB/Hz}$ e la corrente media del rivelatore è 1 mA. Sotto queste condizioni $\overline{i_{\text{rin}}^2} = 1.0 \cdot 10^{-21} > \overline{i_{\text{sn}}^2} = \overline{i_t^2} =$

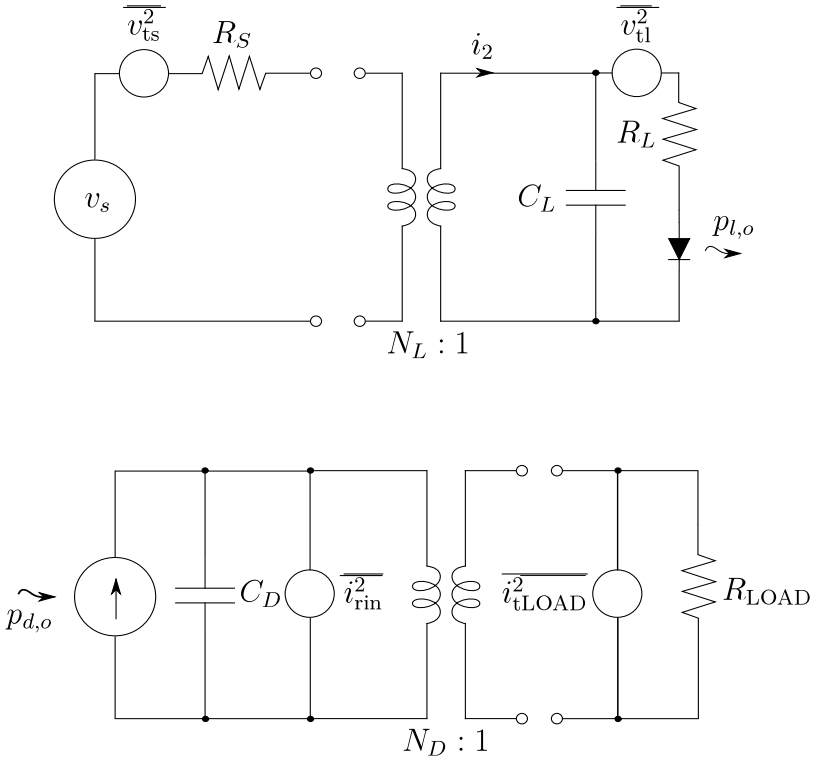


Figura 3.8: Il circuito equivalente di un collegamento a RF per il calcolo dell'NF con rumore RIN dominante e laser direttamente modulato.

$3.2 \cdot 10^{-22}\,\text{A}^2/\text{Hz}$. Di conseguenza possiamo ottenere un valore ragionevolmente accurato per l'NF basato su due soli contributi per n_{add}. Uno è il rumore termico di R_S. Poichè la sorgente di rumore è posizionata nella stessa maglia della sorgente di modulazione, è semplice verificare che questa sorgente ha lo stesso guadagno dall'ingresso all'uscita della sorgente di modulazione. Pertanto, il suo contributo a n_{add} è $g_t\, k\, T \Delta f$. L'altro contributo a n_{add} è il rumore RIN. Poichè esso è posizionato all'uscita del collegamento prima del trasformatore, il suo contributo a n_{add} può essere scritto come $N_D^2\, \overline{i_{\text{rin}}^2}\, R_{\text{LOAD}}\, \Delta f$.

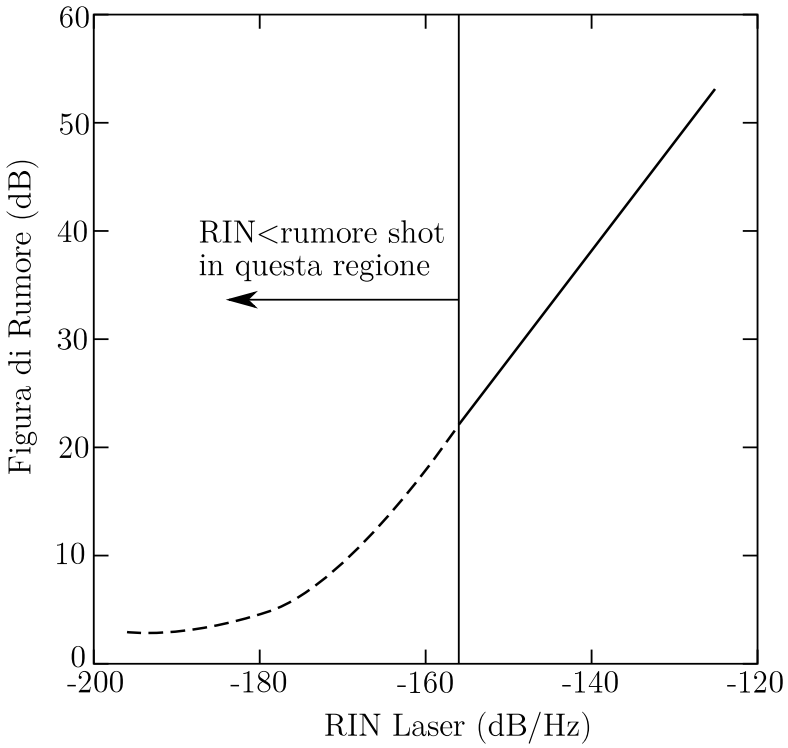


Figura 3.9: Diagramma dell'NF di un collegamento a RF con RIN dominante e laser modulato direttamente vs. il rumore RIN.

Di conseguenza, otteniamo

$$\mathrm{NF} = 10\log_{10}\left(1 + \frac{g_t\,k\,T + \overline{i_{\mathrm{rin}}^2}\,N_D^2\,R_{\mathrm{LOAD}}}{g_t\,k\,T}\right) = 10\log_{10}\left(2 + \frac{\overline{i_{\mathrm{rin}}^2}\,R_{\mathrm{LOAD}}}{N_L^2\,s_l^2\,s_d^2\,k\,T}\right) \tag{3.17}$$

La figura 3.9 è un diagramma dell'equazione (3.17) con $s_l = 0.2\,\mathrm{W/A}$, $s_d = 0.8\,\mathrm{A/W}$, $T = 290°K$, e $R_{\mathrm{LOAD}} = 50\,\Omega$. Esso conferma la nostra intuizione che all'aumentare del RIN aumenta NF. Per una $\overline{I_D}$ di 1 mA, il rumore shot dovrebbe essere uguale al rumore RIN di -168 dBm. Pertanto il collegamento potrebbe essere dominato dal rumore shot per RIN sotto i

-168 dBm, e l'analisi precedente necessiterebbe di essere modificata. Si noti inoltre che, anche per ogni piccolo RIN e rumore shot, l'NF non scende mai sotto i 3 dB $= [10 \log_{10} 2]$.

3.4 Distorsione nei collegamenti a RF

Nel paragrafo 3.2, abbiamo definito il guadagno lineare di un collegamento. Il guadagno lega la potenza a RF alla frequenza fondamentale ω consegnata al carico R_{LOAD} alla potenza a RF in ingresso a frequenza ω. Tuttavia, un esame attento dell'uscita comprenderà non solo il segnale alla frequenza fondamentale ω ma anche a frequenze che sono armonicamente legate alla fondamentale. In altre parole, ci sarà la distorsione non lineare del segnale fondamentale. Se un collegamento è utile alle applicazioni lineari, allora per una potenza d'ingresso sufficientemente bassa, le armoniche saranno piccole rispetto al rumore. Come la potenza a RF dell'ingresso alla frequenza fondamentale aumenta, la potenza di uscita delle frequenze armoniche $n\omega$ aumenterà più velocemente della potenza del segnale a frequenza ω per ragioni che diventeranno chiare tra poco. Allora la potenza della distorsione armonica sorpasserà eventualmente la potenza di rumore. In questo caso, l'SFDR sarà limitato dalla distorsione non lineare per l'alta potenza a RF d'ingresso. La discussione dell'effetto del rumore e della distorsione non lineare sull'SFDR

sarà presentata nel paragrafo successivo. Qui, ci focalizziamo su come valutare la distorsione non lineare.

Consideriamo la fotocorrente totale $i_{T,\mathrm{LOAD}}$, inviata alla resistenza di carico R_{LOAD}. Qui $i_{T,\mathrm{LOAD}}$ consiste di una fotocorrente DC di polarizzazione, $I_{B,\mathrm{LOAD}}$ più il segnale a RF e la distorsione. Per l'analisi della distorsione, l'effetto del rumore è trascurato. Matematicamente, l'ingresso di tensione al collegamento a RF consiste di una tensione DC di polarizzazione V_B più il segnale a RF, $v_{\mathrm{rf}}(t)$, cioè $V = V_B + v_{\mathrm{rf}}(t)$. Possiamo esprimere la relazione della fotocorrente all'uscita del collegamento con la tensione in ingresso al collegamento mediante la funzione di trasferimento del collegamento, h, cioè

$$i_{T,\mathrm{LOAD}}(t) = h\left[V_B + v_{\mathrm{rf}}(t)\right] \tag{3.18}$$

Richiamiamo dal paragrafo 3.2 che la parte a RF di $i_{T,\mathrm{LOAD}}$ può essere analizzata con l'approssimazione a piccolo segnale. Nei termini dell'equazione (3.18), questo significa che possiamo approssimare h con lo sviluppo in serie

di Taylor attorno al suo valore V_B

$$\begin{aligned} i_{T,\mathrm{LOAD}} &= h\left(V_B\right) + v_{\mathrm{rf}}\left.\frac{\partial h}{\partial V}\right|_{V=V_B} + \frac{v_{\mathrm{rf}}^2}{2!}\left.\frac{\partial^2 h}{\partial V^2}\right|_{V=V_B} + \frac{v_{\mathrm{rf}}^3}{3!}\left.\frac{\partial^3 h}{\partial V^3}\right|_{V=V_B} + \\ &+ \frac{v_{\mathrm{rf}}^k}{k!}\left.\frac{\partial^k h}{\partial V^k}\right|_{V=V_B} + \cdots \\ &= I_{B,\mathrm{LOAD}} + h_1\, v_{\mathrm{rf}} + h_2\, v_{\mathrm{rf}}^2 + h_3\, v_{\mathrm{rf}}^3 + \cdots + h_k\, v_{\mathrm{rf}}^k + \cdots \end{aligned} \tag{3.19}$$

dove

$$h_k = \frac{1}{k!}\left.\frac{\partial^k h}{\partial V^k}\right|_{V=V_B}$$

per $V = V_B + \sqrt{2}\, v_s \cos\omega t$ o $v_{\mathrm{rf}}\left(t\right) = \sqrt{2}\, v_s \cos\omega t$

$$\begin{aligned} v_{\mathrm{rf}}^2 &= \frac{1}{2}\left(\sqrt{2}\, v_s\right)^2 \left(1 + \cos 2\omega t\right) \\ v_{\mathrm{rf}}^3 &= \frac{1}{4}\left(\sqrt{2}\, v_s\right)^3 \left(3\cos\omega t + \cos 3\omega t\right) \\ v_{\mathrm{rf}}^4 &= \frac{1}{8}\left(\sqrt{2}\, v_s\right)^2 \left(\frac{6}{2} + 4\cos 2\omega t + \cos 4\omega t\right) \\ &\cdots \end{aligned} \tag{3.20}$$

Pertanto, il termine h_k contribuisce alla k-esima distorsione armonica alla frequenza $k\omega$. Contribuisce anche a $\left(k-2\right)\omega t$, $\left(k-4\right)\omega t, \ldots, \left(k-2m\right)\omega t, \ldots$, termini a frequenza più piccola, finche $k > 2m$. In vista della (3.20), possiamo

riscrivere l'equazione (3.19) come

$$\begin{aligned} i_{T,\mathrm{LOAD}} &= I_{B,\mathrm{LOAD}} + \frac{1}{2}\,h_2\left(\sqrt{2}\,v_s\right)^2 + \frac{6}{16}\,h_4\left(\sqrt{2}\,v_s\right)^4 + \cdots + \\ &+ \left[h_1\sqrt{2}\,v_s + \frac{3}{4}\,h_3\left(\sqrt{2}\,v_s\right)^3 + \frac{10}{16}\,h_5\left(\sqrt{2}\,v_s\right)^5 + \cdots\right]\cos\omega t + \\ &+ \left[\frac{1}{2}\,h_2\left(\sqrt{2}\,v_s\right)^2 + \frac{4}{8}\,h_4\left(\sqrt{2}\,v_s\right)^4 + \cdots\right]\cos 2\omega t + \\ &+ \left[\frac{1}{4}\,h_3\left(\sqrt{2}\,v_s\right)^3 + \frac{5}{16}\,h_5\left(\sqrt{2}\,v_s\right)^5 + \cdots\right]\cos 3\omega t + \cdots \\ &= I_{B,\mathrm{LOAD}} + \sqrt{2}\,i_{\mathrm{LOAD}}\cos\omega t + \sqrt{2}\,i_{2,\mathrm{LOAD}}\cos 2\omega t + \\ &+ \sqrt{2}\,i_{3,\mathrm{LOAD}}\cos 3\omega t + \cdots \end{aligned} \tag{3.21}$$

Ci sono molte importanti osservazioni riguardo la (3.19) che necessitano di essere discusse. (a) Per il segnale alla frequenza fondamentale, la relazione lineare tra $i_{T,\mathrm{LOAD}}$ e v_s (o i_l) espressa nel paragrafo 3.2 è corretta solo quando i contributi da h_2, h_3, etc., sono trascurati. (b) Di solito, $h_1 > h_2 > h_3$, e così via. Pertanto all'interno di un range ragionevole di v_s, la fondamentale è molto più grande della seconda armonica, la quale è più grande della terza, etc. E segue da questo che la seconda è più grande della quarta, e la terza è più grande della quinta, etc. Allora per la maggior parte dei sistemi ad uso lineare, abbiamo bisogno di considerare solo h_1, h_2, e h_3. (c) Il più grande coefficiente per il termine $\cos n\omega t$ contiene un v_s^n. Pertanto la potenza dell'n-esima armonica aumenta almeno n volte più velocemente

della potenza della fondamentale, che va come v_s. (d) C'è anche un leggero spostamento della polarizzazione DC da $I_{B,\mathrm{LOAD}}$ in funzione di h_2. Tuttavia, $I_{B,\mathrm{LOAD}}$ è tipicamente molto più grande dei termini che coinvolgono ordini più alti di v_s. (e) In senso stretto, l'equazione (3.19) è valida solo se h_n è indipendente dal tempo e dalla frequenza. In pratica, consideriamo h_n essere indipendente dal tempo e dalla frequenza su una data larghezza di banda. Così, similmente a s_l, $h\,(V)$ potrebbe essere differente in diversi range di ω. (f) La media temporale della potenza a RF è la media temporale di $i^2_{T,\mathrm{LOAD}}\,(t)\,R_{\mathrm{LOAD}}$. La media temporale di $\cos m\omega t\,\cos n\omega t$ è zero. Pertanto, la media temporale della potenza a RF contenuta nella fondamentale e in ogni armonica può essere calcolata separatamente. La potenza d'uscita della fondamentale, p_l, è $i^2_{\mathrm{LOAD}}R_{\mathrm{LOAD}}$. La potenza di uscita dell'n-esima armonica, $p_{n\mathrm{HM}}$, è $i^2_{n,\mathrm{LOAD}}R_{\mathrm{LOAD}}$.

Anche se in linea di principio una singola sinusoide per v_{rf} è sufficiente a caratterizzare completamente le proprietà non lineari di un collegamento, considerazioni pratiche e di sistema spesso impongono l'uso di due o più sinusoidi ravvicinate per caratterizzare la distorsione.

Per semplicità consideriamo qui solo il caso di due toni uguali, $v_{\mathrm{rf}}\,(t) = \sqrt{2}\,v_s\,(\cos\omega_1 t + \cos\omega_2 t)$, $\omega_1 \approx \omega_2$. Il calcolo di v^n_{rf} dal terzo ordine in poi, similmente alla tecnica mostrata nell'equazione (3.20), porta diversi termini

miscelati in frequenza, in aggiunta alle armoniche di ogni tono:

$$\text{Secondo ordine: } \omega_1 \pm \omega_2,\ 2\omega_1,\ 2\omega_2;$$

$$\text{Terzo ordine: } 2\omega_1 \pm \omega_2,\ 2\omega_2 \pm \omega_1,\ 3\omega_1,\ 3\omega_2$$

Per applicazioni dove la larghezza di banda è inferiore di un ottavo, i termini del secondo ordine della distorsione cadono fuori dalla banda e possono essere filtrati fuori. Dei rimanenti termini del terzo ordine, i termini somma possono anche essere filtrati fuori. Questo lascia soltanto i termini $2\omega_1 - \omega_2$ e $2\omega_2 - \omega_1$ a limitare la linearità, ai quali comunemente ci si riferisce come distorsione di intermodulazione del terzo ordine (3IM). Per dimostrare la relazione tra l'armonica del terzo ordine (3HM) e la distorsione 3IM, si consideri il caso 3IM quando i termini del quinto ordine e più alti sono trascurabili. Il coefficiente di $\cos(2\omega_1 - \omega_2)\,t$ e $\cos(2\omega_2 - \omega_1)\,t$ è $(3/4)\,h_3\left(\sqrt{2}\,v_s\right)^3$. Pertanto l'ampiezza del 3IM della fotocorrente per due toni d'ingresso è semplicemente tre volte la terza armonica della fotocorrente per un singolo tono d'ingresso. Di conseguenza, la potenza di uscita del 3IM, $p_{3\text{IM}}$, è nove volte la potenza di uscita di 3HM, $p_{3\text{HM}}$.

Il calcolo di $h(V)$ per ogni componente nel collegamento è lungo e noioso. Di solito si identifica una particolare componente che causa la maggior parte della distorsione non lineare e le rimanenti componenti del collegamento

vengono considerate perfettamente lineari.

3.4.1 Una illustrazione grafica dell'SFDR

La figura 3.10 mostra le varie potenze di uscita in dB - come l'uscita fondamentale a frequenza ω, la potenza di uscita di varie armoniche a frequenza $n\omega$ e la potenza del rumore d'uscita - in funzione della potenza d'ingresso a RF, p_s, in dB a frequenza ω. La potenza di rumore all'uscita è determinata dall'NF come discusso nel paragrafo 3.3. Poichè la potenza di rumore N è indipendente da p_s, essa è mostrata con una linea orizzontale. Nell'equazione (3.21), abbiamo mostrato che i_{LOAD} è proporzionale a v_s quando i contributi di ordine più elevato possono essere trascurati. Poichè l'uscita fondamentale di p_{LOAD}, p_l, è approssimativamente proporzionale a p_s, essa è mostrata con una linea a pendenza unitaria. La posizione della linea dipende dai parametri s_l, s_d, P_L, i_l/v_s, i_{LOAD}/i_d, etc. Similmente, poichè $i_{2,\text{LOAD}} \propto v_s^2$, quando i contributi di ordine più elevato vengono trascurati, la seconda armonica dell'uscita è mostrata con una linea avente una pendenza di due. Poichè $h_2 \ll h_1$ la seconda armonica dell'uscita $p_{2\text{HM}}$ inizia a un valore molto più basso della fondamentale. Similmente, le linee dell'uscita 3HM e 3IM hanno pendenze di tre. Tuttavia, l'uscita 3IM è $10\log_{10} 9$ dB più grande dell'uscita 3HM. Come i coefficienti h_n cambiano, le posizioni verticali di queste linee

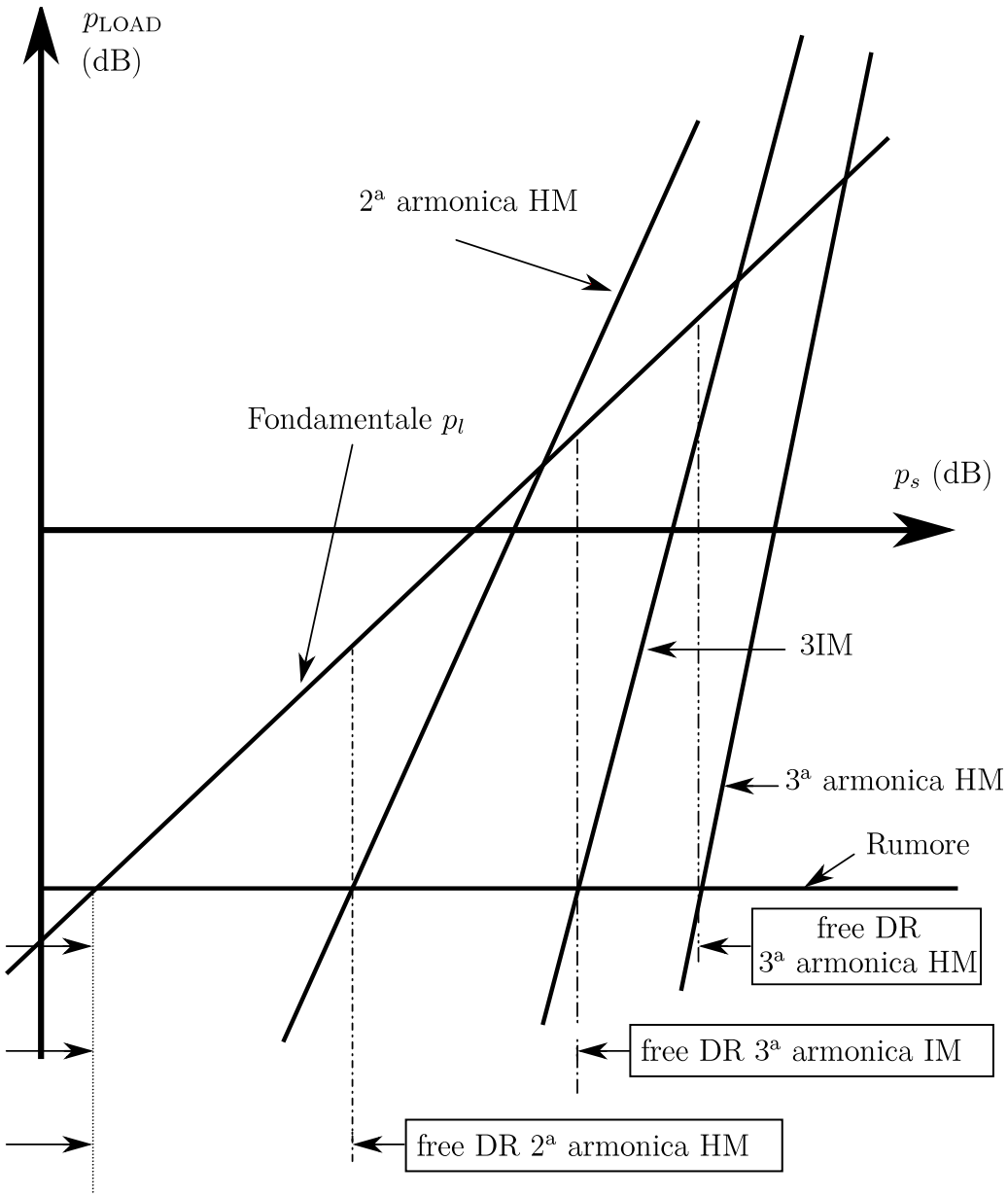


Figura 3.10: Illustrazione grafica dello spurious free dynamic range (SFDR) in un diagramma p_{LOAD} vs. p_s.

cambiano.

Quando l'uscita fondamentale è inferiore al rumore d'uscita, il segnale non può essere rivelato. Quando il segnale è più grande del rumore, il rapporto

	Scalo Larghezza di Banda
SFDR	Hz
SFDR	
2^a	$Hz^{1/2}$
3^a	$Hz^{2/3}$

Tabella 3.1: Scalo larghezza di Banda SFDR.

segnale rumore aumenta all'aumentare di p_s. Questo rapporto è talvolta indicato semplicemente come dynamic range. Tuttavia, per evitare confusione con il dynamic range che include la distorsione - sarà discusso di seguito - è meglio usare un termine più descrittivo, come SNDR (signal-to-noise dynamic range). Poichè la potenza di rumore dipende dalla larghezza di banda, lo stesso vale anche per l'SNDR. Per ogni ordine di grandezza di aumento della banda, la potenza di rumore totale aumenta di 10 dB, riducendo l'SNDR di 10 dB per un fissato livello del segnale. Allora è comune citare l'SNDR in una larghezza di banda di 1 Hz, poichè questo valore può essere facilmente scalato a qualsiasi altra larghezza di banda utilizzando una relazione di scala. Questo è elencato nella prima linea della tabella 3.1. Il massimo livello fondamentale - e quindi il massimo SNDR - è limitato dalla riduzione o compressione del guadagno. Che si verifica inevitabilmente se il livello del segnale viene aumentato. Un valore comunemente utilizzato è il punto di compressione a 1 dB; cioè, quando il guadagno si riduce di 1 dB rispetto al suo valore ideale.

Finchè l'armonica dell'uscita è più piccola del rumore, l'SNDR determina

le prestazioni del sistema. Quando la fondamentale è grande abbastanza per generare i termini della distorsione che diventano più grandi del noise floor, tali termini possono spesso degradare le prestazioni del sistema. Pertanto quando gli effetti della distorsione sono inclusi, essi determinano un limite sul massimo livello della fondamentale, il quale è tipicamente inferiore al livello di compressione. Il livello del segnale che genera i termini della distorsione uguali al noise floor è il massimo segnale per cui l'uscita del collegamento non presenta distorsione. Quindi questo è lo spurious free, o intermodulation free, dynamic range. La dipendenza dalla larghezza di banda dell'SFDR dipende dall'ordine della distorsione, a causa delle dipendenze delle diverse potenze, del segnale fondamentale e dei termini della distorsione. Inoltre poichè ogni ordine della distorsione ha una differente dipendenza dalla potenza, di conseguenza c'è un differente SFDR per ogni ordine della distorsione. La tabella 3.1 indica anche i comuni ordini della distorsione e la loro dipendenza dalla larghezza di banda.

Consideriamo prima un collegamento in cui la seconda armonica è il contributo dominante alla distorsione non lineare. Come p_s aumenta, la potenza della seconda armonica aumenta. Il rapporto segnale-armonica diviene eventualmente inferiore al rapporto segnale-rumore dopo che l'uscita della seconda armonica sorpassa l'uscita del rumore. Il rapporto segnale-armonica che determina le prestazioni del sistema diviene più piccolo quando

p_s aumenta ulteriormente. Pertanto, il free dynamic range dall'armonica di secondo ordine del collegamento è il range di p_s (o p_l) in dB dal punto dove $p_l = N$ al punto in cui la potenza della seconda armonica $p_{2\text{HM}} = N$. Questo è mostrato in figura 3.10. Similmente il free dynamic range dalla terza armonica è il range di p_s (o p_l) in dB da $p_l = N$ a $p_{3\text{HM}} = N$ come mostrato in figura 3.10. Il free dynamic range da 3IM è anch'esso mostrato nella stessa figura.

Per trovare l'SFDR di un dato collegamento determineremo prima tutti gli ordini della non linearità che sono considerati essere importanti per la desiderata applicazione. L'SFDR è il più piccolo range di p_s (o p_l) entro cui: $p_l = N$, e la piu grande potenza dell'armonica di tutti quegli ordini eguaglia N.

3.4.2 Una rappresentazione grafica alternativa del free DR dalla distorsione di n-esimo ordine

La precedente procedura per calcolare il free dynamic range dall'n-esima armonica o da IM, può essere ottenuta più facilmente se si considera il rapporto tra N e p_l e il rapporto tra IM o l'armonica e p_l. Definiamo prima l'indice di modulazione m come

$$m = \frac{i_{\text{LOAD}}}{I_{B,\text{LOAD}}}$$

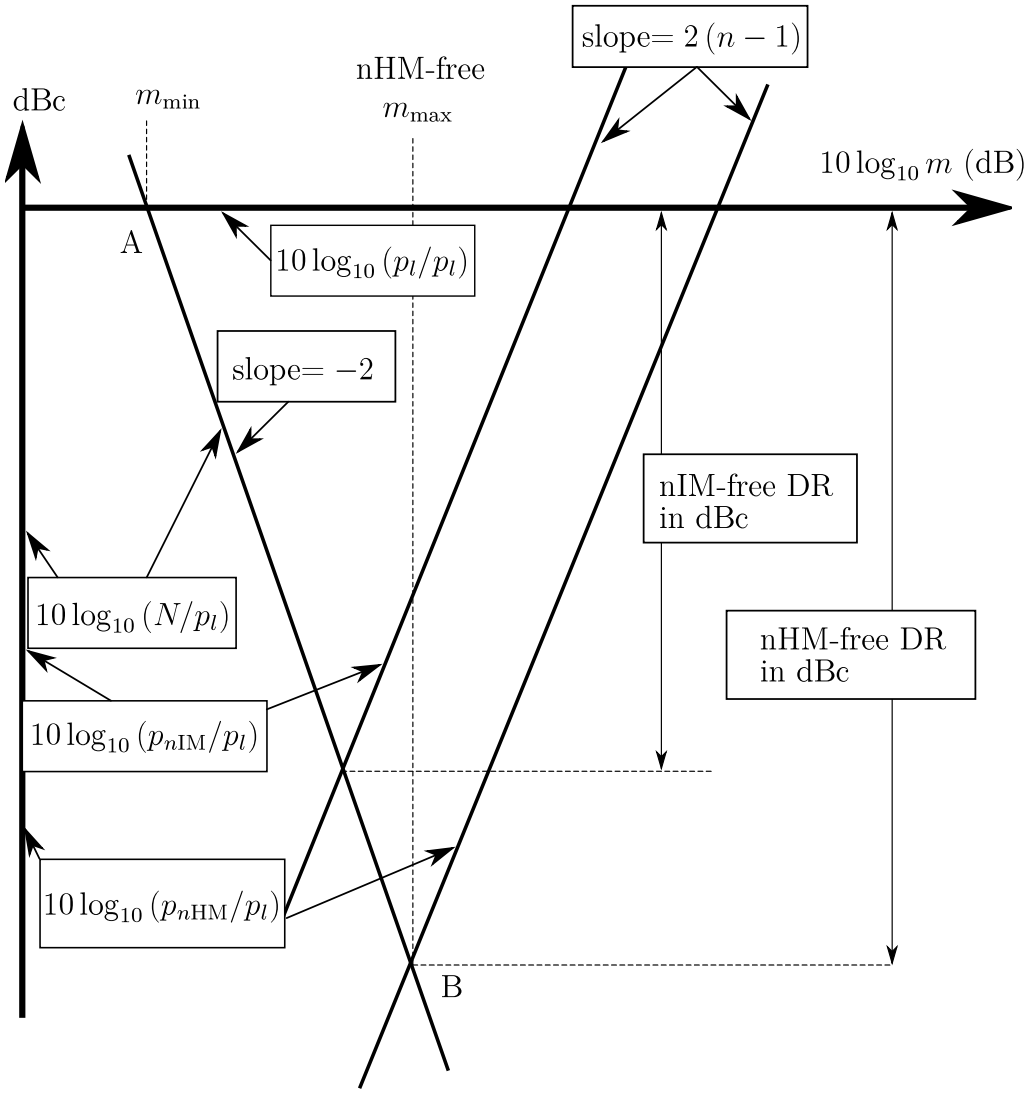


Figura 3.11: Illustrazione grafica dello spurious free dynamic range (SFDR) in un diagramma in dBc della "potenza di rumore o della distorsione non lineare/p_l" vs. l'indice di modulazione m.

Per un dato $I_{B,\mathrm{LOAD}}$ diagrammiamo $10\log_{10}(N/p_l)$ in dBc e $10\log_{10}(p_{n\mathrm{HM}}$ o $p_{n\mathrm{IM}}/p_l))$ in dBc in funzione di $10\log_{10} m$ come mostrato in figura 3.11. Poichè N è indipendente da i_{LOAD} e poichè $p_l \propto i^2_{\mathrm{LOAD}}$, la linea che rappresenta N/p_l ha una pendenza di -2. La posizione verticale di questa linea del rumore

dipende dal meccanismo di rumore dominante e dalla sua dipendenza da $I_{B,\mathrm{LOAD}}$, dall'NF, da Δf e altri parametri discussi nel paragrafo 3.3. La linea che rappresenta $10\log_{10}(p_{n\mathrm{HM}}/p_l)$ ha una pendenza di $2(n-1)$. La linea che rappresenta $10\log_{10}(p_{n\mathrm{IM}}/p_l)$ ha la stessa pendenza, ma è ad una più alta posizione verticale. La definizione del free DR dall'n-esima armonica (o da IM) in dBc è dal punto A, per $N = p_l$ (cioè, 0 dBc), al punto B il quale è l'intersezione della linea $10\log_{10}(N/p_l)$ con la linea $10\log_{10}(p_{n\mathrm{HM}}/p_l)$ (o $10\log_{10}(p_{n\mathrm{IM}}/p_l)$). Il valore di m da A a B varia da $m = m_{\min}$ a $m = m_{\max}$. In figura 3.11, sono mostrati solo i punti A e B per il free DR da distorsione armonica. Come le posizioni verticali del rumore e delle linee di $p_{n\mathrm{HM}}$ o $p_{n\mathrm{IM}}$ variano a causa dei parametri di progetto del collegamento (esempio, variazioni di NF, P_L, o $T(V)$), il free DR dalla distorsione di n-simo ordine è sempre comunque la coordinata verticale in dBc del punto di intersezione B.

Riferimenti bibliografici

[1] C. Cox e W. S. Chang. «Figures of merit and performance analysis of photonic microwave links». In: *RF Photonic Technology in Optical Fiber Links*. A cura di W. S. Chang. Cambridge University Press, 2002.

4 La linea di ritardo ottica sviluppata

4.1 Introduzione

In questo capitolo viene descritto come è stata sviluppata la linea di ritardo ottica, la quale è mostrata in forma sintetica nella figura 3.1. Una volta scelto quale laser e fotodiodo utilizzare, ci si concentra sui circuiti di controllo, adattamento, ed alimentazione. In particolare un controllo è necessario al fine di stabilizzare la temperatura del laser e mantenere un corretto funzionamento stabile, l'adattamento è utile ad ottenere la desiderata potenza del segnale, mentre una opportuna alimentazione serve a garantire i corretti punti di funzionamento. Il modulo laser scelto contiene il laser DFB isolato per modulazione diretta a multiple quantum well, con lunghezza d'onda di 1558.17 nm e potenza ottica di >2 mW. Inoltre è ivi presente un fotorivelatore PIN InGaAs per monitorarne il corretto funzionamento. Il modulo fotorivelatore, invece include il fotodiodo PIN con responsività di >0.9 A/W nella banda d'interesse, ed una batteria interna di 12 V di bias. I part number sono rispettivamente

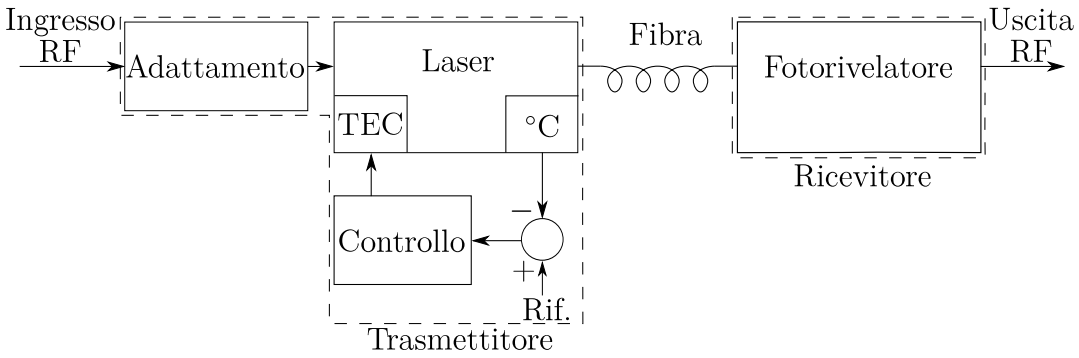


Figura 4.1: Schema a livello di sistema della linea di ritardo.

per laser e fotodiodo: D2526G24 (Agere Systems), DET410 (Thorlabs).

4.2 La linea di ritardo ottica a livello di sistema

Schematizziamo ora la linea di ritardo ottica avendo cura di includere le parti del controllo e dell'adattamento. Lo schema a livello di sistema è mostrato in figura 4.1. Il primo blocco garantisce un adattamento della potenza del segnale trasmessa dalla sorgente al laser. Segue poi il modulo laser che ingloba al suo interno il TEC (thermo electric cooler), il quale permette di mantenere in modo stabile, una predeterminata temperatura del laser, raffreddando o riscaldando il chip, con escursioni tra -40 °C e $+70$ °C. E' anche presente all'interno del modulo laser un sensore di temperatura che permette la lettura di questa grandezza. Il controllo utilizza il segnale proveniente dal sensore di temperatura, comparato con il segnale di

riferimento (Rif.). Chiaramente il riferimento fissa la temperatura operativa. La corrente d'ingresso al TEC viene fornita dal controllo, e più in particolare, il cambio del verso della corrente permette la transizione tra riscaldamento e raffreddamento. Il modulo consente anche l'isolamento tra l'ambiente controllato e l'ambiente non controllato che ha lo scopo di ridurre le perdite e così le costanti di tempo del loop con aumento delle prestazioni del loop stesso.

All'uscita del laser, è posto un isolatore che sopprime il ritorno ottico con un'attenuazione di 30 dB, inoltre è collegata una fibra ottica monomodale, circa 1/2 m, in cui è convogliato il segnale ottico. A tale fibra direttamente collegata al laser, viene collegata, mediante apposito connettore, dell'altra fibra di varie lunghezze. All'altra estremità poi è collegato analogamente, il modulo fotorivelatore che esegue una demodulazione a RF del segnale ottico.

4.3 Trasmettitore

Questo paragrafo tratta gli schemi circuitali delle varie parti del trasmettitore entro il quale si distinguono, come mostrato in figura 4.1, l'adattamento, il modulo laser, il nodo amplificatore/comparatore e la rete di controllo. Nello schema a blocchi non sono considerate le reti che forniscono le alimentazioni ai vari blocchi le quali vengono descritte nel seguito in 4.3.4.

4.3.1 L'adattamento

La topologia scelta per l'adattamento è rappresentata in figura 4.2a, abbiamo scelto un amplificatore monolitico ERA-5+ (Mini-Circuits), con impedenza d'ingresso e d'uscita di 50 Ohm, range di frequenze 0 - 4 GHz, guadagno 12 - 22 dB, corrente operativa raccomandata 65 mA, e tensione operativa 4.5 - 5.3 V. Nel circuito sono presenti due condensatori C_{block} per evitare che la componente continua vada verso l'ingresso e l'uscita, i propri valori sono scelti in base alla frequenza del segnale d'ingresso. Poi sono presenti due condensatori di bypass che sono sostanzialmente dei corto circuiti alle frequenze d'interesse e che permettono sia l'isolamento dell'alimentazione dal segnale che di filtrare il rumore sull'alimentazione. L'induttore RFC (Radio Frequency Choke) fornisce un'impedenza infinita alla frequenza desiderata evitando che l'impedenza verso l'alimentazione ad esso collegata incida sull'impedenza d'uscita, inoltre fa anche da filtro per il rumore sulla componente continua. La resistenza di bias è scelta in base alla legge di Ohm $R_{\text{bias}} = (V_{CC} - V_D)/I_{\text{BIAS}}$, e con $V_{CC} = 12$ V, $V_D = 4.85$ V, si ottiene $R_{\text{BIAS}} = 110\,\Omega$. Per ottenere tale valore si è scelto di utilizzare più resistori, mentre per sopprimere le resistenze parassite dei condensatori sono stati utilizzati più condensatori in parallelo al fine di ottenere valori più idonei. Il circuito finale è mostrato in figura 4.2b, si noti la presenza del connettore coassiale tipo SMA che permette l'ingresso

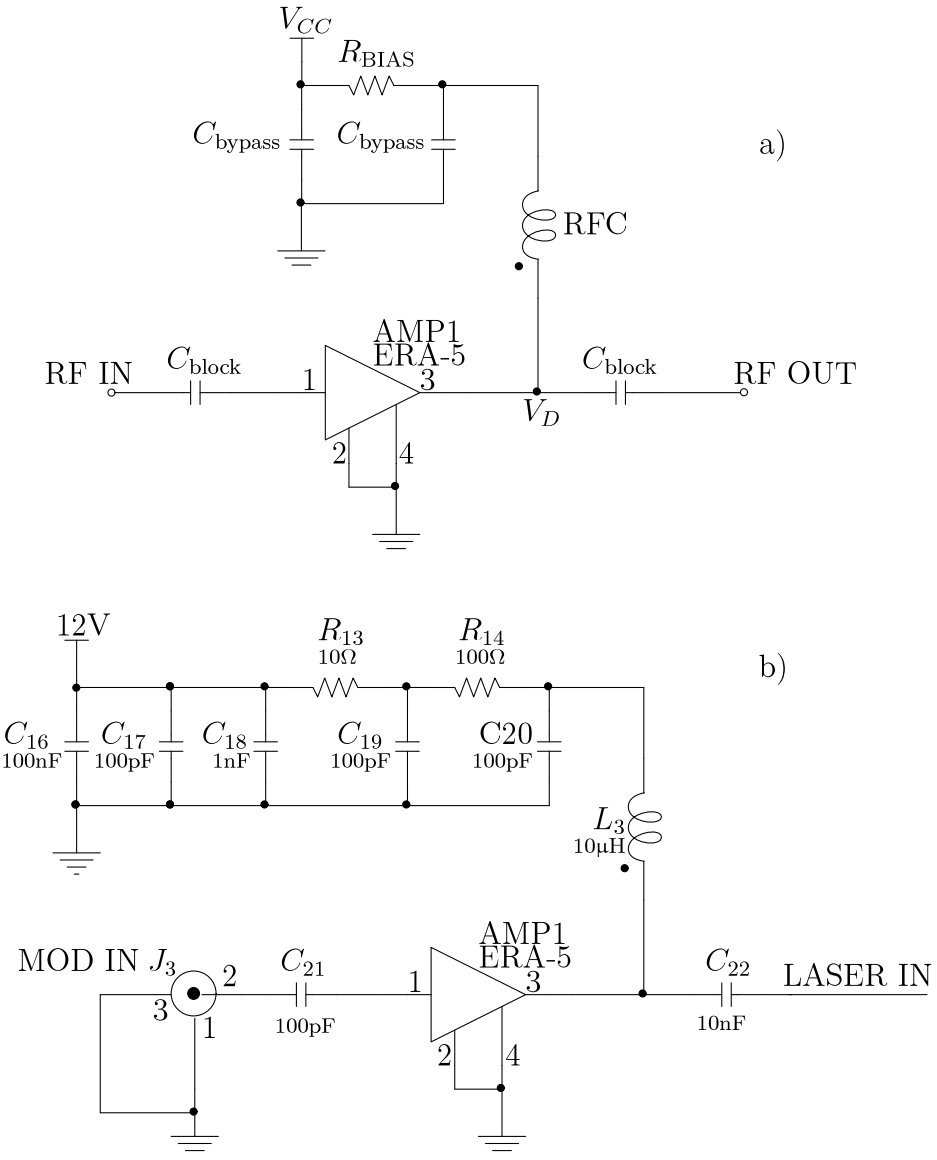


Figura 4.2: Schema circuitale dell'adattamento (a) di principio (b) finale.

del segnale a RF.

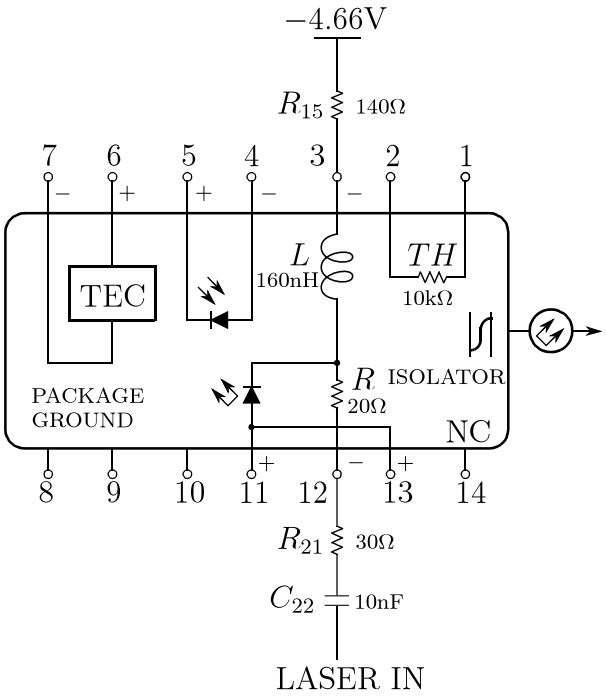


Figura 4.3: Schema circuitale del modulo laser comprensivo dell'alimentazione DC e resistore per fissare il bias, resistore per adattamento resistivo della potenza trasferita al laser, e condensatore per bias tee.

4.3.2 Il modulo laser

Il modulo laser scelto come anticipato, è il D2526G24 (Agere Systems). Questi ha una lunghezza d'onda d'uscita di 1558.17 nm e una potenza ottica di >2 mW. Come mostrato nello schema di figura 4.3, esso contiene il laser DFB a multiple quantum well per modulazione diretta, un isolatore ottico per sopprimere la luce retroriflessa, un fotorivelatore PIN InGaAs che permette di verificare il funzionamento del laser, il quale può essere usato assieme ad un circuito esterno per controllare la portenza ottica lanciata nella fibra. E' poi contenuto un thermo electric cooler (TEC) che fornisce una caratteristica

termica stabile, raffreddando e riscaldando il chip per mantenere una temperatura di 25 °C per escursioni da −40 °C a +70 °C. La temperatura del laser è monitorata da un termistore interno, il quale è usato con un circuito esterno per controllare la temperatura del dispositivo.

Incorporato vi è anche un bias tee che permette di sommare il segnale DC con quello a RF e di creare un diverso percorso del bias da quello del segnale a RF. Nel bias tee per il blocco della DC verso l'ingresso del segnale a RF, pin 12, viene utilizzato il condensatore C_{22} che già serve questa funzione nello stadio di adattamento precedente per bloccare la componente continua verso l'uscita. La corrente di bias è fissata applicando al pin 3, catodo del diodo, una tensione di −4.66 V attraverso un resistore, $R_{15} = 140\,\Omega$, di conseguenza con $V_L = 1$ V, che è tensione misurata sul diodo laser, risulta

$$I_L = \frac{4.66 - V_L}{R_{15}} = \frac{3.66}{140} = 26\,\text{mA}$$

questa corrente meno la corrente di soglia fornisce il range massimo dell'ampiezza della corrente di modulazione a RF, rispettata per

$$v_s = (R + R_{21})\,(I_L - I_{TH}) = 50\,(26 - 14) \cdot 10^{-3} = 0.6\,\text{V} = 5.56\,\text{dBm}$$

applicabile per frequenze dove la reattanza della capacità $1/\left(j\omega C_{22}\right)$ è trascu-

Parametro	**Condizione**	**Min**	**Tip.**	**Max**	**Unità**
Efficienza di Inclinazione η	$L_F = 2\,\text{mW}$ (CW)	0.06	0.09	0.13	mW/mA
Corrente di Soglia I_{TH}	–	–	14	30	mA
Tensione Diretta Laser V_{LF}	$L_F = 2\,\text{mW}$ (CW)	–	1.3	1.8	V
Temperatura Substrato Laser T_{LASER}	–	20	–	30	°C
Tesione Inversa Monitor* V_{RMON}	–	3	5	10	V
Corrente Monitor I_{RMON}	$P_{\text{OL}} = 1\,\text{mW}$ (CW)	0.1	0.3	1.5	mA
Corrente di Buio Monitor I_D	$I_F = 0$, $V_{\text{RMON}} = 5\,V$	–	0.01	0.1	µA
Impedenza di Ingresso Z_{IN}	–	–	25	–	Ω
Corrente Termistore I_{TC}	–	10	–	100	µA
Rapporto Resistenza**	–	9.1	–	9.6	–
Resistenza Termistore R_{TH}	$T_L = 25\,°\text{C}$	9.5	–	10.5	kΩ
Corrente TEC I_{TEC}	$T_L = 25\,°\text{C}$, $T_C = 70\,°\text{C}$	–	0.6	1.0	A
Tensione TEC V_{TEC}	$T_L = 25\,°\text{C}$, $T_C = 70\,°\text{C}$	–	1.3	2.0	V
Capacità TEC ΔT	$T_C = 70\,°\text{C}$	–	–	50	°C

Tabella 4.1: Caratteristiche elettriche laser (a temperatura laser di 25 °C). (*) Condizioni standard di funzionamento 5 V. (**) Rapporto della resistenza del termistore a 0 °C e la resistenza del termistore a 50 °C.

Parametro	**Condizione**	**Min**	**Tip.**	**Max**	**Unità**
Picco Pot. Ottica d'Uscita P_{peak}	–	2	–	–	mW
Lunghezza d'Onda Centrale λ_c	$T_L = 25\,°\text{C}$ (CW)	–	1558.17	–	nm
Larg. Righa (3dB full width) $\Delta\lambda$	Modulato a 2.5 Gbits/s	–	2	10	MHz
Rapporto Soppressione Side-mode	CW	30	–	–	dB
Isolazione Ottica	$T_C = [0\,;\,70]\,°\text{C}$	30	–	–	dB
L. d'Onda di Drift (EOL) $\Delta\lambda$	25 anni di vita	–	–	±0.1	nm
L. d'Onda Centrale di Drift / ΔT_C	$T_C = [0\,;\,70]\,°\text{C}$	–	–	1	pm/°C
Coeff. Tuning L. d'Onda/Temp.	–	–	0.095	–	nm/°C
Errore di Tracking	$T_C = (-20; 25; 70)°\text{C}$	–	–	1	dB

Tabella 4.2: Caratteristiche ottiche laser (a temperatura laser di 25 °C).

rabile rispetto a $R + R_{21}$. Considerando una soglia di frequenze di 150 MHz, si ottiene $C_{22} \geq 2.12$ nF, e per motivi commerciali si è scelto di utilizzare un condensatore di 10 nF. Per assicurare il massimo trasferimento di potenza sul laser, è stato installato un resistore di 30 Ω di modo che $R_{21} + R = 50\ \Omega$, corrispondesse all'impedenza d'uscita dell'amplificatore dello stadio precedente, infine riportiamo il tipo di fibra di uscita del modulo laser, tipo SMF-28, e le tabelle 4.1, 4.3, che riassumono rispettivamente le caratteristiche elettriche e le caratteristiche ottiche.

4.3.3 Il controllo

Il circuito di controllo è rappresentato in figura 4.4, ove è possibile distinguere tre parti: un ponte di Wheatstone, un modulatore PWM (Pulse Width Modulation), e un ponte H.

Ponte di Wheatstone

Il ponte di Wheatstone è costituito da quatto resistori da 10 kΩ ed è alimentato da un riferimento di tensione $V_{\mathrm{REF}} = 2.5$ V. Il resistore TH del ponte rappresenta il termistore che è inglobato nel modulo laser, in parallelo ad esso un condensatore di bypass, C_6, filtra il rumore presente sul resistore TH, evitando che si propaghi negli stadi seguenti e comprometta il controllo della temperatura. Variazioni della temperatura inducono variazioni della resistenza TH, di conseguenza il ponte di Wheatstone non risulterà più bilanciato, la d.d.p. al centro del ponte sarà diversa da zero, in generale questa vale $(V_{\mathrm{REF}}/2)\,(TH - 10\,\mathrm{k\Omega})\,/\,(TH + 10\,\mathrm{k\Omega})$. Il dispositivo LTC2053 (Linear Technology) preleva questa d.d.p. dei punti centrali del ponte e la amplifica. Il punto di lavoro dell'operazionale è settato a metà del valore dell'alimentazione $V_{CC} = 5$ V ponendo $V_{\mathrm{REF}} = 2.5$ V al pin 5. Il guadagno dell'operazionale è chiaramente $1 + R_6/R_7$. Il condensatore C_5 ha la stessa funzione in uscita all'operazionale che ha il condensatore C_6 in ingresso. Ed

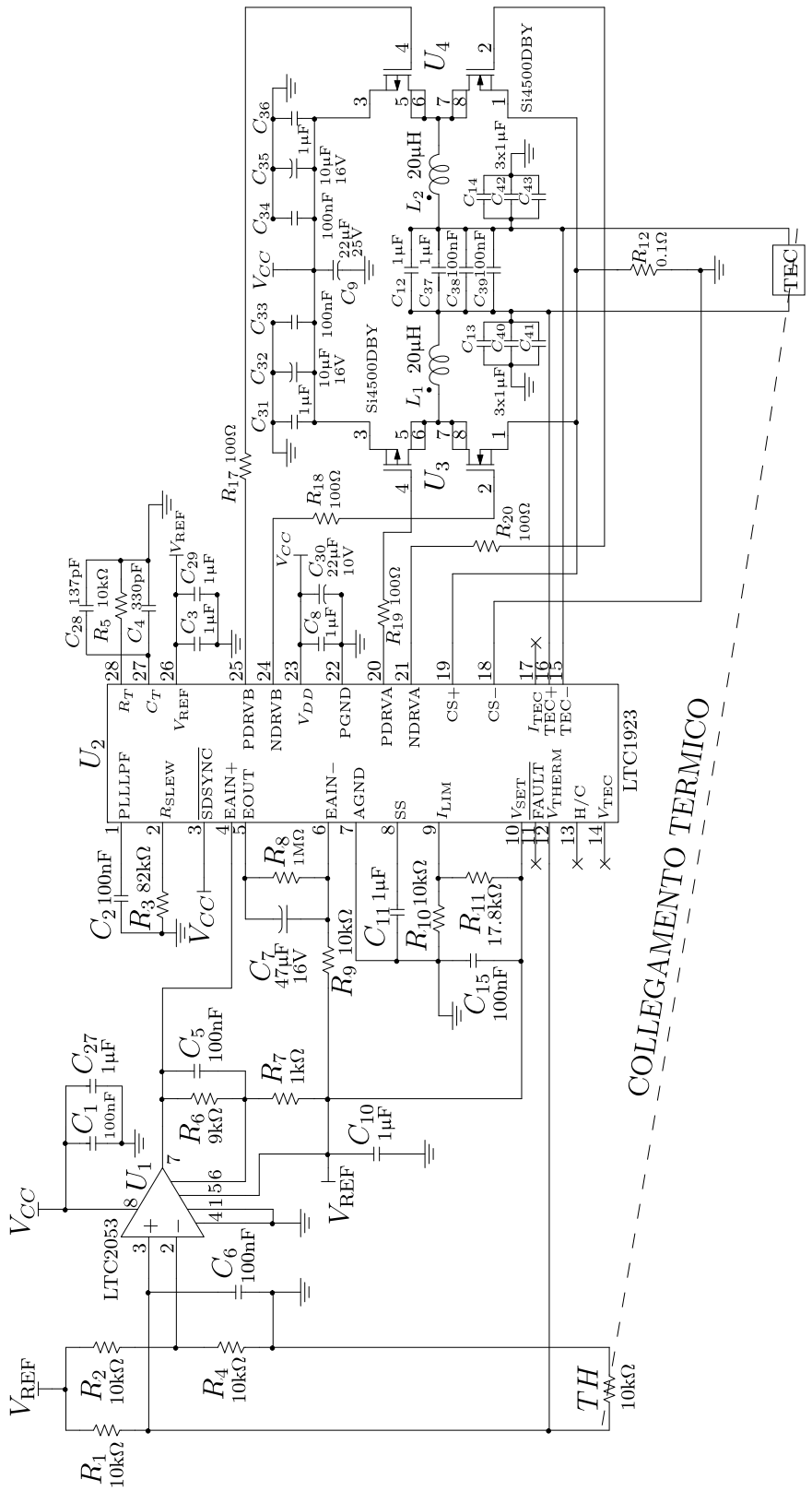


Figura 4.4: Schema circuitale del controllo.

infine i condensatori C_1, C_{27}, C_{10} isolano l'alimentazione dal segnale e filtrano il rumore presente sull'alimentazione. Si noti infine che il circuito lavora in DC.

Modulatore PWM

Il modulatore PWM costituito dall'integrato LTC1923 (Linear Technology) si rivolge alle applicazioni con TEC che richiedono driver unidirezionali o bidirezionali. Integrato nell'LTC1923 vi è tutta la circuiteria necessaria al controllo e le uscite driver complementari per il ponte H, per fornire un efficiente flusso di corrente al TEC. Un accurato ciclo di controllo della temperatura per stabilizzare la temperatura del diodo laser è facilmente ottenibile con l'aggiunta di pochi componenti esterni. E' possibile ottenere un'accuratezza nominale di 0.1 °C. L'unità è dotata di regolazione indipendente di riscaldamento e raffreddamento con limitazione della corrente da impulso a impulso, aumento graduale della corrente per l'avvio controllato, controllo della slew rate d'uscita per ridurre il rumore del sistema, corrente differenziale di rilevamento e amplificatori di tensione e circuiti ausiliari per proteggere il laser e fornire il monitoraggio del sistema.

Segue ora una breve descrizione delle funzioni dei pin di questo circuito integrato dalla quale risulterà chiara anche la funzione della circuiteria a

contorno.

PLLLPF (pin 1). Questo pin è destinato al filtro passa-basso per il PLL quando l'unità è sincronizzata. La tensione media su questo pin altera sia la corrente di carica che di scarica dell'oscillatore, quindi variando la frequenza operativa. Portare la tensione di questo pin sopra $V_{DD} - 0.4$ V significa che l'unità sarà usata come sincronizzatore. Questo permette che più dispositivi sullo stesso chip operino alla stessa frequenza. Il pin $\overline{\text{SDSYNC}}$ sarà posto basso durante ogni ciclo di carica C_T per facilitare la sincronizzazione.

R_{SLEW} (pin 2). Ponendo un resistore tra questo pin e la massa comune si fissa la slew rate della tensione dei pin d'uscita. Il minimo valore è 10 kΩ e il massimo 300 kΩ. La limitazione della slew rate può essere disabilitata ponendo questo pin a V_{DD}, permettendo alle uscite di variare alla massima velocità possibile.

$\overline{\text{SDSYNC}}$ (pin 3). Questo pin può essere usato per disabilitare la circuiteria interna, sincronizzare l'oscillatore interno o stabilire l'origine del sincronismo per gli altri dispositivi. La messa a terra di questo pin disabiliterà tutta la circuiteria interna e forzerà bassi, NDRVA e NDVRB, e forzerà a V_{DD}, PDRVA e PDRVB. EAOUT sarà forzato basso. Anche $\overline{\text{FAULT}}$ sarà asserito basso indicando una condizione di errore. Il pin può essere posto basso fino a 20 µs senza arrestare la circuiteria. L'unità poi può essere soggetta ad un clock esterno o può essere usata come origine di clock (slave/master).

EAIN+, EAIN− (pin 4, 6). Ingressi non invertente ed invertente dell'amplificatore di errore.

EAOUT (pin 5). Uscita dell'amplificatore di errore. La rete di retroazione è connessa tra questo pin ed EAIN−. La tensione di questo pin è l'ingresso del comparatore PWM e comanda tra 0% e 100% il duty cycle per controllare la temperatura.

AGND (pin 7). Segnale di terra. Tutte le tensioni sono misurate rispetto ad AGND.

SS (pin 8). La corrente del TEC può essere aumentata gradualmente aggiungendo un condensatore tra questo pin e la massa comune. Questo condensatore verrà caricato da una corrente di 1.5 µA. Questo pin è connesso ad uno degli ingressi invertenti del comparatore di limitazione della corrente e permette alla corrente del TEC di essere aumentata linearmente da zero. La tensione su questo pin deve essere più grande di 1.5 V per permettere alla rete che esegue la comparazione sul valore del termistore di segnalare un errore.

I_{LIM} (pin 9). Un divisore di tensione da V_{REF} a questo pin imposta la soglia limite della corrente del TEC. Se la tensione su questo pin è più alta di 1 V, allora I_{LIMIT}=150 mV/R_{12}, che è il livello del comparatore di limitazione della

corrente. Se la tensione su questo pin è più bassa di 1 V, allora

$$I_{\text{LIMIT}} = \frac{0.15\ R_{10}\ V_{\text{REF}}}{(R_{10} + R_{11})\, R_{12}}$$

$\boldsymbol{V_{\text{SET}}}$ **(pin 10)**. Questo è l'ingresso per il riferimento con cui viene comparato il valore del termistore.

$\overline{\textbf{FAULT}}$ **(pin 11)**. Uscita open-drain che indica, quando è bassa, che la tensione su V_{THERM} è fuori del range specifico, l'unità è in arresto, in blocco per sottotensione, o con riferimento non buono. Quando la tensione di V_{THERM} è fuori dal range specifico, significa che l'impedenza del termistore è fuori dal suo range accettabile. Questo segnale può essere usato per segnalare ad un microcontrollore di spegnere il sistema o per disconnettere la potenza fornita al ponte H.

$\boldsymbol{V_{\text{THERM}}}$ **(pin 12)**. Tensione ai capi del termistore. Se la tensione su questo pin è fuori dal range, tra 410 mV sotto V_{SET} e $0.2\, V_{\text{SET}}$, il pin $\overline{\text{FAULT}}$ sarà asserito basso indicando che la temperatura del termistore si è spostata al di fuori del range accettabile.

H/C (pin 13). Uscita open-drain che fornisce l'informazione della direzione della corrente del TEC. Se TEC+ è più grande di TEC−, che tipicamente corrisponde al raffreddamento del sistema, questa uscita sarà bassa. Se l'opposto, questo pin sarà posto allo stato logico alto.

$\boldsymbol{V_{\mathrm{TEC}}}$ **(pin 14)**. Uscita dell'amplificatore differenziale di tensione del TEC, corrisponde all'ampiezza della tensione ai capi del TEC.

TEC−, TEC+ (pin 15, 16). Ingressi invertente e non invertente dell'amplificatore differenziale di tensione del TEC. Questo amplificatore ha un guadagno fissato ad 1, la sua uscita è la tensione ai capi del TEC rispetto alla massa comune.

$\boldsymbol{I_{\mathrm{TEC}}}$ **(pin 17)**. Uscita dell'amplificatore differenziale della corrente di sense. La tensione su questo pin è uguale a $10\,(I_{\mathrm{TEC}} + I_{\mathrm{RIPPLE}})\,R_{12}$, dove I_{TEC} è la corrente del TEC, I_{RIPPLE} è la corrente dell'induttore di ripple, R_{12} è la resistenza di sensing usata per rivelare questa corrente. Questa tensione rappresenta solo l'ampiezza della corrente e non fornisce alcuna informazione sulla direzione. Il limite della corrente si verifica quando la tensione su questo pin eccede il più basso valore tra 1.5 volte la tensione su SS, 1.5 volte la tensione su I_{LIM} o 1.5 V. Quando questa condizione si presenta, le due uscite, le quali stanno attualmente conducendo, vengono immediatamente spente. La condizione di limite della corrente viene cancellata quando il pin C_T raggiunge il prossimo corrispondente picco o il livello basso.

CS−, CS+ (pin 18, 19). Ingressi invertente e non invertente dell'amplificatore differenziale della corrente di sense. L'amplificatore ha un fissato guadagno di 10.

PDRVA, PDRVB (pin 20, 25). Uscite guidanti i due PMOS nel ponte H.

NDRVA, NDRVB (pin 21, 24). Uscite guidanti i due NMOS nel ponte H.

PGND (pin 22). Massa comune per le alte correnti.

***V_{DD}* (pin 23)**. Alimentazione positiva per la circuiteria interna. Questo pin è bypassato a massa con un condensatore ceramico >10µF. Il livello della tensione di accensione per V_{DD} è 2.6 V con 130 mV di isteresi.

***V_{REF}* (pin 26)**. Questa è l'uscita del riferimento. Questo pin è bypassato a massa con un condensatore ceramico di 1 µF. Il riferimento è in grado di fornire una corrente minima di 10 mA ed è internamente limitato in corrente da un corto circuito.

***C_T* (pin 27)**. Il pin per il condensatore di temporizzazione dell'oscillatore ad onda triangolare è usato insieme ad R_T per impostare la frequenza dell'oscillatore. L'equazione per calcolare la frequenza è:

$$f_{\mathrm{OSC}} = \frac{0.75}{R_T\, C_T}\ \mathrm{Hz}$$

***R_T* (pin 28)**. Un singolo resistore tra R_T e massa comune imposta la corrente di carica e scarica per l'oscillatore ad onda triangolare. Questo pin imposta anche il tempo tra lo spegnimento di un insieme di uscite e l'accensione di un altro insieme di uscite per garantire che le uscite non conducono. La tensione su questo pin è regolata a 0.5 V. Per ottenere prestazioni ottimali, la corrente erogata dal pin R_T deve essere limitata ad un massimo di 150 µA. E'

raccomandato utilizzare per R_T il valore di 10 kΩ il quale fornisce un tempo di spegnimento di 90 ns.

Ponte H

L'LTC1923 usa una frequenza costante e un'architettura in tensione per controllare la temperatura. I duty cycle relativi, delle due coppie di MOSFET a canale N e P nella configurazione a ponte H, sono regolati per controllare la temperatura del sistema. L'architettura a ponte H facilita il flusso di corrente bidirezionale attraverso il thermoelectric cooler (TEC). La direzione del flusso della corrente determina se il sistema viene riscaldato o raffreddato. Tipicamente un termistore è usato per rivelare la temperatura del sistema. Il ciclo del controllo è chiuso attorno a questo elemento di rivelazione e al TEC.

La tensione sull'uscita dell'amplificatore di errore, EAOUT, riferita rispetto all'onda triangolare su C_T, controlla se il TEC sarà riscaldato o raffreddato. Il lato A del ponte è costituito dal PMOS in alto a sinistra, e dall'NMOS in basso a destra. I gate di questi dispositivi sono collegati alle uscite PDRVA e NDRVA dell'LTC1923, rispettivamente. Il lato B del ponte è costituito dal PMOS in alto a destra, e dall'NMOS in basso a sinistra. I gate di questi MOSFET sono controllati dalle uscite PDVRB e NDVRB dell'LTC1923.

Il lato A del ponte è acceso quando l'uscita dell'amplificatore di errore

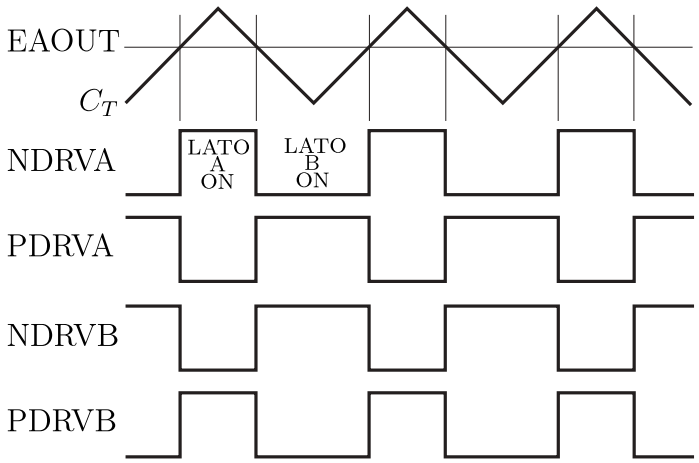


Figura 4.5: Uscita amplificatore di errore, C_T e forme d'onda di uscita guidanti il ponte H.

è inferiore alla tensione sul pin C_T come mostrato in figura 4.5. Per questa condizione, lo stato di ogni uscita è come segue: PDRVA è basso, NDRVA è alto, PDRVB è alto e NDRVB è basso. Quando la tensione su EAOUT è più grande della tensione sul pin C_T, il lato B del ponte è acceso. La tensione media ai capi del TEC, V_{TECOOLER}, è approssimativamente

$$V_{\text{TECOOLER}} = V_{\text{TEC+}} - V_{\text{TEC-}} = V_{CC}\,(D_A - D_B)$$

dove D_A (D_B) è il duty cycle del lato A (B) del ponte o il tempo in cui il lato A (B) è acceso diviso il periodo di oscillazione, D_A e D_B sono legati mediante l'equazione $D_A = 1 - D_B$.

La polarità di V_{TECOOLER} indica se il sistema viene riscaldato o raffreddato. Tipicamente, quando la corrente fluisce nel TEC+, il sistema viene raffreddato,

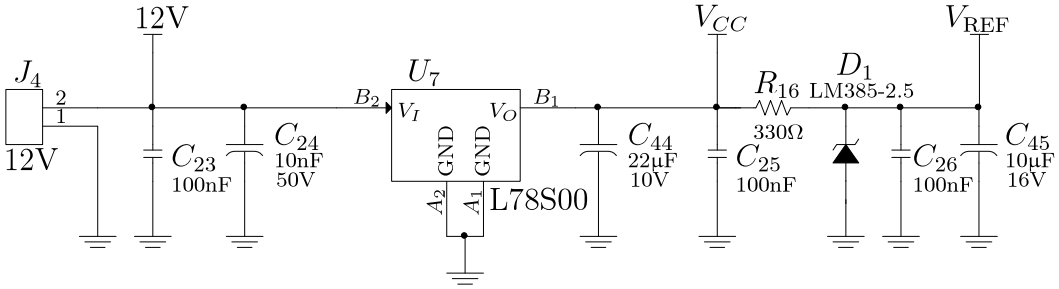


Figura 4.6: Schema circuitale della sezione che fornisce i riferimenti di tensione.

mentre è riscaldato se invece fluisce nel TEC−.

Sui gate dei MOSFET sono presenti i resistori R_{17}, R_{18}, R_{19}, R_{20}, per la limitazione della corrente di picco. Gli induttori L_1, L_2 permettono il passaggio della continua. In parallelo al TEC vi sono quattro condensatori che forniscono una capacità di 2.2µF con lo scopo di filtrare i picchi di corrente dovuti alla commutazione dei MOSFET. Ed infine vi sono diversi paralleli di condensatori (il parallelo di condensatori riduce le resistenze parassite serie) che filtrano il rumore sull'alimentazione e sulla corrente in ingresso al TEC.

4.3.4 I riferimenti di tensione

La figura 4.6 rappresenta la sezione dei riferimenti di tensione che fornisce l'alimentazione a tutti i componenti del sistema. Alcuni componenti del sistema necessitano di tensioni di alimentazione pari a 5 V (V_{CC}), altri, richiedono una tensione di alimentazione di 2.5 V (V_{REF}). Questi valori di tensione sono opportunamente ottenuti a partire da una tensione iniziale di

12 V fornita da un alimentatore esterno. Il riferimento di tensione V_{CC} è garantito mediante l'inserimento nel circuito del regolatore positivo di tensione a tre terminali L78S00 (ST Microelectronics). Questo componente fornisce una regolazione di tensione locale su scheda, eliminando i problemi della distribuzione associati al singolo punto di regolazione. Impiega limitatori di corrente interni e shut-down termico. Un'adeguata dissipazione di calore, fornita tramite alette di raffreddamento, garantisce una corrente di uscita di 2 A. All'uscita dell'L78S00 è presente il diodo zener LM385-2-5 (Texas-Instrument) che polarizzato dalla resistenza R_{16} fornisce un riferimento di tensione di 2.5 V. Sono poi presenti i condensatori di bypass per proteggere l'alimentatore da eventuali ritorni di segnale e per filtrare rumore sulla continua. Infine mostriamo nella figura 4.7 lo schema elettrico complessivo del trasmettitore ed in figura 4.8 una fotografia che mostra l'apparecchiature realizzata.

4.4 Il ricevitore

Il ricevitore è costituito soltanto dal modulo fotorivelatore DET410 (Thorlabs), a differenza del trasmettitore che include oltre al modulo laser le reti di controllo, di adattamento e dei riferimenti di tensione. Come mostrato in figura 4.9 incorporato nel modulo è incluso il fotodiodo PIN polarizzato

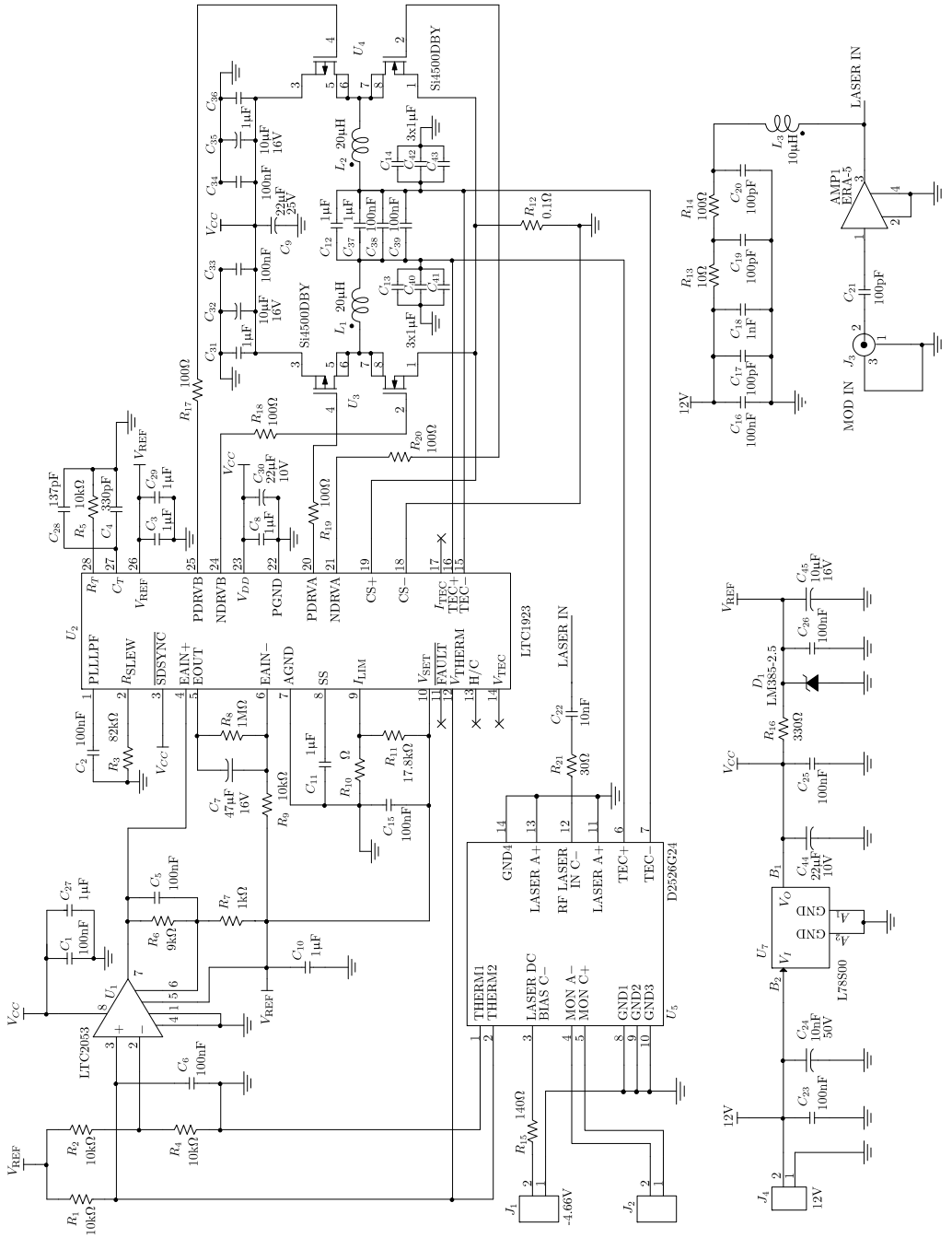


Figura 4.7: Schema circuitale del trasmettitore.

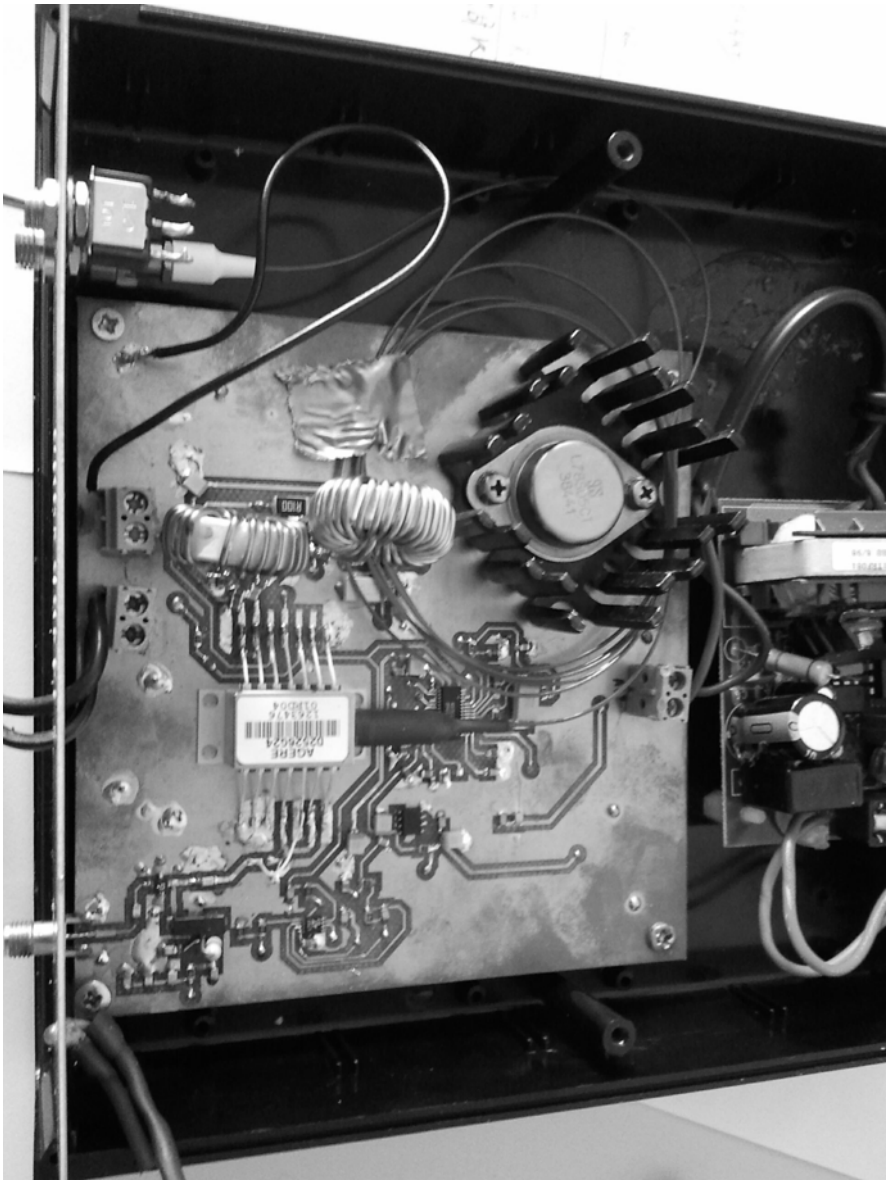


Figura 4.8: Fotografia del trasmettitore realizzato.

inversamente, una batteria di bias da 12 V sostituibile, e un commutatore ON/OFF. Il segnale di uscita a BNC è la fotocorrente diretta di uscita dall'anodo del fotodiodo ed è funzione delle potenza e della lunghezza d'onda della luce incidente. La responsività spettrale $\mathcal{R}(\lambda)$, può essere ottenuta

dalla figura 4.10 per stimare l'ammontare della fotocorrente che ci si aspetta. Per convertire questa in una tensione e visualizzarla in un oscilloscopio è necessario aggiungere una resistenza di carico esterna, R_{LOAD}, e quindi la tensione d'uscita risulta

$$V_O = P \ \mathcal{R}(\lambda) \ R_{\mathrm{LOAD}}$$

La larghezza di banda, f_{BW}, e il tempo di salita t_R possono essere determinati dalla capacità del diodo $C_J = 22\,\mathrm{pF}$, e dalla resistenza di carico R_{LOAD}, come mostrato di seguito

$$f_{\mathrm{BW}} = 1/\left(2\pi\, R_{\mathrm{LOAD}}\, C_J\right)$$

$$t_R = 0.35/f_{\mathrm{BW}}$$

Per la massima larghezza di banda, è consigliato un cavo coassiale di $50\,\Omega$ con una resistenza di terminazione di $50\,\Omega$ alla fine del cavo coassiale. In questo modo si riducono le perdite, adattando il cavo coassiale con la sua impedenza caratteristica. Nel caso in cui la larghezza di banda non fosse importante, è possibile incrementare l'ammontare della tensione per un dato ingresso di luce incrementando la R_{LOAD} ad un massimo di $10\,\mathrm{k}\Omega$.

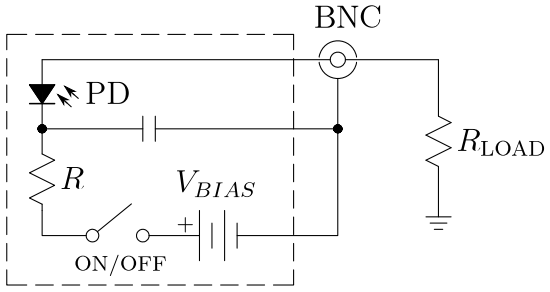


Figura 4.9: Schema circuitale del ricevitore.

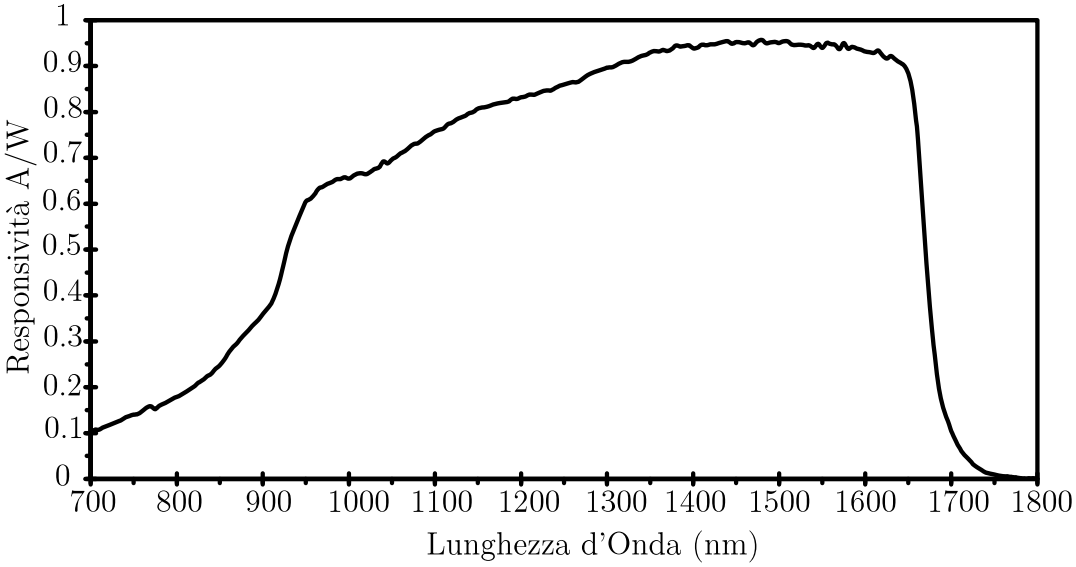


Figura 4.10: Curva della responsività spettrale del fotorivelatore.

4.5 Fibra ottica utilizzata

La linea di ritardo utilizza una fibra ottica monomodale (Prysmian), vantaggi di tale fibra sono:

- grande larghezza di banda, sono particolarmente adatte per le lunghezze d'onda intorno a 1310 nm, ma possono anche essere utilizzate nella regione dei 1550 nm, ed offrono caratteristiche ottimali fino a 1625 nm;

Parametro		**Unità**
Diametro cladding	125±0.7	µm
Diametro coating	245±5	µm
Attenuazione 1310 nm	≤ 0.34	dB/km
Attenuazione 1383 nm	≤ 1	dB/km
Attenuazione 1550 nm	≤ 0.20	dB/km
Attenuazione 1625 nm	≤ 0.23	dB/km
Attenuazione per avvolgimento		
100 giri, diametro 50 mm a 1550 nm	≤ 0.05	dB
100 giri, diametro 60 mm a 1225 nm	≤ 0.1	dB
Dispersione		
Nel range 1285 - 1330 nm	≤ 3.5	ps/(nm · km)
1550 nm	≤ 18	ps/(nm · km)
1625 nm	≤ 22	ps/(nm · km)
Polarization Mode Dispersion (PMD)	≤ 0.1	ps/$\sqrt{\text{km}}$
Lunghezza d'Onda di cut off	≤ 1260	µm

Tabella 4.3: Caratteristiche della fibra ottica.

- compatibilità, sia con altre fibre che con i sistemi ottici impiegati su scala globale;
- basso costo;
- eccellente PMD.

Nella tabella 4.3 sono riassunte la caratteristiche della fibra utilizzata.

Riferimenti bibliografici

[1] *D2570, D2526, D2555 Wavelength-Selected Direct Modulated Isolated DFB Laser Module*. Datasheet. Agere Systems. 2001.

[2] *DET410 - High-Speed InGaAs Detector*. Datasheet. Thorlabs. 2005.

[3] *L78S00 2A Positive Voltage Regulators*. Datasheet. ST Microelectronics. 1993.

[4] *LTC1923 High Efficiency Thermoelectric Cooler Controller*. Datasheet. Linear Technology. 2007.

[5] *LTC2053/LTC2053-SYNC Precision, Rail-to-Rail, Zero-Drift, Resistor-Programmable Instrumentation Amplifier*. Datasheet. Linear Technology. 2011.

[6] *Monolithic Amplifier ERA-5+*. Datasheet. Mini-Circuits. 2011.

[7] A. Postiglione. «Realizzazione di una linea di ritardo in fibra ottica per simulazione di echi radar». Tesi Specialistica Ingegneria Informatica. Seconda Università degli Studi di Napoli, 2011.

[8] *Si4500BDY Complementary MOSFET Half-Bridge (N- and P-Channel)*. Datasheet. Vishay Siliconix. 2009.

[9] *Si9801DY N-/P-Channel, Reduced Qg, Fast Switching Half-Bridge*. Datasheet. Vishay Siliconix. 1999.

[10] *SM Light Single Mode Fibre*. Datasheet. Prysmian. 2008.

5 Test

5.1 Introduzione

In questo capitolo vengono riportati i test eseguiti con la linea di ritardo ottica realizzata. Inizialmente viene eseguita una misura del guadagno e del ritardo (inteso come il tempo che impiega il segnale da quando è trasmesso dal trasmettitore a quando è rivelato dal ricevitore) della linea di ritardo pilotando il laser senza l'amplificatore di preadattamento e collegando il ricevitore direttamente all'uscita laser. Questo ci servirà per caratterizzare il guadagno dell'amplificatore e le perdite della fibra. Quindi seguiremo con i test includendo prima la fibra ottica e poi l'amplificatore. Collegheremo vari rocchetti di fibra ottica di differenti lunghezze. I rocchetti a disposizione sono tre, di lunghezza rispettivamente, 3 km, 1.2 km, 0.6 km. Si noti che con le somme combinate di queste tre è possibile ottenere altre quattro differenti lunghezze, i test che mostreremo comunque sono eseguiti solo con le fibre delle tre lunghezza base.

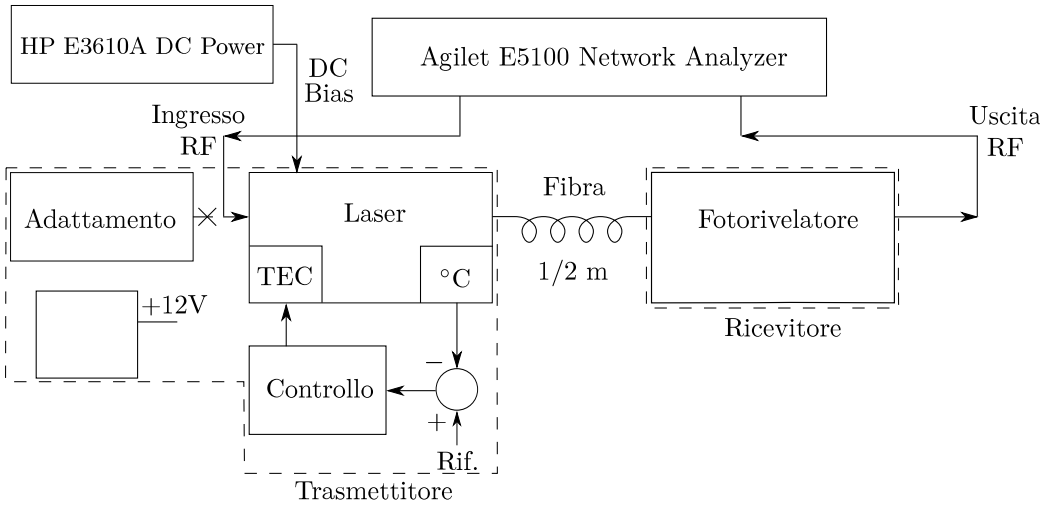


Figura 5.1: Configurazione banco di misura per test guadagno e ritardo. Test con laser collegato direttamente al ricevitore senza adattamento e fibra.

5.2 Test guadagno e ritardo - Laser, Fotodiodo -

In figura 5.1 è mostrata la configurazione del banco di misura, costituito da

- laser,
- controllo temperatura laser,
- 1/2 metro di fibra,
- fotorivelatore,
- network analyzer: Agilet E5100
- DC power: HP E3620A.

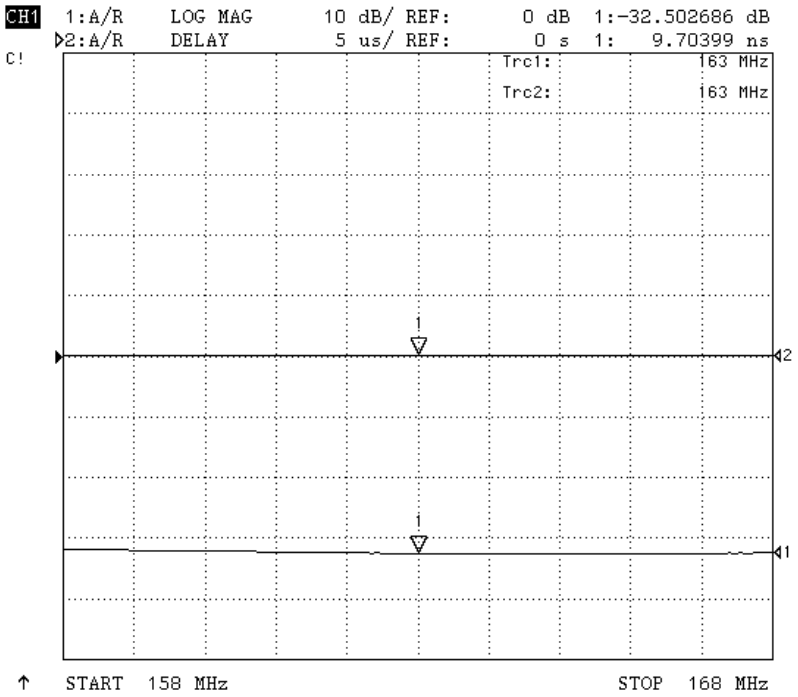


Figura 5.2: Diagramma del guadagno e del ritardo in banda di 10 MHz a 163 MHz. Test con laser collegato direttamente al ricevitore senza adattamento e fibra.

I risultati sono visibili in figura 5.2. Dalle misure si deduce un guadagno di -32.5 dB (perdita) ed un piccolissimo ritardo, quasi nullo. Nel prossimo test collegheremo una fibra ottica di lunghezza considerevole, e verificheremo sia la sua attenuazione sottraendo alle perdite totali quelle ottenute in questo test solo con laser e fotodiodo, e sia l'effettivo ritardo introdotto.

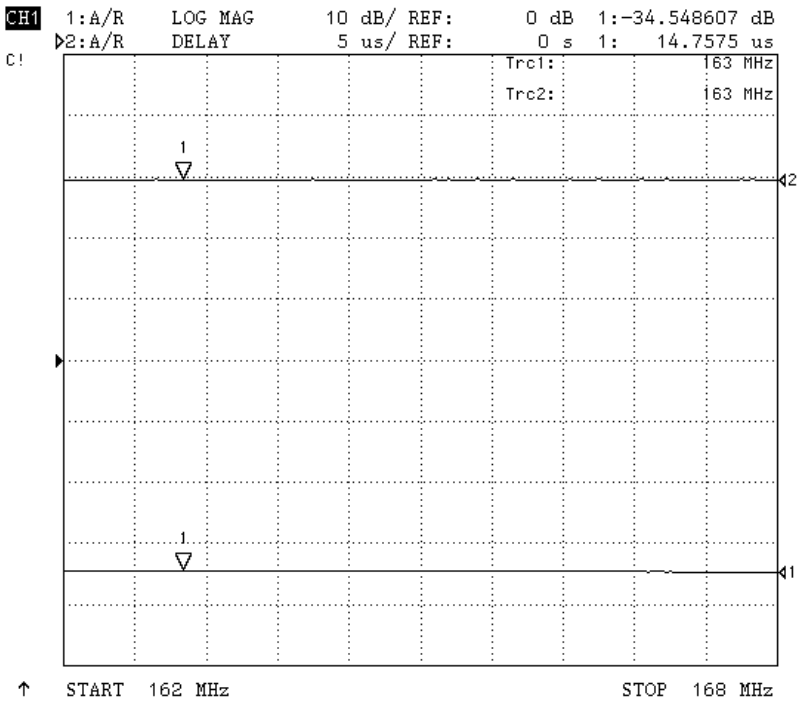


Figura 5.3: Diagramma del guadagno e del ritardo in banda di 6 MHz a 165 MHz. Test con laser collegato al ricevitore tramite 3 km di fibra senza adattamento.

5.3 Test guadagno e ritardo - Laser, Fibra di 3 km, Fotodiodo -

La configurazione del banco di misura è identica a quella di figura 5.1, l'unica variazione consiste nell'aver aggiunto alla fibra di 1/2 m il rocchetto di fibra di lunghezza 3 km. Il diagramma ottenuto dal network analyzer è mostrato in figura 5.3. Si ha un guadagno di -34.5 dB (perdita), questo significa che la fibra compreso l'accoppiamento tramite i connettori ha un coefficiente di attenuazione di 2 dB. Il ritardo misurato corrisponde con quello che ci si aspetta, $\Delta t = l\, n/c = 3 \cdot 10^3 \cdot 1.5/3 \cdot 10^8 = 15\,\mu$s, il quale corrisponde

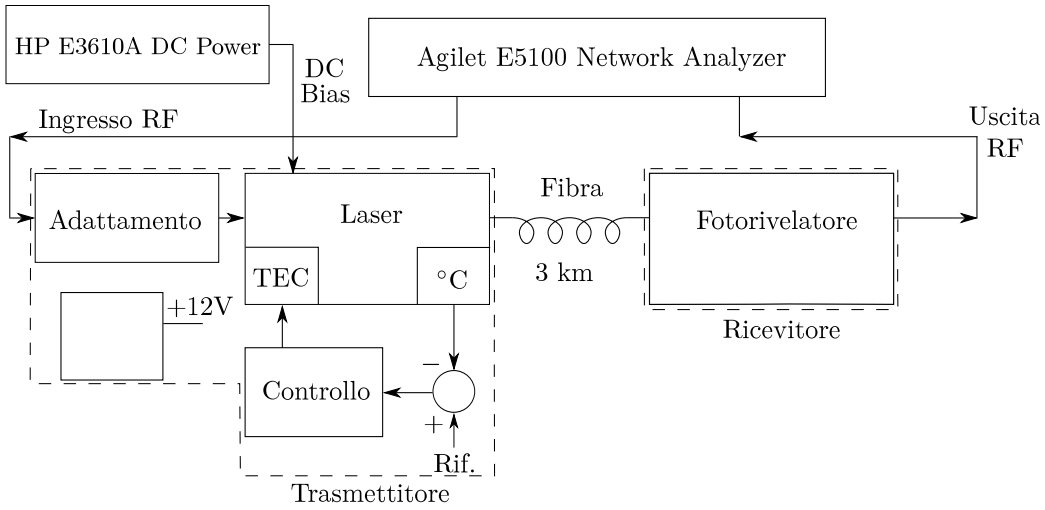


Figura 5.4: Configurazione banco di misura per test guadagno e ritardo. Test linea di ritardo con 3 km di fibra.

ad un range target radar, $r = (\Delta t/2)\, c = l\, n/2 = 2.250\,\text{km}$. Adesso quindi aggiungeremo l'adattamento.

5.4 Test guadagno e ritardo - 3 km di fibra -

In questo test terremo conto della linea di ritardo completa includendo anche l'amplificatore di preadattamento. In figura 5.4 è mostrata la configurazione del banco di misura ed in figura 5.7 una fotografia. Dunque abbiamo

- adattamento,
- laser,
- controllo temperatura laser,

- 3 km di fibra,
- fotorivelatore,
- network analyzer: Agilet E5100
- DC power: HP E3620A.

Il guadagno dell'adattamento lo si può trovare sottraendo al guadagno trovato con questo test il guadagno del test precedente. Come è possibile vedere dalla figura 5.5, il guadagno complessivo del collegamento con 3 km di fibra è -16 dB, di conseguenza il guadagno dello stadio di adattamento è 18.5 dB. Il ritardo è invariato rispetto al caso precedente e quindi anche il range test. Consideriamo adesso gli altri due rocchetti di fibra.

5.5 Test guadagno e ritardo - 1.2 e 0.6 km di fibra -

La configurazione del banco di misura è analoga a quella di figura 5.4, utilizzando ora 1.2 e 0.6 km di fibra. Il diagrammi ottenuti dal network analyzer sono mostrati in figura 5.6. Vediamo come al diminuire della lunghezza della fibra diminuiscono le perdite. Inoltre nei due casi, il ritardo misurato corrisponde all'ammontare che ci si aspetta, ossia 6 µs (3 µs) per 1.2 km (0.6 km) di fibra ottica, il range del target radar risulta 0.9 km (0.45 km).

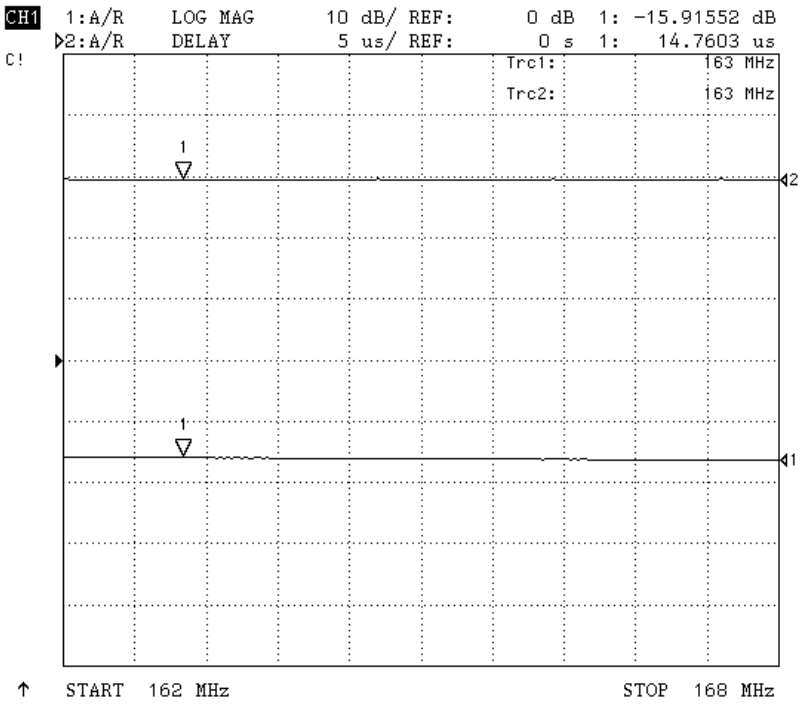


Figura 5.5: Diagramma del guadagno e del ritardo in banda di 6 MHz a 165 MHz. Test linea di ritardo con 3 km di fibra.

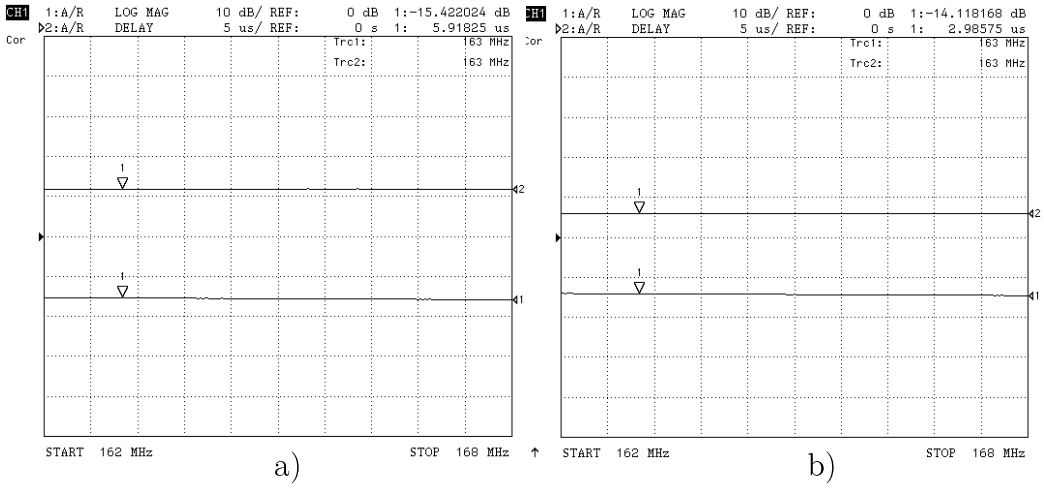


Figura 5.6: Diagrammi del guadagno e del ritardo in banda di 6 MHz a 165 MHz. Test linea di ritardo con (a) 1.2 km di fibra (b) 0.6 km di fibra.

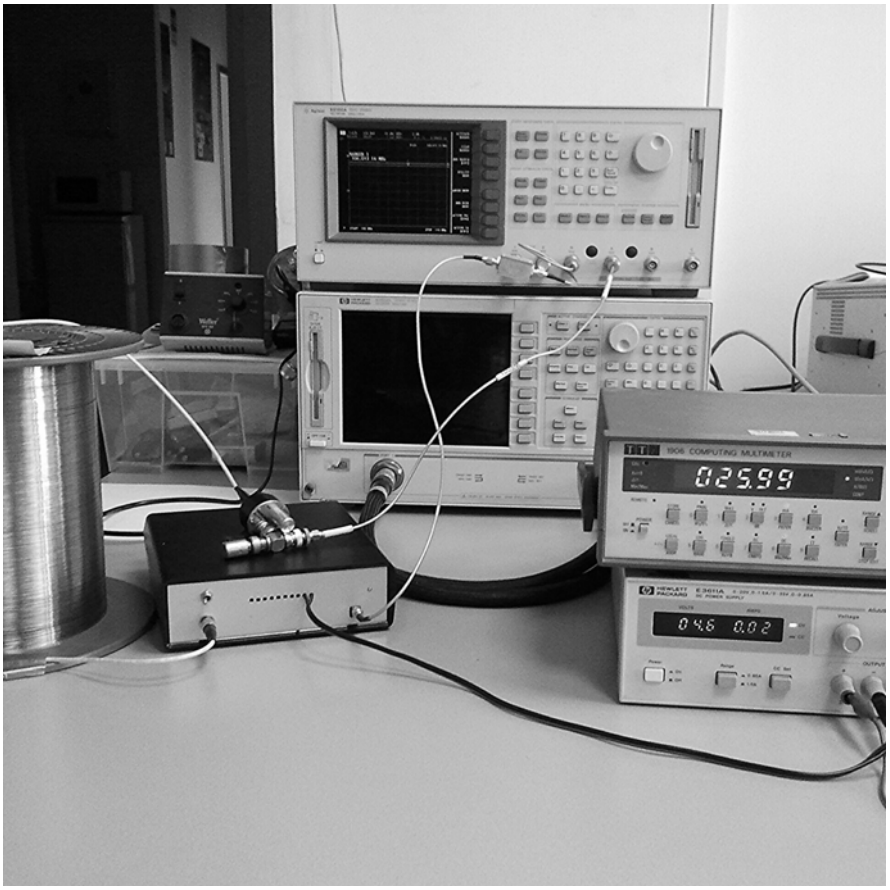


Figura 5.7: Fotografia del banco di misura.

5.6 Conclusioni e raccomandazioni

La linea di ritardo ottica sviluppata finalizzata a ritardare il segnale radar trasmesso, e che simula dunque un target radar ad una predeterminata distanza, è stata implementata con la tecnica della modulazione diretta laser. E' importante sottolineare come la tecnica utilizzata per la modulazione del laser, non fornisca un'ampia risposta in frequenza, nel nostro caso abbiamo che la frequenza a -3 dB è 163 MHz. Ai fini dell'applicazione in cui deve

essere utilizzata la linea di ritardo, banda P a bassa frequenza, 150-170 MHz, il sistema si comporta egregiamente. Il massimo guadagno, quello a bassa frequenza, come descritto nel capitolo 3, risulta essere il prodotto dei quadrati dell'efficienza spettrale laser e della responsività del fotorivelatore, a frequenze più alte l'efficienza di iniezione laser diminuisce e ciò porta ad una diminuzione della potenza AC. Questo comportamento è causato da molti meccanismi fisici dentro e fuori il dispositivo semiconduttore. Dentro il laser, le regioni di carica spaziale alla giunzione p-n e ad altre eterogiunzioni stabiliscono i condensatori interni. Fuori il laser, i contatti metallici formano le capacità esterne. Per poter utilizzare quindi, frequenze di modulazione più elevate si può optare per una diversa tecnica di modulazione ossia quella indiretta, la quale consiste nell'impiegare un interferometro Mach Zenhder che modula la luce emessa dal laser ad onda continua.

Riferimenti bibliografici

[1] S. Baron, P. Baudrenghien e A. Monera. *MITEQ optical links Evaluation.* Report. MITEQ. 2006.