

TESI DI DOTTORATO

UNIVERSITÀ DEGLI STUDI DI NAPOLI “FEDERICO II”
DIPARTIMENTO DI INGEGNERIA ELETTRONICA
E DELLE TELECOMUNICAZIONI

DOTTORATO DI RICERCA IN
INGEGNERIA ELETTRONICA E DELLE TELECOMUNICAZIONI

TECNICHE SENZA CONTATTO PER L'ANALISI
DEL FUNZIONAMENTO ELETTRICO E
TERMICO DEI DISPOSITIVI A
SEMICONDUTTORE

LUCIO ROSSI

Il Coordinatore del Dottorato
Ch.mo Prof. Giovanni Poggi

Il Tutore
Ch.mo Prof. Giovanni Breglio

Anno Accademico 2006-2007

Capitolo 1

Diagnostica delle interazioni elettro-termiche nei dispositivi a semiconduttore

- | | | |
|-----|--|----|
| 1.1 | La fotonica come necessità per adeguarsi ai nuovi standard | 1 |
| 1.2 | Metodologie attuali per l'analisi ed il testing dei circuiti integrati | 3 |
| 1.3 | Tecniche di misura della temperatura sui circuiti integrati | 11 |

Capitolo 2

Il Campionamento Elettro-Ottico

- | | | |
|-----|---|----|
| 2.1 | Effetto Pockels nei cristalli non centro-simmetrici | 21 |
| 2.2 | Effetto Pockels in altri materiali | 29 |
| 2.3 | Effetto Elettro-Ottico diretto ed indiretto: Alcune Applicazioni | 31 |
| 2.4 | Utilizzo metrologico dell'effetto Elettro-Ottico: dal modulatore al sensore | 33 |
| 2.5 | Campionamento ad impulsi Laser e ricostruzione di segnali sottocampionati | 39 |

Capitolo 3

Misura di campo Elettrico sulla superficie di una guida coplanare

- | | | |
|-----|---|----|
| 3.1 | Descrizione del sistema di misura | 48 |
| 3.2 | Strutture guidanti realizzate | 55 |
| 3.3 | Ricostruzione del campo Elettrico vicino | 56 |
| 3.4 | Valutazione simulativa e sperimentale dell'invasività del sistema | 61 |

Capitolo 4

Termografia Termo-Ottica Diretta

- | | | |
|-----|---|----|
| 4.1 | L'effetto Termo-Ottico | 68 |
| 4.2 | La Tecnica Riflettometrica: Vantaggi e Svantaggi | 71 |
| 4.3 | Utilizzo Interferometrico dell'Effetto Termo-Ottico | 77 |

Capitolo 5

Sistema di Termografia Termo-Ottica a Scansione per la Misura della Temperatura Superficiale

- | | | |
|-----|---|----|
| 5.1 | Il sistema di acquisizione delle mappe termiche | 80 |
| 5.2 | Risoluzione in Temperatura e Banda del Sistema | 86 |
| 5.3 | Risultati sperimentali | 88 |

Appendice

- | | | |
|-----|--|-----|
| A.1 | Ottica parassiale e Formalismo di Jones | 97 |
| A.2 | Ellissoide degli indici di rifrazione e bi-rifrangenza | 101 |
| A.3 | Linee di trasmissione | 104 |
| A.4 | Tecniche di misura Lock-in | 107 |

Capitolo 1

Diagnostica delle Interazioni Elettro-Termiche nei Dispositivi a Semiconduttore

1.1 La Fotonica come necessità per adeguarsi ai nuovi Standard

L'industria della alta tecnologia legata all'informazione ed alla comunicazione (ICT) è ormai considerata da qualche decennio la più grande forza trainante della ricerca scientifica. Le sempre più pressanti e sostanziali richieste di aumento delle prestazioni della moderna tecnologia hanno portato il mondo della ricerca a varcare dei limiti che solo pochi decenni fa sembravano insormontabili. Laser, fibre ottiche, circuiti elettronici capaci di miliardi di operazioni al secondo, rappresentano un esempio limpidissimo di come la ricerca scientifica più recente abbia mutato il nostro modo di comunicare, di pensare, di essere, e tutte queste invenzioni sono racchiuse in un arco temporale di appena cinquanta anni.

Appare singolare quindi, proprio in questo scenario, come le metodologie di analisi delle prestazioni dei dispositivi elettronici a semiconduttore, non solo durante le fasi di produzione per il controllo di qualità, ma anche a livello prototipale non abbiano ancora raggiunto una maturità sufficiente.

Per di più i moderni dispositivi integrati, in ragione delle loro ridotte dimensioni ed elevatissima velocità, esibiscono fenomeni di instabilità elettro-termici (hot spot, filamenti di corrente, second breakdown) molto particolari, dei quali si tiene conto in fase progettuale solo da qualche anno e con un approccio che nel caso migliore si limita all'analisi simulativa a livello di dispositivo tramite piattaforme CAD.

Ciò chiaramente non basta a garantire l'affidabilità e dunque la qualità del prodotto finito e può produrre in linea di principio effetti molto preoccupanti sull'economia dell'high-tech, dalla riduzione dello yield con conseguente aumento del costo per chip, al rischio di restituzione del prodotto finito al livello del consumatore cioè post vendita.

Le ragioni per le quali questo tipo di indagine approfondita non è stata condotta in modo sistematico, sono molteplici.

Distinguiamo prima di tutto l'ambito dell'elettronica digitale da quello sicuramente più variegato della elettronica analogica.

Con riferimento al primo ambito si può dire che fino a pochi anni fa sia le misure che venivano condotte sulle strutture di test ad - hoc realizzate sul wafer sia quelle condotte tramite probe-card sul singolo die, pur limitandosi a verificare rispettivamente che alcuni parametri di processo fossero rispettati e che ci fosse al livello logico la giusta corrispondenza fra ingressi ed uscite, risultavano abbastanza affidabili da garantire il corretto funzionamento del dispositivo.

Più di recente è diventato sempre più difficile realizzare dei sistemi di misura che riuscissero a seguire i transistori veloci dei moderni circuiti integrati e ciò si giustifica osservando che i parametri parassiti delle sonde utilizzate ne limitano fortemente la banda di acquisizione. Parallelamente a ciò la riduzione di scala dei dispositivi accompagnata dall'aumento della complessità circuitale ha comportato sempre maggiori necessità in termini di risoluzione spaziale della misura e numero di nodi sensibili da verificare.

Spostandosi invece nel campo dell'elettronica analogica, ci si rende conto che esiste una miriade di dispositivi nati per altrettante applicazioni e realizzati con le tecnologie più disparate che devono essere caratterizzati in modo anche più approfondito di quanto non accada per l'ambito digitale. Si pensi ad esempio all'elettronica di potenza dove l'uso di materiali innovativi come il carburo di silicio (SiC) consente di ottenere dispositivi capaci di gestire potenze sempre maggiori [24] e corredati di una propria logica di controllo on-chip, oppure ai circuiti integrati alle microonde dove analogamente è possibile contestualmente raggiungere le velocità richieste dalle telecomunicazioni e gestire l'elaborazione dei dati sullo stesso supporto monolitico (MMIC) [14] [15].

Nel contesto di queste applicazioni non ha più senso la semplice misura dello stato logico di un nodo, viceversa può essere necessario

analizzare localmente il campo elettrico interno o irradiato oppure la stimare la dissipazione di potenza localizzata per caratterizzare opportunamente il dispositivo da re.

Le necessità che abbiamo elencato, in termini di banda passante, risoluzione spaziale, possibilità di eseguire indagini bidimensionali o tridimensionali unite all'ovvio requisito di ridurre il più possibile l'invasività della misura, sono proprio le ragioni per le quali fin'ora è stato così difficile inserire uno stadio di misura approfondito nella filiera produttiva dei circuiti integrati. Alcuni di questi problemi possono essere affrontati tramite tecniche di misura ottiche che sono tipicamente senza contatto, possono essere molto veloci ed avere, con un'opportuna scelta della lunghezza d'onda, risoluzioni spaziali molto spinte.

1.2 Metodologie attuali per l'analisi ed il testing dei circuiti integrati

Ciò che segue è una rassegna delle principali metodologie di rilevazione dei campi elettrici sulla superficie dei dispositivi integrati digitali che, a differenza delle tecniche attuali, non presuppongono l'utilizzo di sonde che contattino elettricamente il dispositivo da caratterizzare. Le caratteristiche salienti di questi approcci di misura sono presentate e riassunte nella Tabella 1.1 ma la banda passante, l'invasività e la risoluzione spaziale saranno quelle tenute nella maggiore considerazione. Infine, per confronto, verrà presentato anche un esempio di sistema di acquisizione basato su probe-card sviluppate in tecnologia micro-elettro-meccanica (MEMS) che stabilisce forse il limite ultimo del testing a contatto diretto.

1.2.1 Electron Beam Testing

La tecnica EBT (Electron Beam Testing) è basata sulla microscopia a scansione elettronica (SEM) che consiste nello stimolare tramite un fascio elettronico l'emissione di elettroni secondari dalle superfici metalliche.

Dal momento che la distribuzione di energia degli elettroni secondari emessi è legata alla tensione che sussiste nel punto in cui è messo a fuoco il fascio elettronico di probe, misurando tale distribuzione è

TABELLA 1.1
CONFRONTO FRA I VARIE METODI DI ANALISI E TESTING DEI CIRCUITI INTEGRATI

Metodo	BW	Invasivo	Limiti materiale	Cross-Talk	Costoso	Input segnale	Comp. Probe
E-Beam	4 MHz (detector)	No	No	Minimo	Si	No	No
Ext. E-O	14 GHz (receiver)	No	No	No	No	No	Si
Int. E-O	14 GHz (receiver)	No	Silicio	Minimo	No	No	Si
Charge density	1-200 MHz	No	No	Minimo	No	No	N/A
Electric Force	10 kHz (Mec LPF)	No	No	Si	No	No	N/A
Capacitive Coupling	10 kHz (Ele LPF)	Si (Elettric.)	No	Si	No	No	Si
Photo Excitation	40 MHz (Parass.)	Si	No?	Minimo	No	No	Si
Optical Testing	10 GHz (Teorico)	No	No	Minimo	No	Si	Si
Contact Probing	1 GHz	Si	No	Si	No	Si	Si

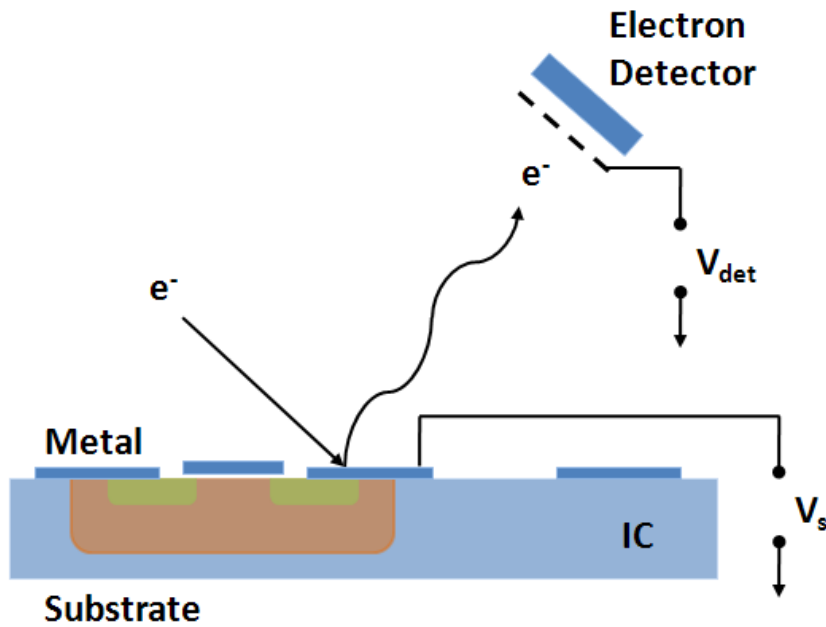


Figura 1.1 Schematizzazione del funzionamento della tecnica EBT (Electron Beam Testing)

possibile risalire allo stato logico di un nodo. Con questa tecnica è possibile raggiungere frequenze di acquisizione anche dell'ordine di 24 GHz [1] utilizzando un fascio elettronico pulsato alla frequenza di ripetizione del segnale da misurare.

Altri lavori hanno riportato invece la possibilità di analizzare gli stati logici in tempo reale utilizzando un fascio elettronico continuo fino a frequenza di segnale dell'ordine di 4 MHz [2].

Il limite principale di questa tecnica risiede nella necessità di operare la misura sotto vuoto, cosa che comporta per ovvi motivi un notevole aumento della complessità e dei costi della strumentazione che di fatto ne restringono l'utilizzo al solo ambito di ricerca. Inoltre non potendo essere considerata totalmente invasiva è limitata ad un ambito di misura su IC digitali.

1.2.2 Microscopia a Forza Elettrica

Il testing di tipo EFM (Electric Force Microscope) si basa sulle forze di interazione Coulombiane che si sviluppano tra una sonda EFM ed il

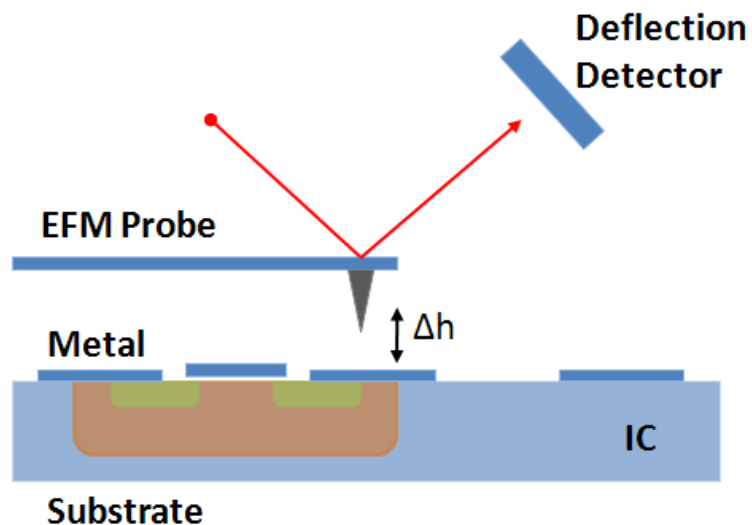


Figura 1.2 Schematizzazione del funzionamento della tecnica di Microscopia a Forza Elettrica (EFM).

punto di test di una linea di conduzione del dispositivo da caratterizzare.

La sonda EFM consiste in una sottilissima punta di materiale conduttivo posizionata all'estremità di un piccolo braccio meccanico. La punta conduttiva viene posizionata tramite attuatori piezoelettrici di precisione ad una distanza costante dal punto di test, tipicamente a circa 50 nm [3]. Quando la linea di interconnessione è interessata da un segnale elettrico si sviluppa una forza di interazione Coulombiana fra la punta della sonda e la linea stessa che può essere quantificata tramite la misura ottica della deflessione del braccio.

Sebbene sia possibile raggiungere risoluzioni spaziali di livello atomico per ragioni legate al comportamento passa - basso del braccio meccanico le frequenze di acquisizione in tempo reale sono limitate a circa 10 kHz. Altra limitazione senza dubbio importante è quella del costo della strumentazione che è sostanzialmente lo stesso dei set-up per la microscopia a forza atomica da cui il sistema deriva.

1.2.3 Misura della densità di carica

Il campo elettrico presente nei circuiti integrati causa la modulazione della densità di carica all'interno delle giunzioni p-n dei dispositivi e delle strutture parassite. Questa modulazione di carica elettrica provoca chiaramente una variazione locale dell'indice di rifrazione del substrato semiconduttore che può essere misurata, in un set-up di tipo interferometrico ad esempio, posteriormente al dispositivo (tecnica backside) secondo un approccio noto in letteratura come probing plasma-ottico [4] [5]. Dal momento che il fenomeno plasma-ottico è presente in qualsiasi semiconduttore questa tecnica è applicabile a qualsiasi tecnologia produttiva.

Esiste comunque una certa difficoltà a ricostruire il segnale elettrico a partire da quello della densità di carica che risulta essere una complicata funzione dipendente da numerosi parametri, anche geometrici a livello di singolo dispositivo. Inoltre questa tecnica richiede un preciso allineamento del laser di probe con il layout circuitale pertanto non è facilmente applicabile.

1.2.4 Misura tramite foto-eccitazione

Questo metodo si basa sull'effetto fotoelettrico indotto da un raggio laser di probe all'interno di un substrato semiconduttore opportuno. I portatori generati per foto-eccitazione possono essere acquisiti dai dispositivi integrati circostanti e ciò provoca un disturbo sulla corrente di alimentazione dell'intero circuito che è direttamente correlabile al livello logico del nodo in esame. Questa tecnica che è ovviamente adatta al solo testing dei circuiti digitali non può essere affatto considerata non-invasiva, dal momento che, teoricamente, la fotocorrente potrebbe essere amplificata internamente dando luogo a fenomeni instabili (quali il latch-up). Inoltre, il disturbo di corrente deve essere misurato fra i terminali VDD e VSS tra i quali sussiste un'elevata capacità, pertanto, la tecnica risulta avere una banda di misura piuttosto limitata se usata in tempo reale. Una banda di misura massima di 40 MHz è stata raggiunta con questa tecnica [6], ma risulta largamente inadeguata per le richieste di moderni circuiti integrati.

1.2.5 Misura tramite accoppiamento capacitivo

Se un elettrodo viene posizionato in vicinanza di un pad di misura i transitori di tensione che il DUT subisce inducono delle deboli correnti di spostamento sull'elettrodo. Questo effetto di accoppiamento capacitivo può essere in linea di principio sfruttato per misurare lo stato logico dei nodi di un circuito integrato digitale mentre a causa del disturbo introdotto dallo stesso elettrodo, risulta praticamente inapplicabile in ambito analogico. Limitatamente a forme d'onda periodiche questo approccio può garantire bande di acquisizione intorno ai 500 MHz, ma per un segnale logico qualsiasi la tecnica a causa delle capacità parassite e della banda limitata dai preamplificatori di misura non è in grado di superare qualche kHz [7].

1.2.6 Testing tramite strutture ad - hoc

Anche questo tipo di approccio deve considerarsi limitato all'ambito strettamente digitale in quanto consiste nell'inserire all'interno dello stesso circuito da caratterizzare alcune strutture realizzate ad - hoc, come dei diodi LED ad esempio, che possano emettere una certa radiazione luminosa in dipendenza del livello logico del nodo in cui sono inseriti.

La semplicità dell'approccio, che sicuramente può garantire una certa facilità di realizzazione, è però controbilanciata innanzi tutto dalla necessità di sacrificare una grande area on-chip per la realizzazione di tali strutture, pertanto seppure tale tecnica venga annoverata tra quelle senza contatto e meno invasive, non si può certo dire che abbia un impatto nullo sul funzionamento del dispositivo o del sistema elettronico.

Inoltre, sebbene il limite teorico della banda di misura sia imposto dalla velocità di commutazione del singolo LED e quindi piuttosto largo (anche decine di GHz) allo stato attuale della ricerca sono necessari fotodiodi a valanga o fotomoltiplicatori per la rilevazione del segnale luminoso che sono intrinsecamente lenti [12] [13].

La banda di acquisizione in tempo reale è stata infatti stimata intorno ai 100 kHz appena.

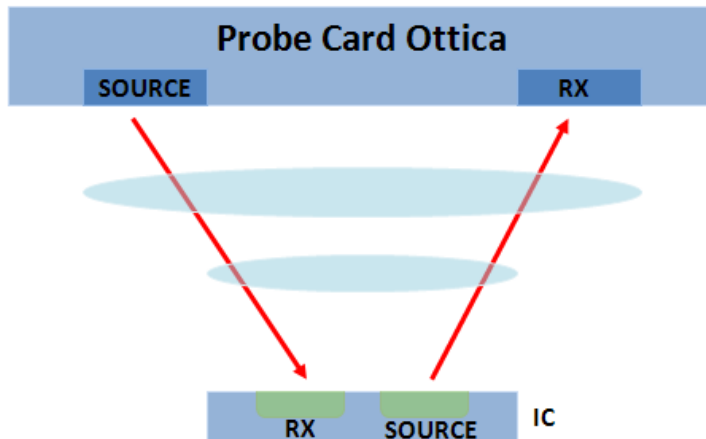


Figura 1.3 Schema di principio del Testing completamente ottico dei circuiti integrati digitali, realizzato tramite strutture ad-hoc.

1.2.7 Campionamento Elettro-Ottico

Premesso che la tecnica di campionamento elettro-ottico, essendo quella utilizzata in questo lavoro, verrà analizzata più specificamente in seguito, si può dire che essa basa il suo funzionamento sull'effetto Pockels. Tale effetto fisico, esibito alcuni materiali sia cristallini che amorfi, consiste nella alterazione della birifrangenza causata dall'applicazione di un campo elettrico esterno.

Sfruttando l'effetto Pockels è possibile quindi alterare la polarizzazione di un fascio luminoso che attraversa un materiale elettro-ottico.

Esistono sostanzialmente due differenti approcci nella misura tramite campionamento elettro-ottico. Il primo denominato *diretto* consiste nel misurare l'effetto Pockels direttamente all'interno del substrato nel quale i dispositivi sono realizzati. Ovviamente però il substrato dovrà essere realizzato con un materiale elettro-ottico, ma, mentre molti semiconduttori della famiglia III-V, come ad esempio l'Arseniuro di Gallio, hanno tale caratteristica, questo, sfortunatamente, non accade per il Silicio.

Il secondo approccio *indiretto* supera invece questa restrizione poiché utilizza una sonda realizzata in materiale elettro-ottico che viene

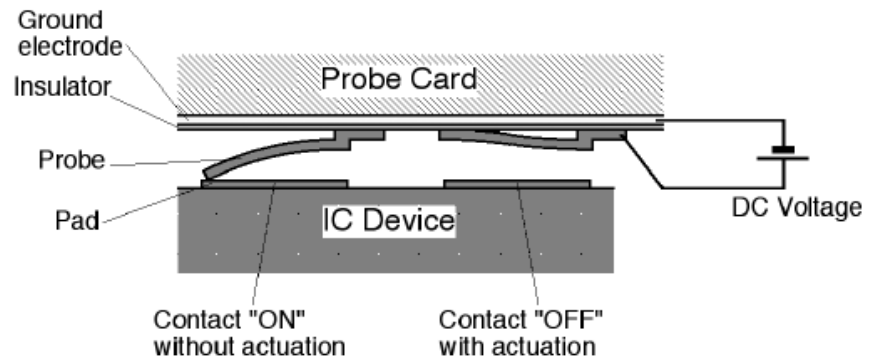


Figura 1.4 Probe Card in Tecnologia MEMS. Le singole sonde possono essere portate a contatto con i pad del dispositivo tramite attuazione elettrostatica.

avvicinata, senza stabilire un contatto meccanico, alla superficie del DUT.

La banda di misura raggiungibile in tempo reale è ben al di sopra dei 10 GHz [8], mentre utilizzando tecniche stroboscopiche sono state misurati segnali a frequenze dell'ordine dei THz [9].

Altro vantaggio indiscutibile di tale tecnica è la possibilità di raggiungere risoluzioni spaziali piuttosto elevate semplicemente modificando la lunghezza d'onda della sorgente luminosa, unita alla possibilità di effettuare anche misure tridimensionali di campo elettrico con ridottissima invasività in un contesto non solo digitale.

1.2.8 Probe - card ad attivazione elettrostatica in tecnologia MEMS

Recentemente è stato progettato e realizzato un nuovo tipo di probe-card per il testing a contatto meccanico diretto dei dispositivi e circuiti integrati digitali basato su tecnologia MEMS [11]. Ciascuna delle singole microsonde realizzate con un processo di micro-machining può essere attuata elettrostaticamente ed in modo indipendente dalle

altre ottenendo un sistema di misura flessibile e consentendo inoltre di minimizzare il numero di linee di ingresso/uscita della singola card.

La punta di ognuna di queste micro-sonde può essere avvicinata al circuito sotto test tramite l'applicazione ad un contro-elettrodo di attuazione di una tensione di circa 10 V mentre con una tensione opposta di 100 V circa è possibile interrompere il contatto fra la punta della probe ed il pad di test.

Con questa tecnica è stato possibile ottenere resistenze di contatto inferiori ad 1 Ohm, mentre a causa degli altri parametri parassiti la banda risulta limitata al GHz.

1.3 Tecniche di misura della temperatura sui circuiti integrati

Vogliamo dare qui di seguito una descrizione dei metodi di misura della temperatura superficiale su dispositivi integrati a semiconduttore che vengono più comunemente descritti in letteratura. Le caratteristiche salienti delle tecniche descritte sono riassunte nella Tabella 1.2.

1.3.1 Termografia a cristalli liquidi

Il cuore di questo sistema di termografia è costituito da una classe molto particolare di materiali chiamati cristalli liquidi termocromici (TLC). Innanzi tutto un cristallo liquido è un materiale che esibisce, in un preciso range di temperatura, una fase termodinamica mesomorfica e cioè intermedia fra quella puramente solida e quella liquida. Tale caratteristica si riscontra solitamente in alcuni composti organici (ad es. i cristalli colesterici) ed il range di temperatura della fase mesomorfica può essere controllato chimicamente [16] [17].

A livello molecolare il materiale colesterico risulta costituito da una serie di strati nei quali le molecole sono parallele fra di loro. Inoltre la stratificazione della fase mesomorfica favorisce la creazione di strutture molecolari elicoidali che si sviluppano in direzione normale alla superficie dello strato. Dal momento che il passo di tali strutture ad elica, che è confrontabile con le lunghezze d'onda dello spettro visibile, varia con la temperatura, il cristallo colesterico rifletterà

TABELLA 1.2
CARATTERISTICHE DELLE PRINCIPALI TECNICHE DI MISURA DELLA TEMPERATURA SUPERFICIALE

	LC	SThM	FMI	IR	R(T)	IR (Cam.)
Banda	10Hz	10 kHz	100 MHz	<1 MHz	150 MHz	1kHz
Sensibilità	0.1K	0.05 K	10mW	0.1K	3K	0.1K
Dynamic range	-30÷200°C	500°C	0÷60°C	0÷500°C	25÷350°C	0÷500°C
Risoluzione Spaziale	>1µm	50 nm	>1µm	10µm	<1µm	10µm
Accesso Visivo	Si	Si	Si	Si	Si	Si
Topografia	No	Si	No	No	No	Si
Costo	Basso	Alto	Basso	Medio	Basso	Medio
Invasività	Si	No	Si	No	No	No
Acquisizione	Scanning	Scanning	Scanning	Scanning	Scanning	2D

maggiormente una determinata lunghezza d'onda per ogni temperatura compresa nel range mesomorfo, risultando invece completamente trasparente al di fuori di esso.

Solitamente il range di temperatura accessibile da questa tecnica si attesta intorno ai $-30^{\circ}\div 200^{\circ}\text{C}$, ha il pregio di avere una buona risoluzione in temperatura (intorno ai 0.1 K) [18], ma, a causa della lentezza intrinseca del fenomeno, dovuta alla viscosità del materiale, i transienti sono limitati al centinaio di millisecondi ed inoltre la risoluzione spaziale si attesta intorno alle decine di μm a causa della difficoltà a depositare strati sottili di cristallo liquido unita alla diffusione laterale del calore prodotto a livello della superficie del dispositivo.

Infine, data la necessità di depositare il cristallo liquido sulla superficie del dispositivo prima della misura, questa tecnica, pur essendo concettualmente senza contatto, non può considerarsi totalmente non invasiva.

1.3.2 Termografia SThM

La microscopia a forza atomica nella sua versione per la misura della temperatura (Scanning Thermal Microscopy o SThM) è la tecnica che garantisce le risoluzioni migliori in termini spaziali e di temperatura, ma è anche la più costosa [19]. Questa tecnica sfrutta le forze atomiche repulsive che si stabiliscono fra una sonda realizzata con tecniche di micro-machining e la superficie del DUT. Queste forze vengono solitamente misurate otticamente a partire dalla deflessione della sonda che presenta una superficie speculare come mostra la Figura 1.5.

Il segnale che viene misurato può essere messo in correlazione non solo con le caratteristiche topografiche superficiali ma anche con la temperatura del DUT.

Con tale tipo di sistema è stata stimata una risoluzione spaziale massima intorno alle decine di nanometri ed una risoluzione in temperatura dell'ordine di 50 mK.

Nonostante questi vantaggi la banda passante del sistema, essendo legata ad un effetto meccanico, risulta piuttosto limitata, soprattutto se comparata con le tecniche laser o IR.

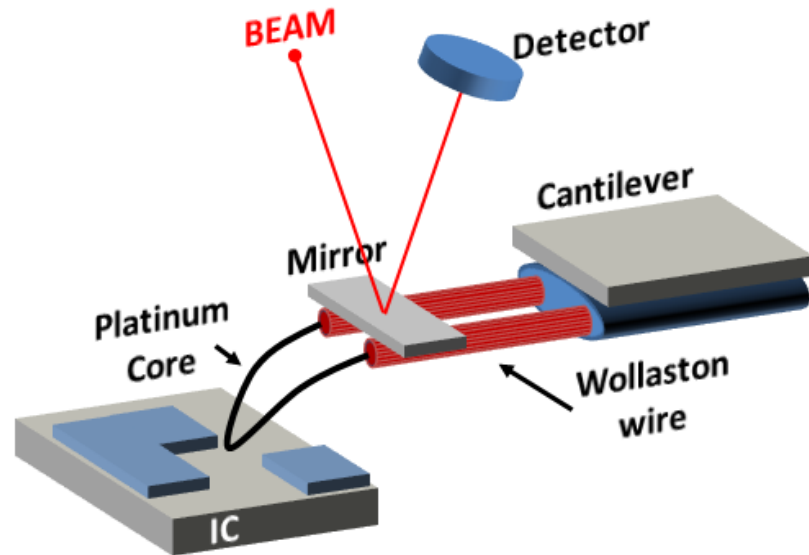


Figura 1.5 Rappresentazione di una probe per Scanning Thermal Microscopy (SThM). Le deflessioni della punta vengono misurate per deflessione di un raggio laser che incide sullo specchio, mentre la temperatura può essere ricavata grazie al fatto che la punta della sonda è in realtà il core di un filo Wollaston misurando la cui resistenza si può risalire alla temperatura del DUT.

1.3.3 Termografia a Fluorescenza

Elemento basilare dell'Imaging Microtermico a Fluorescenza (FMI) è il fluorocromo EuTTA (Europio Tenoyltrifluoroacetato) che ha una forte dipendenza dalla temperatura della radiazione di fluorescenza emessa nell'intervallo $0\div 60^{\circ}$ C. La stimolazione dell'effetto di fluorescenza si ottiene irradiando con luce ultravioletta (365 nm) mentre viene emessa per fluorescenza una radiazione nel rosso e precisamente a 612 nm. L'effetto della temperatura sulla radiazione di fluorescenza è noto solitamente come *effetto quenching* (spegnimento) poiché le zone interessate dalla generazione di calore appaiono meno luminose rispetto all'area circostante.

Se i dispositivi da caratterizzare vengono ricoperti dal fluorocromo, è possibile individuare gli hot spot che si generano durante il loro funzionamento normale utilizzando un semplice microscopio nel visibile provvisto di una sorgente opportuna nell'ultravioletto.

La risoluzione spaziale, come si può intuire, non è certamente limitata dagli effetti diffrattivi alla lunghezza d'onda della radiazione emessa per fluorescenza, ma piuttosto, come d'altronde nel caso della tecnica LCD, dallo spessore dello strato di fluorocromo depositato e, quindi dalla diffusione laterale del calore nello stesso fluorocromo. Si stima che sia possibile raggiungere risoluzioni spaziali dell'ordine di 1 μm .

Per quel che riguarda la banda passante, sebbene l'effetto di fluorescenza abbia per definizione una costante di tempo piuttosto piccola dell'ordine di 10^{-8} s, essa sarà come al solito legata alla sensibilità dell'effetto. Quest'ultima, nella letteratura recente [20] [21], è stata misurata per un sistema standard intorno ai 10 mW di potenza termica. Questo valore, piuttosto basso, costringe ad utilizzare detector lenti oppure tipicamente un approccio di misura Lock-in, il quale pur garantendo l'acquisizione di termogrammi relativi a transitori veloci ha bisogno di tempi di misura ed elaborazione molto dilatati (migliaia di ms).

Anche questa tecnica non può inoltre, come d'altro canto quella a cristalli liquidi, essere considerata totalmente non invasiva.

1.3.4 Termografia IR

Qualunque materiale ad una temperatura maggiore di 0 K emette una radiazione elettromagnetica nello spettro dell'infrarosso. La relazione che lega la potenza della radiazione emessa alla temperatura è la ben nota legge di Planck, che deve essere corretta, per ogni materiale, da un coefficiente moltiplicativo denominato emissività, il quale può in generale dipendere sia dalla lunghezza d'onda che dalla stessa temperatura.

Se questo coefficiente è noto oppure viene misurato, però, è possibile in generale ricondurre la misura di radiazione emessa nello spettro IR alla temperatura di un dispositivo elettronico.

I sistemi basati sull'effetto descritto dalla legge di Planck sono moltissimi e possono essere categorizzati principalmente in due famiglie, e cioè i sistemi a singolo sensore (microscopi all'infrarosso) ed i sistemi ad array di sensori (termocamere).

Sebbene l'effetto di radiazione all'infrarosso sia intrinsecamente molto veloce in quanto legato all'agitazione termica degli atomi reticolari, in effetti solo i sistemi di microscopia all'infrarosso sono in

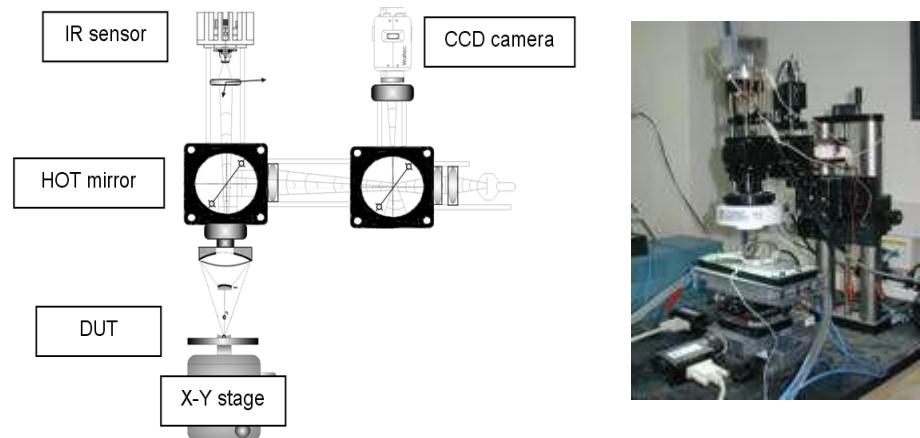


Figura 1.6 Schema a blocchi di un sistema a scansione per la misura della temperatura sulla superficie di un dispositivo integrato tramite rilevazione dell'emissione infrarossa.

grado di seguire i transitori veloci tipici dei dispositivi elettronici, essendo, le termocamere, di fatto limitate alla frequenza di acquisizione del frame, sempre che non si utilizzino tecniche complesse di acquisizione con sottocampionamento.

Per ciò che riguarda la sensibilità in temperatura possiamo dire che essa dipende molto dalla elettronica di condizionamento utilizzata a valle del sensore ma può essere spinta, per entrambe le tipologie di sistema, fino al livello dei μK se si adotta un approccio di misura Lock-in [23].

Sempre relativamente ad entrambi i sistemi è poi immediato rendersi conto che la risoluzione spaziale, a causa di effetti diffrattivi, è sostanzialmente limitata dalle lunghezze d'onda in gioco e pertanto non può scendere al di sotto di qualche μm [22]. Sono proprio questi effetti ottici che dunque limitano l'applicazione della termografia all'infrarosso all'analisi di dispositivi elettronici con scala di integrazione non troppo spinta (es. dispositivi di potenza, celle fotovoltaiche).

1.3.5 Termografia a Termoriflettanza

La tecnica termografica della quale più diffusamente parleremo nel seguito si basa sul fatto che ad ogni variazione di temperatura di un

materiale corrisponde una variazione del suo indice di rifrazione e quindi del suo coefficiente di riflessione.

Ciò comporta come conseguenza che un qualsiasi dispositivo sottoposto ad uno stress termico in principio possa riflettere una radiazione luminosa ad una data lunghezza d'onda, con intensità maggiore o minore. La variazione della luce riflessa può essere allora relazionata alla variazione di temperatura se si conosce il comportamento termo-ottico dei materiali con cui la superficie del dispositivo in esame è costituito.

Il vantaggio principali della tecnica consistono nella velocità dell'effetto fisico che dipende da costanti di tempo molto brevi [22] [25] e nella possibilità di scegliere arbitrariamente la lunghezza d'onda da utilizzare, cosa che garantisce una risoluzione spaziale migliore rispetto al caso IR.

Tale lunghezza d'onda sarà limitata solo dalla banda in cui il materiale risulta effettivamente riflettente.

Fra i limiti della tecnica bisogna, però, annoverare la bassa sensibilità dell'effetto nei materiali metallici, come verrà mostrato nel seguito.

Riferimenti

- [1] J. Fehr and E. Kubalek, "E-beam test system for GHz-waveform measurement," in *Proc. 22nd Euro. Microwave Conf.*, vol. 1, 1992, pp. 22–25
- [2] E. Menzel and R. Buchanan, "Noncontact testing of ICs using an e-beam probe," *Proc. SPIE: Characterization of Very High Speed Semiconductor Devices and Integrated Circuits*, vol. 795, pp. 188–199, 1987.
- [3] C. Bohm, "Electric force microscope," *Microelectron. Eng.*, vol. 31, pp. 171–179, 1996.
- [4] H. K. Heinrich, D. M. Bloom, and B. R. Hemenway, "Non-invasive sheet charge density probe for integrated silicon devices," *Appl. Phys. Lett.*, vol. 48, no. 16, pp. 1066–1068, 1986.
- [5] H. K. Heinrich, N. Pakdaman, J. L. Prince, D. S. Kent, and L. M. Cropp, "Picosecond backside optical detection of internal

- signals in flip-chip mounted silicon VLSI circuits,” *Microelectron. Eng.*, vol. 16, pp. 313–324, 1992.
- [6] C. Bouvet, P. Fouillat, J. P. Dom, and Y. Danto, “ASIC’s failure analysis using two complementary techniques: External electrical testing and internal contactless laser beam testing,” *Qual. Reliab. Eng. Int.*, vol. 8, pp. 213–217, 1992.
- [7] G. Sargsjan, K. Hempel, B. Altmann, and H. Bergner, “On wafer testing of IC’s using free running optoelectronic sampling and capacitive coupling,” *Microelectron. Eng.*, vol. 34, pp. 187–194, 1997.
- [8] J.F. Whitaker, J.A. Valdmanis, T.A. Jackson, K.B. Bhasin, R. Romanofsky, and G.A. Mourou “External Electro-Optic Probing of Millimeter-Wave Integrated Circuits” *1989 IEEE MTT-S Digest*
- [9] K. J. Weingarten, M. J. W. Rodwell, D. M. Bloom, “Picosecond Optical Sampling of GaAs Integrated Circuits” *IEEE Journal of Quantum Elect.*, QE-24, 198 (1988)
- [10] W. K. Kuo, D. T. Tang “Three-dimensional electric-field mapping system using crystal principal axes electro-optic rotation” *REVIEW OF SCIENTIFIC INSTRUMENTS* 76, 055111 (2005)
- [11] Itoh, T.; Kawamura, S.; Suga, T.; Kataoka, K. “Development of an electrostatically actuated MEMS switching probe card” *Proceedings of the 50th IEEE Holm Conference on Electrical Contacts and the 22nd International Conference on Electrical Contacts 2004* Page(s):226 – 230
- [12] S. Sayil, D. V. Kerns , and S. E. Kerns "Comparison of Contactless Measurement and Testing Techniques to a New All-Silicon Optical Test and Characterization Method" *IEEE Transaction on Instrumentation and Measurement*, Vol. 54, no. 5, October 2005
- [13] Brown, J.J.; Gardner, J.T.; Forrest, S.R. "An integrated, optically powered, optoelectronic 'smart' logic pixel for interconnection and computing applications" *Quantum Electronics, IEEE Journal of*, Volume 29, Issue 2, Feb. 1993 Page(s):715 - 726

-
- [14] Bierig, R.W. "GaAs MMIC technology: past, present and future" *Microwave and Millimeter-Wave Monolithic Circuits Symposium, 1995*.
- [15] Ezzeddine, Amin K. "Advances in Microwave & Millimeter-wave Integrated Circuits" *National Radio Science Conference, 2007. NRSC 2007. 13-15 March 2007 Page(s): 1-8*
- [16] A. Csendes, V. Székely, M. Rencz, "Thermal Mapping with Liquid Crystal Method", *Microelectronic Engineering 31 (1996) 281-290 Elsevier Science*
- [17] G. Aszódi, J. Szabóné, I. Jánossy, V.Székely "High resolution thermal mapping of microstructures using nematic liquid crystals" *Solid-State Electronics, V.24, No.12. pp.1127-1133 (1981)*
- [18] J. Stasiek, A. Stasiek, M. Jewartowski, M.W. Collins, "Liquid crystal thermography and true-colour digital image processing" *Optics & Laser Technology 38 (2006) 243-256 Elsevier*
- [19] E. Gmelin, R. Fischer, R. Stitzinger "Sub-micrometer thermal physics- An overview on SThM techniques" *Thermochimica Acta 310 (1998) 1-17 Elsevier*
- [20] C. Herzum, C. Boit, J. Kölzer, J. Otto and R. Weiland "High resolution temperature mapping of microelectronic structures using quantitative fluorescence microthermography" *Microelectronics Journal, Volume 29, Issues 4-5, April-May 1998, Pages 163-170*
- [21] F. Altmann, Th. Riediger, O. Breitenstein, J.P. Rakotoniaina "Fault Localisation of ICs by Lock-in Fluorescent Microthermal Imaging (Lock-in FMI)"
- [22] L. Rossi, G. Breglio, A. Irace, P. Spirito "Thermal transient mapping systems for integrated semiconductor devices and circuits" *Proc. QIRT 2006 (Padova 28-30 Giu. 2006)*
- [23] O. Breitenstein, M. Langenkamp "Lock-in Thermography" *Springer 2003, ISBN 3-540-43439-9*
- [24] James A. Cooper, Jr. and Anant Agarwal "SiC Power-Switching Devices—The Second Electronics Revolution?" *Proceedings of the IEEE, vol. 90, no. 6, June 2002*
- [25] S. Grauby, S. Dilhaire, S. Jorez, W. Claeys, "Temperature Variation Mapping of a Microelectromechanical System by Thermoreflectance Imaging" *IEEE Electron Device Letters, Vol. 26, No. 2, Feb.2005*.

Capitolo 2

Il Campionamento Elettro-Ottico

Alla fine del 17mo secolo lo scienziato Danese Rasmus Bartholin diede una prima descrizione della birifrangenza nei cristalli di calcite, ma ci vollero circa altri cento anni, a valle della formulazione di una teoria ondulatoria della luce da parte di Thomas Young, per dare una spiegazione scientifica del fenomeno.

La birifrangenza è una proprietà esibita da alcuni materiali anisotropi i quali offrono alla luce che li attraversa un differente indice di rifrazione in relazione alla polarizzazione dell'onda, ma non è l'unico fra i particolarissimi effetti ottici che l'anisotropia del mezzo in cui la radiazione luminosa si propaga può causare.

Nel 1893 il fisico Tedesco Friedrich Carl Alwin Pockels scoprì che alcuni cristalli, non solo mostravano un effetto di birifrangenza simile a quello della calcite, ma, quando sottoposti all'effetto di un campo elettrico, esibivano una variazione degli indici di rifrazione e dunque della stessa birifrangenza con legge proporzionale all'intensità del campo applicato.

Questo effetto Elettro-Ottico lineare è in realtà presente solo nei cristalli che non possiedono la simmetria per inversione (come accade, purtroppo, al Silicio) e più in generale in tutti i materiali non centrosimmetrici fra i quali sono compresi anche alcuni polimeri opportunamente trattati.

In questo capitolo, a valle di un'analisi dell'effetto Pockels in materiali di varia natura, verranno mostrate alcune note applicazioni in ambito fotonico quali la modulazione della luce, e come tale fenomeno possa essere utilizzato in metrologia per la misura di campi elettrici anche molto veloci come quelli presenti sulla superficie di dispositivi elettronici a semiconduttore per il trattamento di segnali nella banda delle microonde e delle radiofrequenze.

2.1 Effetto Pockels nei Cristalli non Centrosimmetrici

Come è noto dalle basi dell'ottica, per un cristallo anisotropo è possibile ricavare gli indici di rifrazione visti dalle varie componenti di polarizzazione della luce incidente utilizzando l'equazione dell'ellissoide degli indici di rifrazione (per una trattazione più approfondita si veda l'appendice A.2) nella particolare ipotesi che gli assi cartesiani del riferimento scelto coincidano con gli assi principali del cristallo.

In tal caso il fronte dell'onda descriverà, all'intersezione con l'ellissoide degli indici, un'ellisse. Orbene, se si scompone la polarizzazione rispetto agli assi principali di questa ellisse ciascuna delle due componenti risultanti (denominate *fast* e *slow*) vedrà un indice di rifrazione pari alla semidimensione di tali assi.

$$\frac{x^2}{n_o^2} + \frac{y^2}{n_o^2} + \frac{z^2}{n_e^2} = 1 \quad (2.1)$$

Ciò accade in generale in tutti i cristalli anisotropi, ma per comprendere l'effetto Elettro-Ottico lineare presente nei materiali non centrosimmetrici è importante innanzitutto dare una formulazione più generale dell'ellissoide degli indici di rifrazione rispetto a quanto fatto nell'appendice A.2 :

$$\begin{aligned} & \left(\frac{1}{n^2}\right)_1 x^2 + \left(\frac{1}{n^2}\right)_2 y^2 + \left(\frac{1}{n^2}\right)_3 z^2 + 2\left(\frac{1}{n^2}\right)_4 yz + \\ & + 2\left(\frac{1}{n^2}\right)_5 xz + 2\left(\frac{1}{n^2}\right)_6 xy = 1 \end{aligned} \quad (2.2)$$

In questa equazione sono presenti anche termini misti i quali tengono conto del fatto che, per effetto di un campo elettrico applicato, l'ellissoide può non avere più i suoi tre assi principali coincidenti con gli assi cartesiani del riferimento scelto, si ha cioè una rotazione nello spazio di questa figura geometrica.

Ciò è molto importante in quanto anche in tal caso le componenti di polarizzazione della luce incidente devono essere scelte per l'appunto parallele a questi assi per ottenerne i relativi indici di rifrazione.

Dal punto di vista del modello fisico espresso dalla (2.2) ognuno dei coefficienti moltiplicativi di ciascun addendo al primo membro può variare in ragione di un campo applicato esternamente in una delle tre direzioni dello spazio. Ciò si esprime matematicamente introducendo il cosiddetto tensore Elettro-Ottico \mathbf{r} , una matrice 6×3 , che moltiplicata per il vettore campo elettrico applicato fornisce le variazioni dei suddetti coefficienti dell'ellissoide degli indici:

$$\Delta_i = \sum_{j=1}^3 r_{ij} E_j \quad \Delta_i = \Delta \left(\frac{1}{n^2} \right)_i \quad i \in (1, \dots, 6) \quad (2.3)$$

La forma del tensore Elettro-Ottico dipende in massima parte dalle caratteristiche strutturali del cristallo considerato ma risulta, in ogni caso, una matrice piuttosto sparsa e ciò a causa delle simmetrie che, inevitabilmente si creano all'interno di una struttura cristallina. Se ad esempio si prende in considerazione il cristallo di niobato di litio LiNbO_3 , un materiale diffusissimo in ambito fotonico soprattutto per la modulazione della luce nella realizzazione di laser pulsati con la tecnica del Q-switching, si osserva un tensore Elettro-Ottico, scelto l'asse z come asse straordinario, che può avere le due forme seguenti [2]:

$$\begin{bmatrix} r'_{11} & 0 & r'_{13} \\ -r'_{11} & 0 & r'_{13} \\ 0 & 0 & r'_{33} \\ 0 & r'_{42} & 0 \\ r'_{42} & 0 & 0 \\ 0 & -r'_{11} & 0 \end{bmatrix}_{m \perp y} \quad \begin{bmatrix} 0 & -r_{22} & r_{13} \\ 0 & r_{22} & r_{13} \\ 0 & 0 & r_{33} \\ 0 & r_{42} & 0 \\ r_{42} & 0 & 0 \\ -r_{22} & 0 & 0 \end{bmatrix}_{m \perp x} \quad \begin{aligned} r'_{11} &= -r_{22} \\ r'_{13} &= r_{13} \\ r'_{33} &= r_{33} \\ r'_{42} &= r_{42} \end{aligned} \quad (2.4)$$

Il motivo per il quale si specificano due differenti tensori Elettro-Ottici si spiega osservando che il niobato di litio è un cristallo 3m uniassico, dove il 3 sta per trigonale ed m specifica la presenza di un piano di simmetria, dunque la prima matrice nella (2.4) viene

TABELLA 2.1
COEFFICIENTI ELETTRICO-OTTICI DEL NIOBATO DI LITIO.

	LF ¹ (pm/V)	HF ² (pm/V)
$r_{33} = r'_{33}$	32	30.8
$r_{13} = r'_{13}$	10	8.6
$r_{22} = -r'_{11}$	6.8	3.4
$r_{42} = r'_{42}$		28

¹LF: basse frequenze, ²HF: alte frequenze

utilizzata se nel riferimento scelto l'asse y è ortogonale al piano m, mentre la seconda nel caso in cui y sia parallelo ad m.

È importante osservare che, se non viene applicato alcun campo elettrico al cristallo di niobato di litio, non c'è alcuna distinzione, in termini di indice di rifrazione, fra gli assi x ed y, cioè essi rappresentano, entrambi, delle direzioni ordinarie, come accade in qualsiasi cristallo uniassico. Se però si applica un campo elettrico, si ottiene in generale una variazione diseguale dell'indice di rifrazione ordinario nelle due direzioni x ed y, ed inoltre, come già accennato, il sistema di riferimento non coincide più con gli assi principali dell'ellissoide.

In alcuni casi, però, questa distinzione risulta superflua. Se ad esempio, in un cristallo di niobato di litio le componenti del campo elettrico parallele agli assi x ed y sono nulle mentre quella parallela all'asse ottico z risulta diversa da zero, allora la variazione di indice di rifrazione è la stessa per le due direzioni ordinarie come si può facilmente dedurre dalla (2.4).

Come considerazione generale si può affermare che, in dipendenza dalla direzione di applicazione del campo elettrico e dalla direzione di propagazione della luce, si possono ottenere differenti fenomeni di birifrangenza correlati ai diversi coefficienti presenti nel tensore r .

Sempre con riferimento al cristallo di niobato di litio, nelle applicazioni di modulazione si preferisce sfruttare il coefficiente r_{33} che come mostra la Tabella 2.1 è il più grande mentre per altre ragioni

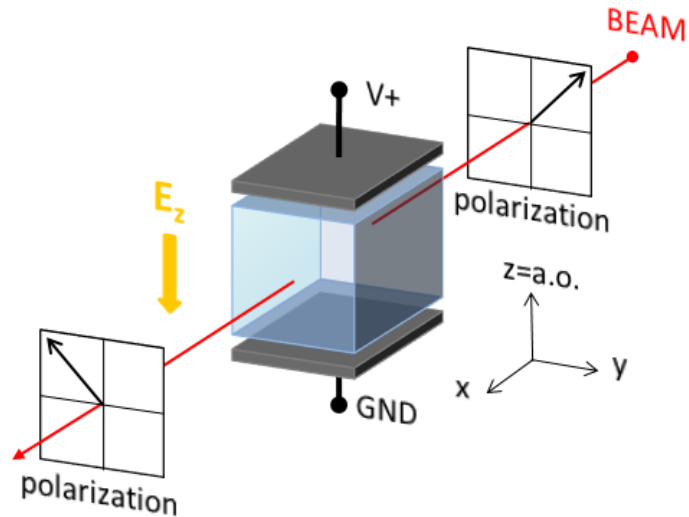


Figura 2.1 Effetto Elettro-Ottico in configurazione Collineare

nelle celle di Pockels utilizzate nel Q-switching dei laser si preferisce l' r_{22} .

Di seguito saranno analizzate due tipiche configurazioni di campo e propagazione luminosa utilizzate per le varie applicazioni dell'effetto Pockels.

2.1.1 Effetto Elettro-Ottico in Configurazione Collineare

Consideriamo il caso presentato in Figura 2.1, i valori del campo elettrico applicato lungo i tre assi risultano:

$$E_x = E_y = 0 \quad E_z \neq 0 \quad (2.5)$$

Pertanto risulta:

$$\Delta_1 = r_{13}E_z \quad \Delta_2 = r_{13}E_z \quad \Delta_3 = r_{33}E_z \quad (2.6)$$

Come già detto, essendo nulle le componenti lungo x ed y una radiazione luminosa che avesse direzione parallela all'asse z non sperimenterebbe nessun effetto di birifrangenza, ed è per tale motivo che in questa configurazione si considera una propagazione lungo, ad esempio, l'asse x .

Un'altra considerazione importante da fare in questo caso è che non si ottengono i termini misti presenti nella (2.2) quindi l'ellissoide degli indici non subisce rotazioni.

In queste condizioni il cristallo può considerarsi ancora uniassico ed avente gli indici di rifrazione ordinario e straordinario espressi dalle seguenti equazioni come è facile ricavare dalle (2.3) ed (2.6):

$$n'_o = \left(\frac{1}{n_o^2} + r_{13} E_z \right)^{-\frac{1}{2}} \quad n'_e = \left(\frac{1}{n_e^2} + r_{33} E_z \right)^{-\frac{1}{2}} \quad (2.7)$$

Nel caso in cui il campo applicato non sia eccessivamente intenso è possibile approssimare queste equazioni fino al termine lineare ottenendo:

$$\begin{aligned} n'_o &= n_o - \frac{1}{2} n_o^3 r_{13} E_z & n_o + \Delta n_o & \frac{1}{n_{o,e}^2} \gg r_{ij} E_z \\ n'_e &= n_e - \frac{1}{2} n_e^3 r_{33} E_z & n_e + \Delta n_e & \end{aligned} \quad (2.8)$$

Consideriamo un'onda piana che si propaga lungo l'asse x in ingresso ad un cristallo di lunghezza L e le cui componenti di polarizzazione nel campo elettrico siano:

$$\begin{aligned} E_y &= A_y \exp(j(\omega t - kx)) \\ E_z &= A_z \exp(j(\omega t - kx + \varphi)) \end{aligned} \quad (2.9)$$

All'uscita dal cristallo queste stesse componenti di polarizzazione assumeranno la forma:

$$\begin{aligned}
 E_y &= A_y \exp(j(\omega t - kx - \frac{2\pi}{\lambda}Ln_o)) \\
 E_z &= A_z \exp(j(\omega t - kx - \frac{2\pi}{\lambda}Ln_e + \varphi))
 \end{aligned}
 \tag{2.10}$$

Più in generale, utilizzando il formalismo matriciale di Jones ed includendo anche la variazione degli indici di rifrazione indotta per effetto elettro-ottico si scrive:

$$\begin{bmatrix} E_z \\ E_y \end{bmatrix}_{OUT} = \begin{bmatrix} e^{-j\frac{2\pi}{\lambda}L(n_e+\Delta n_e)} & 0 \\ 0 & e^{-j\frac{2\pi}{\lambda}L(n_o+\Delta n_o)} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} E_z \\ E_y \end{bmatrix}_{IN}
 \tag{2.11}$$

Ne segue dunque che le due polarizzazioni della luce incidente lungo il cammino dell'onda all'interno del cristallo accumulano uno sfasamento totale dato dalla seguente equazione:

$$\begin{aligned}
 \Delta\varphi_{TOT} &= \frac{2\pi}{\lambda}L(n_o + \Delta n_o) - \frac{2\pi}{\lambda}L(n_e + \Delta n_e) = \\
 &= \frac{2\pi}{\lambda}L\Delta n + \frac{2\pi}{\lambda}L(\Delta n_o - \Delta n_e)
 \end{aligned}
 \tag{2.12}$$

2.1.2 Effetto Elettro-Ottico in Configurazione Trasversa

La configurazione più utilizzata nella modulazione della luce è quella cosiddetta trasversa nella quale, come mostra la Figura 2.2, il campo che induce l'effetto elettro-ottico ha direzione ortogonale all'asse ottico z lungo il quale, inoltre, la luce si propaga.

Sempre riferendosi al caso del niobato di litio, in questa configurazione è possibile sfruttare il coefficiente r_{22} del tensore elettro-ottico che, pur non essendo il più elevato, influenza in egual misura sia l'indice di rifrazione relativo alla polarizzazione lungo x che quello relativo alla polarizzazione lungo y .

Nell'analisi che segue supporremo che l'asse x del riferimento scelto sia ortogonale al piano di simmetria m del cristallo di niobato di litio. Orbene, è necessario distinguere due casi poiché il campo elettrico che

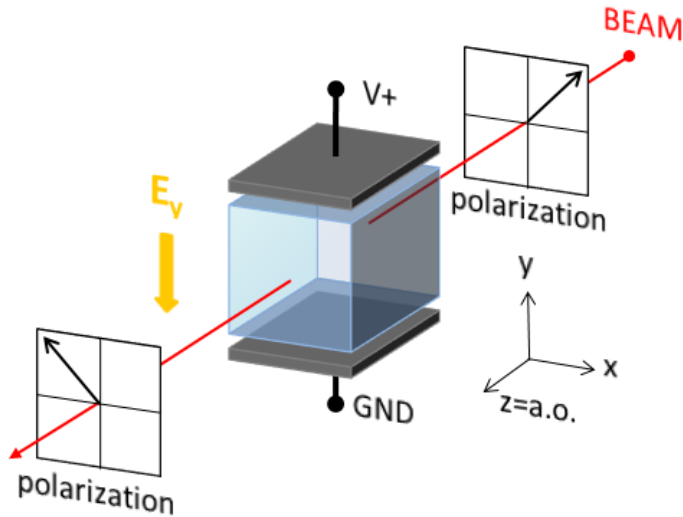


Figura 2.2 Effetto Elettro-Ottico in configurazione Trasversa

induce l'effetto elettro-ottico può avere una componente lungo ognuno degli assi trasversi (x o y).

Supponiamo inizialmente che il campo elettrico abbia la sola componente E_y , l'ellissoide degli indici si modificherà allora come segue:

$$\left(\frac{1}{n_o^2} - r_{22}E_y\right)x^2 + \left(\frac{1}{n_o^2} + r_{22}E_y\right)y^2 + \frac{z^2}{n_e^2} + 2yzr_{42}E_y = 1 \quad (2.13)$$

La presenza del termine misto che comporta una rotazione intorno all'asse x non comporta grossi problemi fintanto che la radiazione si propaga lungo z poiché in tal caso è sufficiente sostituire $z=0$ nella (2.13) per ottenere l'equazione dell'ellisse e ricavare di conseguenza gli indici di rifrazione per le due polarizzazioni.

Ripetendo le considerazioni già fatte nel caso della configurazione collineare, tali indici di rifrazione possono essere bene approssimati dalle seguenti relazioni:

$$\begin{aligned}
 n_x &= \left(\frac{1}{n_o^2} - r_{22} E_y \right)^{-\frac{1}{2}} \cong n_o + \frac{1}{2} n_o^3 r_{22} E_y \\
 n_y &= \left(\frac{1}{n_o^2} + r_{22} E_y \right)^{-\frac{1}{2}} \cong n_o - \frac{1}{2} n_o^3 r_{22} E_y
 \end{aligned}
 \tag{2.14}$$

Dalle quali si ricava la birifrangenza indotta dal campo E_y :

$$\Delta n \cong n_o^3 r_{22} E_y \tag{2.15}$$

E di conseguenza lo sfasamento accumulato dalle due polarizzazioni lungo un cristallo di lunghezza L :

$$\Delta\varphi = \frac{2\pi}{\lambda} L n_o^3 r_{22} E_y = \pi \frac{V}{V_\pi} \quad \begin{aligned} V &= E_y d \\ V_\pi &= \frac{\lambda d}{2L n_o^3 r_{22}} \end{aligned}
 \tag{2.16}$$

La tensione V_π , che viene spesso indicata nei data sheet dei cristalli elettro-ottici, dipende dalle caratteristiche fisiche e geometriche del cristallo utilizzato ed è solitamente denominata tensione a $\lambda/2$ in quanto rappresenta la tensione per la quale alla lunghezza d'onda della radiazione incidente il cristallo induce uno sfasamento totale fra le due componenti di polarizzazione pari a π comportandosi quindi come una lamina a $\lambda/2$.

Nel caso in cui, invece, il campo inducente abbia la sola componente E_x , il calcolo risulta lievemente più complicato, infatti, l'ellissoide degli indici modificato ha la seguente equazione:

$$\frac{x^2}{n_o^2} + \frac{y^2}{n_o^2} + \frac{z^2}{n_e^2} + 2xzr_{42}E_x - 2xyr_{22}E_x = 1 \tag{2.17}$$

In tal caso quando anche si imponga $z=0$ non è possibile eliminare il secondo termine misto che comporta, oltre alla deformazione anche una rotazione di 45° intorno all'asse z , pertanto è necessario operare

un cambiamento di coordinate prima di stabilire le direzioni delle due polarizzazioni consentite e ricavare i relativi indici di rifrazione.

Se si impone allora il nuovo sistema di riferimento:

$$\begin{aligned} x &= x' \cos 45^\circ - y' \sin 45^\circ \\ y &= x' \cos 45^\circ + y' \sin 45^\circ \end{aligned} \quad (2.18)$$

E si sostituisce la (2.18) nella (2.17), si ottiene una nuova equazione dell'ellisse nel piano dell'onda:

$$\left(\frac{1}{n_o^2} - r_{22} E_x \right) x'^2 + \left(\frac{1}{n_o^2} + r_{22} E_x \right) y'^2 = 1 \quad (2.19)$$

Che risulta in sostanza identica alla (2.13) per $z=0$, con l'unica differenza che le polarizzazioni consentite sono orientate a 45° rispetto al riferimento scelto inizialmente.

Diamo infine, anche per il caso trasverso, la matrice di Jones che ci consente di ricavare la polarizzazione dell'onda all'uscita del cristallo nota quella in ingresso:

$$\mathbf{J}_{e-o} = \begin{bmatrix} e^{j\frac{\pi V}{2V_\pi}} & 0 \\ 0 & e^{-j\frac{\pi V}{2V_\pi}} \end{bmatrix} \quad (2.20)$$

Che risulta valida del tutto in generale quando il campo sia applicato trasversalmente all'asse ottico e le polarizzazioni siano scelte opportunamente secondo quanto esposto finora.

2.2 Effetto Pockels in Altri Materiali

È noto che non solo i cristalli inorganici possiedono caratteristiche non lineari tali da alterare, come l'Effetto Pockels, la polarizzazione della radiazione luminosa [4].

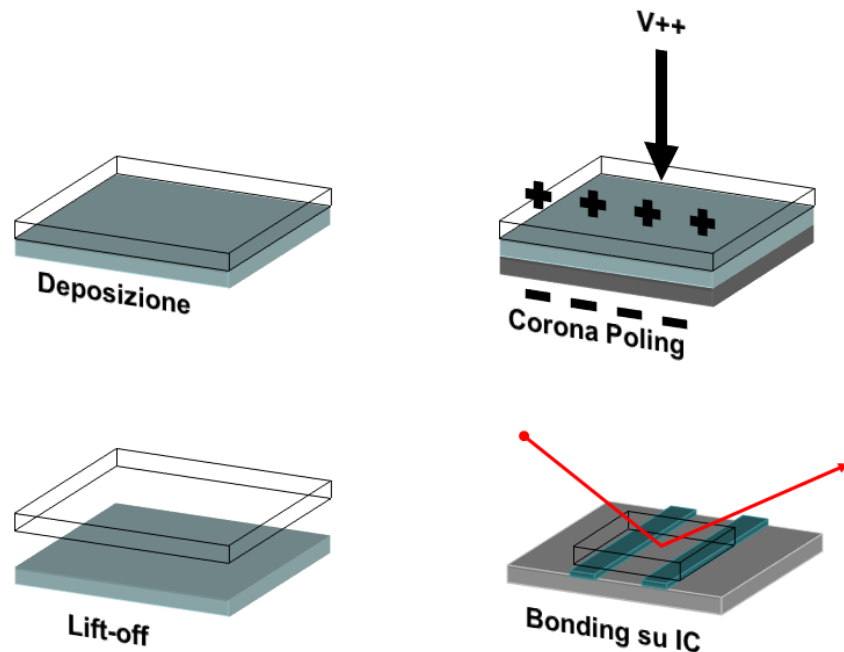


Figura 2.3 Le fasi del processo di produzione di un sensore-patch realizzato con un polimero elettro-ottico polato con la tecnica del Corona-Poling.

Studi piuttosto recenti hanno evidenziato la presenza dell'effetto Elettro-Ottico anche in materiali di diversa natura e nella fattispecie in polimeri organici opportunamente trattati.

Questi materiali, che vengono indicati in letteratura con il nome di NLO o NLOP (*non-linear optical polymers*), sono in genere polimeri vetrosi ai quali vengono attaccati cromofori asimmetrici.

È proprio la non-centrosimmetria di queste molecole che ha la potenzialità di generare la non-linearità e dunque l'effetto elettro-ottico. Purtroppo però queste molecole si dispongono in generale in modo casuale all'interno del volume del polimero vanificando, di fatto, l'effetto su scala macroscopica.

Diviene allora necessario, durante la produzione di tali materiali, inserire una fase detta di *poling* che consiste nell'applicare ad essi tensioni molto elevate anche dell'ordine di centinaia di kV/cm, in modo da orientare i cromofori asimmetrici [8]. Ciò, di regola, viene fatto al di sopra della cosiddetta temperatura di transizione vetrosa (T_g) che può essere dell'ordine delle centinaia di °C, e per un tempo

non proprio ridotto (nell'ordine delle ore). Lentamente, poi, il polimero viene raffreddato ma sempre sotto l'effetto del campo di poling, fino all'avvenuta transizione vetrosa.

I vantaggi che possono derivare dall'utilizzo di un materiale elettro-ottico polimerico, per le varie applicazioni che sfruttano il fenomeno, sono molteplici, a partire da quello più ovvio e cioè l'economicità della realizzazione se confrontata con i costi della crescita cristallina. Eppure un difetto che non può essere sottovalutato certamente esiste ed è costituito dalla scarsa stabilità dell'effetto elettro-ottico indotto tramite poling [10] [12].

La ragione per la quale la vita media dell'effetto indotto si attesti, nel migliore dei casi, intorno a qualche anno appena va ricercata nella fotosensibilità dei polimeri utilizzati solitamente [7].

Allo stato attuale la ricerca ha proposto due tipi di soluzioni, nella fattispecie, l'uso di tecniche di poling come la corona discharge che consente l'applicazione di campi molto intensi [8] oppure la realizzazione, tramite tecniche di auto-assemblaggio elettrostatico (ESA [13]), di materiali che posseggono già un ordine polare intrinseco senza la necessità di essere sottoposti al poling.

2.3 Effetto Elettro-Ottico Diretto ed Indiretto: Alcune Applicazioni

Prima di affrontare in dettaglio come sia possibile realizzare un sensore di campo elettrico utilizzando l'effetto elettro-ottico bisogna premettere che questo fenomeno può essere sfruttato in modo diretto oppure indiretto come mostra la Figura 2.4.

Nel primo caso questo implica che lo stesso dispositivo da misurare sia realizzato su un substrato non centrosimmetrico come accade per molti materiali (GaAs, InGaAs, InP, etc.) che vengono largamente utilizzati nell'ambito della fotonica integrata [22] o nella realizzazione di circuiti MMIC (Monolithic Microwave Integrated Circuits) per applicazioni di trasmissione dati ad alta velocità [15].

Il vantaggio di poter utilizzare direttamente l'effetto elettro-ottico del substrato semiconduttore è chiaramente quello di ottenere una misura ancor meno invasiva che nel caso indiretto, nel quale è necessario realizzare delle sonde che, sebbene non entrino in contatto meccanico

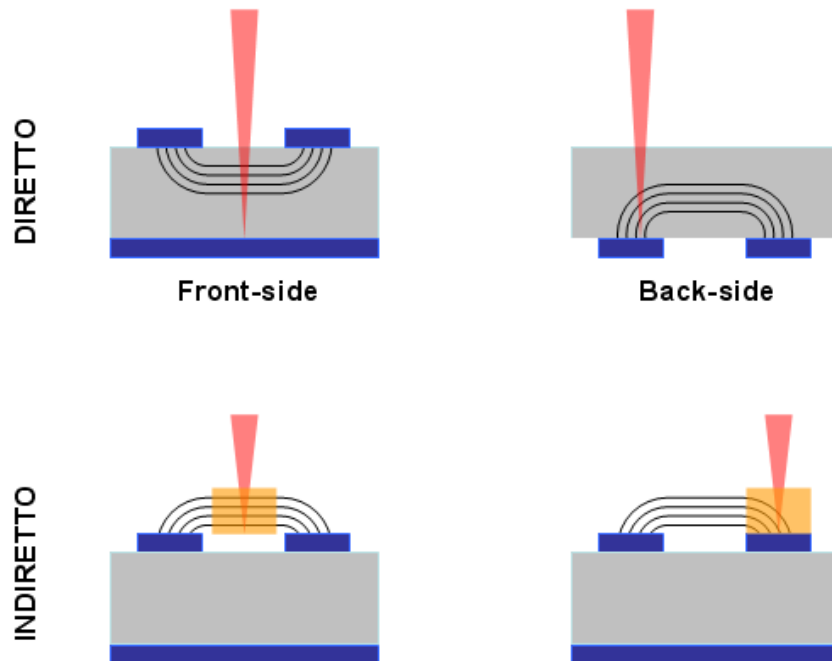


Figura 2.4 Possibili configurazioni per l'utilizzo dell'effetto elettro-ottico in ambito sensoristico. Le tecniche dirette sono utilizzabili solo nel caso in cui il dispositivo sia realizzato su substrato non-centrosimmetrico.

con il dispositivo da caratterizzare, possono comunque alterarne il funzionamento.

Le prime applicazioni dell'effetto Elettro-Ottico a questo ambito tecnologico risalgono agli anni '80 quando è stato possibile misurare direttamente il ritardo di propagazione degli invertitori appartenenti ad una catena di 20 elementi realizzata dal Lawrence Livermore National Lab [17][18].

Sempre a questo periodo risalgono le prime applicazioni anche nell'ambito dei circuiti analogici a microonde dove le dimensioni delle linee di conduzione sono grandi rispetto alla lunghezza d'onda in gioco rendono difficile misurare le tensioni con strumenti di indagine convenzionali [17]. Ad esempio in un amplificatore monolitico distribuito in tecnologia MESFET operante a 2-18GHz con linee di connessione a guida d'onda planare è stato possibile effettuare misure elettro-ottiche dirette che determinassero il livello relativo di

pilotaggio del singolo FET e come questo potesse essere influenzato dalle perdite e dalla frequenza di cut-off delle linee di gate, oppure stimare la tensione di piccolo segnale al drain dei singoli FET ed identificare il meccanismo di saturazione che degrada il guadagno dell'amplificatore. Più recentemente [19] sfruttando viceversa un approccio indiretto ed utilizzando una sonda di tensione in niobato di litio (LiNbO_3) è stato possibile realizzare una mappatura tridimensionale del campo elettrico irradiato da alcune strutture metalliche semplici montate su substrato dielettrico. Sono stati misurati campi fino a valori di circa 4 V/cm tramite un amplificatore Lock-in e con una risoluzione spaziale di circa 200 μm limitata dalla distanza reciproca fra il raggio incidente e quello riflesso nella punta a riflessione interna totale (TIR) della sonda.

2.4 Utilizzo Metrologico dell'Effetto Elettro-Ottico: dal Modulatore al Sensore

Dopo aver descritto il modo in cui un cristallo o un qualsiasi materiale elettro-ottico può alterare la polarizzazione della luce che lo attraversa, vediamo come questo fenomeno fisico può essere sfruttato per realizzare un apparato di misura del campo elettrico superficiale irradiato da un dispositivo elettronico.

Per raggiungere questo scopo è molto utile cominciare a descrivere uno schema ottico che consente in modo semplice di modulare l'intensità di una radiazione luminosa polarizzata. Prendendo spunto da questo schema sarà poi più semplice descrivere le scelte progettuali che hanno portato alla realizzazione di tale apparato di misura il quale, viceversa, analizzando le variazioni di intensità luminosa in un fascio polarizzato incidente, permette di ricostruire l'intensità di campo elettrico in cui è immerso il trasduttore elettro-ottico.

Orbene, il più semplice schema di modulazione che si può concepire sfruttando l'effetto elettro-ottico è presentato in Figura 2.5 [2]. Come si vede gli elementi costitutivi di detto modulatore sono due lamine polarizzatrici ed un cristallo elettro-ottico, che per continuità supporremo ancora di niobato di litio, delimitato ai lati da due metallizzazioni alle quali è applicata una certa tensione variabile.

La direzione della polarizzazione consentita sulla lamina di ingresso è posta a 90° rispetto alla direzione della polarizzazione consentita sulla

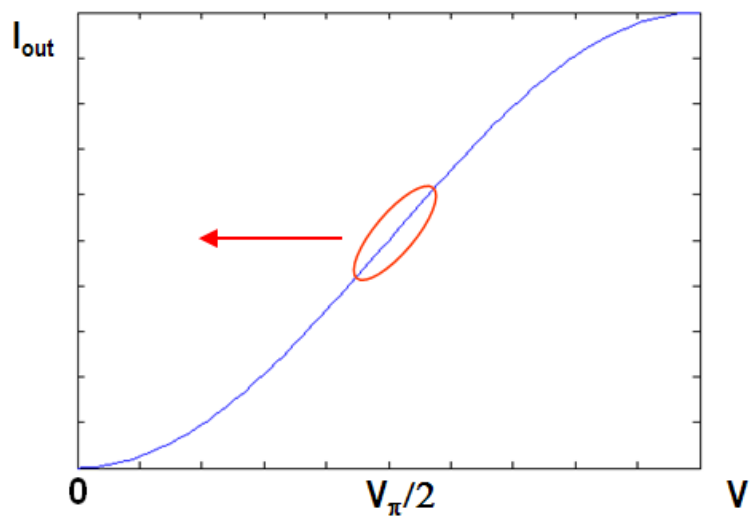
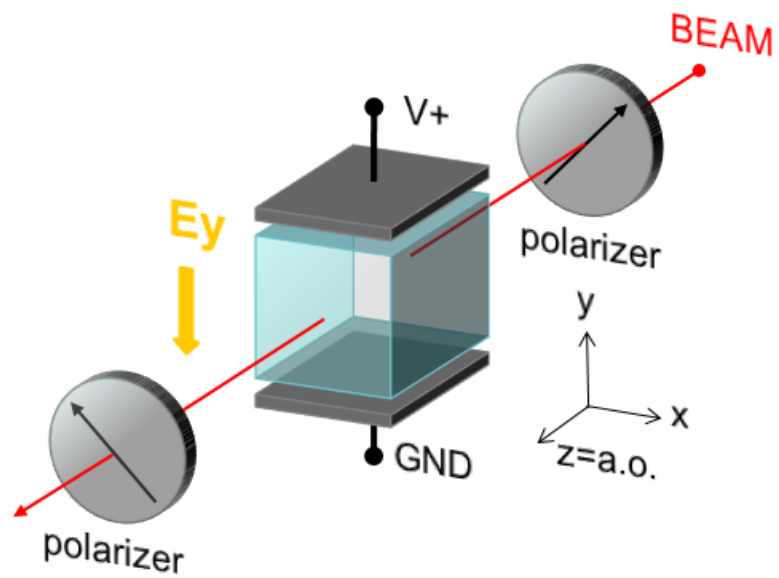


Figura 2.5 Utilizzo dell'effetto Elettro-Ottico per la modulazione dell'intensità luminosa. Come si vede la caratteristica tensione-intensità è di tipo coseno rialzato il cui tratto lineare non si trova intorno al valore di campo nullo.

lamina di uscita e ciò significa ovviamente che, quando non vi sia tensione applicata alle metallizzazioni del cristallo, l'intensità della luce all'uscita del modulatore è nulla.

Se però consideriamo il prodotto delle matrici di Jones di questi tre elementi:

$$\begin{bmatrix} E_x \\ E_y \end{bmatrix}_{OUT} = \begin{bmatrix} 0 & 0 \\ -\frac{\sqrt{2}}{2} & \frac{\sqrt{2}}{2} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} e^{j\frac{\pi V}{2V_\pi}} & 0 \\ 0 & e^{-j\frac{\pi V}{2V_\pi}} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \frac{\sqrt{2}}{2} & 0 \\ \frac{\sqrt{2}}{2} & 0 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} E_x \\ E_y \end{bmatrix}_{IN} \quad (2.21)$$

Otteniamo dunque in uscita un campo elettrico avente la seguente polarizzazione:

$$\begin{bmatrix} 0 \\ -\frac{1}{2}E_x e^{j\frac{\pi V}{2V_\pi}} + \frac{1}{2}E_x e^{-j\frac{\pi V}{2V_\pi}} \end{bmatrix} \quad (2.22)$$

Dal momento che l'intensità della luce incidente è proporzionale al modulo quadro del campo elettrico si può dedurre che:

$$I \propto \frac{E_x^2}{2} \left(1 - \cos\left(\frac{\pi V}{V_\pi}\right) \right) \quad (2.23)$$

Dunque la caratteristica dell'intensità luminosa in funzione della tensione applicata ha l'andamento di coseno rialzato visibile in Figura 2.5 con periodo pari al doppio della V_π . Se, pertanto, si applica una tensione attraverso il cristallo pari proprio alla V_π si ottiene in uscita tutta la radiazione presente in ingresso.

In tal modo è possibile teoricamente modulare con la massima profondità possibile l'intensità di radiazione luminosa incidente.

È bene sottolineare però che gli schemi effettivi utilizzati nei modulatori commerciali si discostano alquanto da quello visto, in ragione del fatto che sfruttano spesso anche effetti interferometrici accanto a quello elettro-ottico. Ciò si giustifica osservando che i valori di tensione V_π , che possono essere facilmente ricavati numericamente

dalle formule fornite in precedenza, si aggirano nell'intorno dei kV per cristalli di dimensioni macroscopiche, aventi rapporti di aspetto non troppo esasperati ed alle lunghezze d'onda tipiche delle telecomunicazioni.

Senza voler entrare in maggior dettaglio esulando dagli scopi di questo lavoro, è sufficiente sottolineare che solo sfruttando una configurazione interferometrica (tipo Mach-Zender ad esempio [3] [6] [9]) è possibile aumentare notevolmente la profondità di modulazione per Volt applicato.

A questo punto, però, il passo successivo è domandarsi se, valore di V_π a parte, sia possibile sfruttare la caratteristica di Figura 2.5 anche per un'applicazione sensoristica, dal momento che, infondo, ad una variazione di tensione applicata corrisponde pur sempre una variazione di intensità luminosa.

Come è facile rendersi conto, la semplice caratteristica di modulazione che abbiamo ricavato non risulta di grande utilità se calata nella prospettiva del *sensing* elettro-ottico, e ciò per due motivi pesantemente significativi.

Il primo è, senza dubbio, la sensibilità del sensore che ne ricaveremmo. Come è evidente dalla Figura 2.5 nell'intorno della tensione nulla la variazione di intensità luminosa, per una corrispondente variazione di tensione applicata, risulta ben poca cosa. Non solo, in questo intorno della caratteristica di coseno rialzato, un'altra figura di merito fondamentale per un sensore e cioè la linearità, viene, senza dubbio, meno.

Per dirla tutta, la zona della caratteristica di modulazione che appare meglio adattarsi ai requisiti di *sensing* è, in effetti, quella intorno a $V_\pi/4$, ma per riuscire ad accedere a tale area non è possibile prevedere una semplice pre-polarizzazione del cristallo poiché questa soluzione, pur essendo piuttosto semplice sul piano concettuale, sarebbe ovviamente incompatibile con la stessa applicazione (come potremmo imporre questo campo di *bias* senza disturbare l'esperimento?).

È necessario, allora, introdurre altri elementi nella catena ottica.

Come sarà dimostrato, lo schema presentato in Figura 2.6 permette di risolvere i problemi di sensibilità e linearità prima menzionati con un altro indubbio vantaggio, e cioè quello di poter lavorare in riflessione sul dispositivo da caratterizzare, proprio come se il nostro apparato di misura fosse un microscopio.

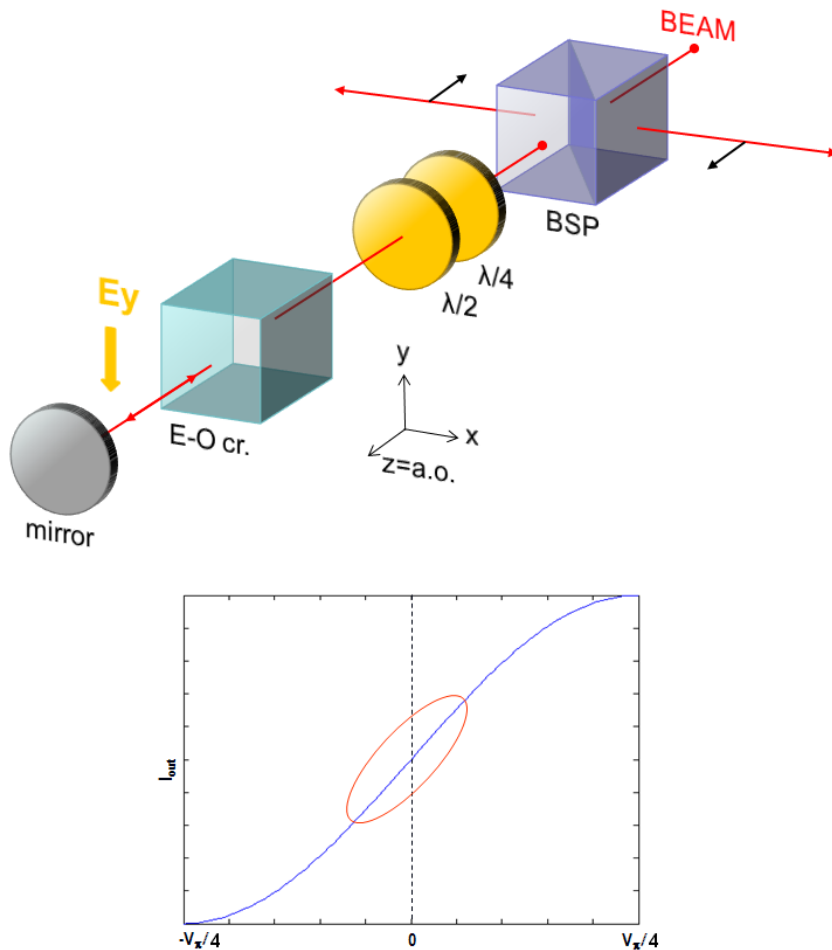


Figura 2.6 Utilizzo dell'effetto Elettro-Ottico per una applicazione sensoristica. Come si vede la caratteristica tensione-intensità è in questo caso centrata intorno alla tensione nulla. Inoltre tale caratteristica, grazie alla riflessione sullo specchio, risulta periodica di V/π con un aumento di un fattore due nella sensibilità.

Come si può notare, rispetto allo schema del modulatore, quello di Figura 2.6 presenta in più due lamine di ritardo, una a $\lambda/2$ e l'altra a $\lambda/4$. Questi due nuovi elementi ci consentono, in breve, di guadagnare due gradi di libertà nella determinazione della polarizzazione che attraverserà il cristallo elettro-ottico. Solo così, infatti, è possibile spostare la caratteristica statica di Figura 2.5 mantenendo la massima sensibilità dell'apparato.

Consideriamo allora le matrici di Jones relative a questi elementi e delle quali si da una descrizione più approfondita in Appendice A.1. e moltiplichiamole fra loro per ottenere la matrice di Jones totale della catena ottica:

$$\mathbf{J}_{tot} = \mathbf{J}_y \mathbf{J}_{-\theta_1} \mathbf{J}_{\lambda/4} \mathbf{J}_{\theta_1} \mathbf{J}_{-\theta_2} \mathbf{J}_{\lambda/2} \mathbf{J}_{\theta_2} \mathbf{J}_{e-o} \mathbf{J}_M \mathbf{J}_{e-o} \mathbf{J}_{\theta_2} \mathbf{J}_{\lambda/2} \mathbf{J}_{-\theta_2} \mathbf{J}_{\theta_1} \mathbf{J}_{\lambda/4} \mathbf{J}_{-\theta_1} \mathbf{J}_x \quad (2.24)$$

Ovviamente tutte le matrici sono ripetute due volte a causa della riflessione sulla superficie del DUT e questo comporta un ulteriore vantaggio poiché la luce attraversa due volte il cristallo elettro-ottico subendone l'effetto ad ogni passaggio. Come risultato la periodicità della caratteristica statica si riduce di un fattore due e dunque raddoppia la sensibilità del sistema.

Si noti, inoltre, che gli angoli di rotazione delle due lamine tenuti in conto dalle matrici con pedici θ_1 e θ_2 , consentono di ottenere i due gradi di libertà che ci servono per raggiungere, adattando la polarizzazione alle caratteristiche del cristallo, sia la linearità che la massima sensibilità, come richiesto dall'applicazione di *sensing*.

È possibile dimostrare che gli angoli di rotazione delle due lamine necessari ad ottenere tale risultato sono rispettivamente:

$$\theta_{\lambda/4} = \frac{\pi}{8} \quad \theta_{\lambda/2} = \frac{\pi}{16} \quad (2.25)$$

Sebbene non siano gli unici due valori possibili come ci si può aspettare a causa della periodicità rispetto alla rotazione della birifrangenza delle lamine di ritardo.

Detto ciò la caratteristica statica dell'intensità luminosa rispetto alla tensione applicata ai lati del cristallo risulta modificata come segue:

$$I \propto \frac{I_{\max}}{2} \left(1 - \sin \left(\frac{2\pi V}{V_\pi} \right) \right) \quad (2.26)$$

In tal modo l'intensità luminosa a tensione nulla risulta la metà di quella massima, ed inoltre la caratteristica statica risulta ora periodica di V_π , il che significa un aumento di un fattore 2 nella sensibilità come

esprime la seguente equazione, facilmente ricavabile dalla (2.26) sotto l'ipotesi di piccole variazioni della tensione applicata [24]:

$$\sigma \cong \frac{I_{\max}}{2} \frac{2\pi}{V_{\pi}} \quad (2.27)$$

2.5 Campionamento ad Impulsi Laser e Ricostruzione di Segnali Sottocampionati

Dopo aver analizzato l'effetto fisico che ci consente di accoppiare la variazione del campo elettrico sulla superficie di un dispositivo elettronico con una variazione di intensità luminosa, è importante chiedersi quale limite imponga il sistema in termini di banda del segnale elettrico da misurare.

Cominciamo col dire che l'effetto elettro-ottico in sé, essendo legato di fatto ad una modulazione elettrica dell'orientazione degli orbitali elettronici più esterni del cristallo, risulta essere piuttosto veloce [14] [17] tanto vero che esistono modulatori commerciali in niobato di litio che raggiungono frequenze di qualche decina di GHz [3] [6] [9].

Non sarà dunque certamente l'effetto elettro-ottico a limitare la banda del sistema in un'applicazione pratica.

Piuttosto consideriamo il fatto che la sensibilità finale del nostro sistema risulta limitata come esprime la (2.27) dalla V_{π} che è legata alle caratteristiche geometriche e fisiche del cristallo. Anzi, per la precisione, il risultato riportato nel paragrafo precedente è calcolato in condizioni ideali e cioè quando il cristallo è completamente immerso nel campo da misurare, considerato uniforme.

In effetti le dimensioni geometriche che andrebbero considerate sono quelle del volume di interazione fra il campo, il cristallo-sonda e la radiazione luminosa. Cioè la sensibilità teorica dipende in ultima analisi dal rapporto V_{π}/d , in modo inversamente proporzionale e dalla I_{\max} , con proporzionalità diretta.

Partendo dalla considerazione ovvia che i campi da misurare saranno svariati ordini di grandezza inferiori rispetto al rapporto V_{π}/d , si arriva inevitabilmente alla conclusione che sarà necessario adottare fotodiodi piuttosto sensibili e quindi intrinsecamente lenti.

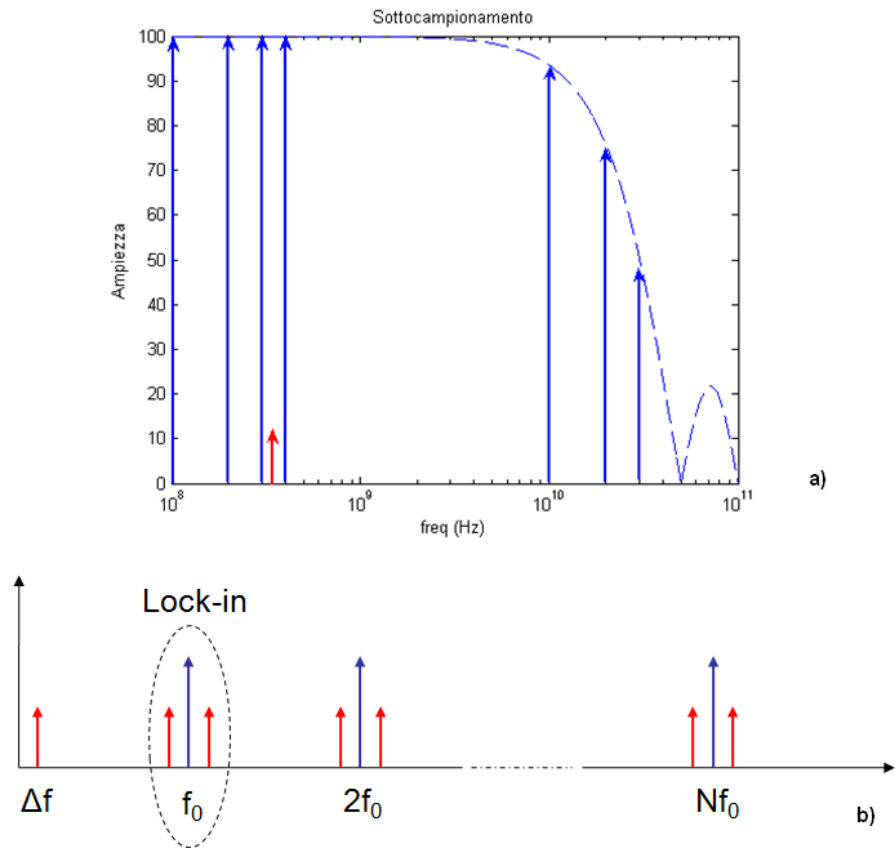


Figura 2.7 La tecnica di Sottocampionamento. a) Le armoniche del treno campionatore (100 MHz nel nostro caso) sono rappresentate in blu inviluppate dallo spettro di ampiezza dell'impulso, mentre il segnale, che si trova a cavallo della seconda e terza armonica è rappresentato in rosso. b) Battimenti fra il segnale e le armoniche del treno campionatore.

La banda di acquisizione sarà allora limitata, come sempre accade e non solo nelle applicazioni ottiche, dalla sensibilità del sistema.

Un primo approccio per ovviare a questo problema è quello di utilizzare una rilevazione Lock-in per estrarre il segnale da misurare quando questo sia molto debole. Unico requisito della misura Lock-in è che tale segnale sia periodico, anche se non è strettamente necessario che sia sinusoidale.

Utilizzando un tempo di integrazione dell'amplificatore Lock-in sufficientemente grande è possibile estrarre un segnale anche quando questo sia immerso in un livello di rumore con potenze che lo superano di diversi ordini di grandezza.

Questo, se da un lato ci consente un aumento di sensibilità del sistema, dall'altro non risolve il problema della banda passante, poiché in ogni caso il segnale dovrà essere contenuto nella banda del fotodiodo affinché l'amplificatore Lock-in sia in grado di agganciarlo.

Nel nostro caso si è allora deciso di utilizzare un ulteriore approccio teorico alla misura noto in letteratura come sottocampionamento asincrono [23].

Supponiamo di avere una sorgente luminosa pulsata che nel nostro caso particolare è costituita da un diodo laser all'infrarosso (835 nm) che emette impulsi di circa 30 ps con una frequenza di ripetizione f_0 di 100 MHz. Supponiamo, inoltre, di avere a nostra disposizione un fotodiodo con buona sensibilità almeno fino alla frequenza di ripetizione di detta sorgente.

Come mostra la Figura 2.7 lo spettro di ampiezza del treno di impulsi laser può essere rappresentato con una serie di armoniche della frequenza f_0 inviluppate dallo spettro di ampiezza dell'impulso laser singolo (supposto per semplicità rettangolare).

Tali armoniche sono ovviamente quelle rappresentate di seguito:

$$f_{las} \rightarrow f_0, 2f_0, 3f_0, \dots \quad (2.28)$$

Se si considera allora un segnale con portante vicina alla N-ma armonica del laser, ma ben oltre la condizione limite di Nyquist:

$$f_{sig} = Nf_0 + \Delta f \quad (2.29)$$

È ancora possibile campionare tale segnale o meglio ricostruirlo a frequenza ridotta, considerando i battimenti fra il treno di impulsi ed il segnale stesso che, nel nostro caso specifico sono generati proprio grazie all'effetto elettro-ottico lineare.

Se infatti si calcola la frequenza differenza dei battimenti risultanti, sarà possibile avere delle repliche a frequenza ridotta del segnale da campionare centrate intorno alle frequenze seguenti:

$$(f_{sig} - f_{las}) \rightarrow \Delta f, f_0 + \Delta f, 2f_0 + \Delta f, 3f_0 + \Delta f, \dots \quad (2.30)$$

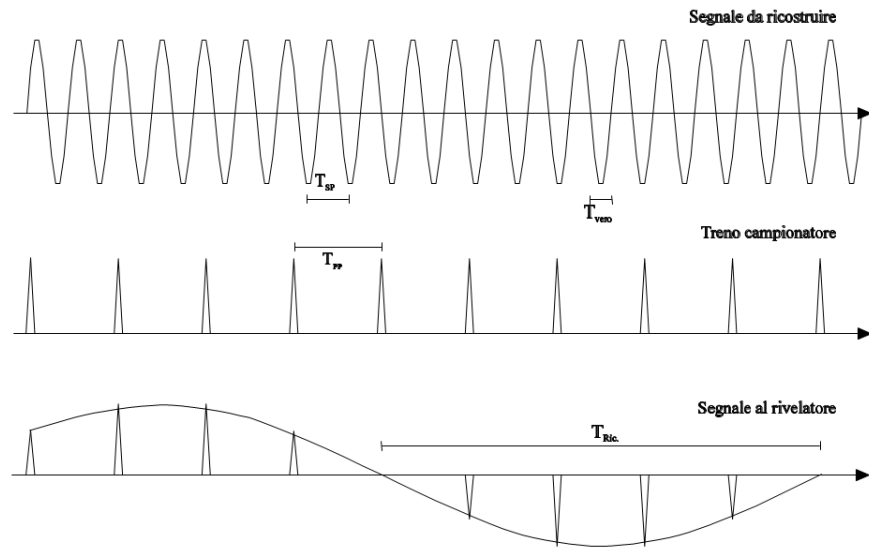


Figura 2.8 La tecnica di Sottocampionamento nel dominio del tempo. Il segnale da ricostruire ha una frequenza maggiore di quella del treno campionario, nonostante ciò il segnale campionato, così come viene letto al rivelatore può essere visto come una rappresentazione in tempo equivalente del segnale originario.

Se quindi si aggancia il Lock-in ad una delle armoniche del laser, ad esempio la principale f_0 , è possibile osservare la ricostruzione del segnale alla f_{sig} come una modulazione alla frequenza Δf della armonica principale stessa.

Per far ciò è però necessario che il tempo di acquisizione del Lock-in sia sufficientemente piccolo da far sì che la sua banda passante equivalente lasci passare la Δf .

Visto nel dominio del tempo possiamo dire che, essendo il segnale molto più veloce del treno di impulsi, quest'ultimo riesce a campionare il primo solo una volta ogni N periodi come mostra la Figura 2.8 acquisendo però, se le due frequenze non sono esattamente una multipla dell'altra, un campione ogni volta differente e di fatto ricostruendo il segnale in bassa frequenza.

Guardando di nuovo la Figura 2.7 ci si rende conto che il solo limite teorico di questo approccio è costituito dalla frequenza di taglio superiore dell'involuppo del treno di impulsi laser. Oltre una certa frequenza infatti le armoniche della f_0 , e dunque anche i relativi battimenti, si attenuano notevolmente.

Pertanto la massima frequenza teorica sarebbe proporzionale all'inverso della durata dell'impulso laser. Un impulso di 30 ps nel nostro caso garantirebbe una banda massima di 30 GHz circa.

In un contesto più realistico però, dal momento che risulta molto difficile avere due sorgenti a frequenze molto distanti fra di loro che siano asincrone eppure rimangano coerenti, la massima frequenza di segnale campionabile è pari a circa 50-100 volte la f_0 cioè, nel nostro caso:

$$f_{\max} = (50 \div 100) \cdot f_0 \cong 5 \div 10 \text{ GHz} \quad (2.31)$$

In termini di coerenza qualcosa si può guadagnare se si utilizza uno schema di sottocampionamento differente, denominato *sincrono*.

In tal caso si fa in modo che la frequenza di ripetizione degli impulsi e la frequenza del segnale siano in un rapporto intero fra di loro.

$$f_{\text{sig}} = Nf_0 \quad (2.32)$$

Facendo variare la fase del treno campionario con continuità è possibile allora associare ciascun battimento alla frequenza f_0 ad un particolare campione della forma d'onda del segnale.

Un'ultima considerazione va fatta relativamente alla risoluzione temporale che possiamo ottenere nel campionamento in tempo equivalente. Se si considera il caso asincrono visto nelle (2.28) e (2.29) si evince che:

$$T_0 = NT_{\text{sig}} + \Delta T$$

$$\Delta T = \frac{1}{f_0} - \frac{N}{Nf_0 + \Delta f} \cong \frac{\Delta f}{Nf_0^2} \quad (2.33)$$

Pertanto la frequenza equivalente è inversamente proporzionale, fissato N , al gap di frequenza Δf fra il segnale e la N -ma armonica del treno di impulsi.

Riferimenti

- [1] F. A. Pockels “Lehrbuch der Kristalloptik”, *Leipzig Teubner (1906)*
- [2] A. Yariv “Quantum Electronics” 3rd Ed. *J. Wiley and Sons 1989*
- [3] G. Fawcett, W. Johnstone, I. Andonovic, D. J. Bone, T. G. Harvey, N. Carter and T. G. Ryan “In-Line Fibre-Optic Intensity Modulator Using Electro-Optic Polymer” *Electronics Letters 21st May 1992 Vol. 28 No. 11*
- [4] Rick Lytel “EO Polymer Materials And Devices: From Research To Reality” *Nonlinear Optics: Materials, Fundamentals, and Applications, 1994. NLO '94 IEEE 25-29 July 1994 Page(s): 3 – 5*
- [5] M.-C. Oh, S.-S. Lee, S.-Y. Shin, W.-Y. Hwang and, J.-J. IOM “Polymeric waveguide polarisation splitter based on poling-induced birefringence” *Electronics Letters 15th February 1996 Vol. 32 No. 4*
- [6] J.Liang, R.Levenson, Y.Chemla, J.Zyss “Thermally Stable Highly Efficient Electro-Optic Polymer Modulator” *8th International Symposium on Electrets, 1994. (ISE 8), 7-9 Sept. 1994 Page(s):979 - 984*
- [7] Q. Zhang, M. Canva, G. Stegeman “Photodegradation of DANS and DR1 electro-optic polymers” *Lasers and Electro-Optics, 1998. CLEO 98. Technical Digest. Summaries of papers presented at the Conference on 3-8 May 1998 Page(s):207*
- [8] Chen Gangjin, Xia Zhongh and Zhang Yewen “Electrochromic mechanism study of corona poled electro-optic polymer films” *Proceedings of The 6th Intemational Conference on Properties and Applications of Dielectric Materials June 2 I-26,2000*
- [9] Douglas M. Gill and Aref Chowdhury “Electro-Optic Polymer-Based Modulator Design and Performance for 40 Gb/s System Applications” *Journal of Lightwave Technology, Vol. 20, No. 12, December 2002*
- [10] Jason A. Deihel and John F. Whitaker “A Fiber-Mounted Polymer Electro-Optic-Sampling Field Sensor” *Lasers and Electro-Optics Society, 2003. LEOS 2003. The 16th Annual Meeting of the IEEE Volume 2, 2003 Page(s):786 - 787 vol.2*

-
- [11] Alexander M. Snyukov, L. Michael Hayden, Meng He and Robert J. Twieg "Progress in electro-optic polymers for broadband terahertz systems" *Lasers and Electro-Optics, 2003. CLEO '03. Conference on 1-6 June 2003* Page(s):342 - 343
- [12] Nagatsuma, T.; Yaita, M.; Shinagawa, M.; Amano, M.; Shuto, Y. "Organic patch sensor for electro-optic measurement of electrical signals in integrated circuits" *Electronics Letters* Volume 27, Issue 11, 23 May 1991 Page(s):932 - 934
- [13] Roger G. Duncan "Electro-Optic Properties of Self-Assembled Non-Linear Optical Polymers" *Master of Science In Electrical Engineering Thesis Virginia Polytechnic Institute and State University*
- [14] J. A. Valdmanis and G. A. Mourou "Subpicosecond Electro-Optic Samplig: Principles and Applications" *IEEE J. Quantum Electron., vol. 22, pp. 69-78 (Jan. 1986)*
- [15] J.F. Whitaker, J.A. Valdmanis, T.A. Jackson, K.B. Bhasin, R. Romanofsky, and G.A. Mourou "External Electro-Optic Probing of Millimeter-Wave Integrated Circuits" *1989 IEEE MTT-S Digest*
- [16] K. S. Giboney, S. T. Allen, M. J. Rodwell, J. E. Bowers "Picosecond Measurements by Free-Running Electro-Optic Sampling" *IEEE Photonics Technology Letters, Vol. 6, NO. 11, Nov. 1994*
- [17] K. J. Weingarten, M. J. W. Rodwell, D. M. Bloom, "Picosecond Optical Sampling of GaAs Integrated Circuits" *IEEE Journal of Quantum Elect, QE-24, 198 (1988)*
- [18] S. Swierkowski, K. Mayeda, Greg Cooper and C. McConaghy "A Sub-200 Picosecond GaAs Sample-and-Hold Circuit for a Multi-Gigasample/Second Integrated Circuit" *Tech. Dig. 1985 Int. Electron Devices Meet., 1985, pp. 272-275.*
- [19] W. K. Kuo, D. T. Tang "Three-dimensional electric-field mapping system using crystal principal axes electro-optic rotation" *Review of Scientific Instruments* 76, 055111 (2005)
- [20] R. Hofmann, H. J. Pfliederer " Electro-optic Sampling System for the Testing of High-speed Integrated Circuits Using a Free Running Solid-state Laser" *Journal of Lightwave Technology, Vol. 14, No. 8, August 1996*
- [21] J. Allam, C. L. Yuca and J. R. A. Cleaver "Quantitative electro-optic sampling for high-speed characterisation of passive and

- active devices” *High Performance Electron Devices for Microwave and Optoelectronic Applications, 1999. EDMO. 1999 Symposium on 22-23 Nov. 1999 Page(s):20 – 26*
- [22] L. Duvillaret, J.-M. Lourtioz and L. Chusseau “Absolute voltage measurements on III-V integrated circuits by internal electro-optic sampling” *Electronics Letters 5th January 1995 Vol. 31*
- [23] G. Breglio and A. Cutolo “Optoelectronic Measurement of Voltage Pulse Repetition Frequency by Picosecond Laser Diodes” *IEEE Transactions on Instrumentation and Measurement, Vol. 43, No. 1, February 1994*
- [24] L. Rossi, G. Breglio, A. Irace, P. Spirito “Development of an electro-optic step-by-step sampling system for IC's close electromagnetic field measurement” *Proc. SPIE Photonics Europe '06 (Strasbourg 3-7 Apr. 2006) Vol. 6189 ISBN 0-8194-6308-6*

Capitolo 3

Misura di Campo Elettrico sulla Superficie di una Guida Coplanare

In questo capitolo verrà data una descrizione dettagliata del sistema di misura del campo elettrico vicino basato sull'effetto Pockels indiretto, specificando le scelte progettuali che hanno portato alla costruzione della catena ottica nel suo complesso. Trattandosi di un sistema ottico abbastanza elaborato si è resa necessaria una procedura di allineamento che consenta all'operatore di misura di lavorare nelle condizioni ottimali di accoppiamento elettro-ottico fra il cristallo sonda ed il dispositivo sotto test.

Per ragioni di economicità e facile reperibilità è stato scelto, come cristallo elettro-ottico per la realizzazione delle sonde, il niobato di litio, essendo il materiale più comunemente utilizzato in ambito optoelettronico (soprattutto per la realizzazione di modulatori).

Grazie alla collaborazione con la SELEX Sistemi Integrati è stato possibile ottenere cristalli di niobato di litio molto piccoli (fino ad 1 mm di lato) cresciuti secondo due direzioni cristalline (x-cut e z-cut).

Per stimare la sensibilità del sistema, inoltre, sono state progettate e in seguito realizzate con il supporto dell'ENEA, alcune strutture guidanti coplanari in alluminio su vetro con caratteristiche note, il cui campo irradiato è stato misurato tramite i cristalli di niobato forniti dalla SELEX.

Nel corso del capitolo verranno presentate, quindi, le misure di campo effettuate sulla superficie di tali linee di trasmissione che ci consentiranno inoltre di ottenere una stima della sensibilità del sistema di misura.

Presenteremo, per concludere, un'analisi sperimentale condotta per valutare l'invasività del sistema che dimostra la bassissima influenza della tecnica di misura sul funzionamento del DUT confermando quanto preannunciato da alcune simulazioni preliminari.

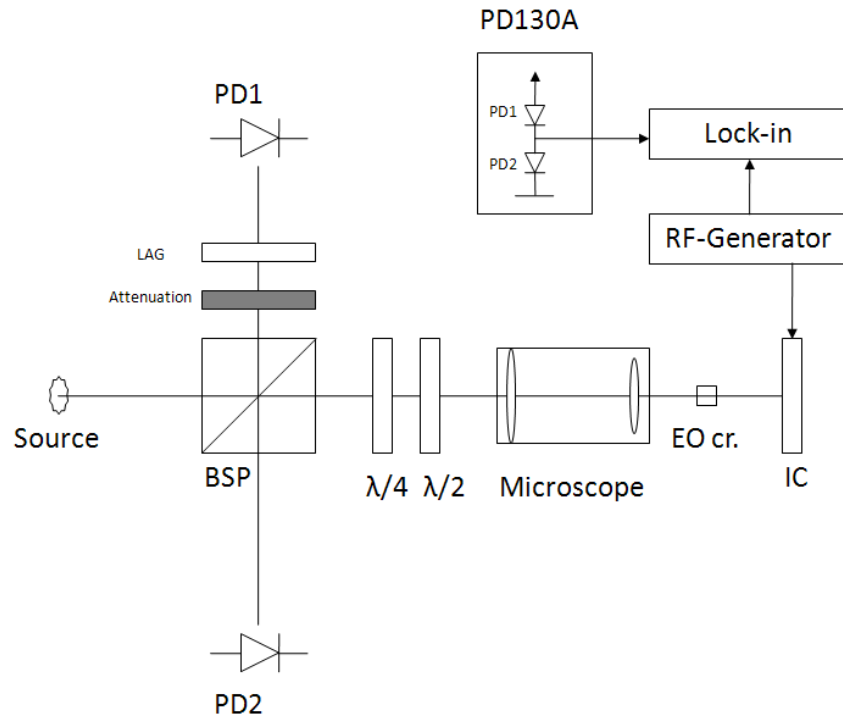


Figura 3.1 Schema a blocchi del sistema di campionamento elettro-ottico per la misura del campo elettrico sulla superficie dei dispositivi integrati.

3.1 Descrizione del Sistema di Misura

La composizione generale del sistema di misura, nei suoi elementi sia ottici che elettronici è mostrata Figura 3.1, in questo paragrafo descriveremo ognuno degli elementi dell'apparato e la sua funzione nel contesto dell'applicazione sensoristica.

Cominciamo con la sorgente, che consiste in un diodo laser il quale emette, alla lunghezza d'onda di 830 nm e con una larghezza spettrale di 5 nm, una serie di impulsi luminosi ottenuti per gain-switching, cioè tramite modulazione diretta della corrente alla frequenza di 100 MHz.

La durata di questi impulsi luminosi dipende, in modo inversamente proporzionale, dalla potenza emessa come mostrato nella tabella riassuntiva delle caratteristiche della sorgente Tabella 3.1, ma rimane

TABELLA 3.1				
CARATTERISTICHE TECNICHE DELLA SORGENTE UTILIZZATA				
PiLas Advanced Photonics System				
% Pow.	FWHM (ps)	Jitter (ps)	Avg. Pow. (μW)	Peak Pow. (mW)
10	74.3	3.6	238	30
20	51.3	3.6	458	90
30	44.1	3.6	600	135
40	40.0	3.6	705	175
50	37.1	3.6	814	220
60	34.0	3.6	937	270
70	33.7	3.6	1062	305
80	33.1	3.6	1186	330
90	33.0	3.6	1307	350
100	34.8	3.6	1421	370

pur sempre limitata a qualche decina di pico-secondi (30 ps per una potenza emessa del 90%).

Da ciò si deduce che il limite ultimo in frequenza del segnale campionabile è nell'intorno di qualche decina di GHz. Come si è già detto nel capitolo precedente, però, tale limite è una sovrastima essendo di fatto difficile realizzare due sorgenti asincrone e coerenti a frequenze molto distanti fra loro in un'applicazione di sottocampionamento.

Altra caratteristica fondamentale della sorgente scelta è il jitter medio stimato dal costruttore che si attesta intorno ai 3.6 ps grazie al fatto che, come abbiamo detto, il diodo è modulato direttamente per gain-switching. Se, infatti, avessimo usato un sistema di modulazione laser a Mode-Locking ad esempio, avremmo sicuramente potuto ottenere impulsi più corti ma l'incertezza sull'istante di emissione del singolo impulso, che in questi laser è relazionata al tempo di volo in cavità, avrebbe limitato maggiormente la banda equivalente. La stabilità in frequenza del treno di impulsi emesso, come abbiamo avuto modo di vedere descrivendo la tecnica del sottocampionamento, risulta di importanza fondamentale affinché il segnale ricostruito in banda base sia una stima corretta del segnale campionato.

Immediatamente a valle della sorgente luminosa è posto un beam splitter polarizzatore (BSP) che separa la radiazione in due fasci di

uguale potenza polarizzati secondo le due direzioni ortogonali consentite deviati l'uno rispetto all'altro di un angolo di 90° . Questo elemento svolge tre funzioni molto importanti. Innanzi tutto impone sul fascio incidente una polarizzazione lineare che verrà poi successivamente alterata dai rimanenti elementi della catena ottica e dalla sonda, in secondo luogo devia sul fotodiode di misura PD2 solo una delle due polarizzazioni della luce riflessa. Ricordiamo che secondo lo schema analizzato nel Capitolo 2, la luce riflessa è polarizzata linearmente a 45° nel piano dell'onda in assenza di effetto elettro-ottico mentre ruota per effetto della birifrangenza indotta in presenza dell'effetto. In tal caso, dunque, per effetto del BSP l'intensità luminosa al PD2 sarà modulata dalla birifrangenza indotta dal cristallo sonda.

La terza ed ultima funzione del BSP consiste nel deviare al fotodiode PD1 parte della potenza incidente imponendo una polarizzazione lineare. Questo in primo luogo fornisce il vantaggio di realizzare uno schema di misura differenziale automaticamente immune dalle fluttuazioni di intensità della sorgente consentendoci inoltre di ridurre, nel segnale elettrico da inviare al Lock-in, la componente alla frequenza del treno di impulsi f_0 . Ridurre tale componente è molto importante poiché essa potrebbe, se il segnale da misurare alla Δf è molto piccolo, ridurre drasticamente la riserva dinamica della misura.

Con riferimento proprio a questo schema di misura differenziale, si giustifica inoltre anche la presenza della linea di ritardo ottica posta immediatamente prima del fotodiode PD1. Dal momento che, infatti, la radiazione che giunge al PD2 ha attraversato due volte tutta la catena ottica mentre lo stesso non accade per la radiazione incidente deviata al PD1, per essere sicuri di sottrarre fra di loro due impulsi originati dallo stesso impulso sorgente dobbiamo ritardare leggermente la luce diretta al PD1. Infine, dato che i livelli di intensità luminosa delle due radiazioni non saranno chiaramente identici si è previsto l'inserimento di un polarizzatore lineare con funzione di attenuatore sempre su questo ramo della catena ottica.

Proseguendo nella descrizione della catena ottica osserviamo che la luce che è stata polarizzata linearmente dal BSP incontra successivamente due lamine di ritardo una a $\lambda/4$ e l'altra a $\lambda/2$ il cui effetto sulla caratteristica statica che relaziona la tensione al cristallo con quella al fotodiode, è stato già mostrato nello schema di principio

TABELLA 3.2
CARATTERISTICHE TECNICHE DELL'OBBIETTIVO UTILIZZATO

Mitutoyo M Plan Apo NIR 20x						
Ingr.	N.A.	W.D. (mm)	Focal l. (mm)	Res. P. (μm)	DOF (μm)	λ corr. (nm)
20x	0.40	20.0	10	0.7	1.7	480-1800

del sensore elettro-ottico analizzato nel Capitolo 2.

Vale la pena ricordare qui che, in effetti, queste due lamine consentono, introducendo due gradi di libertà sulla determinazione della polarizzazione della radiazione incidente, di adattare quest'ultima alle caratteristiche del cristallo sonda in modo da massimizzare la linearità e la sensibilità del sistema di misura.

Il fascio luminoso, la cui polarizzazione è stata fin qui alterata dagli elementi ottici descritti, deve poi essere focheggiato sulla superficie del DUT tramite un obiettivo da microscopio con buona apertura numerica per minimizzare lo spot-size in modo da ottenere la migliore risoluzione spaziale alla lunghezza d'onda della sorgente. Per tanto si è scelto un obiettivo Mitutoyo tipo M Plan Apo NIR le cui caratteristiche ottiche sono riassunte in Tabella 3.2.:

L'ultimo elemento della catena ottica che la radiazione luminosa attraversa prima di essere riflessa sulla superficie del DUT è il vero e proprio trasduttore elettro-ottico realizzato in LiNbO_3 . Come abbiamo detto i cristalli-sonda sono stati realizzati da SELEX S.I. in diversi tagli cristallini per misurare le componenti trasversali e normali di campo elettrico secondo gli schemi di misura mostrati in Figura 3.2.

Nel caso descritto in Figura 3.2a è più conveniente utilizzare un cristallo tagliato z-cut in modo che il campo trasverso sia parallelo all'asse x o y del cristallo di LiNbO_3 rispetto ai quali, come abbiamo visto nell'analisi della configurazione trasversa, si ottiene lo stesso effetto di birifrangenza. Viceversa, ovviamente, nel caso si voglia misurare la componente di campo normale al dispositivo, sarà più conveniente invece utilizzare un taglio x-cut.

È pur vero che in questo modo non è possibile sfruttare il coefficiente r_{33} del niobato di litio che è anche il più grande, ma per fare ciò

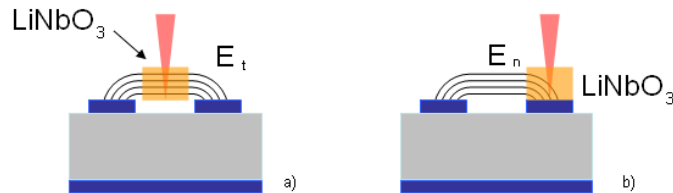


Figura 3.2 Due possibili configurazioni della sonda elettro-ottica indiretta a) Misura del campo elettrico tangenziale alla superficie del DUT b) Misura del campo elettrico normale alla superficie del DUT.

avremmo bisogno di un cristallo nel quale oltre al taglio sono note anche le direzioni degli assi z ed y , informazione questa non sempre facile da ottenere.

Passando invece a mostrare i componenti elettronici del sistema cominciamo col dire che i fotodiodi PD1 e PD2 fanno parte in realtà di un ricevitore bilanciato Thorlabs PDB130A il quale presenta una banda passante di 350 MHz che è adeguata a consentire il passaggio della prima armonica del treno di impulsi laser come richiesto dalla applicazione di sottocampionamento. Come mostra la Figura 3.1 tale ricevitore consta di due fotodiodi PIN in silicio che lavorano a sottrazione di corrente e possono così realizzare lo schema di misura differenziale come richiesto. Come si vede dalla scheda riassuntiva Tabella 3.3 del ricevitore bilanciato il rapporto di reiezione di modo comune è maggiore di 25 dB.

Sono presenti infine un Amplificatore Lock-in SR844 della Stanford Research Systems che può agganciare segnali fino alla frequenza di 200 MHz, ed un generatore di segnali RF Rohde & Schwarz SMJ 100A.

TABELLA 3.3

CARATTERISTICHE TECNICHE DEL RICEVITORE BILANCIATO

PDB130A Thorlabs (Si PIN)

Responsivity max.	BW	CMRR	Trans-imp.	CW Saturation Power	NEP min.	λ range (nm)
0.53 A/W	DC-350MHz	>25 dB	4×10^3 V/A	1.6 mW @ 820 nm	24 pW/ $\sqrt{\text{Hz}}$	320-1000

TABELLA 3.4

CARATTERISTICHE OTTICHE DEL COLLIMATORE DI FASCIO

F230FC-B Thorlabs

D (mm)	α	N. A.	f (mm)
0.9	0.051°	0.55	4.5

3.1.1 Alcune Considerazioni sulla Risoluzione Spaziale del Sistema

È opportuno comprendere come il potere risolutivo del sistema di acquisizione nel suo complesso sia influenzato dai limiti intrinseci del sottosistema ottico.

Le componenti ottiche che determinano questa figura di merito sono sostanzialmente due: il collimatore di fascio, che trasforma la radiazione fornita dalla fibra ottica in un fascio collimato con diametro pari a 0.9 mm ed una deflessione di 0.051° come mostra la Tabella 3.4 che ne riassume le caratteristiche, e l'obiettivo da microscopio, di cui si è già parlato (Tabella 3.2).

Anche gli altri elementi della catena ottica alterano, anche se in misura minore, le caratteristiche del fascio collimato, prima che esso giunga all'obiettivo da microscopio per essere foceggiato. Di tutti questi componenti è possibile tenere conto facendo un'analisi delle caratteristiche del fascio in approssimazione di ottica parassiale fino alla pupilla di ingresso dell'obiettivo.

Per fare ciò facciamo riferimento alla Figura 3.3 dove sono mostrati tutti gli elementi della catena ottica fino al fuoco dell'obiettivo da microscopio in prossimità del quale viene inserito il cristallo elettro-ottico.

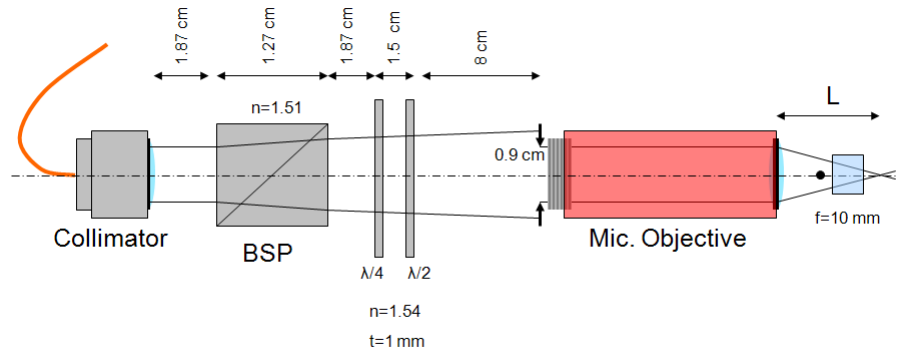


Figura 3.3 Specifiche geometriche della catena ottica per il calcolo della deflessione del fascio.

Per semplificare l'analisi considereremo un indice di rifrazione medio per le lamine di ritardo ed il BSP.

Possiamo allora utilizzare nell'ipotesi di ottica parassiale il formalismo ABCD per il calcolo delle caratteristiche del fascio a monte della pupilla di ingresso dell'obiettivo, ottenendo la seguente equazione matriciale:

$$r' = \mathbf{M}_{L4} \mathbf{M}_{\lambda/2} \mathbf{M}_{L3} \mathbf{M}_{\lambda/4} \mathbf{M}_{L2} \mathbf{M}_{BSP} \mathbf{M}_{L1} r_{in} \quad (3.1)$$

$$r_{in} = \begin{bmatrix} 0.45 \\ 8.90e-4 \end{bmatrix} \quad r' = \begin{bmatrix} 0.46 \\ 8.90e-4 \end{bmatrix}$$

Dove abbiamo considerato gli indici di rifrazione medi e le dimensioni mostrate nella Figura 3.3 per ricavare le matrici ABCD secondo quanto spiegato nell'Appendice.

Infine supponiamo che l'obiettivo da microscopio si comporti come una lente sottile di fuoco pari a 10 mm come esprime la Tabella 3.2, chiaramente non possiamo più considerare l'approssimazione di ottica parassiale, ma la posizione del fuoco ci consente di ricavare il punto nel quale si concentrerà il fascio. Infatti l'altezza e la deflessione del fascio all'uscita dall'obiettivo saranno:

$$r_{out} = \begin{bmatrix} 0.45 \\ 8.71e-4 \end{bmatrix} \quad (3.2)$$

Pertanto la radiazione in ingresso focheggerà ad una distanza dall'estremo inferiore dell'obiettivo pari a:

$$L = d \cdot \tan(\vartheta_f + \vartheta_{in}) = 1.01 \text{ cm}$$

$$\vartheta_f = \arctan\left(\frac{f}{d}\right) \quad (3.3)$$

In questo punto possiamo considerare che la risoluzione spaziale sia limitata dalla diffrazione secondo la formula di Abbe:

$$r = \frac{0.61\lambda}{NA} = 1.27 \quad (3.4)$$

Dove λ è la lunghezza d'onda mentre NA l'apertura numerica della lente.

A ben guardare, però, non in tutte le condizioni di misura la posizione del cristallo elettro-ottico coincide esattamente con il punto in cui converge la radiazione.

Come abbiamo visto ad esempio nella misura del campo trasverso sulla guida coplanare, il punto in cui il laser è focheggiato è circa 1 mm al di sotto del cristallo di niobato di litio. Pertanto la dimensione del fascio nel punto di interazione con il cristallo, e quindi la risoluzione spaziale sarà data, in tal caso, dalla seguente equazione:

$$r = \frac{1 \text{ mm}}{\tan(\vartheta_f + \vartheta_{in})} = 0.89 \text{ mm} \quad (3.5)$$

3.2 Strutture Guidanti Realizzate

Alcune strutture guidanti di test in alluminio su vetro sono state prima progettate e poi realizzate in collaborazione con l'ENEA di Portici.

Prima di tutto si è scelto per semplicità di depositare uno strato di $1\mu\text{m}$ di alluminio su di un substrato di vetro di 1 mm, e successivamente, tramite un tool automatico di progettazione (TXLINE), è stato possibile ricavare le dimensioni della linea di segnale e del gap

Guida d'onda Coplanare

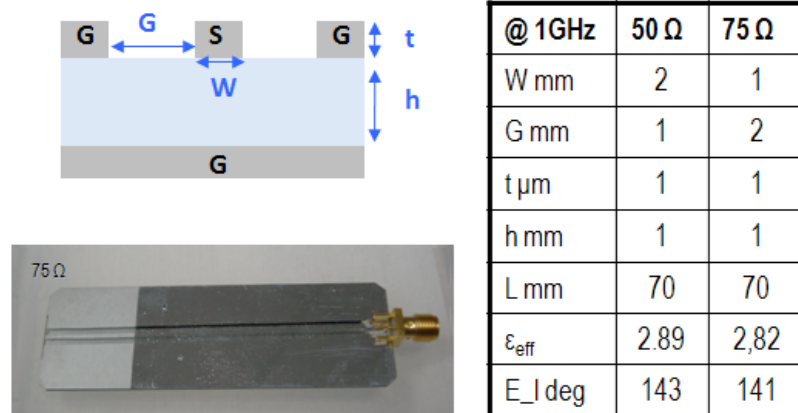


Figura 3.4 Caratteristiche geometriche ed elettriche delle guide d'onda coplanari GSG realizzate.

ground-segnale per ottenere alla frequenza di 100 MHz due linee di trasmissione con impedenza caratteristica di 50 e 75 Ohm.

La sezione trasversale di tali guide è mostrata in Figura 3.4 insieme alle loro caratteristiche geometriche ed elettriche.

A valle della deposizione dell'alluminio sul substrato realizzata presso l'ENEA, con tecnica bromografica è stato possibile realizzare il gap fra la linea di segnale ed il piano di ground.

3.3 Ricostruzione del Campo Elettrico vicino

Le prime misure effettuate con il sistema di campionamento elettro-ottico sono state condotte per valutare le potenzialità del sistema e al contempo sviluppare una procedura schematica per l'allineamento dei vari elementi della catena ottica in modo da determinare il posizionamento ottimale delle lamine di ritardo.

Per fare questo si è utilizzato innanzi tutto un cristallo elettro-ottico in niobato di litio z-cut utilizzato per la modulazione laser con tecnica Q-switching avente dimensioni considerevoli e con un rapporto di aspetto piuttosto elevato (5x5x25 mm) tale da garantire, per quanto detto nel capitolo precedente, una tensione $V\pi$ contenuta.

Inoltre, l'obiettivo da microscopio non è stato utilizzato poiché, come si può dedurre da banali considerazioni di ottica geometrica, solo un

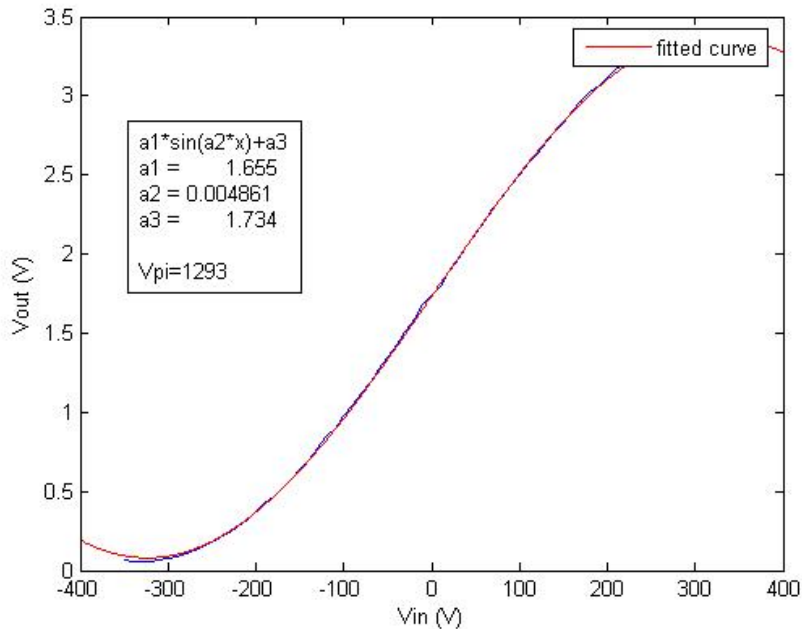


Figura 3.5 Caratteristica statica e valutazione della V_{π} per una cella di Pockels in niobato di litio di dimensioni $5 \times 5 \times 15 \text{ mm}^3$.

fascio collimato con ridottissima divergenza può essere utilizzato per attraversare un cristallo così lungo senza perdite eccessive della radiazione luminosa.

Dal momento che poi lo scopo di questa prima misura non era quello di valutare il campo generato da un particolare dispositivo elettronico, si è utilizzato, quale superficie riflettente, un semplice specchio metallico.

Come si può evincere dalla Figura 3.5. la caratteristica statica del sistema di misura, che mette in relazione la tensione applicata ai lati del cristallo con quella misurata all'uscita del fotodiode, ha l'andamento sinusoidale atteso, con periodicità pari a circa 1.2 kV, il che significa, per quanto si è detto nel Capitolo 2, che la V_{π} avrà proprio questo valore.

A riprova di quanto affermato calcoliamo la V_{π} attesa a partire dall'equazione (2.16), ricordando che nel nostro caso:

$$\begin{aligned}
 L &= 25\text{mm} & d &= 5\text{mm} \\
 \lambda &= 835\text{nm} & r_{22} &= 6.8\text{pm/V} \\
 n_0(\text{LiNbO}_3) &= 2.26
 \end{aligned}
 \tag{3.6}$$

Sostituendo tali valori nell'equazione della $V\pi$ otteniamo una tensione di circa 1.1 kV che risulta molto vicina al valore misurato, se si considera inoltre il fatto che la variazione dei coefficienti dell'ellissoide degli indici è stata calcolata in approssimazione lineare e quindi la caratteristica non potrà essere perfettamente sinusoidale soprattutto a tensioni molto elevate dove la condizione $V \ll V\pi$ non è più verificata.

A valle di questa misura si è proceduto alla valutazione della caratteristica del sistema utilizzando un cristallo elettro-ottico molto più piccolo realizzato in niobato di litio dalla SELEX S.I. ed avente le dimensioni di 1x1x1 mm con un taglio di tipo z-cut.

Questa volta per concentrare la luce il più possibile all'interno della sonda è stato invece utilizzato l'obiettivo da microscopio.

Applicando un campo elettrico sinusoidale uniforme direttamente sulle facce laterali del cristallo, alla frequenza di 26 kHz si è ottenuta la caratteristica di piccolo segnale presentata in Figura 3.6. ricavata tramite l'amplificatore Lock-in.

Come si può notare comparando il risultato della cella di Pockels analizzata in precedenza con quello del cristallo di dimensioni più piccole, il sistema subisce una notevole riduzione di sensibilità al passaggio dalla prima situazione alla seconda.

Ciò comunque non è imputabile solo ai differenti rapporti di aspetto fra i due cristalli, che differiscono infatti di un fattore 5 appena.

Se infatti nel primo caso la pendenza della caratteristica e quindi la sensibilità può essere valutata graficamente nell'ordine di $5 \cdot 10^{-3}$ [V/V] nel secondo questa scende fino a circa 10^{-6} [V/V], con una perdita di tre ordini di grandezza.

Le ragioni di questo abbassamento della sensibilità sono molteplici e possono essere individuate certamente nelle perdite di potenza legate alla nuova configurazione. Innanzi tutto la condizione di allineamento del raggio riflesso lungo la catena ottica risulta più critica nel caso in cui la luce sia focheggiata sulla superficie riflettente, in secondo luogo parte della potenza si perde per scattering e per assorbimento sia sul

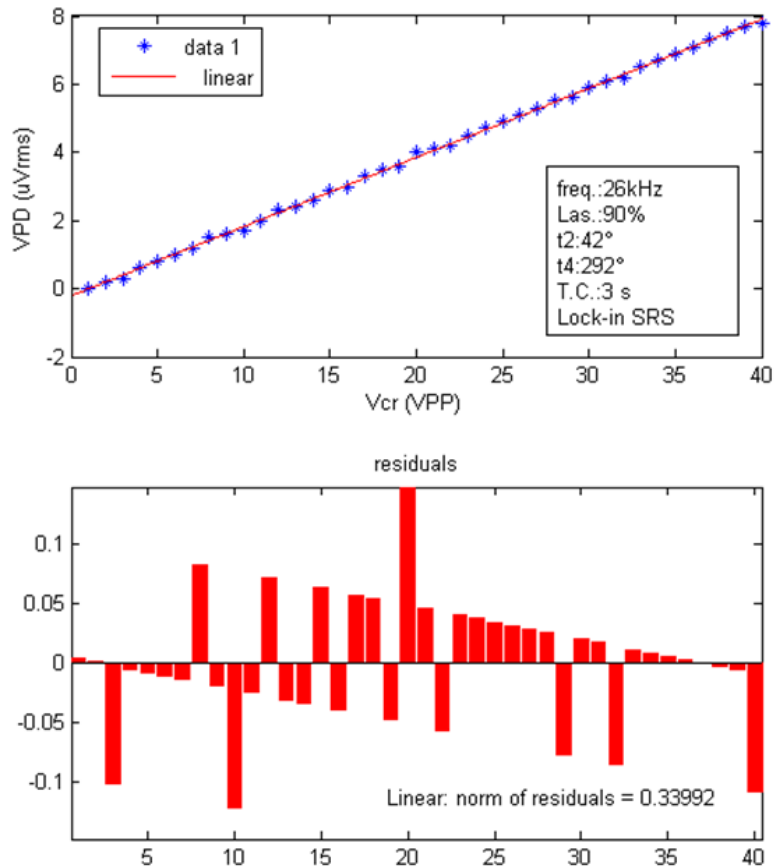


Figura 3.6 Caratteristica di piccolo segnale per un cristallo di niobato di litio avente dimensioni $1 \times 1 \times 1 \text{ mm}^3$ e valutazione della linearità.

cristallo stesso che sul suo supporto in vetro proprio perché il fuoco della lente non può cadere all'interno del cristallo.

Successivamente il cristallo è stato montato nella configurazione finale di probe per la misura del campo sulle guide coplanari. Come mostra la Figura 3.7, il cristallo si trova leggermente più in alto del fuoco dell'obiettivo il quale cade sulla superficie inferiore della guida coplanare.

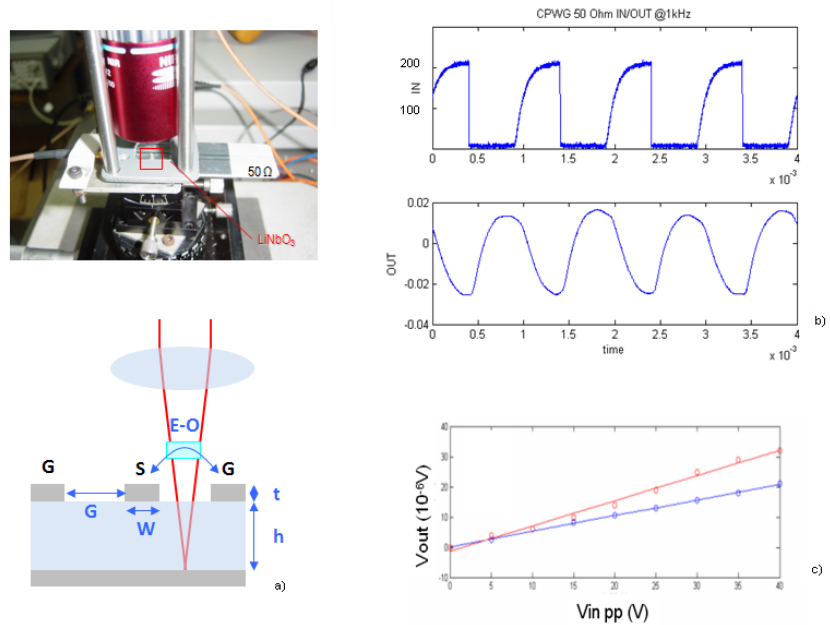


Figura 3.7 a) Configurazione di misura del campo elettrico trasverso sulla superficie di una guida d'onda coplanare b) Segnali di ingresso ed uscita per un campo HV applicato direttamente sul cristallo c) Caratteristiche di piccolo segnale per le due guide coplanari (rosso: 50 Ω blu: 75 Ω).

Nella stessa figura sono inoltre mostrate le acquisizioni ottenute applicando un segnale di alta tensione a bassa frequenza (230 V_{pp} @ 1kHz) che è stato possibile visualizzare sull'oscilloscopio e due caratteristiche di piccolo segnale misurate sulle due guide coplanari a 50 e 75 Ω . Come si vede a parità di dimensione del cristallo utilizzato essendo il gap della guida a 50 Ω più piccolo di quella a 75 Ω si ottiene nel primo caso una maggiore pendenza, come c'era da aspettarsi essendo il campo elettrico, a parità di tensione applicata, più intenso.

Si è infine provato a portare la frequenza del segnale oltre i 100 MHz del treno di impulsi laser e misurare il battimento con il segnale da misurare. Sebbene sia stato possibile osservare una forma d'onda sinusoidale alla frequenza di battimento vicina alla prima armonica del treno di impulsi, questa è risultata, purtroppo, un battimento spurio che ha impedito di interpretare il segnale misurato come l'effettiva replica in tempo equivalente del campo sulla guida d'onda. Tale limite, dovuto al coherent pick-up alle alte frequenze, può essere

notevolmente ridotto aumentando il livello di segnale riflesso e quindi la sensibilità del sistema complessivo.

3.4 Valutazione Simulativa e Sperimentale dell'Invasività del Sistema

Sebbene la tecnica di Campionamento Elettro-Ottico sia sostanzialmente non invasiva poiché senza contatto, un certo grado di disturbo sul funzionamento del dispositivo da testare sarà sicuramente presente se si pensa che la costante dielettrica della sonda elettro-ottica non è ovviamente uguale a quella del mezzo dal quale lo stesso dispositivo è circondato.

È noto ad esempio che le guide d'onda planari, come quelle che abbiamo realizzato con tecnica fotolitografica, sono caratterizzate, in termini delle condizioni di propagazione dell'onda elettromagnetica da una costante dielettrica efficace ϵ_0 , in modo equivalente da una costante di propagazione efficace, che dipendono dalle caratteristiche fisiche e geometriche della guida stessa.

L'avvicinamento di un dielettrico con indice di rifrazione diverso da quello dell'aria, comporta un'alterazione locale di questa costante dielettrica e dell'impedenza caratteristica Z_0 della guida con conseguente, possibile disadattamento di impedenza e perdita di potenza al carico per riflessione spuria.

Proprio in ragione di questo fatto, e per valutare il grado di disturbo del sistema, sono state condotte un certo numero di simulazioni preliminari utilizzando un solutore di equazioni differenziali alle derivate parziali, basato sul metodo agli elementi finiti.

Nella fattispecie il problema è stato schematizzato come mostra la Figura 3.8 considerando una sonda in vetro con punta in materiale elettro-ottico (niobato di litio o arseniuro di gallio), che viene avvicinata progressivamente ad una guida d'onda realizzata in alluminio o rame su substrato di silicio nella classica configurazione del campionamento elettro-ottico indiretto.

Alcune ipotesi semplificative che, comunque non ledono la generalità dell'analisi, sono state fatte. Innanzi tutto i mezzi si considerano sempre non dispersivi ed inoltre il problema viene schematizzato con una griglia bidimensionale, il che significa che la soluzione modale

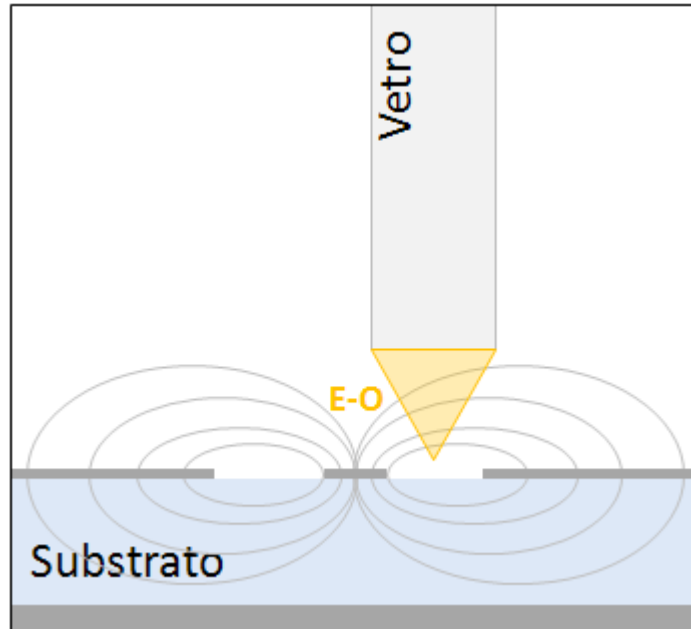


Figura 3.8 Schema della struttura simulata con il metodo degli elementi finiti.

prodotta sarà in effetti relativa ad un caso nel quale il materiale di disturbo si estende su tutta la struttura guidante.

Ciò ovviamente non corrisponde al caso nel quale effettivamente ci si trova poiché il disturbo indotto dalla sonda è in realtà localizzato e non esteso indefinitamente ma nonostante ciò il risultato che si ottiene sarà una sovrastima del disturbo che può comunque essere utile per darne una valutazione qualitativa.

Infine si è indagato il solo funzionamento in bassa frequenza che corrisponde ad avere lunghezze d'onda molto più grandi delle dimensioni trasverse della guida. Bisogna sottolineare comunque che, nel caso di una microstriscia ad esempio, se il conduttore centrale ha le dimensioni del centinaio di micron la regione di bassa frequenza arriva a toccare le decine di GHz.

Si consideri nello specifico una guida d'onda coplanare GSG realizzata in alluminio su silicio, in aria, quando la punta elettroottica della sonda è realizzata in niobato di litio LiNbO_3 .

Le costanti dielettriche utilizzate per questo problema sono le seguenti:

$$\begin{aligned}
 \varepsilon_r(\text{Si}) &= 11.9 \\
 \varepsilon_r(\text{SiO}_2) &= 8 \\
 \varepsilon_{rx}(\text{LiNbO}_3) &= 50 \quad \varepsilon_{ry}(\text{LiNbO}_3) = 98
 \end{aligned}
 \tag{3.7}$$

Imponendo successivamente una certa differenza di potenziale fra gli elementi conduttivi della guida è stato possibile ricavare la distribuzione di campo elettromagnetico nella sezione bidimensionale. Successivamente si è ricavato il valore della capacità per unità di lunghezza della guida coplanare calcolando dapprima la carica elettrica per unità di lunghezza sul conduttore centrale data dal seguente integrale di flusso del vettore spostamento elettrico:

$$\int_C \vec{D} \cdot \hat{n} \, ds = Q
 \tag{3.8}$$

E successivamente dividendo tale valore di Q per la tensione applicata ai capi delle linee di ground e segnale.

$$C_s = \frac{Q}{\Delta V}
 \tag{3.9}$$

Il parametro di capacità per unità di lunghezza può essere molto utile per ricondurre lo studio della guida d'onda planare a quello di una linea di trasmissione generica, nonché, come vedremo per mettere a confronto i risultati delle simulazioni con quelli sperimentali.

In Tabella 3.5 sono presentati i risultati di una simulazione agli elementi finiti in termini della capacità per unità di lunghezza, al variare della distanza fra la punta della sonda elettro-ottica e la superficie superiore della guida d'onda.

Come si vede, partendo da una capacità per unità di lunghezza nella condizione imperturbata di circa $9.76 \cdot 10^{-11}$ F/m, otteniamo variazioni non più grandi del 14% nel caso peggiore.

Per capire quanto questo influenzi il funzionamento della guida e confrontare il risultato con quanto è stato possibile misurare su di una guida coplanare reale, poniamo il caso che nella condizione imperturbata la linea di trasmissione in questione abbia un'impedenza caratteristica di 50 Ohm. Questa impedenza è relazionata

TABELLA 3.5
 VARIAZIONE DELLA C_S ALL'AVVICINARSI DELLA SONDA

Distanza (μm)	Capacità specifica (F/m)
100	$9.91 \cdot 10^{-11}$
70	$9.99 \cdot 10^{-11}$
60	$9.97 \cdot 10^{-11}$
50	$9.98 \cdot 10^{-11}$
40	$1.01 \cdot 10^{-10}$
30	$1.04 \cdot 10^{-10}$
20	$1.12 \cdot 10^{-10}$

alla capacità ed all'induttanza per unità di lunghezza come esprime la seguente equazione:

$$Z_0 = \sqrt{\frac{L}{C}} = 50\Omega \quad (3.10)$$

Supponiamo poi, per poter proseguire con i conti, che la linea sia lievemente disadattata in modo da avere un coefficiente di riflessione pari a -40 dB circa. Per ottenere ciò basta in effetti che la guida sia chiusa su di un carico di circa 51 Ohm come facilmente si può calcolare dalle equazioni riportate in Appendice A3. Se la capacità subisce un aumento come quello espresso nella Tabella 3.5, quando, supponiamo, si passi dalla condizione imperturbata a quella con sonda a 20 μm di distanza dalla guida, si ottiene chiaramente un peggioramento della condizione di adattamento che porta il coefficiente di riflessione ad aumentare fino a -28 dB. Cioè:

$$\begin{aligned} C_1 &= 9.76 \cdot 10^{-11} \text{ F/m} & \rightarrow & \Gamma_1 = -40\text{dB} \\ C_2(@ 20\mu\text{m}) &= 1.12 \cdot 10^{-10} \text{ F/m} & \rightarrow & \Gamma_2 = -28\text{dB} \end{aligned} \quad (3.11)$$

Per avere un confronto con un caso reale si è poi misurato, tramite un analizzatore di reti alle radiofrequenze, l'andamento del coefficiente di riflessione su di una guida in oro su allumina dalle seguenti caratteristiche:

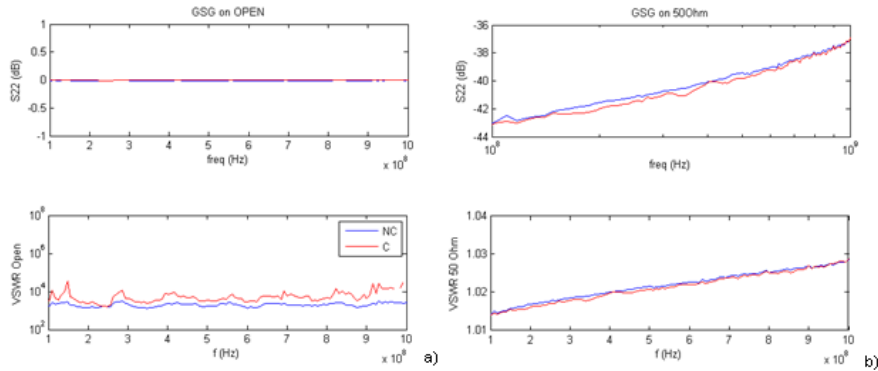


Figura 3.9 a) Misura del disturbo indotto dalla presenza della sonda elettro-ottica su di una guida coplanare GSG con terminazione aperta b) Misura del disturbo indotto dalla presenza della sonda elettro-ottica su di una guida coplanare GSG con terminazione a 50Ω. NC=senza cristallo C=con cristallo.

$$\begin{aligned}
 L &= 6550 \mu m \\
 El &= 15.0 mm \\
 Z_0 &= 50 \Omega
 \end{aligned}
 \tag{3.12}$$

Come si vede dai risultati presentati nella Figura 3.9. nella condizione di linea di trasmissione imperturbata il coefficiente di riflessione nel caso adattato (S22 linea chiusa su 50 Ohm), si aggira intorno ai -40 dB e subisce una variazione di appena -2 dB nella condizione in cui il cristallo è appoggiato sulla superficie della guida d'onda.

Ciò ovviamente a riprova del fatto che le simulazioni avevano riportato una valutazione sovrastimata del disturbo e che in effetti l'approccio di misura del campionamento elettro-ottico risulta avere effetti veramente trascurabili sul funzionamento del dispositivo da caratterizzare.

Riferimenti

- [1] A. Yariv "Quantum Electronics" 3rd Ed. J. Wiley and Sons 1989
- [2] L. Rossi, G. Breglio, A. Irace, P. Spirito "Development of an electro-optic step-by-step sampling system for IC's close electromagnetic field measurement" Proc. SPIE Photonics Europe '06 (Strasbourg 3-7 Apr. 2006) Vol. 6189 ISBN 0-8194-6308-6

-
- [3] L. Rossi, G. Breglio, A. Irace, P. Spirito “Characterization of a Point-Wise Close Electric Field Sampling System exploiting the Electro-Optic Effect” Proc. AISEM2006 (Lecce 8-10 Feb 2006).
 - [4] J. A. Valdmanis and G. A. Mourou “Subpicosecond Electro-Optic Samplig: Principles and Applications” *IEEE J. Quantum Electron.*, vol. 22, pp. 69-78 (Jan. 1986)
 - [5] J.F. Whitaker, J.A. Valdmanis, T.A. Jackson, K.B. Bhasin, R. Romanofsky, and G.A. Mourou “External Electro-Optic Probing of Millimeter-Wave Integrated Circuits” *1989 IEEE MTT-S Digest*
 - [6] K. S. Giboney, S. T. Allen, M. J. Rodwell, J. E. Bowers “Picosecond Measurements by Free-Running Electro-Optic Sampling” *IEEE Photonics Technology Letters*, Vol. 6, NO. 11, Nov. 1994

Capitolo 4

Termografia Termo-Ottica Diretta

L'interazione fra i parametri elettrici e termici nei materiali per l'industria dei semiconduttori è uno degli argomenti che riveste maggiore interesse nell'ambito della progettazione di dispositivi elettronici di potenza robusti ed affidabili. Dal momento che questa interazione può condurre all'instabilità del sistema, con gli effetti che si possono facilmente immaginare, uno studio attento di questi fenomeni risulta assolutamente necessario nella moderna progettazione, pertanto, nella fase di definizione dell'architettura del dispositivo è sempre più evidente la necessità di simulatori CAD che possano efficacemente accoppiare le equazioni elettrodinamiche classiche con quelle del comportamento termico dei materiali allo stato solido.

Ciò ovviamente, non è sufficiente a garantire l'affidabilità del prodotto finito ed anzi, proprio lo sforzo iniziale di progettazione elettro-termica, giustifica l'introduzione, anche nelle fasi di validazione prototipale e testing di un'appropriata analisi termica.

In quest'ultimo ambito l'Imaging Termico può essere utilizzato per ricavare un'informazione visiva relativa alla generazione di calore ed ai suoi flussi sulla superficie di un dispositivo elettronico integrato, in modo da osservare, ad esempio, la posizione preferenziale di un danno tipico e capire le dinamiche termiche che lo hanno generato.

In questo capitolo presenteremo alcune tecniche innovative di mappatura termica che si basano sull'effetto *termo-ottico* e cioè sulla modulazione dell'indice di rifrazione in un materiale metallico o semiconduttore causata dalle variazioni di temperatura.

Tali tecniche consentono di ottenere considerevoli vantaggi in termini di risoluzione spaziale e banda passante, pur avendo alcuni limiti legati alla risposta termo-ottica dei materiali metallici come vedremo.

Sebbene l'effetto termo-ottico sia utilizzabile in un contesto interferometrico, maggiore attenzione verrà dedicata alla tecnica riflettometrica che è poi quella proposta in questo lavoro.

4.1 L'effetto Termo-Ottico

Entriamo ora più nel dettaglio dell'effetto termo-ottico che viene sfruttato per misurare la temperatura superficiale dei dispositivi integrati come estrapolazione dalla misura del coefficiente di riflessione.

Dal punto di vista teorico un approccio basato sul modello di Drude dei metalli e sulla sua estensione ai semiconduttori, ancorché classico o semi-classico, può dare conto delle variazioni di indice di rifrazione e quindi di riflettività al variare della temperatura di tali materiali.

Come è noto, però, il modello di Drude non ha un'applicabilità indefinita tanto vero che proprio quegli esperimenti e quei problemi concettuali che tale modello si dimostrava inadeguato a spiegare diedero l'impulso alla costruzione dell'impianto teorico della meccanica quantistica nei primi decenni del 20mo secolo.

Vediamo allora quali sono le condizioni limite di questa teoria. Innanzi tutto i metalli sono considerati come un reticolo di ioni fissi nel quale si muove una fitta nube di cariche elettroniche (gli elettroni di valenza) che sono libere di muoversi all'interno dello spazio occupato dal solido.

Inoltre, dal momento che il modello di Drude è, in effetti, un'estensione della teoria cinetica dei gas, i portatori di carica sono assimilati a delle piccole sfere identiche che si muovono secondo traiettorie rettilinee fino a quando non vengono ad urtare contro uno ione del reticolo. Se si fa eccezione per le forze che agiscono fra una collisione e l'altra, nessuna altra forza agente sui portatori viene presa in considerazione. Questo significa ovviamente trascurare anche le complicate interazioni elettrone-elettrone (*approssimazione di elettroni indipendenti*) e quelle elettrone-ione (*approssimazione di elettroni liberi*) con esclusione degli urti reticolari, eppure il modello risulta ancora valido per avere una comprensione qualitativa e spesso quantitativa del comportamento metallico.

Ma come vengono modellati gli urti reticolari? Introduciamo una quantità chiamata *tempo libero medio* τ che viene assunto come il

tempo medio intercorrente fra una collisione e la successiva, oppure seguendo un approccio più probabilistico, risulta essere l'inverso della probabilità che un elettrone subisca un urto nell'unità di tempo. Cosicché:

$$P(t) = \frac{1}{\tau} \quad (4.1)$$

risulta essere la densità di probabilità che un elettrone subisca un urto in un certo intervallo di tempo.

Infine si suppone che i portatori raggiungano l'equilibrio termico con il reticolo solo attraverso le collisioni e che la loro velocità prima e dopo una collisione non dipenda da come quest'ultima sia avvenuta bensì dalla temperatura del solido nel punto della collisione.

Detto questo vediamo quale equazione regola il comportamento degli elettroni nei limiti del modello di Drude quando ad essi venga applicato un campo esterno in AC. Essa, in effetti, è l'equazione del moto sotto l'effetto di una forza esterna comprensivo di un termine di smorzamento:

$$m \frac{d^2 x}{dt^2} + \gamma m \frac{dx}{dt} = -eE(t) \quad (4.2)$$

$$E(t) = E_0 e^{-j\omega t}$$

Dove ω è la pulsazione della radiazione luminosa, m la massa ed e la carica dell'elettrone. La costante γ invece regola il termine "viscoso" cioè dato dagli urti reticolari e pertanto sarà pari all'inverso del tempo libero medio. Chiaramente esiste una soluzione del tipo:

$$x(t) = x_0 e^{-j\omega t} \quad (4.3)$$

Che sostituita nella (4.2) si particolarizza:

$$x(t) = \frac{eE_0}{m(\omega^2 + j\omega\gamma)} e^{-j\omega t} \quad (4.4)$$

Per ricavare la costante dielettrica introduciamo innanzi tutto la polarizzazione P del “gas” di elettroni definita come $-Nex$, dove N è la densità elettronica, e lo spostamento dielettrico ovvero:

$$D = \varepsilon_r \varepsilon_0 E = \varepsilon_0 E + P = \varepsilon_0 E - \frac{Ne^2 E}{m(\omega^2 + j\gamma\omega)} \quad (4.5)$$

Pertanto è possibile scrivere la costante dielettrica relativa come:

$$\varepsilon_r(\omega) = 1 - \frac{Ne^2}{m\varepsilon_0} \frac{1}{(\omega^2 + j\gamma\omega)} \quad (4.6)$$

Che, in modo più elegante, dopo aver introdotto la frequenza di plasma ω_p :

$$\omega_p = \left(\frac{Ne^2}{m\varepsilon_0} \right)^{\frac{1}{2}} \quad (4.7)$$

$$\varepsilon_r = 1 - \frac{\omega_p^2}{(\omega^2 + j\gamma\omega)}$$

Da quest’ultima ricordando che $\gamma=1/\tau$ si ricavano le seguenti espressioni per la parte reale ed immaginaria della costante dielettrica:

$$\text{Im}[\varepsilon_r(\omega)] = \frac{\omega_p^2}{\omega^2} \frac{\omega\tau}{(\omega\tau)^2 + 1} \quad (4.8)$$

$$\text{Re}[\varepsilon_r(\omega)] = 1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2} \frac{(\omega\tau)^2}{(\omega\tau)^2 + 1}$$

Si può facilmente notare che nell’approssimazione $\omega\tau \gg 1$ e cioè quando il tempo libero medio è molto più grande del periodo della radiazione, i fenomeni dissipativi sono trascurabili e sarà possibile approssimare la costante dielettrica relativa con la sua sola parte reale.

TABELLA 4.1

PROPRIETÀ CHIMICHE E OTTICHE DEI METALLI COMUNI

Metalli	Valenza	$N (10^{28} \text{ cm}^{-3})$	$\omega_p / 2\pi (10^{15} \text{ Hz})$	$\lambda_p (\text{nm})$
Cu	1	8.47	2.61	115
Ag	1	5.86	2.17	138
Au	1	5.90	2.18	138
Be	2	24.7	4.46	67
Mg	2	8.61	2.63	114
Ca	2	4.61	1.93	156
Al	3	18.1	3.82	79

4.2 La Tecnica Riflettometrica: Vantaggi e Svantaggi

Dopo aver ricavato un'espressione generale che metta in relazione l'indice di rifrazione con la frequenza dell'onda elettromagnetica, vediamo come è possibile prima di tutto dare un'espressione del coefficiente di riflessione all'interfaccia fra aria e mezzo materiale, e successivamente come sia possibile relazionare questo stesso coefficiente con le variazioni di temperatura che il mezzo subisce sia esso un metallo oppure un semiconduttore.

Partendo dall'espressione della costante dielettrica vista nel capitolo precedente è possibile ricavare l'indice di rifrazione complesso del mezzo e da questo la riflettanza espresse rispettivamente dalle seguenti equazioni:

$$\tilde{n} = \sqrt{\varepsilon_r} \quad R = \left| \frac{\tilde{n} - 1}{\tilde{n} + 1} \right|^2 \quad (4.9)$$

Cerchiamo di capire adesso se, nel caso dei metalli, sia possibile trascurare il termine dissipativo della (4.2) alle frequenze vicine a quella di plasma.

Nel modello di Drude con l'approssimazione di elettroni liberi si considera che gli elettroni di valenza degli atomi siano liberi di

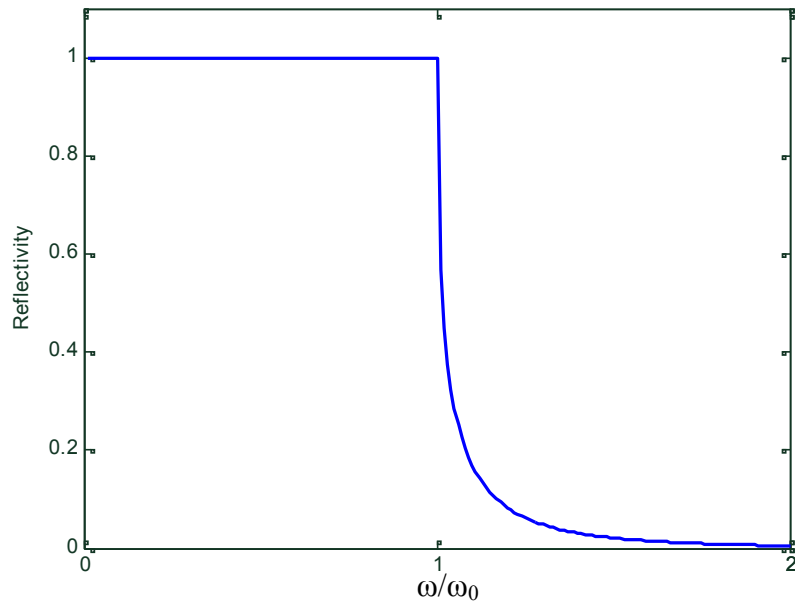


Figura 4.1 Riflettività in funzione della pulsazione normalizzata alla pulsazione di plasma per un metallo.

muoversi all'interno del cristallo, pertanto i valori di N ricavati moltiplicando la densità atomica del materiale per la sua valenza, sono dell'ordine di $10^{28} \div 10^{29} \text{ m}^{-3}$ Tabella 4.1. Noto N è facile ricavare la frequenza di plasma dalla (4.7) ed osservare che essa cade, per la maggior parte dei metalli, nella regione dell'ultravioletto.

Inoltre le frequenze tipiche dello spettro visibile sono dell'ordine dei THz, mentre, sempre per i metalli, comunemente $\gamma \cong 10^{13} \text{ Hz}$ pertanto possiamo affermare che nella banda che va dal visibile fino alla frequenza di plasma, l'approssimazione di assenza degli effetti dissipativi può essere adottata.

Come la Figura 4.1. mostra chiaramente la riflettività dei metalli risulta praticamente unitaria per pulsazioni minori di quella di plasma mentre si riduce rapidamente a zero a pulsazioni superiori e ciò spiega il fatto che i metalli sono dei buoni riflettori nello spettro del visibile.

A questo punto valutiamo la variazione della riflettività di un metallo rispetto alla temperatura.

Innanzitutto è necessario ricordare che la conducibilità elettrica si definisce con la seguente relazione:

$$J = -Nev = \sigma E \quad (4.10)$$

Pertanto derivando l'equazione (4.4) e sostituendola nella precedente otteniamo:

$$\begin{aligned} \sigma(\omega) &= \frac{\sigma_0}{1 - j\omega\tau} \\ \sigma_0 &= \frac{Ne^2\tau}{m} \end{aligned} \quad (4.11)$$

È inoltre possibile, confrontando le equazioni (4.7) e (4.11), esprimere la funzione dielettrica relativa e dunque l'indice di rifrazione tramite la conducibilità, come segue:

$$\varepsilon_r(\omega) = 1 + \frac{j\sigma(\omega)}{\varepsilon_0\omega} \quad (4.12)$$

Bisogna ricordare poi che l'andamento della resistività e della conducibilità per i metalli più comuni è ampiamente tabellato e, facendo l'ipotesi di linearità, può essere espresso tramite la seguente.

$$\rho = \rho_0(1 + \alpha T) \quad (4.13)$$

Dove per l'alluminio ad esempio $\alpha = 4.3 \cdot 10^{-3} \text{ } ^\circ\text{C}^{-1}$ mentre $\rho_0 = 2.44 \cdot 10^{-8} \text{ } \Omega\text{m}$.

Sostituendo questa espressione della resistività nell'equazione che esprime la funzione dielettrica e successivamente questa nella (4.9) che fornisce il coefficiente di riflessione all'interfaccia aria-metallo è possibile ricavare l'andamento di R in funzione della temperatura.

La Figura 4.2. mostra l'andamento atteso del coefficiente di riflessione all'interfaccia aria-alluminio in un range di temperature che va da 0 a 200 °C. Come si può notare il coefficiente lineare che lega la variazione di riflettività alla temperatura è, per il caso dell'alluminio

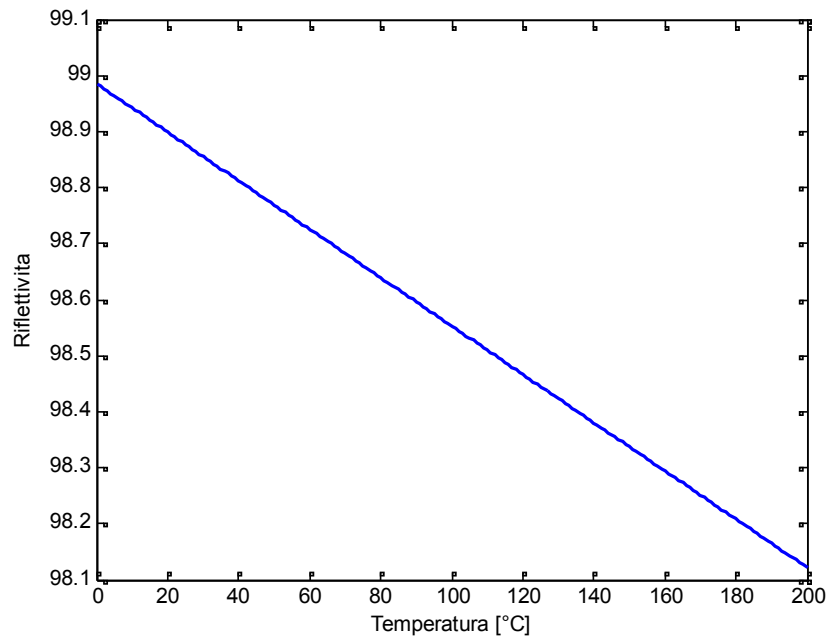


Figura 4.2 Andamento atteso della riflettività dell'Alluminio in funzione della temperatura.

dell'ordine di $-2.55 \cdot 10^{-5} K^{-1}$, che risulta, come vedremo, piuttosto basso.

Passando invece ad analizzare il comportamento dei semiconduttori, si deve ovviamente sottolineare che l'andamento della conducibilità è, per questi materiali, legato, non solo alla temperatura ma anche al livello di drogaggio.

Anche in questo caso, però, il modello degli elettroni liberi può essere adottato se si applicano le modifiche opportune. Bisogna innanzi tutto considerare il fatto che il "plasma" che nei metalli era costituito solo dagli elettroni di conduzione, nel caso dei semiconduttori deve essere rimodellato tenendo conto anche delle lacune, cioè dei portatori liberi che si muovono in banda di valenza. Più precisamente allora il modello dovrà essere denominato a portatori liberi e per essi inoltre andrà considerata la massa efficace così come prescritto dalla meccanica quantistica.

Oltre a ciò sarebbe opportuno considerare anche il contributo alla polarizzazione dovuto alla risposta ottica degli elettroni di legame, e

che può risultare non trascurabile nella determinazione della funzione dielettrica.

A seguito di queste considerazioni allora, sarà necessario esprimere lo spostamento dielettrico con la seguente equazione:

$$D = \epsilon_r \epsilon_0 E = \epsilon_0 E + P_{\text{altri effetti}} + P_{\text{portatori liberi}} = \epsilon_r \epsilon_0 E - \frac{Ne^2 E}{m^* (\omega^2 + j\gamma\omega)} \quad (4.14)$$

dove il termine $P_{\text{altri effetti}}$ tiene conto della polarizzazione dei legami elettronici, ed m^* è la massa efficace dei portatori maggioritari (i soli che vengono considerati) che si muovono all'interno del potenziale del reticolo cristallino. La densità di portatori N inoltre pur sempre riferendosi ai portatori maggioritari dovrebbe essere, a meno di non considerare sempre il caso di ionizzazione completa e comportamento estrinseco [9], una quantità dipendente dalla temperatura.

Volendo, a questo punto, ripetere l'analisi fatta per i metalli sostituendo l'andamento in temperatura della conducibilità anche per i semiconduttori drogati, bisogna osservare che, in generale questa risulta notevolmente più complessa rispetto a quanto visto per i metalli. Ricordiamo, infatti, che la conducibilità nei semiconduttori viene espressa dalla seguente equazione:

$$\sigma = (q\mu_n n + q\mu_p p) \cong q\mu_n n \quad (4.15)$$

Dove μ_n e μ_p sono rispettivamente la mobilità degli elettroni e quella delle lacune la cui dipendenza dalla temperatura si esprime con la cosiddetta Regola di Matthiessen:

$$\frac{1}{\mu_{n,p}} = \frac{1}{\mu_L} + \frac{1}{\mu_I} \quad (4.16)$$

$$\mu_L \propto T^{-\frac{3}{2}} \quad \mu_I \propto T^{\frac{3}{2}}$$

Nella quale μ_L e μ_I sono i termini di mobilità dovuti ai due possibili meccanismi di scattering e cioè quello reticolare e quello dovuto alle impurità, a loro volta legati alla temperatura secondo quanto esprime sempre la (4.16).

Infine anche la massa efficace m^* dei portatori che figura nell'equazione è in generale una quantità dipendente dalla temperatura.

A causa di questa molteplicità di effetti contrastanti in letteratura si preferisce solitamente introdurre delle costanti di proporzionalità fra temperatura ed indice di rifrazione o riflettanza, ricavate solitamente in maniera empirica [5] [6].

Nello specifico si introduce un coefficiente cosiddetto di termoriflettanza k_{TR} che sotto ipotesi di risposta termo-ottica lineare mette in relazione la variazione di temperatura con quella del coefficiente di riflessione secondo la seguente equazione:

$$\frac{\Delta R}{R} = k_{TR} \Delta T \quad (4.17)$$

In letteratura è possibile reperire i valori del coefficiente termo-ottico per alcuni dei materiali impiegati nell'industria dei semiconduttori, nel caso del silicio e dell'alluminio ad es. [6] [7]:

$$\begin{aligned} \kappa(\text{Al}) &= -(2.55 \pm 0.15) 10^{-5} K^{-1} \\ \kappa(\text{Si}) &= 1.5 \cdot 10^{-4} K^{-1} \end{aligned} \quad (4.18)$$

Come è possibile intuire, esistono due differenze sostanziali fra metalli e semiconduttori relativamente al loro comportamento termo-ottico. Innanzi tutto i metalli subiscono una diminuzione del coefficiente di riflessione all'aumentare della temperatura mentre i semiconduttori esibiscono un comportamento opposto, ma inoltre esiste una differenza di un ordine di grandezza fra la risposta dei metalli e quella dei semiconduttori.

Di questi valori differenti di termoriflettanza quindi è necessario tenere conto durante la misura anche per ricavare un'informazione assoluta della temperatura superficiale.

Proprio per questo motivo, come vedremo più specificamente nel corso del capitolo seguente, si è prevista una fase di misura puntuale del coefficiente di termoriflettanza ottenuta portando il dispositivo gradualmente ed uniformemente a vari livelli di temperatura e misurando le variazioni relative del coefficiente di riflessione prima

ancora di sottoporre il dispositivo da caratterizzare al transitorio elettro-termico.

4.3 Utilizzo Interferometrico dell'Effetto Termo-Ottico

L'effetto termo-ottico può essere utilizzato anche in altri modi per l'analisi distruttiva o non-distruttiva di dispositivi integrati a semiconduttore. Un'applicazione recente riguarda il rilevamento della posizione e dell'entità del danno causato da scarica elettrostatica (ESD) su circuiti integrati [8] che sfrutta la variazione di cammino ottico indotta dall'effetto termo-ottico.

Il dispositivo viene in sostanza inserito in uno dei due bracci di un interferometro (in configurazione classica Michelson o Wollaston), ma in modo che la radiazione laser di probe incida sulla superficie inferiore del substrato (tecnica backside) come mostra la Figura 4.3. In tal modo la variazione di indice di rifrazione del substrato semiconduttore altera il cammino ottico della luce incidente e ciò, come in qualunque tecnica di analisi interferometrica, provoca un effetto sulle frange di interferenza visibili nel piano di interazione fra il raggio di probe e quello di riferimento.

Il vantaggio di utilizzare una tecnica backside rispetto al set-up riflettometrico proposto in questo lavoro sta ovviamente nel fatto che il coefficiente termo-ottico da cui la misura dipende è quello del semiconduttore, e quindi, come già detto, notevolmente più grande rispetto a quello dei layer metallici.

Purtroppo però alcuni vantaggi, inevitabilmente, si perdono a cominciare dal fatto che la gestione di un set-up di tipo interferometrico è molto più complessa rispetto a quella che richiede una semplice misura differenziale fra radiazione riflessa ed incidente, e questo soprattutto se la configurazione utilizzata è di tipo Michelson [8] in quanto, in tal caso, i cammini ottici lungo i due bracci devono essere stabilizzati rispetto alle vibrazioni ambientali, adottando specchi montati su piezoelettrici e tecniche opportune di retroazione.

Proprio per aggirare questa difficoltà è possibile invece utilizzare una configurazione tipo Wollaston nella quale si fa interferire la radiazione riflessa da un particolare punto del piano oggetto con

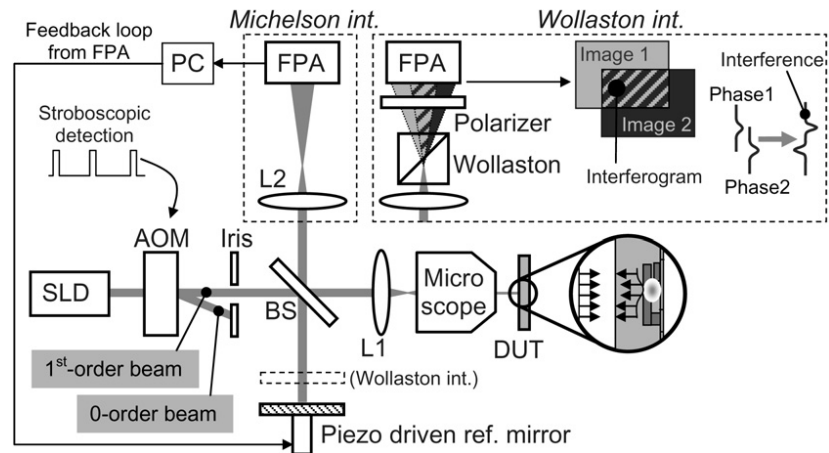


Figura 4.3 Set-up interferometrico per la misura della temperatura superficiale di un dispositivo integrato tramite effetto termo-ottico. Accanto alla configurazione Michelson classica è mostrata la configurazione detta Wollaston nella quale non è necessaria la stabilizzazione del braccio di riferimento.

quella relativa ad un altro punto vicino, dopo averle separate in polarizzazione tramite un prisma di Wollaston appunto. Questo consente di eliminare la necessità di stabilizzare i cammini ottici relativi ma produce uno sdoppiamento dell'immagine nel suo piano che dovrà essere sufficientemente ampio da non confondere le sorgenti termiche fra loro.

Quale che sia la configurazione utilizzata è importante sottolineare che la lunghezza d'onda della radiazione di probe non può cadere nello spettro visibile, dove il silicio risulta opaco, ma per lo meno nel vicino infrarosso e cioè oltre il micron. Questo significa, ovviamente, che gli effetti diffrattivi limiteranno la risoluzione spaziale ottenibile proprio nell'intorno del micron.

In ogni caso un sistema di tale tipo recentemente proposto [8] ha raggiunto una sensibilità in potenza pari a $50 \mu\text{W}$, con una pur sempre accettabile risoluzione spaziale di $2 \mu\text{m}$.

Riferimenti

- [1] L. Rossi, G. Breglio, A. Irace, P. Spirito "Thermal Mapping of Power Devices with a Completely Automated Thermorefectance Measurement System" *Proc. IEEE PRIME06 (Otranto 11-16 Giu. 2006) ISBN: 1-4244-0157-7*
- [2] G. Breglio, P. Spirito, "Experimental detection of time dependent temperature maps in power bipolar transistors", *MicroElectronic Journal*, vol.31/9-10, pp. 735-739, 2000
- [3] G. Breglio, N. Rinaldi, P. Spirito, "Thermal Mapping and 3D Numerical Simulation of New Cellular Power MOS Affected by Electro-Thermal Instability", *MicroElectronic Journal*, vol. 31/9-10, pp. 741-746, 2000
- [4] D'Arcangelo E; Irace A; Breglio G; Spirito P; "Experimental characterization of temperature distribution on power MOS devices during Unclamped Inductive Switching" *Microelectronics Reliability 2004 Sep-Nov VL 44 IS 9-11 pp 1455 1459*
- [5] S. Grauby, S. Dilhaire, S. Jorez, W. Claeys, "Temperature Variation Mapping of a Microelectromechanical System by Thermorefectance imaging" *IEEE Electron Device Letters*, Vol. 26, No. 2, Feb.2005.
- [6] V. Quintard, S. Dilhaire, T. Phan, W. Claeys, "Temperature Measurements of Metal Lines Under Current Stress by high Resolution Laser Probing" *IEEE Trans. on Instrumentation and Measurement VOL.48, N. 1, Feb. 1999.*
- [7] J. Christofferson, D. Vashae, A. Shakouri "Thermorefectance Imaging of Superlattice Micro Refrigerators"
- [8] V. Dubec, S. Bychikhin, D. Pogany, E. Gornik, T. Brodbeck, W. Stadler "Backside interferometric methods for localization of ESD-induced leakage current and metal shorts" *Proc. ESREF 2007 (Bordeaux 8-12 October 2007)*
- [9] Simon M. Sze "Semiconductor Devices: Physics and Technology" *Wiley; 2 edition (September 7, 2001)*

Capitolo 5

Sistema di Termografia Termo-Ottica a Scansione per la Misura della Temperatura Superficiale

In questo capitolo viene presentato un sistema innovativo e completamente automatizzato per l'acquisizione di mappe termiche sulla superficie di un circuito integrato. Tale sistema è basato su di un sensore a singolo punto che misura la variazione del coefficiente di riflessione correlata alla variazione della temperatura di un metallo o di un semiconduttore. Come vedremo, rispetto ai sistemi classici che misurano la radiazione emessa nello spettro infrarosso, questo approccio di misura, denominato Termografia a Termoriflettanza, consente di ottenere una risoluzione spaziale più fine ed una banda più ampia.

5.1 Il Sistema di Acquisizione delle Mappe Termiche

Il sistema di acquisizione della temperatura nel suo complesso può essere suddiviso in vari sottoblocchi che elenchiamo qui di seguito e che sono rappresentati nella Figura 5.1:

- Il sottosistema ottico: che comprende la sorgente laser di probe, due beam splitter, due fotodiodi, ed un obiettivo da microscopio
- Il sottosistema di micromovimentazione: costituito da due stepper per scansione planare su due assi con risoluzione

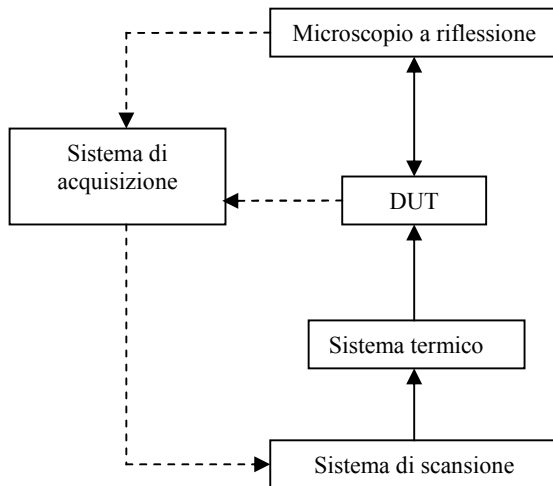


Figura 5.1 Schema a blocchi dell'apparato di misura della temperatura sulla superficie di un dispositivo integrato.

micrometrica

- Il sottosistema di calibrazione termica: utilizzato per imporre una temperatura uniforme sulla superficie del DUT e ricavare conseguentemente la mappa di calibrazione di termoriflettanza, costituito da una cella di Peltier con scambiatore ad acqua e pilotata tramite un controllore di temperatura con sensore a termocoppia
- Il sottosistema elettronico: composto da generatori di segnale, schede di acquisizione ed alimentazione del DUT, tutto controllato via personal computer tramite un bus GPIB.

Ognuno di questi sottoblocchi verrà descritto più dettagliatamente in quello che segue.

5.1.1 La Catena Ottica

Lo schema presentato in Figura 5.2. mostra la catena ottica che rappresenta il cuore del sistema di acquisizione delle mappe termiche.

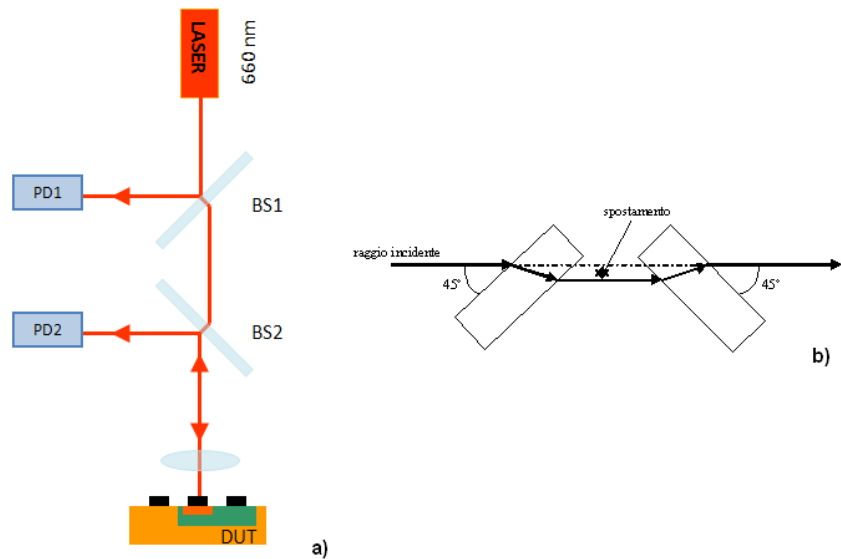


Figura 5.2 a) Catena ottica dell'apparato di misura. b) Beam Splitters montati in configurazione complementare per minimizzare le deviazioni del fascio Laser di probe.

Come si vede, un diodo laser di probe (57PNL Melles-Griot) emette un fascio continuo alla lunghezza d'onda di 660 nm diretto verso una coppia di beam splitter il primo dei quali lo divide in due componenti di egual potenza in modo che il primo fotodiode (DET210 Thorlabs) possa fornire un segnale proporzionale alla potenza incidente.

Il secondo dei due beamsplitter redireziona invece parte della potenza riflessa (e solo questa) al secondo fotodiode che fornisce il segnale proporzionale alla variazione del coefficiente di riflessione.

Questo ci consente chiaramente di misurare il coefficiente di riflessione sulla superficie del dispositivo da caratterizzare come rapporto fra intensità incidente e riflessa e di realizzare inoltre uno schema di misura differenziale che risulti automaticamente immune dalle fluttuazioni di intensità della sorgente.

Per minimizzare le deviazioni del fascio luminoso i due beam-splitter sono stati montati, come mostra la Figura 5.2b. in configurazione complementare.

TABELLA 5.1
CARATTERISTICHE TECNICHE DELL'OBBIETTIVO UTILIZZATO

Mitutoyo M Plan Apo NIR 20x						
Ingr.	N.A.	W.D. (mm)	Focal l. (mm)	Res. P. (μm)	DOF (μm)	λ correct.
20x	0.40	20.0	10	0.7	1.7	480-1800

Chiude la catena ottica l'obiettivo da microscopio utilizzato per foccheggiare il fascio luminoso sulla superficie del dispositivo, del quale riportiamo le specifiche ottiche in Tabella 5.1.

Dalla formula che relaziona il potere risolutivo con la lunghezza d'onda e l'apertura numerica della lente considerata in aria otteniamo:

$$d = \frac{0.61\lambda}{NA} \cong 1\mu\text{m} \quad (5.1)$$

dove abbiamo considerato una lunghezza d'onda di 660 nm.

5.1.2 Il Sistema di Micro-movimentazione

Per ottenere la scansione di tutta la superficie del dispositivo punto per punto sono stati utilizzati due motori tipo M-410.CG prodotti da Physik Instrumente per ottenere la traslazione nel piano orizzontale del dispositivo da caratterizzare.

Come si nota dai dati di targa forniti in Tabella 5.2 lo spostamento minimo garantito è pari a $0.1\mu\text{m}$, un ordine di grandezza al di sotto della risoluzione spaziale imposta, come abbiamo visto, dal limite di diffrazione.

TABELLA 5.2
CARATTERISTICHE TECNICHE DEL SISTEMA DI SCANSIONE

M-410.CG Physik Instrumente			
Massima traslazione	100	Minima traslazione	1 μm
Velocità	1 mm / s	Massimo carico	20Kg
Potenza motore	2W	Alimentazione	12V

5.1.3 Il Sistema di Calibrazione

Il sistema che consente la mappatura del coefficiente di termoriflettanza è sostanzialmente costituito da una cella di Peltier (HT6-12-40 Melcor) e da uno scambiatore ad acqua che hanno la funzione di portare il dispositivo ad una certa temperatura fissata ed uniforme che viene misurata tramite una piccola termocoppia. Questa temperatura viene imposta sul dispositivo tramite un controllore (Eurotherm 2216a) che accetta in ingresso il segnale della termocoppia e pilota la cella di Peltier aumentando o diminuendo la tensione ai suoi capi in modo da impostare la giusta condizione di flusso termico al contorno. Il calore verrà ceduto (o acquisito) tramite lo scambiatore posto sotto la cella di Peltier come mostra la Figura 5.3.

La variazione ΔR del coefficiente di riflessione può essere misurata quindi per ogni punto a temperatura nota, consentendoci di mappare la termoriflettanza su tutta la superficie del dispositivo.

5.1.4 Sistema di Acquisizione ed Interfaccia

Tutta la strumentazione elettronica che accompagna il sistema di mappatura termica, dai motori di micro-movimentazione ai generatori di forma d'onda viene controllata in remoto su bus GPIB in modo da automatizzare completamente tutto il set-up.

È stata inoltre implementata un'interfaccia grafica utente in ambiente MatLab, mostrata in Figura 5.4, nella quale è possibile inoltre tenere sotto controllo altri dati vitali per il dispositivo da caratterizzare quali le tensioni e le correnti che lo interessano. Anche le elaborazioni di post-processing, come il filtraggio digitale dei segnali nel dominio del tempo o quello del singolo frame, sono direttamente applicabili tramite l'interfaccia.

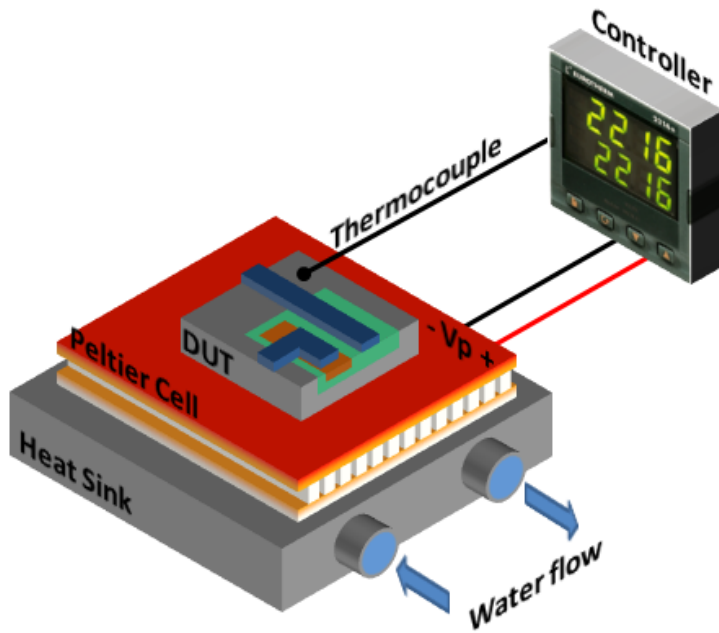


Figura 5.3 Sistema di calibrazione della termoriflettanza. Il controllore PID acquisisce la temperatura (supposta uniforme) misurata da una termocoppia e comanda la cella di Peltier che impone una fissata condizione di flusso termico. L'Heat-sink si occupa di fornire o assorbire il calore in eccesso per modificare la temperatura del DUT.

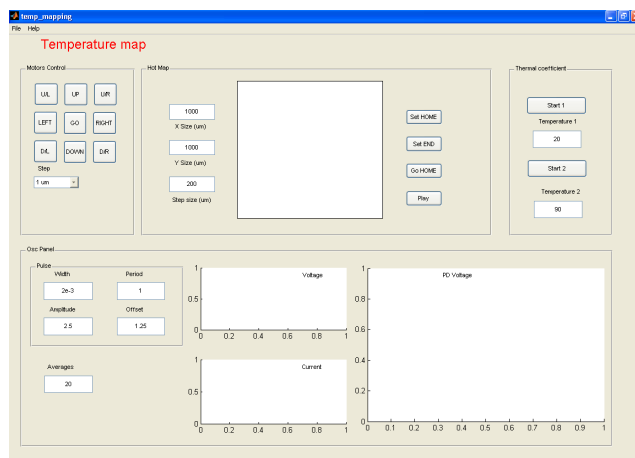


Figura 5.4 Interfaccia di controllo dell'intero apparato.

5.2 Risoluzione in Temperatura e Banda del Sistema

Alcune considerazioni vanno fatte con riferimento alla minima variazione di temperatura che il sistema è in grado di acquisire, almeno sul piano teorico. Inoltre dal momento che la sensibilità e la banda dei sistemi di acquisizione sono sempre in trade-off vale la pena focalizzare la nostra attenzione anche sull'aspetto della velocità del sistema.

Per valutare il limite teorico di risoluzione termica bisogna prima di tutto elencare quali sono le sorgenti di rumore presenti nel dispositivo di acquisizione. La prima componente che bisogna considerare è data dalla corrente che attraversa un fotodiodo quando questo non riceve alcuna radiazione luminosa, altrimenti nota come *dark-current*.

Questa componente di rumore è, in effetti, costituita dallo *shot-noise*, il rumore quantistico associato al passaggio dei portatori discreti il cui valore in media quadratica può essere espresso dalla seguente equazione:

$$i_{n-dark} = (2eI_d B)^{1/2} \quad (5.2)$$

Dove B rappresenta la banda del fotodiodo mentre I_d rappresenta appunto la dark-current valutata per un particolare fotodiodo.

Un altro contributo al rumore totale è associato alla fluttuazione del numero di fotoni assorbiti nell'unità di tempo, e rappresenta anche in questo caso un effetto quantistico. Per tale motivo, questo contributo viene solitamente indicato con il nome di *quantum-noise* ed ha la seguente espressione in valore rms:

$$i_{n-quantum} = (2eI_{ph} B)^{1/2} \quad (5.3)$$

Dove I_{ph} rappresenta la corrente associata ai portatori foto-generati.

Un ultimo contributo di rumore che va considerato è il classico rumore termico che può essere espresso tramite la seguente equazione:

$$V_{th} = (4k_B TR_L B)^{1/2} \quad (5.4)$$

TABELLA 5.3
CARATTERISTICHE TECNICHE DEI FOTODIODI UTILIZZATI

DET210 Thorlabs			
Rivelatore	PIN in silicio	Dimensioni	d1.43"x1.67"
Risposta spettrale	200-1100nm	Output	BNC, DC-Coupled
λ di picco	730nm+/-50nm	Area attiva	D:1 mm (0.8mm ²)
Tempo di salita	1ns	Capacità	6pF
Corrente di dark	0.80nA per -12V	Soglia di rottura	100mW CW 0.51J/cm ²
NEP	$5 \cdot 10^{-14} W / \sqrt{Hz}$	Alimentazione	batteria 12 V (A23)

Nella quale T rappresenta la temperatura R_L la resistenza di carico e k_B la costante di Boltzmann.

In particolare la variazione di temperatura è proporzionale alla variazione di tensione ai capi del fotodiodo secondo l'equazione seguente:

$$\delta T = \frac{\delta V}{k_{TR}} = \frac{R(\lambda) \cdot R_L \cdot \delta I}{k_{TR}} \quad (5.5)$$

Dove $R(\lambda)$ rappresenta la responsività del fotodiodo e k_{TR} il coefficiente di termoriflettanza.

Se la potenza luminosa in ingresso è sostituita con la potenza totale di rumore, l'equazione (5.5) permette di ricavare la risoluzione termica teorica del sistema sostituendo i valori appropriati forniti nella Tabella 5.3 che riassume i dati di targa dei fotodiodi:

$$\delta T = \frac{R_L}{k_{TR}} \sqrt{i_{n-tot}^2 + i_{th}^2} \cong 2.79^\circ C \quad (5.6)$$

In questa equazione si è scelta, quale carico del fotodiodo, una resistenza del valore di $1\text{ M}\Omega$ che ci consente di lavorare in condizioni di alta sensibilità ma banda ridotta.

Viceversa per aumentare la banda ottenibile, a prezzo di una corrispondente riduzione della sensibilità, è necessario utilizzare un carico a resistenza più piccola, in genere $50\ \Omega$. In tal caso la banda passante è determinata dalla costante di tempo legata alla capacità di giunzione del fotodiodo insieme alla resistenza di carico secondo la semplice equazione:

$$f_{BW} = \frac{1}{2\pi R_L C_j} \quad (5.7)$$

Che fornisce, se consideriamo che i fotodiodi utilizzati hanno una capacità di giunzione pari a 1.8 pF , una banda passante superiore ad 1 GHz .

5.3 Risultati Sperimentali

Con questo sistema di mappatura della temperatura sono stati misurati alcuni dispositivi utilizzati tipicamente per applicazioni nell'ambito dell'elettronica di potenza. Prima di presentarne le relative mappe termiche acquisite durante il funzionamento in commutazione di tali dispositivi e per potenze relativamente elevate, daremo una descrizione della loro tecnologia nonché dell'ambito applicativo nel quale si inseriscono.

5.3.1 Diodo Schottky in Carburo di Silicio (SiC)

Con il raggiungimento dei limiti nelle prestazioni dei dispositivi di potenza in silicio, sta nascendo la sempre più evidente necessità di utilizzare nuove tecnologie e nuovi materiali semiconduttori per raggiungere range di potenza sempre più elevati a frequenze sempre maggiori. Il carburo di silicio (SiC), in particolare, sembra essere il semiconduttore composto in grado di soddisfare alcuni requisiti che possono migliorare drasticamente le prestazioni dei dispositivi

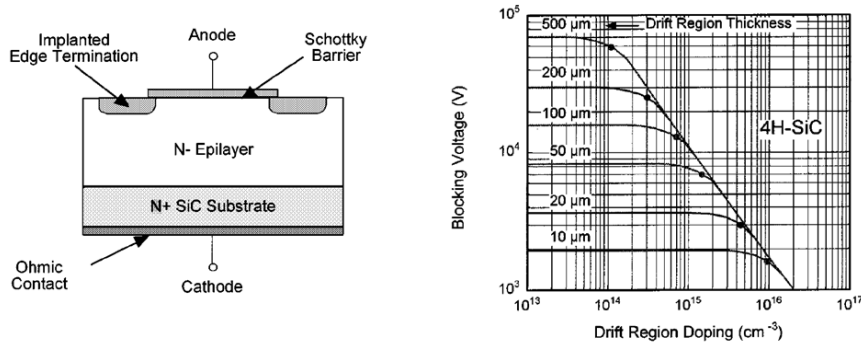


Figura 5.5 Sezione di un diodo Schottky in Carburo di Silicio e caratteristiche della tensione di bloccaggio per differenti valori di drogaggio e spessore dello strato epitassiale.

integrati di potenza come ad esempio la tensione di breakdown a valanga delle giunzioni.

Un classico esempio di applicazione di tale tecnologia è costituito dai diodi Schottky (*Schottky Barrier Diodes* o SBD) che, grazie al fatto di essere immuni dagli accumuli di carica tipici dei diodi p-i-n, non ne subiscono gli effetti tipici legati ai transistori di reverse-recovery e cioè il rallentamento della commutazione dallo stato on a quello off e l'aumento della dissipazione di potenza. Purtroppo però costruire dei buoni dispositivi SBD in silicio che contemporaneamente possano sostenere elevate tensioni in polarizzazione inversa (*reverse blocking voltage*) è molto difficile a causa del fatto che la barriera di potenziale nelle giunzioni metallo-silicio risulta sempre piuttosto bassa (intorno agli 0.5 eV). Dal momento che l'iniezione degli elettroni dal metallo al semiconduttore dipende in modo esponenziale dalla grandezza di questa barriera, si osservano, negli SBD in silicio, correnti di perdita anche elevate per modeste tensioni inverse.

Viceversa, negli SBD realizzati in SiC, la barriera di potenziale può raggiungere facilmente anche gli 1.5 eV che si traduce, essendo il legame di tipo esponenziale in una riduzione consistente delle correnti di perdita inverse. Recentemente sono stati realizzati dispositivi SBD in SiC capaci di bloccare tensioni inverse dell'ordine di 5 kV [1].

Ma i vantaggi del carburo di silicio non finiscono qui. È noto, infatti, che questo semiconduttore presenta, per sua natura una notevole stabilità termica, che consente di realizzare dispositivi più affidabili e capaci di sopportare temperature anche molto elevate. Quest'ultima proprietà, però, è a ben vedere anche la ragione per la quale la

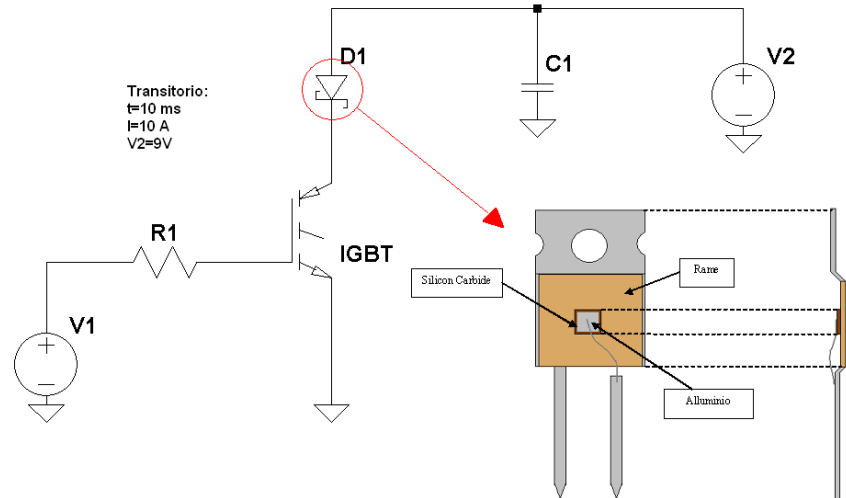


Figura 5.6 Schema di polarizzazione e vista frontale del diodo Schottky in SiC.

produzione di SiC risulta molto più costosa di quella del silicio. Il SiC, infatti non passa allo stato liquido bensì alla pressione atmosferica sublima oltre i 2000 K, cosa che, come si può immaginare, rende la tecnica di crescita da seme cristallino tipo Czochralski, totalmente impraticabile.

La Figura 5.5. mostra la sezione trasversale del diodo Schottky in carburo di silicio, dove è possibile notare la presenza di un substrato n^+ che svolge la funzione di catodo, una regione impiantata ad anello intorno al contatto di anodo, ed una regione epitassiale poco drogata. L'anello di guardia intorno all'anodo viene realizzato per evitare l'addensamento del campo alla periferia del metallo che abbasserebbe la tensione di break down mentre modulando il drogaggio e lo spessore della regione epitassiale si possono ottenere come mostra la stessa Figura 5.5 differenti valori di tensione di breakdown e di resistenza nello stato on. I punti marcati su ogni caratteristica sono proprio quelli che massimizzano una figura di merito tipica data dal rapporto fra il quadrato della tensione di break down e la on-resistance specifica.

Mentre per il silicio tale figura di merito è circa 4 MW/cm^2 per il 4H-SiC è approssimativamente 3 ordini di grandezza superiore [1].

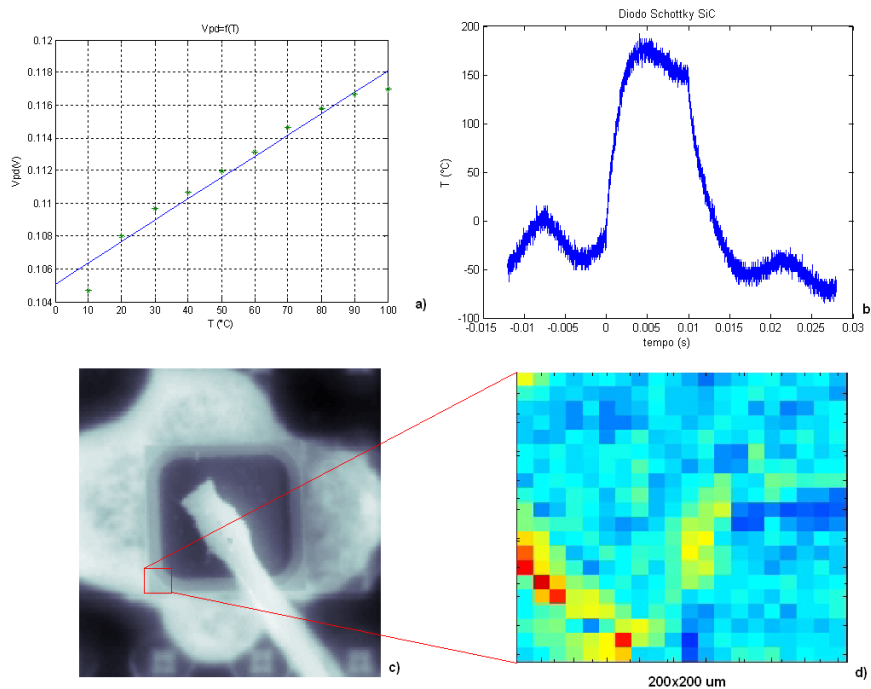


Figura 5.7 a) Curva di calibrazione per la termoriflettanza sulla superficie del carburo di silicio b) Transitorio in temperatura misurato tramite il sistema rifletto metrico su di un punto della superficie di SiC c) Topografia del diodo Schottky. Il riquadro rosso evidenzia la zona interessata dalla mappa termica d) Mappa termica del diodo Schottky dell'area in basso a sinistra larga $200 \times 200 \mu\text{m}^2$ ottenuta con una risoluzione di $10 \mu\text{m}$.

Un diodo Schottky in carburo di silicio di questo tipo è stato polarizzato come mostra la Figura 5.6 e sottoposto, in conduzione diretta, ad un transitorio di durata 10 ms, con 10 A di corrente e circa 9 V di tensione.

In Figura 5.7 è mostrata inoltre la curva di calibrazione che ci ha consentito di ricavare la termoriflettanza sulla superficie esposta del SiC ed una mappa di temperatura corrispondente al picco massimo dell'impulso di corrente. Questa mappa di temperatura, che interessa un'area molto piccola del dispositivo larga $200 \times 200 \mu\text{m}$ è stata acquisita con una risoluzione di $10 \mu\text{m}$ per pixel, e mostra alcune zone a termoriflettanza più elevata. Come si vede la temperatura, ricavata utilizzando il valore stimato di termoriflettanza, supera abbondantemente il centinaio di gradi centigradi.

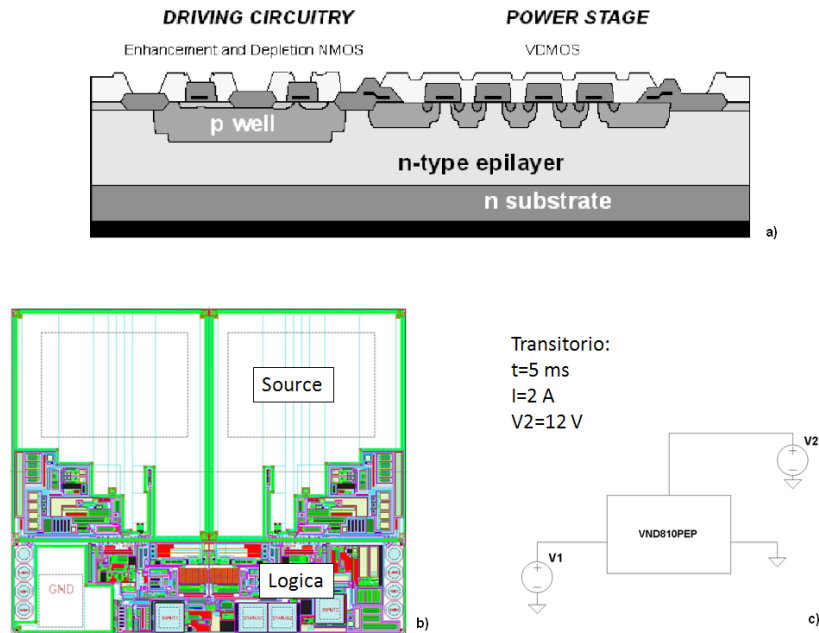


Figura 5.8 a) Sezione del dispositivo di potenza in tecnologia Smart-Power, la p-well separa la logica dallo stadio di potenza b) Layout del dispositivo VND810PEP c) Polarizzazione e caratteristiche elettriche del transistor di misura.

5.3.2 Smart Power MOSFET

Il secondo dispositivo analizzato con il sistema di mappatura termica a termoriflettanza è un MOSFET del tipo Double Channel High Side Driver realizzato da ST-Microelectronics in tecnologia Smart-Power (VND810PEP). Questo tipo di tecnologia risponde alla sempre crescente esigenza di realizzare sistemi su singolo chip di silicio nei quali siano realizzate contemporaneamente una sezione per la gestione delle potenze elevate ed una circuiteria di elaborazione dei segnali (analogica o digitale) che risponda a varie esigenze progettuali, che di solito vengono soddisfatte utilizzando una circuiteria esterna ponendo ovvi problemi di ingombro ed affidabilità.

In generale questa circuiteria di controllo, soprattutto nell'ambito applicativo dell'automotive dove questi dispositivi vengono largamente utilizzati, è deputata innanzi tutto alla protezione del sistema di potenza da condizioni di funzionamento sfavorevoli come il

carico in corto circuito o le sovratensioni dovute alle rapide variazioni di corrente sugli avvolgimenti induttivi (tipicamente quelli dei sistemi di accensione o degli alternatori), oppure alla protezione dagli sbalzi termici che rappresentano un problema per nulla indifferente nell'ambiente "ostile" di un'automobile.

Inoltre la circuiteria di trattamento segnali può essere utilizzata per massimizzare ed ottimizzare il trasferimento di potenza ai carichi garantendo una commutazione efficiente dei dispositivi di potenza o infine per fornire all'esterno un feed-back sullo stato di funzionamento corrente del sistema di potenza (es. rivelazione di carico aperto o c.c.).

In dispositivi di questo tipo è molto importante allora seguire le dinamiche elettriche e termiche del dispositivo di potenza, per capire se la logica di controllo sia stata correttamente progettata e realizzata.

Il dispositivo del quale mostriamo alcune mappe termiche è un MOSFET verticale la cui sezione è mostrata in Figura 5.8a. nella quale è possibile notare una diffusione p-well che separa la parte logica da quella che si occupa di gestire la potenza. Il flusso di corrente verticale in tali dispositivi consente di ridurre la resistenza nello stato attivo di funzionamento con conseguente aumento della potenza gestibile, anche se rende difficile la realizzazione di dispositivi con uscite multiple.

Questo MOSFET di potenza è stato stressato con un transitorio di commutazione di durata pari a 5 ms durante i quali la corrente circolante ha raggiunto i 2 A come mostra la Figura 5.9b circa su di una tensione di alimentazione pari a 12 V.

Le mappe termiche realizzate sono mostrate nelle Figure 5.9 e 5.10 e sono relative a sei istanti di tempo successivi (precisamente 7ms 8ms 9ms 11ms 11,5ms e 12 ms). L'area analizzata è in tal caso molto grande e pari a $2 \times 2 \text{ mm}^2$ con una risoluzione spaziale di $100 \mu\text{m}$.

Come è possibile notare la zona ricoperta dal metallo, relativa al pad di source è affetta dalla bassa sensibilità dell'effetto termo-ottico dell'alluminio.

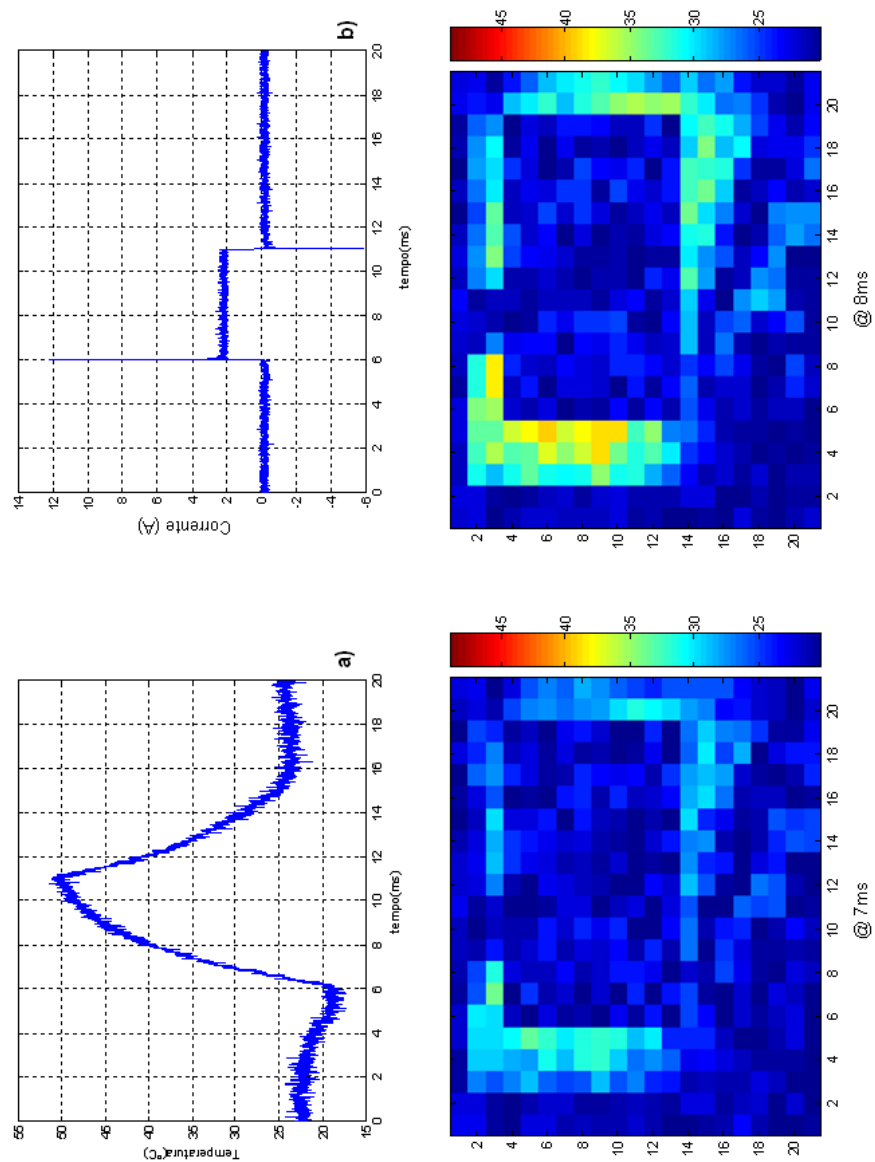


Figura 5.9 a) Andamento della temperatura in un punto della superficie del dispositivo non coperto dal metallo b) Corrente circolante nel dispositivo durante il transitorio e due mappe termiche acquisite a 7 e 8 ms rispettivamente per un'area di $2 \times 2 \text{ mm}^2$ con una risoluzione di $100 \mu\text{m}$. È chiaro l'effetto schermante dovuto al metallo.

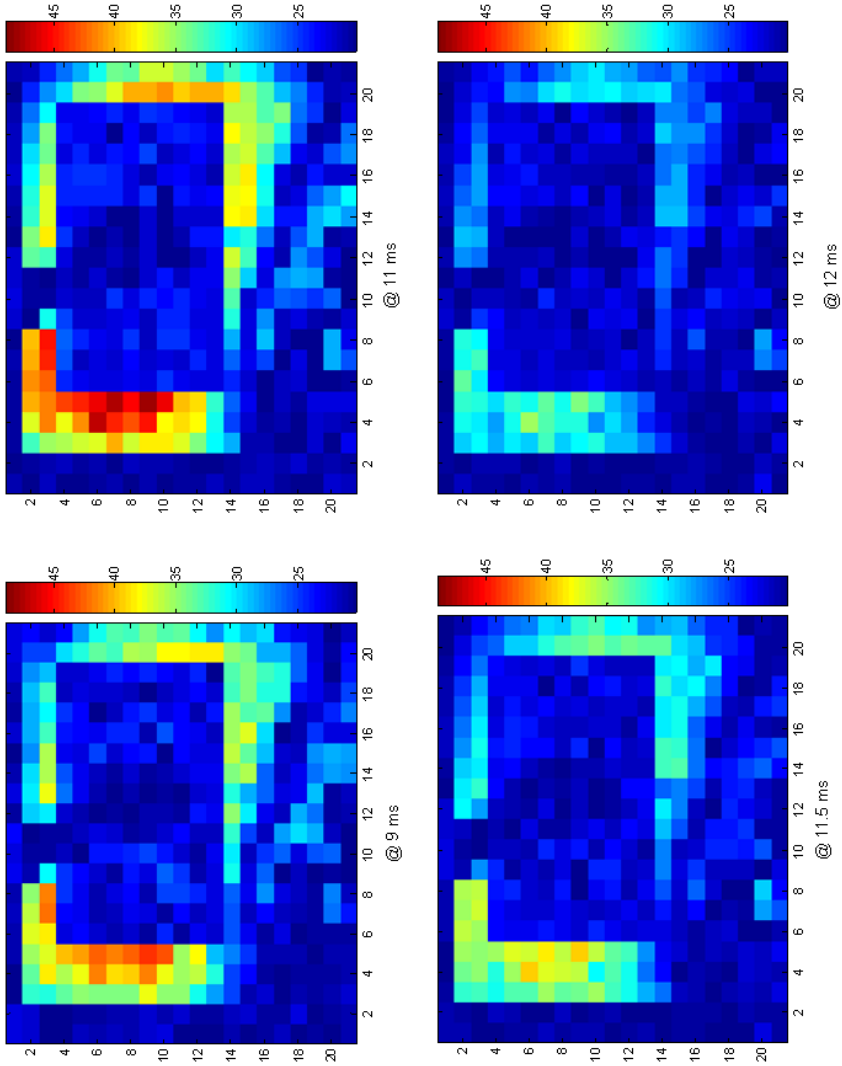


Figura 5.10 Mappe termiche acquisite in istanti successivi durante il transitorio. Si raggiungono temperature massime stimate intorno ai 50 °C.

Riferimenti

- [1] James A. Cooper, Jr. and Anant Agarwal “SiC Power-Switching Devices—The Second Electronics Revolution?” *Proceedings of the IEEE*, vol. 90, no. 6, June 2002
- [2] A. Hayes “An Introduction to Intelligent Power” *App. note of ST-Microelectronics*
- [3] A. Russo, B. Bancal, J. Eadie, “High Side Driver” *App. note of ST-Microelectronics*
- [4] G. Breglio, P. Spirito, "Experimental detection of time dependent temperature maps in power bipolar transistors" *MicroElectronic Journal*, vol.31/9-10, pp. 735-739, 2000
- [5] G. Breglio, N. Rinaldi, P. Spirito, "Thermal Mapping and 3D Numerical Simulation of New Cellular Power MOS Affected by Electro-Thermal Instability" *MicroElectronic Journal*, vol. 31/9-10, pp. 741-746, 2000
- [6] D'Arcangelo, E; Irace, A; Breglio, G; Spirito, P; “Experimental characterization of temperature distribution on power MOS devices during Unclamped Inductive Switching” *Microelectronics Reliability 2004 Sep-Nov vol. 44 IS 9-11 pp. 1455 1459*
- [7] S. Grauby, S. Dilhaire, S. Jorez, W. Claeys, “Temperature Variation Mapping of a Microelectromechanical System by Thermoreflectance Imaging” *IEEE Electron Device Letters*, Vol. 26, No. 2, Feb.2005.
- [8] V. Quintard, S. Dilhaire, T. Phan, W. Claeys, “Temperature Measurements of Metal Lines Under Current Stress by high Resolution Laser Probing” *IEEE Trans. on Instrumentation and Measurement VOL.48, N. 1, Feb. 1999.*
- [9] L. Rossi, G. Breglio, A. Irace, P. Spirito “Thermal Mapping of Power Devices with a Completely Automated Thermoreflectance Measurement System” *Research in Microelectronics and Electronics 2006, Ph. D. 12-15 June 2006 Page(s):41 – 44*
- [10] L. Rossi, G. Breglio, A. Irace, P. Spirito “Thermal transient mapping systems for integrated semiconductor devices and circuits” *Proc. QIRT 2006 (Padova 28-30 Giu. 2006)*

Appendice A.1

Ottica Parassiale e Formalismo di Jones

La radiazione luminosa utilizzata nei set-up sperimentali moderni è, solitamente prodotta da sistemi laser ed ha pertanto la caratteristica di essere non solo coerente ma anche molto collimata lungo la direzione di propagazione. Nello studio dei sistemi ottici che utilizzano la radiazione laser è allora quasi ovunque giustificata l'approssimazione di ottica parassiale secondo la quale l'angolo di deflessione del fascio luminoso è così piccolo da poter utilizzare le approssimazioni seguenti:

$$\begin{aligned}\sin(\varphi) &\cong \varphi \\ \tan(\varphi) &\cong \varphi\end{aligned}\tag{A1.1}$$

Dove si fa la convenzione che l'angolo di deflessione sia positivo, quando l'asse ottico deve ruotare in senso orario per sovrapporsi al raggio.

Finché le condizioni che consentono di scrivere la (A1.1) rimangono verificate allora, la traiettoria di un fascio luminoso può essere completamente descritta dal seguente vettore:

$$\mathbf{r}(z) = \begin{bmatrix} d \\ \varphi \end{bmatrix}\tag{A1.2}$$

Dove d rappresenta la semiampiezza del fascio all'ascissa z e φ la sua deflessione. Nell'ambito dell'ottica parassiale, inoltre, è possibile rappresentare ciascuno dei componenti di un sistema ottico tramite una matrice 2×2 secondo il cosiddetto formalismo ABCD:

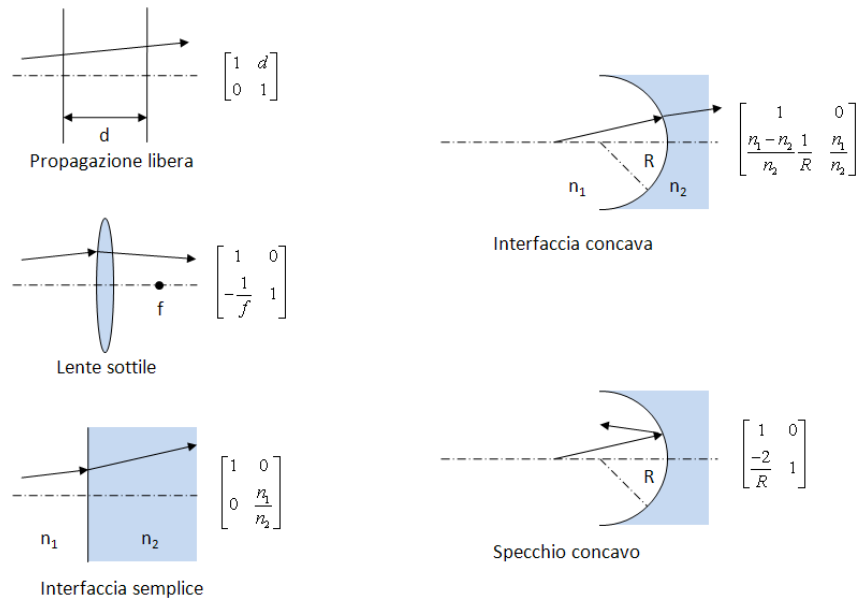


Figura A1.1 Matrici ABCD dei più comuni elementi di un sistema ottico complesso.

$$\mathbf{M} = \begin{bmatrix} A & B \\ C & D \end{bmatrix} \quad (\text{A1.3})$$

Il sistema ottico complessivo sarà allora rappresentato da una matrice calcolabile come il prodotto delle matrici dei singoli elementi della catena ottica.

Nella Figura A1.1 sono rappresentate alcune matrici relative ai più comuni componenti di un sistema ottico complesso.

In alcuni casi però l'approssimazione di ottica parassiale non può essere adottata. Ciò accade, ad esempio, in corrispondenza di una pupilla di ingresso di raggio R per la quale la traiettoria del raggio uscente, come si può ricavare da banali considerazioni geometriche, avrà la forma seguente:

$$r_{\rho\mu\varphi} = \left[\begin{array}{c} R \\ \arctan\left(\frac{R}{d} \tan(\varphi)\right) \end{array} \right] \quad (\text{A1.4})$$

Dove d e φ sono rispettivamente la dimensione e la deflessione del fascio in ingresso.

Nel caso in cui sia importante anche tenere conto della polarizzazione del fascio luminoso è necessario introdurre anche un altro formalismo matriciale che ci consenta di trattare il sistema complessivo in modo semplice a partire dai singoli elementi che lo costituiscono.

Cominciamo con il considerare un'onda piana che si propaga lungo l'asse x , nel punto di ascissa $x=0$ possiamo scrivere:

$$\vec{E} = |E_y| \cos(\omega t + \varphi_y) \hat{y} + |E_z| \cos(\omega t + \varphi_z) \hat{z} \quad (\text{A1.5})$$

È chiaro che la polarizzazione dell'onda è univocamente determinata quando si conoscano i moduli e le fasi delle singole componenti del vettore campo elettrico.

Introduciamo allora il vettore di polarizzazione complesso:

$$\vec{E} = \begin{bmatrix} |E_z| e^{j\varphi_z} \\ |E_y| e^{j\varphi_y} \end{bmatrix} \quad (\text{A1.6})$$

Che descrive completamente la polarizzazione dell'onda in un qualsiasi punto dell'asse x . Per osservare come la polarizzazione dell'onda venga influenzata dai vari componenti ottici che esse incontra lungo il suo cammino, si può allora rappresentare ciascun elemento con una matrice complessa 2×2 secondo quello che è noto in letteratura come formalismo di Jones.

È facile rendersi conto che le matrici di Jones relative ai componenti ottici più comuni sono quelle riportate qui di seguito:

$$\begin{aligned}
\mathbf{J}_{py} &= \begin{bmatrix} 0 & 0 \\ 0 & 1 \end{bmatrix} && \text{polarizzatore } y \\
\mathbf{J}_{eo} &= \begin{bmatrix} e^{jV/2V_\pi} & 0 \\ 0 & e^{-jV/2V_\pi} \end{bmatrix} && \text{effetto elettro-ottico} \\
\mathbf{J}_r &= \begin{bmatrix} -1 & 0 \\ 0 & 1 \end{bmatrix} && \text{specchio} \\
\mathbf{J}_{\lambda/2} &= \begin{bmatrix} e^{-j\pi/2} & 0 \\ 0 & e^{j\pi/2} \end{bmatrix} && \text{lamina a} \\
\mathbf{J}_{\lambda/4} &= \begin{bmatrix} e^{-j\pi/4} & 0 \\ 0 & e^{j\pi/4} \end{bmatrix} && \text{lamina a} \\
\mathbf{J}_\vartheta &= \begin{bmatrix} \cos(\vartheta) & -\sin(\vartheta) \\ \sin(\vartheta) & \cos(\vartheta) \end{bmatrix} && \text{rotazione di angolo } \vartheta
\end{aligned} \tag{A1.7}$$

Dove la matrice dell'effetto elettro-ottico dipende dalla V_π che racchiude tutti i parametri ottici e geometrici del materiale considerato. Le matrici relative alle lamine di ritardo, invece, sono calcolate nella condizione in cui l'asse ottico sia parallelo all'asse y , pertanto nei casi in cui queste lamine siano ruotate di un angolo θ bisogna moltiplicare le matrici relative, a destra per una matrice di rotazione $-\theta$ ed a sinistra per una matrice di rotazione θ come mostra la seguente equazione:

$$\mathbf{J}_{\lambda/4|\angle\vartheta} = \begin{bmatrix} \cos(\vartheta) & -\sin(\vartheta) \\ \sin(\vartheta) & \cos(\vartheta) \end{bmatrix} \begin{bmatrix} e^{-j\pi/4} & 0 \\ 0 & e^{j\pi/4} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \cos(-\vartheta) & -\sin(-\vartheta) \\ \sin(-\vartheta) & \cos(-\vartheta) \end{bmatrix} \tag{A1.8}$$

Che mostra la matrice di Jones di una lamina a $\lambda/4$ ruotata di un angolo θ .

Appendice A.2

Ellissoide degli Indici di Rifrazione e Birifrangenza

Nei cristalli anisotropi i vettori campo elettrico e spostamento elettrico non sono necessariamente paralleli, ma, in particolare risulta:

$$\begin{aligned} \vec{D} &= \underline{\underline{\varepsilon}} \vec{E} \\ D_k &= \varepsilon_{kl} E_l \quad k, l \in (x, y, z) \end{aligned} \quad (\text{A2.1})$$

Dove ε è denominato tensore dielettrico ed è una matrice 3x3. Si dimostra che questo tensore è, in effetti, simmetrico e che, con un'opportuna scelta del sistema di riferimento, può essere diagonalizzato.

In questo caso allora la densità di energia associata al campo elettrico può essere scritta come segue:

$$\begin{aligned} \omega_e &= \frac{1}{2} \vec{E} \cdot \vec{D} \quad \rightarrow \quad 2\omega_e = \varepsilon_x E_x^2 + \varepsilon_y E_y^2 + \varepsilon_z E_z^2 \\ 2\omega_e &= \frac{D_x^2}{\varepsilon_x} + \frac{D_y^2}{\varepsilon_y} + \frac{D_z^2}{\varepsilon_z} \end{aligned} \quad (\text{A2.2})$$

Con tale scelta del sistema di riferimento, quindi, si ottengono tre assi detti principali ed inoltre la (A2.2) descrive, per ω_e costante un ellissoide.

Ciò premesso, consideriamo un'onda piana monocromatica di pulsazione ω :

$$\vec{E} = E_0 \exp(j(\omega t - \vec{k} \cdot \vec{r})) \quad \vec{k} = \frac{\omega \mathbf{n}}{c} \hat{s} \quad (\text{A2.3})$$

Le equazioni di Maxwell nel dominio del vettore d'onda, che si ottengono sostituendo l'operatore ∇ con $-j\vec{k}$, si riscrivono così:

$$\begin{aligned} \vec{D} &= -\frac{1}{\omega} \vec{k} \times \vec{H} = -\frac{\mathbf{n}}{c} \hat{s} \times \vec{H} \\ \vec{H} &= -\frac{1}{\mu\omega} \vec{k} \times \vec{E} = -\frac{\mathbf{n}}{\mu c} \hat{s} \times \vec{E} \end{aligned} \quad (\text{A2.4})$$

Dalle quali si deduce che:

$$\begin{aligned} \vec{D} &\perp \vec{H}, \vec{k} \\ \vec{H} &\perp \vec{E}, \vec{k} \end{aligned} \quad (\text{A2.5})$$

Quindi, non solo \mathbf{E} e \mathbf{D} non sono paralleli, ma non lo sono neanche il vettore di propagazione ed il vettore di Poynting ($\mathbf{P}=\mathbf{E} \times \mathbf{H}$).

Si può dimostrare allora che, introdotta l'equazione di Fresnel:

$$\frac{s_x^2}{n^2 - \epsilon_{rx}} + \frac{s_y^2}{n^2 - \epsilon_{ry}} + \frac{s_z^2}{n^2 - \epsilon_{rz}} = \frac{1}{n^2} \quad \epsilon_{rk} = \frac{\epsilon_k}{\epsilon_0} \quad (\text{A2.6})$$

È possibile per ogni fissato versore di propagazione \hat{s} avere due soluzioni distinte della (A2.6) che rappresentano gli altrettanti indici di rifrazione visti dalle due onde piane indipendenti che possono propagarsi nel cristallo lungo la direzione \hat{s} . Si dimostra inoltre che queste due onde piane sono linearmente polarizzate.

In generale però, per ricavare le due polarizzazioni consentite, è più facile utilizzare una figura geometrica detta *ellissoide degli indici di rifrazione* o anche *indicatrice ottica*.

Se nell'equazione (A2.2) poniamo:

$$\begin{aligned}
 x &= \frac{D_x}{\sqrt{2\omega_e \varepsilon_0}} & y &= \frac{D_y}{\sqrt{2\omega_e \varepsilon_0}} & z &= \frac{D_z}{\sqrt{2\omega_e \varepsilon_0}} \\
 n_x &= \sqrt{\frac{\varepsilon_x}{\varepsilon_0}} & n_y &= \sqrt{\frac{\varepsilon_y}{\varepsilon_0}} & n_z &= \sqrt{\frac{\varepsilon_z}{\varepsilon_0}}
 \end{aligned}
 \tag{A2.7}$$

Otteniamo un'equazione che descrive l'ellissoide degli indici:

$$\frac{x^2}{n_x^2} + \frac{y^2}{n_y^2} + \frac{z^2}{n_z^2} = 1
 \tag{A2.8}$$

Orbene, in accordo con l'equazione di Fresnel, la direzione delle due polarizzazioni consentite ed i relativi indici di rifrazione si ricavano intersecando l'ellissoide con il piano dell'onda. L'ellisse risultante avrà gli assi principali che coincidono appunto con le direzioni consentite di polarizzazione ed i semiassi la cui lunghezza è pari proprio agli indici di rifrazione che bisogna considerare.

L'unica nota fondamentale sta nel fatto che la polarizzazione in ingresso va sempre e solo scomposta nella direzione delle polarizzazioni consentite.

Esiste poi un caso particolare, ma molto comune, dell'equazione (A2.8), che si verifica quando due delle tre costanti dielettriche sono uguali. Se $\varepsilon_x = \varepsilon_y$ ad esempio, allora l'asse z viene detto *asse ottico* ed il cristallo si dice *uniassico*.

Appendice A.3

Linee di Trasmissione

Le linee di trasmissione possono essere in principio rappresentate come una coppia di conduttori che si estendono lungo l'asse z , sebbene esistano molti differenti tipi di strutture che vanno sotto questo nome.

Se ci limitiamo al regime puramente sinusoidale, è possibile descrivere completamente il funzionamento di tali strutture specificando semplicemente i valori di tensione e corrente in ogni punto dell'asse z e per ogni istante di tempo.

Le equazioni che governano tali variabili sono, nel caso di linee senza perdite ed in regime sinusoidale, le seguenti:

$$\begin{aligned}\frac{\partial V(z)}{\partial z} &= -j\omega LI(z) \\ \frac{\partial I(z,t)}{\partial z} &= -j\omega CV(z)\end{aligned}\tag{A3.1}$$

Dette equazioni dei Telegrafisti. Le quali, posto $\beta = \omega^2 LC$ (*costante di propagazione dell'onda*) hanno la seguente soluzione generica:

$$\begin{aligned}V(z) &= Ae^{-j\beta z} + Be^{j\beta z} \\ I(z) &= \frac{1}{\sqrt{L/C}} [Ae^{-j\beta z} - Be^{j\beta z}]\end{aligned}\tag{A3.2}$$

Dove di solito si definisce l'impedenza caratteristica come:

$$Z_0 = \sqrt{\frac{L}{C}} \quad (\text{A3.3})$$

Diamo ora alcune importanti definizioni relative alle guide d'onda.

- *Lunghezza d'onda:*

$$\lambda = \frac{2\pi}{\beta} \quad (\text{A3.4})$$

- *Coefficiente di riflessione.* Considerata una linea di trasmissione di impedenza caratteristica Z_0 costante di propagazione β chiusa su di un carico Z_L se il sistema di riferimento è preso al carico si scrive:

$$\Gamma(-l) = \frac{Be^{-j\beta l}}{Ae^{j\beta l}} = \Gamma_0 e^{-2j\beta l} \quad (\text{A3.5})$$

Imponendo la condizione al contorno:

$$Z_L = \frac{V(0)}{I(0)} = Z_0 \frac{1+B/A}{1-B/A} \quad (\text{A3.6})$$

Si ottiene inoltre che:

$$\Gamma_0 = \frac{Z_L - Z_0}{Z_L + Z_0} \quad (\text{A3.7})$$

- *VSWR o ROS (Rapporto di Onda Stazionaria).* Rapporto fra la massima e la minima tensione sulla linea:

$$ROS = \frac{1 + |\Gamma_0|}{1 - |\Gamma_0|} \quad (\text{A3.8})$$

Per una linea adattata, cioè quando $Z_L = Z_0$, si ricava facilmente che $\Gamma_0 = 0$ e che $ROS = 1$.

Nelle strutture più complicate, le tensioni sono difficili da definire poiché si hanno modi guidati non-TEM ed inoltre sono, assieme alle correnti, difficili da misurare alle microonde. Per questo motivo si utilizza una rappresentazione che caratterizza le ampiezze relative delle onde incidenti riflesse e trasmesse che viene chiamata solitamente *matrice di scattering* ed i cui elementi sono definiti come *S-parametri*.

$$\begin{bmatrix} b_1 \\ b_2 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} S_{11} & S_{12} \\ S_{21} & S_{22} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} a_1 \\ a_2 \end{bmatrix} \quad (\text{A3.9})$$

Dove i termini a e b nei vettori a primo e secondo membro sono rispettivamente le ampiezze delle onde di potenza incidenti e riflesse alle porte della rete (considerata a due porte per semplicità), e che sono definite in questo modo:

$$\begin{aligned} a_i &= \frac{1}{2} \frac{(V_i + Z_0 I_i)}{\sqrt{Z_0}} \\ b_i &= \frac{1}{2} \frac{(V_i - Z_0 I_i)}{\sqrt{Z_0}} \end{aligned} \quad (\text{A3.10})$$

Con scelta arbitraria dell'impedenza caratteristica Z_0 . È possibile dimostrare facilmente che i coefficienti di riflessione alle singole porte della rete sono equivalenti agli S-parametri S_{11} ed S_{22} della matrice di scattering.

Appendice A.4

Tecniche di Misura Lock-in

Quando l'obiettivo di una misura è quello di estrarre un segnale molto debole immerso in un rumore statistico con potenza anche maggiore di quella del segnale, è necessario utilizzare un approccio di misura Lock-in. Unici prerequisiti per l'utilizzo di questa tecnica sono la periodicità del segnale da misurare e la possibilità di disporre di un segnale sincrono con esso.

Tale necessità non rappresenta affatto un limite poiché, nelle condizioni più comuni di misura, è spesso lo stesso fenomeno fisico che genera il segnale da misurare ad essere modulato periodicamente.

Si pensi ad esempio ad una misura di campo elettrico o di temperatura per la diagnostica di un dispositivo elettronico. Il campo, o la potenza generata, possono essere facilmente modulati in maniera periodica elettricamente, ed è altrettanto facile ottenere una replica sincrona del segnale da misurare.

Per capire come funziona un amplificatore Lock-in supponiamo che il segnale da misurare e quindi anche il segnale di riferimento abbiano una pulsazione pari a ω_R cioè siano del tipo:

$$\begin{aligned} V_I \sin(\omega_R t + \theta_I) \\ V_R \sin(\omega_R t + \theta_R) \end{aligned} \tag{A4.1}$$

L'amplificatore Lock-in, innanzi tutto, moltiplica tramite un mixer i due segnali fra loro, ottenendo:

$$\begin{aligned}
V_{M1} &= V_I V_R \sin(\omega_R t + \theta_I) \sin(\omega_R t + \theta_R) = \\
&\frac{1}{2} V_I V_R \cos(\theta_R - \theta_I) + \frac{1}{2} V_I V_R \sin(2\omega_R t + \theta_R + \theta_I)
\end{aligned} \tag{A4.2}$$

Dal momento che i due segnali hanno esattamente la stessa frequenza il primo termine della (A4.2) è costante, mentre l'altro, a frequenza doppia, può essere facilmente eliminato con un filtro passa-basso. Pertanto, dopo il filtraggio:

$$V_{M1+FILT} = \frac{1}{2} V_I V_R \cos(\theta_R - \theta_I) \tag{A4.3}$$

Affinché possano essere misurati sia il modulo che la fase del segnale da misurare, l'amplificatore però opera anche il prodotto con una replica in quadratura del segnale di riferimento ottenendo:

$$V_{M2+FILT} = \frac{1}{2} V_I V_R \sin(\theta_R - \theta_I) \tag{A4.4}$$

pertanto il modulo e la fase sono semplicemente calcolabili:

$$\begin{aligned}
V_I &= \frac{2}{V_R} \sqrt{(V_{M1+FILT})^2 + (V_{M2+FILT})^2} \\
\theta_I &= \arctan \left(\frac{V_{M2+FILT}}{V_{M1+FILT}} \right)
\end{aligned} \tag{A4.5}$$

è facile rendersi conto poi, che qualunque altro segnale a frequenza differente dalla ω_R dopo il mixing ed il filtraggio si annulla completamente.

Questo accade dal punto di vista teorico, in realtà è necessario che la banda del filtro passa-basso sia sufficientemente piccola da tagliare il battimento a frequenza differenza fra il riferimento ed il segnale di disturbo. Ciò significa che più piccolo è il segnale che dobbiamo misurare e quindi maggiore è la componente di rumore da epurare, più

grande sarà la costante di tempo del Lock-in e, conseguentemente, la durata della misura.

L'unico limite di questa tecnica di misura è costituito dal cosiddetto coherent pick-up. In sostanza, se il segnale di riferimento o anche un disturbo coerente proveniente dal set-up sperimentale si accoppia con il percorso di segnale, il Lock-in vedrà il disturbo come un segnale vero e proprio.

Questo problema è tanto più pesante quanto più alta è la frequenza della misurazione, nel Lock-in usato in questo lavoro ad esempio alla frequenza di 100 MHz il coherent pick-up stimato minimo è dell'ordine di 1 μ V.

La misura di segnali con potenze inferiori al coherent pick-up necessita di grande cura. I cavi di segnale e di riferimento nonché i piani di massa sono molto importanti soprattutto alle alte frequenze, inoltre bisogna aumentare il più possibile il guadagno degli stadi di amplificazione posti prima del mixer, cioè prima che il problema si verifichi, anche se questo fa perdere prestazioni in termini di riserva dinamica (cioè la quantità di rumore esterno che può essere sopportato senza avere l'overload dello strumento).

Il problema del coherent pick-up può essere attenuato solitamente tramite gli offset di misura presenti in tutti gli amplificatori Lock-in, ma solo se rimane stabile durante l'esperimento.