

# Capitolo 4

## Apparato sperimentale

### 4.1. Il banco ottico

Le sorgenti laser, le ottiche, gli elementi che consentono l'allineamento del campione e l'accoppiamento della radiazione elettromagnetica presenti nell'apparato sperimentale utilizzato, sono collocati su di un banco ottico. Questo è provvisto di sospensione pneumatica atta a smorzare le sollecitazioni meccaniche trasmesse dall'ambiente.

Gli strumenti di misura di minore ingombro e maggiore frequenza d'uso, in particolare i *Power Meter* equipaggiabili con teste di misura piroelettriche ed a semiconduttore (Ge per l'IR, Si per il visibile), si trovano in prossimità dell'operatore, mentre altri apparati ausiliari alle misure e di maggiore complessità e ingombro sono disposti su un piano di sostegno sospeso al di sopra del banco.

Uno schema dell'allestimento del banco ottico è riportato in figura 1.1.

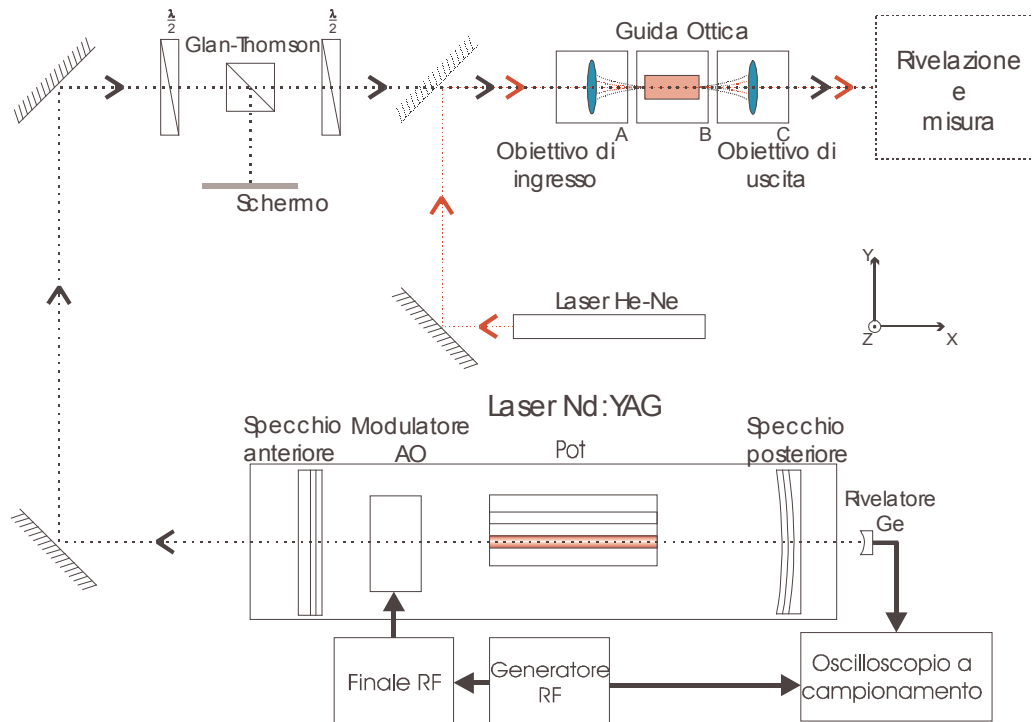


Figura 4.1: Schema descrittivo del banco ottico

## 4.2. Le sorgenti

### 4.2.1. Il laser Nd:YAG a 1.3 $\mu\text{m}$ in Mode-Locking

La sorgente principale utilizzata per la caratterizzazione delle guide RPE è un Laser a stato solido a Nd:YAG, pompato mediante lampada a scarica, capace di emettere fino a 900 mW in continua e 800 mW nel funzionamento ad impulsi in aggancio di fase (mode-locking). La lunghezza d'onda  $\lambda$  del fascio emesso è di 1,319  $\mu\text{m}$ , essendo gli specchi dielettrici multistrato della cavità progettati per risonare a tale lunghezza d'onda. Si sfrutta una transizione energetica del mezzo attivo (Nd) diversa da quella più comunemente utilizzata nei laser Nd:YAG, corrispondente invece ad una radiazione di lunghezza d'onda 1.06  $\mu\text{m}$ .

Anche lo specchio posteriore del laser, oltre naturalmente all'anteriore, è parzialmente trasmittente e il fascio trasmesso posteriormente, di potenza poche decine di mW, viene utilizzato per monitorare costantemente il funzionamento della sorgente, valutando la forma e la durata degli impulsi emessi con un opportuno sistema di rivelazione e misura.

La barra del mezzo attivo e la lampada a scarica per il pompaggio sono disposte parallelamente all'asse di una cavità ermetica cilindrica a sezione ellittica (*Pot*), in corrispondenza dei fuochi dell'ellisse, per convogliare la massima parte della radiazione luminosa della lampada sulla barra amplificatrice. Barra e pompa sono immerse in acqua deionizzata, che fluisce nel *Pot* e consente il raffreddamento.

All'interno della cavità è disposto un modulatore acusto-ottico (mode-locker) che consente, mediante l'inserimento periodico di una perdita nel risonatore, di ripristinare ciclicamente il sincronismo di fase tra i vari modi longitudinali simultaneamente oscillanti nel risonatore ottico, realizzando l'emissione di un fascio impulsato.

Il modulatore acusto-ottico viene pilotato da uno stadio amplificatore finale al cui ingresso è connesso un generatore di forme d'onda, che fornisce una tensione sinusoidale di frequenza prossima ai 50 Mhz, regolabile fino all'Hertz, e dunque con precisione di una parte su 50 milioni. La modulazione del fattore di merito della cavità avviene in realtà con frequenza pari al doppio di quella della sollecitazione, a causa della formazione nel cristallo acusto-ottico di un'onda meccanica stazionaria in grado di deflettere il fascio con frequenza doppia rispetto alle oscillazioni. La frequenza di emissione degli impulsi è pari, nominalmente, a 100 Mhz, a cui corrisponde un periodo di 10 nsec fra l'emissione di impulsi successivi. La regolazione della frequenza del segnale di modulazione è effettuata con continuità, poiché al trascorrere del tempo di funzionamento corrisponde un continuo mutare dei parametri ambientali e delle condizioni termiche e meccaniche (temperatura, dilatazione termica) e risulta necessario "inseguire" la frequenza che minimizza la durata degli impulsi emessi, prossima ai 200 psec.

E' stato necessario garantire che il laser a 1,3  $\mu\text{m}$  rimanesse in uno stato di funzionamento corretto per mantenere la buona qualità degli impulsi emessi e per scongiurare il rischio dell'emissione di impulsi eccessivamente energetici per indesiderati fenomeni di *Q-switching*. Questi avrebbero potuto danneggiare il campione

per la sollecitazione termica eccessiva di particelle estranee accidentalmente presenti sulla faccetta di ingresso. Per buona qualità degli impulsi si intende la minima durata degli stessi, e dunque il minimo duty-cycle possibile: a parità di potenza media si hanno potenze di picco inversamente dipendenti dal duty-cycle, ed essendo i fenomeni di non linearità quadratica proporzionali al quadrato dei campi, occorre avere potenze di picco quanto più possibile elevate, per massimizzare il rendimento di conversione.

Per poter visualizzare, misurare e controllare la durata degli impulsi si utilizza un fotodiodo al germanio a banda larga, collegato alla testa di un oscilloscopio a campionamento; grazie a questi dispositivi è possibile seguire l'involuppo degli impulsi. Il fascio emesso attraverso lo specchio posteriore della cavità del laser incide direttamente sulla detta testa al germanio.

Il segnale di riferimento per il sincronismo dell'oscilloscopio proviene dal generatore di segnali che pilota il modulatore acusto-ottico attraverso il finale di potenza; la regolazione della frequenza del segnale all'uscita di tale generatore, volta ad ottimizzare il funzionamento impulsato, avviene valutando la forma degli impulsi del laser e misurandone la durata.

Risulta utile fornire un modello dell'evoluzione temporale degli impulsi del laser.

Il campo elettrico del fascio trasmesso dalla sorgente è dato dalla sovrapposizione di N modi longitudinali del risonatore. Ammessi tali modi di pari ampiezza e fase, si può scrivere (indicando con E(t) il campo elettrico):

$$E(t) = \sum_{i=0}^{N-1} E_0 e^{j(\omega_0 + n\Delta\omega)t} = E_0 \frac{\sin\left(\frac{N\Delta\omega t}{2}\right)}{\sin\left(\frac{\Delta\omega t}{2}\right)} \cdot e^{j(\omega_0 + \frac{N\Delta\omega}{2})t} \quad (4.1)$$

essendo  $\omega_0$  la pulsazione di emissione,  $\Delta\omega$  la differenza fra le pulsazioni di due modi longitudinali adiacenti della cavità. Detta L la lunghezza di quest'ultima, indicando con  $\lambda_m$  la lunghezza d'onda dell'm-mo modo, risulta:

$$L = m \frac{\lambda_m}{2} = \frac{mc\pi}{\omega_m} \quad (4.2)$$

dove c è la velocità della luce nel vuoto, e dunque:

$$\Delta\omega = \omega_{m+1} - \omega_m = \frac{c\pi}{L}. \quad (4.3)$$

La potenza istantanea P del fascio è proporzionale a  $|E(t)|^2$ . Indicando con  $P_0$  la potenza associata al singolo modo, si ottiene:

$$P = N^2 P_0 \cdot \frac{1}{N^2} \frac{\sin^2\left(\frac{N\Delta\omega t}{2}\right)}{\sin^2\left(\frac{\Delta\omega t}{2}\right)} = P_{\text{picco}} \cdot f_N^2(t). \quad (4.4)$$

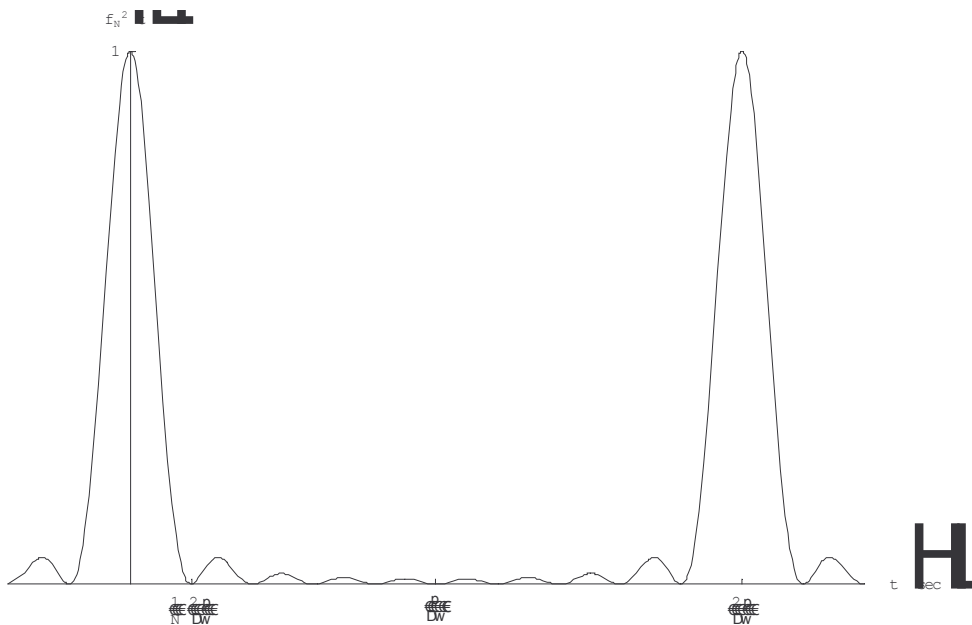
Si è definita, per descrivere l'evoluzione nel tempo degli impulsi, la funzione:

$$f_N^2(t) = \frac{1}{N^2} \frac{\sin^2\left(\frac{N\Delta\omega t}{2}\right)}{\sin^2\left(\frac{\Delta\omega t}{2}\right)}, \quad (4.5)$$

che assume solo valori fra 0 ed 1 e vale 1 ogni T secondi.

Il periodo è dato da:

$$T = \frac{2\pi}{\Delta\omega}. \quad (4.6)$$



**Figura 4.2:** Evoluzione nel tempo di  $f_N^2(t)$ ,  $N=10$ .

Risulta

$$\frac{1}{T} \int_0^T f_N^2(t) dt = \frac{1}{N}; \quad (4.7)$$

la potenza media del fascio è N volte la potenza  $P_0$  del singolo modo (rispettando il principio di conservazione dell'energia). Inoltre la potenza di picco ( $N^2 P_0$ ) è N volte la potenza media del fascio.

Per il laser a disposizione la lunghezza  $L$  della cavità è di 1,5m.  
La periodicità degli impulsi calcolata dalla (4.6) e (4.3) è

$$T = \frac{2\pi}{\Delta\omega} = \frac{2L}{c} = 10 \text{ ns} \quad (4.8)$$

coincidente con il valore misurato.

La durata del singolo impulso dipende da  $N$ . Inoltre, per determinare i fattori che consentono di calcolare i valori di picco dei segnali a fondamentale e a frequenza doppia noti i rispettivi valori medi, occorre conoscere  $N$ . Esso può essere stimato a partire dalle misure di durata dell'impulso realizzate con il sistema di rivelazione degli impulsi del laser.

Si ricava la durata  $\Delta\tau_0$ , intervallo fra gli istanti di annullamento che delimitano il lobo centrale in fig. 4.2, da (4.5):

$$\Delta\tau_0 = \frac{2T}{N}. \quad (4.9)$$

E' utile calcolare la durata  $\Delta\tau_{1/2}$  a mezza ampiezza (FWHM, *Full Width Half Maximum*) dell'impulso a partire dalla (4.5). Risolvendo l'equazione:

$$\frac{1}{N^2} \frac{\sin^2\left(\frac{N\Delta\omega\Delta\tau_{1/2}}{4}\right)}{\sin^2\left(\frac{\Delta\omega\Delta\tau_{1/2}}{4}\right)} = \frac{1}{2} \quad (4.10)$$

si ottiene:

$$\Delta\tau_{1/2} = 0,44 \cdot \Delta\tau_0 = 0,44 \cdot \frac{2T}{N} \quad (4.11)$$

Il valore di  $\Delta\tau_{1/2}$  è stato misurato mediante il sistema rivelatore-oscilloscopio. Il suo valore tipico, durante gli esperimenti, era:

$$\Delta\tau_{1/2,mis} \cong 140 \text{ ps (FWHM)}. \quad (4.12)$$

Occorre considerare che i tempi di risposta dei due dispositivi fanno sì che quella misurata non sia esattamente la durata reale. Si può applicare una procedura di deconvoluzione che tenga conto delle durate finite delle risposte all'impulso del sistema di misura, suggerita nelle note tecniche del rivelatore. Il valore reale sarà dato da:

$$\Delta\tau_{1/2} = \sqrt{\Delta\tau_{1/2,mis}^2 - \Delta\tau_s^2} \quad (4.13)$$

essendo

$$\Delta\tau_s = \sqrt{\Delta\tau_{riv}^2 + \Delta\tau_{osc}^2} . \quad (4.14)$$

Con  $\Delta\tau_{riv}$  e  $\Delta\tau_{osc}$  si indicano, rispettivamente, le durate (FWHM) delle risposte all'impulso del rivelatore e dell'oscilloscopio. Esse sono fornite nelle specifiche tecniche:

$$\Delta\tau_{riv} = 65 \text{ ps} \quad (4.15a)$$

$$\Delta\tau_{osc} \cong 30 \text{ ps} \quad (4.15b)$$

Con questi dati si calcola da (4.13):

$$\Delta\tau_{1/2} \cong 120 \text{ ps} \quad (4.16)$$

e uguagliando la precedente con la (4.11) si può ricavare N:

$$N = \frac{0,44 \cdot 2T}{\Delta\tau_{1/2}} \cong 74 . \quad (4.17)$$

In base alla (4.9), allora, il rapporto fra il valore di picco ed il valore medio del segnale a fondamentale è:

$$\frac{P_{IR,picco}}{P_{IR,media}} = N = 74 . \quad (4.18)$$

E' possibile valutare l'espressione

$$\frac{1}{T} \int_T f_N^4(t) dt = 0,00901 \quad (4.19)$$

che fornisce, passando al reciproco, il rapporto fra il valore di picco ed il valore medio del segnale di seconda armonica, il quale risulta proporzionale a  $f_N^4(t)$ :

$$\frac{P_{RED,picco}}{P_{RED,media}} \cong 111 \quad (4.20)$$

Tutte le considerazioni precedenti sono basate sull'assunzione di precise e costanti relazioni fra le ampiezze e le fasi dei modi longitudinali (4.1). Si vuole adesso adottare un'ipotesi meno stringente sulla forma degli impulsi.

Si considera il fascio costituito da un treno di impulsi gaussiani emessi con periodo T. Se con  $\Delta\tau_{1/2}$  si continua ad indicare la durata (FWHM) si può scrivere, con ottima approssimazione essendo  $T \gg \Delta\tau_{1/2}$ ,

$$P_{FF}(t) = P_{FF,picco} \exp\left(-\ln 2 \cdot \frac{t^2}{(\Delta\tau_{1/2}/2)^2}\right) \quad |t| < \frac{T}{2} \quad (4.21)$$

per il singolo impulso.

Mediando la precedente espressione nel periodo T si ottiene:

$$\frac{P_{IR,picco}}{P_{IR,media}} = \frac{2\sqrt{\ln 2}}{\sqrt{\pi}} \cdot \frac{T}{\Delta\tau_{1/2}} \cong 78 \quad (4.22)$$

avendo sostituito i valori misurati di T (4.8) e  $\Delta\tau_{1/2}$  (4.16).

Per la potenza del segnale a seconda armonica, proporzionale al quadrato di (4.21), si ha:

$$\frac{P_{IR,picco}}{P_{IR,media}} = \frac{2\sqrt{2\ln 2}}{\sqrt{\pi}} \cdot \frac{T}{\Delta\tau_{1/2}} \cong 111. \quad (4.23)$$

I due rapporti così calcolati confermano la validità delle (4.18) e (4.20). Nell'elaborazione dei dati sperimentali del capitolo 5 si farà uso comunque dei valori (4.22) e (4.23).

#### 4.2.2. Il laser He-Ne

Come ausilio alla caratterizzazione lineare si è pure fatto uso di una sorgente nel visibile, un laser He-Ne ( $\lambda=632,8$  nm) capace di emettere un fascio polarizzato linearmente con potenze fino a 15 mW.

### 4.3. I percorsi dei fasci laser

Il fascio in uscita dal laser Nd:YAG viene riflesso tramite due specchi dielettrici e raggiunge il lato del banco ottico opposto a quello della sorgente. L'allineamento è reso possibile dall'azione su tali specchi, fino al passaggio dello stesso attraverso due apposite iridi.

A monte del sistema di allineamento e di accoppiamento si trovano alcune ottiche che consentono il controllo della polarizzazione del fascio: una lamina  $\lambda/2$  consente di ruotare la polarizzazione, un prisma di Glan-Thompson trasmette la sola polarizzazione orizzontale (beam-splitter polarizzatore, rapporto di estinzione  $> 1000:1$ ), una seconda lamina  $\lambda/2$  (ordine zero) consente la rotazione della polarizzazione a monte dell'obiettivo di accoppiamento. La prima lamina viene utilizzata per regolare la potenza trasmessa dal prisma polarizzatore, agendo sulla polarizzazione del fascio che entra nel beam-splitter; è così possibile un controllo continuo e preciso della potenza della componente orizzontale

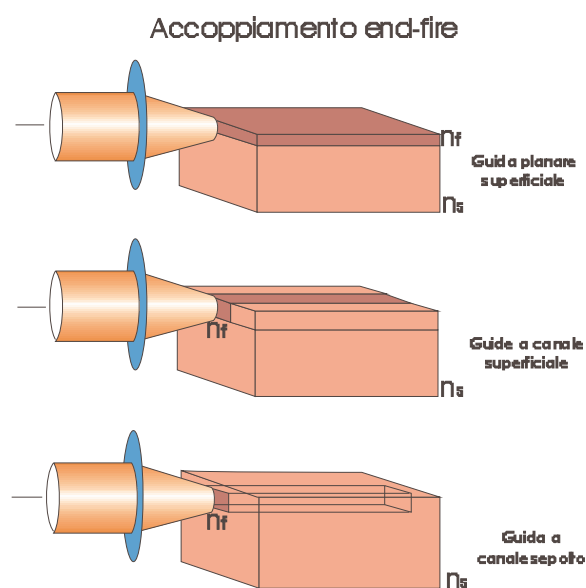
del campo, l'unica ad essere trasmessa dal polarizzatore, essendo l'altra deflessa e dissipata su uno schermo.

Il fascio emesso dalla sorgente visibile segue un percorso parallelo al fascio infrarosso e passa fra le iridi di riferimento, essendo dunque i due fasci perfettamente coassiali; ciò consente di ottenere l'eccitazione delle guide ottiche allineando il sistema di accoppiamento con la sorgente visibile e inviando in un secondo tempo il fascio infrarosso. La commutazione dall'uno all'altro fascio avviene spostando il secondo specchio del sistema di collimazione del rosso mediante un traslatore di precisione.

#### 4.4. Il sistema di allineamento e di accoppiamento

L'accoppiamento *end-fire* in guida ottica, sia essa a geometria planare (*slab*) che a canale si realizza focalizzando il fascio laser sulla faccia verticale anteriore della struttura opportunamente lappata, in uno *spot* sovrapposto alla sezione iniziale della regione guidante, come si mostra in figura 4.3. Il diametro dello spot deve essere paragonabile alle dimensioni tipiche della guida nella direzione di confinamento. Si usa allo scopo un obiettivo da microscopio; obiettivi con ingrandimenti 20x o 40x sono stati utilizzati nel corso degli esperimenti. Risultano critici, per ottenere un elevato trasferimento di potenza nei modi guidati, tutti i parametri del fascio focalizzato, quali la vita, il punto e l'angolo di incidenza sulla faccetta. E' pertanto necessario disporre di un sistema che consenta l'accurato allineamento e la regolazione di precisione della distanza fra guida e obiettivo di ingresso.

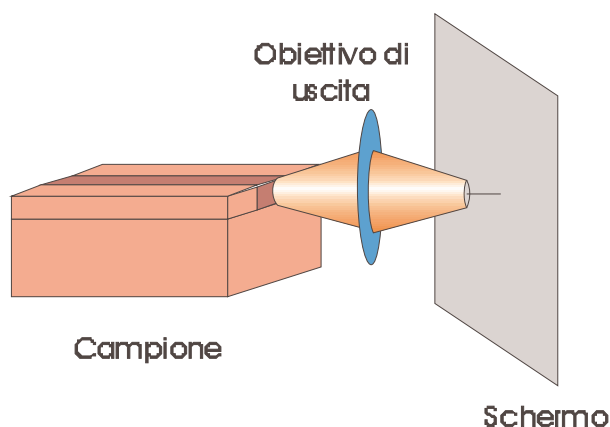
I modi eccitati si propagano; raggiungendo la faccia verticale in uscita la radiazione è parzialmente riflessa mentre la frazione restante è trasmessa in aria. La raccolta, in uscita dalla guida, della potenza guidata dai modi a frequenza fondamentale, nonché della potenza a seconda armonica generata nel campione, avviene mediante un opportuno sistema ottico.



**Figura 4.3:** Accoppiamento end-fire. Focalizzazione del fascio in ingresso mediante una lente (sistema ottico).



L'ottica di uscita, un obiettivo 20x, è in grado di raccogliere la radiazione trasmessa dalle guide e di proiettare, su uno schermo o sui sistemi di misura, un'immagine ingrandita della faccia di uscita stessa, secondo lo schema di figura 4.4. Nel caso di guide a canale la caratteristica figura trasmessa è uno *spot*, mentre nel caso delle guide planari si osserva una striscia (*slab*). Nello *spot* e nella *slab* confluisce una grossa parte della potenza dei modi, a meno delle perdite per riflessione alle interfacce e della frazione di radiazione non raccolta dall'obiettivo a causa della sua apertura numerica limitata.

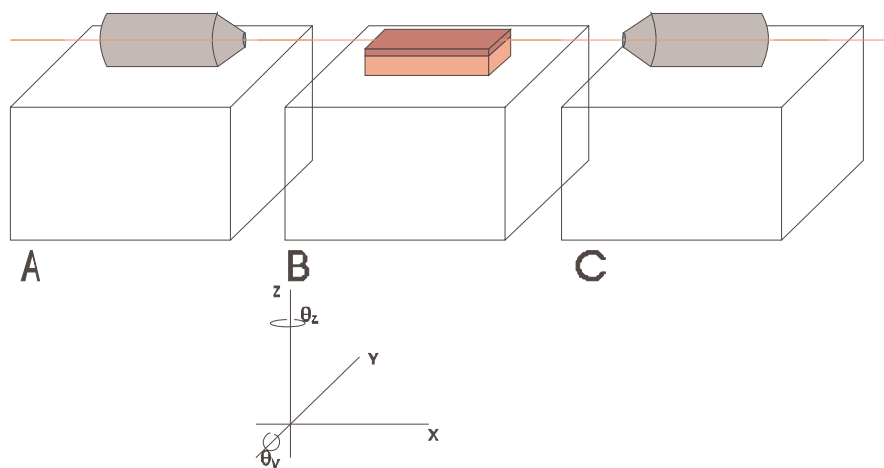


**Figura 4.4:** Raccolta della radiazione in uscita. L'obiettivo in uscita raccoglie e focalizza sullo schermo la potenza trasmessa.

L'obiettivo di ingresso, il campione sul quale sono realizzate le guide RPE, e l'obiettivo di uscita sono disposti sui tre elementi di un sistema di posizionamento di precisione, rappresentato in forma schematica in figura 4.5. Il supporto del campione (B) è provvisto di controlli nanometrici delle movimentazioni lungo gli assi  $z$  e  $y$ , oltre che di controlli nanometrici della posizione angolare intorno agli stessi assi ( $\theta_z, \theta_y$ ). L'elemento che sostiene l'obiettivo di uscita (C) può essere traslato, agendo su viti micrometriche, lungo le tre direzioni  $x, y, z$ , consentendone il corretto allineamento relativamente alla faccia di uscita e la messa a fuoco sullo schermo. L'elemento A, con il quale l'obiettivo di ingresso è solidale, è provvisto degli stessi controlli di posizione dell'elemento C. L'azione sulla posizione  $x$  è necessaria per focalizzare lo spot sulla faccia d'ingresso.

Il blocco A è pure provvisto di attuatori piezoelettrici con i quali è possibile controllare sui tre assi la posizione dell'obiettivo di ingresso con risoluzione spaziale di poche decine di nanometri.

La tipica procedura di allineamento si svolge secondo i passi descritti nella scheda.



**Figura 4.5:** Il sistema di allineamento ed accoppiamento.

#### **Scheda: Procedura di allineamento.**

La potenza del fascio a monte dell'obiettivo (potenza di ingresso) è di decimi di mW se si utilizza la sorgente visibile, di una decina di mW se si usa il laser infrarosso, per scongiurare il rischio del danno fotorifrattivo.

Si allinea l'obiettivo di ingresso con l'asse del fascio.

Si dispone il campione sul supporto portacampione e si sistema l'obiettivo di uscita a distanza tale da formare un'immagine della faccia di uscita sullo schermo (un paio di millimetri nel caso del 20x).

Si compie una traslazione grossolana del campione in modo tale da garantire l'incidenza del fascio sulla faccetta verticale. Deve pure essere effettuarsi la regolazione degli angoli, a garantire l'ortogonalità del fascio incidente con la faccetta di ingresso.

Si regola la distanza fra l'obiettivo di ingresso e il campione (messa a fuoco dello spot) controllandola con il metodo della retroriflessione: un vetrino da microscopio temporaneamente piazzato obliquamente a monte dell'obiettivo consente di prelevare il fascio riflesso dalla faccetta verticale del campione. Quando la distanza è corretta, il fascio retroriflesso possiede le stesse caratteristiche di quello incidente, sovrapponendosi ad esso e formando a pochi metri, dopo la deflessione per mezzo del vetrino, uno spot ben collimato.

Si trasla il campione lungo  $z$  e  $y$  alla ricerca dell'accoppiamento in guida, guardando l'immagine sullo schermo. I canali, o le guide planari, si trovano comunque in prossimità della superficie superiore del campione, e l'incidenza del fascio deve essere nelle vicinanze dello spigolo superiore di ingresso. L'incidenza sullo spigolo è individuabile dalla sparizione, agendo sulla posizione  $z$  o quota del campione, delle frange di interferenza orizzontali che si formano quando il fascio è radente al cristallo e incide parzialmente sulla superficie superiore. La traslazione lungo  $y$  è necessaria con campioni a canale, alla ricerca della condizione di accoppiamento con una delle guide, testimoniata dall'osservazione sullo schermo di uno spot brillante. Nel caso di campioni planari si cerca una condizione ottimale di accoppiamento, essendo la guida rintracciabile solo per azione sulla quota.

Si conduce l'ottimizzazione "strumentale" dell'accoppiamento una volta rintracciata la guida: misurando la potenza trasmessa dalla guida, mediante gli appositi fotorivelatori, si agisce sui controlli piezoelettrici dell'obiettivo di ingresso, nonché sugli angoli  $\theta_y$  e  $\theta_z$ .

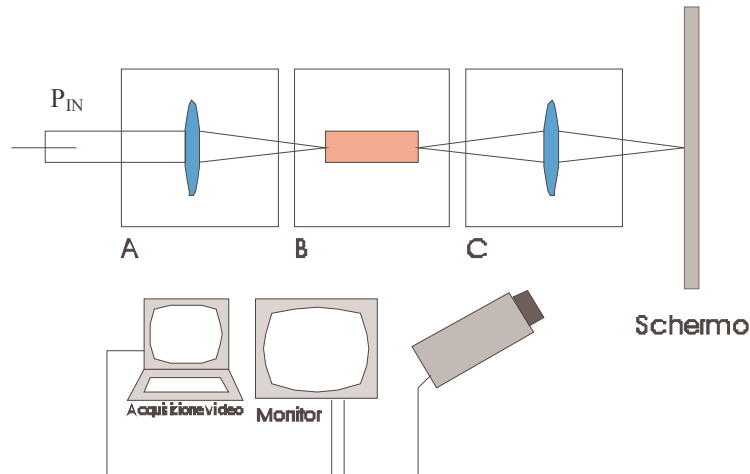
## 4.5. Sistemi di rivelazione e misura

Dati i livelli di potenza del fascio a monte delle ottiche di accoppiamento la misura della potenza del fascio a monte dell'obiettivo di ingresso ( $P_{IN}$ ) è realizzata mediante una testa termoelettrica *Coherent*.

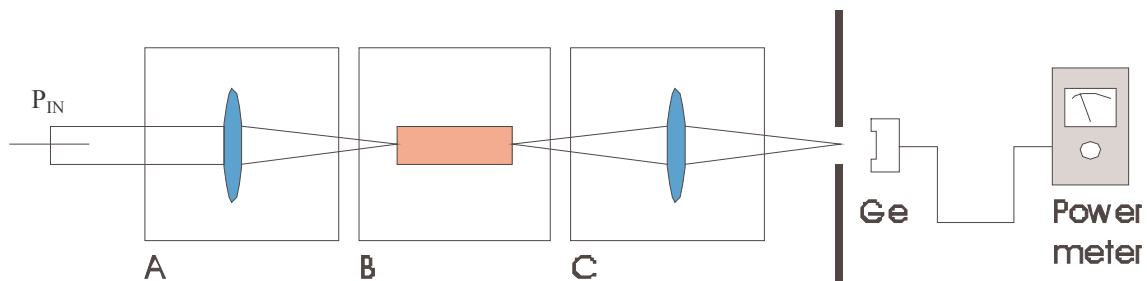
L'immagine della faccia di uscita del campione è proiettata su uno schermo durante l'indagine qualitativa visiva; la radiazione infrarossa è rivelata mediante un Vidicon, in grado di "vedere" il vicino IR, collegato ad un monitor e ad una scheda per l'acquisizione di immagini. Questo consente la ricerca della condizione di accoppiamento (figura 4.6), rivelandosi indispensabile nel caso in cui si indaghi su di un campione con guide a canale.

Il rilievo quantitativo delle grandezze di interesse (potenza nell'infrarosso e nel rosso) è compiuto disponendo al posto dello schermo opportuni fotorivelatori, con l'accortezza di filtrare spazialmente, mediante diaframmi opachi, la radiazione guidata da quella diffratta dal substrato o comunque non direttamente proveniente dalla guida ottica.

Per l'infrarosso si è utilizzata una testa al germanio collegata ad un power meter, secondo lo schema di figura 4.7.



**Figura 4.6:** Osservazione dell'immagine di uscita nell'IR mediante il Vidicon.



**Figura 4.7:** Misura della potenza IR (1,3  $\mu\text{m}$ ) trasmessa dalla guida ottica.

E' importante la misura della radiazione visibile (rossa, 660 nm) generata durante gli esperimenti di SHG. La radiazione nell'IR e quella nel visibile sono infatti tipicamente sovrapposte in uscita, almeno nel caso in cui la radiazione rossa sia effettivamente confinata dalle strutture guidanti. Si è scelto di utilizzare un reticolo di diffrazione per separare spazialmente la radiazione a fondamentale (FF) da quella a frequenza doppia (SH), al fine di rendere possibile la quantificazione accurata della potenza della seconda; il rapporto fra i livelli di potenza dei segnali alle due frequenze è tale da generare, su un rivelatore al silicio in uscita, fotocorrenti confrontabili e non discriminabili: infatti, la sensibilità residua del fotorivelatore nel vicino IR, molto minore di quella nel visibile, sta con quest'ultima in un rapporto confrontabile con quello fra la potenza infrarossa trasmessa e la potenza generata nel visibile.

Con riferimento alla figura 4.8 l'equazione (4.24) individua, fissata  $\lambda$  (lunghezza d'onda nel vuoto),  $\Lambda$  (passo reticolare) ed al variare di  $m$  (intero relativo), le direzioni di interferenza costruttiva.

$$\frac{2\pi}{\lambda} (\sin(\vartheta_r) - \sin(\vartheta_i)) = m \frac{2\pi}{\Lambda} \quad (4.24)$$

Per  $m=0$  (ordine principale) si ha  $\theta_r=\theta_i$ . Si consideri la radiazione di lunghezza d'onda  $\lambda/2$ ; l'angolo  $\theta_r(m)$  di diffrazione soddisfa l'equazione

$$\frac{2\pi}{\lambda}(\sin(\vartheta_r) - \sin(\vartheta_i)) = \frac{m}{\Lambda} \quad (4.25)$$

e dunque, se  $m$  è pari, è pure uno dei possibili angoli di diffrazione per la radiazione di lunghezza d'onda  $\lambda$ , essendo  $m/2$  intero. Si comprende dunque che tutti gli angoli di diffrazione della FF sono anche angoli di diffrazione della SH, mentre fra due ordini diffratti della FF si trova un ordine della SH in corrispondenza del quale non si ha radiazione a fondamentale, come mostra la figura 4.8.

Sul primo ordine diffratto nel rosso si è disposto il fotodiiodo rivelatore al silicio (si veda figura 4.9), utilizzato per misurare la potenza nel visibile. La fotocorrente generata nel fotodiiodo è misurata mediante un amplificatore lock-in (rivelazione coerente), sincronizzando il segnale mediante un *chopper* posto dopo la sorgente.

Si riportano al termine del capitolo i dati relativi alla caratterizzazione degli obiettivi, del reticolo di diffrazione e di altre ottiche utilizzate

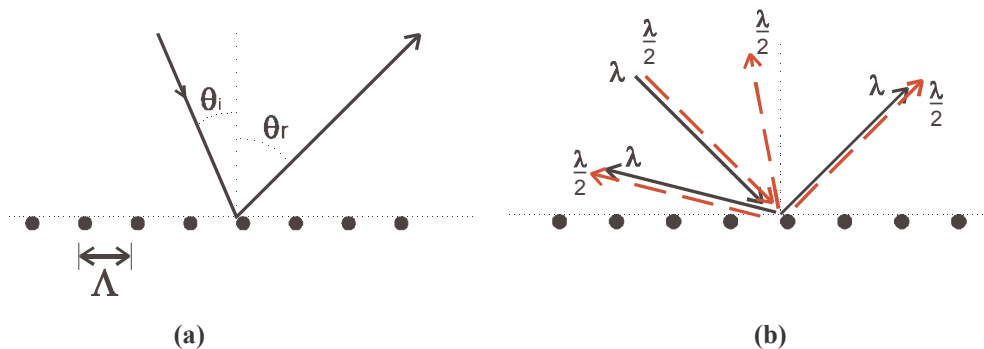


Figura 4.8: (a) Modello elementare di reticolo. (b) Diffrazione della FF e della SH.

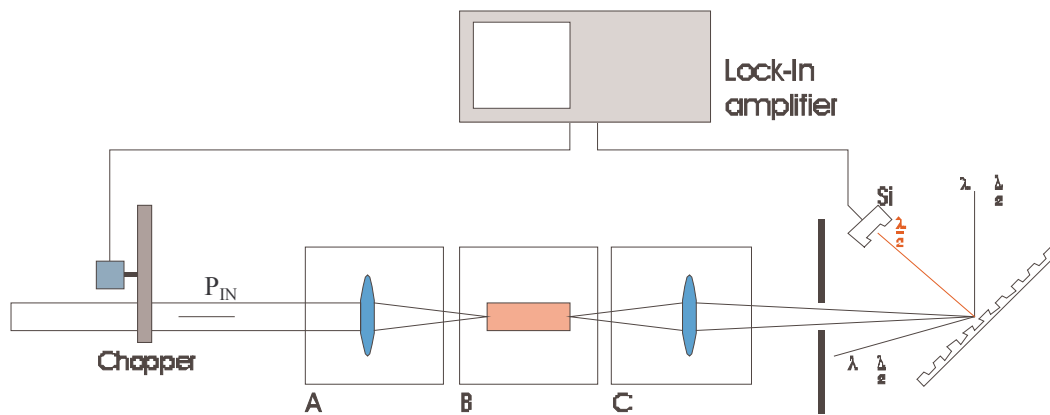
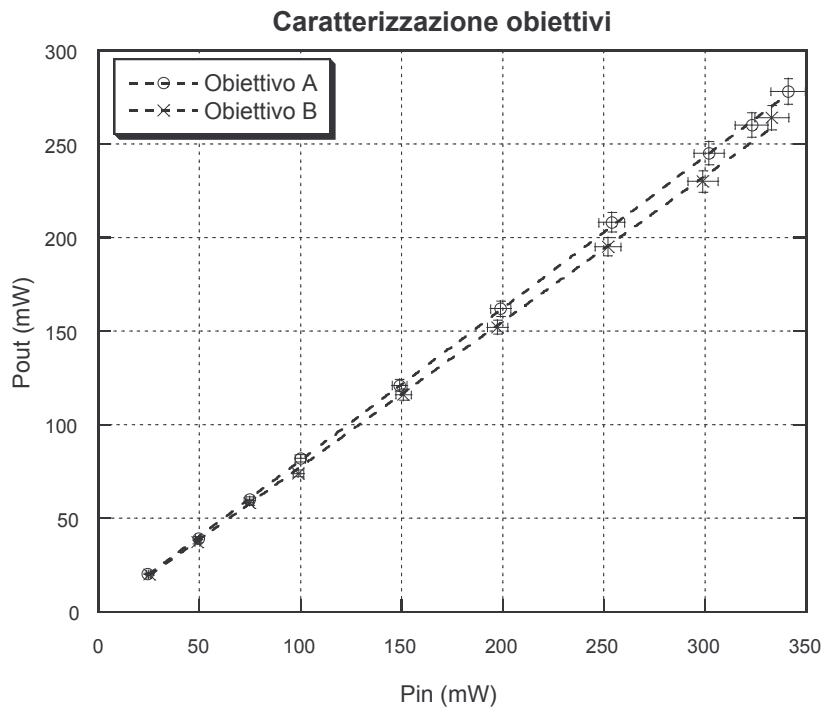


Figura 4.9: Il sistema per la misura della potenza generata nel visibile.



**Figura 4.10:** Caratterizzazione obiettivi. Obiettivo A: 40x/0,65/160. Obiettivo B: 20x/0,40. Interpolazione ai minimi quadrati dei dati misurati:  $T_A = 0,7771 = 77,7\%$ ;  $T_B = 0,8122 = 81,2\%$ . L'errore su tutte le misure è del 2,5%.

Caratterizzazione lineare di altri componenti ottici.	
Lente A ( $\varnothing$ 90 mm, F=100 mm)	$T=96\% \pm 1\%$ (@ $\lambda=633$ nm)
Lente B ( $\varnothing$ 45 mm, F=50 mm)	$T=82\% \pm 1\%$ (@ $\lambda=633$ nm)
Filtro IR	$T=89,5\% \pm 1\%$ (@ $\lambda=633$ nm); $T < 0,001$ (@ $\lambda=1319$ nm)

**Tabella 4.1:** Trasmissione nel visibile di altri componenti ottici.