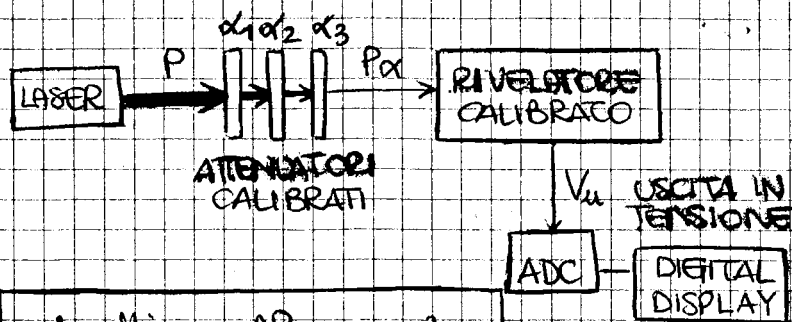


STRUMENTAZIONE PER MISURE OTICHE:

31

E CAMPO (V/m) \longrightarrow $I = \frac{EE^*}{\eta_0}$ INTENSITA' (W/m²) \longrightarrow $P = \int I \cdot dS$ POTENZA (W)

$\eta_0 = (\mu_0/\epsilon_0)^{1/2} = 377 \Omega$
 IMPEDENZA CARATTERISTICA DEL VUOTO



$$V_u = P \cdot \alpha \cdot K$$

$$K = \frac{e}{h\nu} \cdot R = \rho \cdot R$$

SENSIBILITA'

ρ = responsività (A/W)

R = amplificazione a transimped. ($\Omega = V/A$)

ρ è data dalla conversione di fotoni in fotocorrente

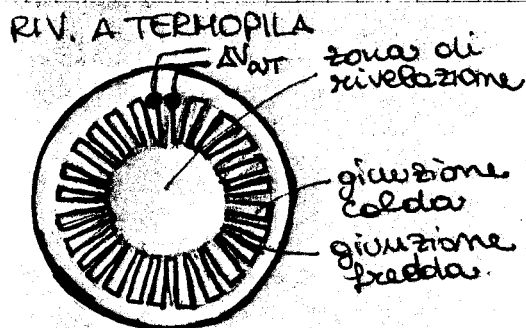
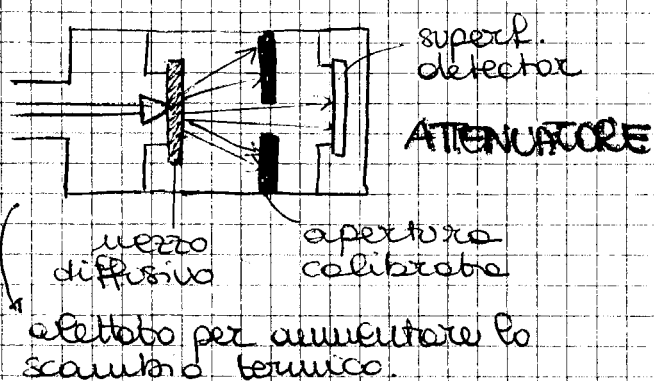
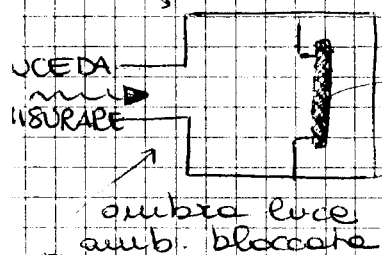
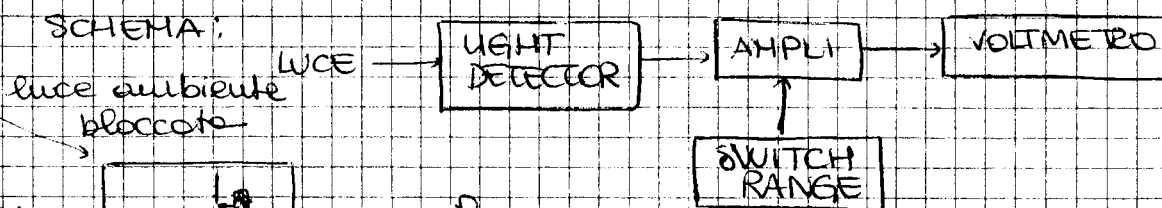
pot. ottica: $\frac{\Delta P}{P} \sim 10^{-3}$

freq.: $\frac{\Delta f}{f} = 10^{-6} \div 10^{-10}$

INC. RELATIVA DI MISURA.

POWER METER

SCHEMA:



RIVELATORE:

- A SEMICONDUCTORE (fotodiodo)
 - curva di responsività uguale a quella in f.m. di λ , per questo è piatto.
 - devo fornire al powermeter la λ a cui sto lavorando.

- TERMICO (termopila)
 - dato da più termocoppie in serie che per effetto Seebeck trasformano ΔT in ΔV .
 - il campo termico ha gradiente dal centro verso la periferia.
 - $\eta_{\text{term}} P_{\text{opt}} = P_{\text{term}} = K(T - T_{\text{AMB}})$

TESTA di LETTURA: Si, Ge, InGaAs

accuratezza: 2%

$P_{\text{min}} = 1 \text{ pW}$
 $P_{\text{max}} = 140 \text{ mW}$

CORPO di LETTURA

accuratezza: 0,1%

banda 47 KHz

sampling rate < 1 KHz

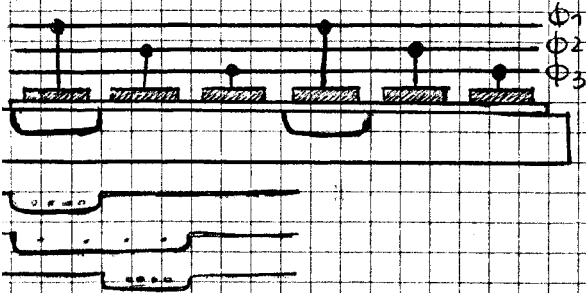
20 KHz

misura di pot. ottica accurata di qualche p.to %

RIVELATORI CCD → MISURE PROFILO SPAZIALE (prop. lungo z. analisi su xy)

scorriemento e raccolta cariche foto generate

ricostruzione immagine su matrice di punti (visualizzat. display raster)
importante dimensione di un singolo pixel.



- misura di mens. di macchia

$$W = W_0 \left(1 + \left(\frac{z}{2R} \right)^2 \right)^{1/2}$$

- misura diverg. in campo lontano $z \gg 2R$

$$\theta = \frac{\Delta W}{\Delta z}$$

- misura astigmatismo $W_{ax} \neq W_{ay}$ $\sigma_x \neq \sigma_y$
→ fascio ellittico.

- misura di $M^2 = \frac{\sigma_{rms}}{\sigma_{0.5}} = \frac{\sigma_{rms}}{\lambda / \pi W_0}$

fino a $M = 1,2$ si considera fascio diffx. limited.

- riconosco se ho modo TEM₀₀ o di ordine superiore
- riconosco se laser e a singolo modo (cioè se è diffx. limited o no)

WAVE METER

misura di λ_x con un riferimento (λ_R) (INTERFEROMETRO molto accurato)

He-Ne stabilizzato

$$\frac{\Delta \lambda_R}{\lambda_R} = 10^{-11}$$

in realtà i 2 cammini sono \neq perché M varia con λ .

λ_R e λ_x fanno lo stesso cammino nel vuoto
contatore FRANGE DI INTERFERENZA da due fotorecettori, PD₁ e PD₂.

$$2 \text{ prismi mobili (di } \Delta L) \Rightarrow 4\Delta L = N_x \lambda_x = N_R \lambda_R$$

PD₂ conta N_x per λ_x

PD₁ conta $N_R + E$ per λ_R

E = errore: tanto più irrilevante quanto più ΔL è grande.

$$\lambda_x = \frac{N_R + E}{N_x} \lambda_R \approx \frac{N_R}{N_x} \lambda_R$$

$$\left| \frac{\Delta \lambda_x}{\lambda_x} \right| \sim \left| \frac{\Delta N_R}{N_R} \right| = 10^{-10}$$

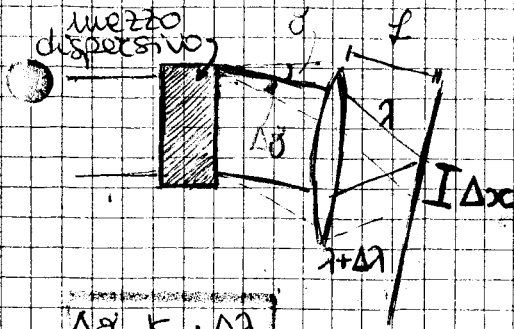
WAVE METER per sistemi DWDM:

- 256 canali simultanei.
- $u(\lambda) = 0,3 \text{ pm}$
- $\Delta \lambda = 1 \div 0,1 \text{ pm}$
- misura P_{tot} e P_{picco}
- misura di SNR e distanze $\Delta \lambda$
- WATERFALL di $\lambda(t)$ e $P(t)$ evoluzione nel tempo

$$\begin{aligned} \lambda_R &= 633 \text{ nm} \\ \Delta L &= 30 \text{ cm} \\ N_R &= 1,9 \cdot 10^6 \\ \lambda_x &= 1550 \text{ nm} \\ N_x &\approx 7,7 \cdot 10^5 \end{aligned}$$

SPETTROMETRO E MONOCROMATORE

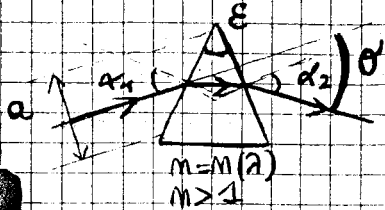
32



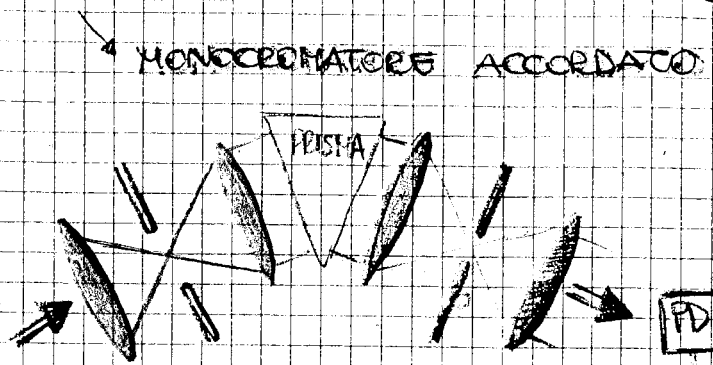
$$\Delta\theta = K_D \cdot \Delta\lambda$$

$$K_D = \frac{d\theta}{d\lambda}$$

POTERE DISPERSIVO



PRISMA: separatore (elem. dispersivo)



prisma + fenditura: se ruoto il prisma scelgo la λ di cui misurare la pot. ACCORDABILITÀ

$$r = \left| \frac{\Delta\lambda_{\min}}{\lambda} \right| = \left| \frac{\Delta\nu_{\min}}{\nu} \right|$$

POTERE RISOLUTIVO SPETTRALE

$$\Delta\lambda \approx 0,01 \text{ nm} = 10 \text{ pm}$$

risoluz. wave meter

in teoria dovresti avere risoluz. illimitata, ma non vedi una singola λ ma una banda finite data dalla fenditura: tanto più è stretta tanto più la misura è buona e per mantenere la risoluz. deb. saper ruotare finemente il prisma.

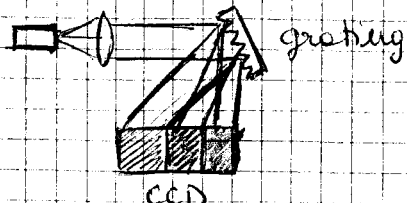
OSA: OPTICAL SPECTRUM ANALYZER

PARAMETRI DA MISURARE su segnale DWDM

- TRA - pot. di canale
- fibra - 1 centrale
- separatore tra canali
- ASE (rum. di fondo)
- rapporto S/N
- crosstalk tra canali adiacenti
- pot. ottica tot

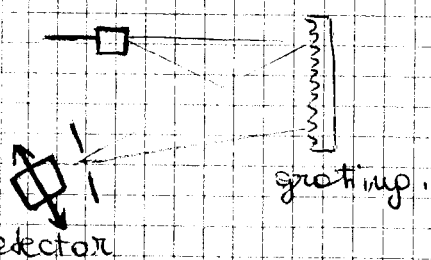
+ rumore dato dal amplif. spontaneo di fotoni incoerenti (segnale non utile)

ULTRACOMPATTO (per PC)



2048 pixel $(12,5 \times 200) \text{ mm}$
 $L = 25,6 \text{ mm}$
 $\Delta\lambda_{\text{res}} = 0,3 \text{ nm}$ (non bianco)
 $\Delta\lambda_{\text{SPAN}} = 600 \text{ nm}$

- A BANDA STRETTA shock resistant (da campo) grating fisso e array o CCD (ruotabile scorrevole).



SA dal LABORATORIO

- misura spettro continuo + ASE (rum. di fondo)
- $\lambda = 10 \text{ pm}$
- $\Delta\lambda = 2 \text{ pm}$
- misura pot. picchi e tot
- misura SNR $\Delta\lambda$ DP
- RAPPRESENTAZ. GRAFICA QUANTITATIVA

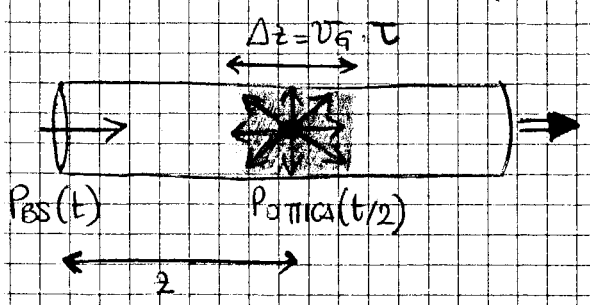
OSA per RIGHE LASER o DWDM

- 1 centrale
- $\Delta\lambda$ SPAN
- FWHM: banda risoluz.
- accuratezza in λ e pot
- pot. saturazione
- sensibilità
- range continuo

OPTICAL TIME DOMAIN REFLECTOMETRY (OTDR)

misura indiretta di PERDITE LOCALI e ATTENUAZIONI DISTRIBUITE lungo i cavi di fibre ottiche

lettura in riflessione (BACKSCATTERING) → scattering < pot. ottica presente



$$P_{BS}(t) = \left(\frac{1}{2} \alpha_s \cdot v_g \cdot \tau \right) P_{OT}(t/2)$$

$$t = \frac{2z}{c} \cdot n$$

$\Delta z = v_g \cdot \tau =$ ESTENSIONE ZONA ILLUMINATA CHE DA BACKSCATTERING (RISOLUZIONE)

$\alpha_s \propto \frac{1}{\lambda^4}$ COEFF. DI SCATTERING PER UNITA' DI LUNGHI.

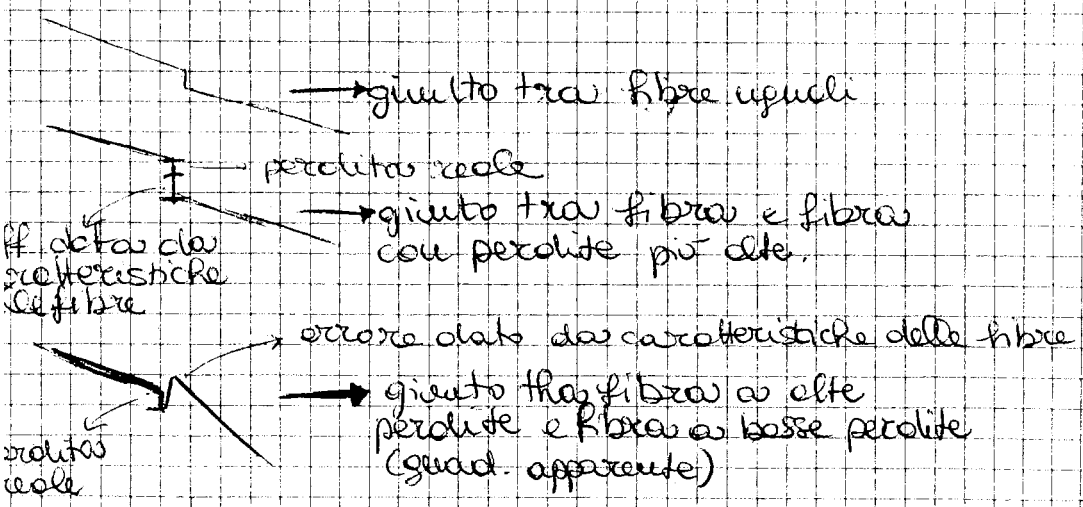
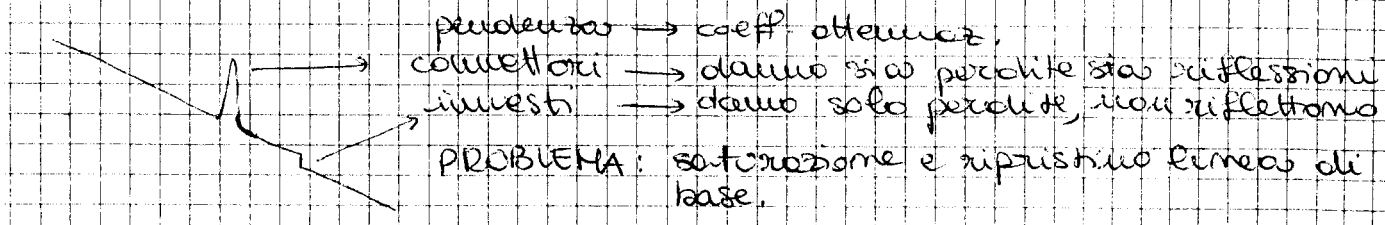
→ si iniettano brevi impulsi laser (ns) in fibre e si osservano le RETROREFLESSIONI in fine del tempo; tempo indica la distanza del tratto che le ha generate.

$\alpha_s =$	1,9	dB/km	MM (350nm)
	0,35		SM (1300nm)
	0,135		SM (1550nm)

$P_{OT}(z) = P_{OT}(0) \exp(-\alpha z)$ ATTENUAZIONE

se impulso lungo ($\tau \uparrow$) → $\Delta z \uparrow$ e SNR ↓
peggiore migliore

TRACCIA OTDR

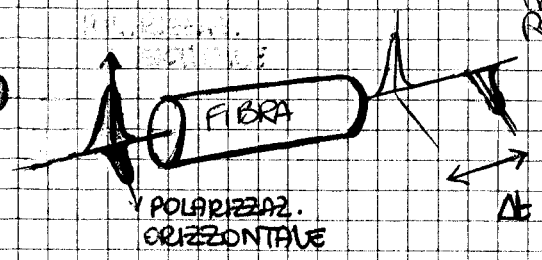


→ per BER < 10^{-12} tempo lunghi di misura BER sensibile all'apertura del diagramma al centro (cioè alla SNR)

→ problema statistico interessante valore medio

POLARIZATION MODE DISPERSION (PMD)

nelle comunicazioni ottiche con trasmissione dati > 10 Gb/s la DISPERSIONE DELLA POLARIZZAZIONE rappresenta un problema.



Se $m_x \neq m_y \Rightarrow \Delta t \neq 0$
 Δt = ritardo temporale tra le due componenti con le due diverse polarizzazioni

DIFFERENTIAL GROUP DELAY (DGD)

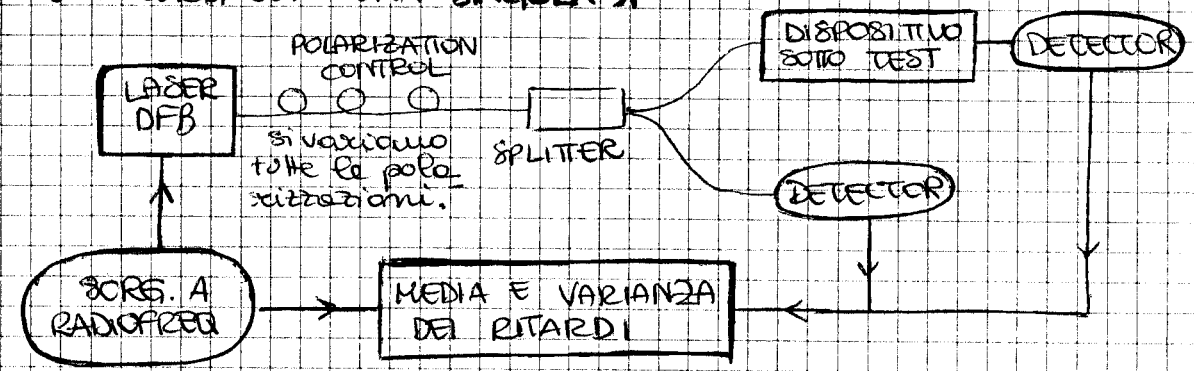
si misura la varianza per unità di lunghezza! σ^2 in ps^2/km

è un parametro statistico: un solo VALORE MEDIO e DEVIAZIONE STANDARD.

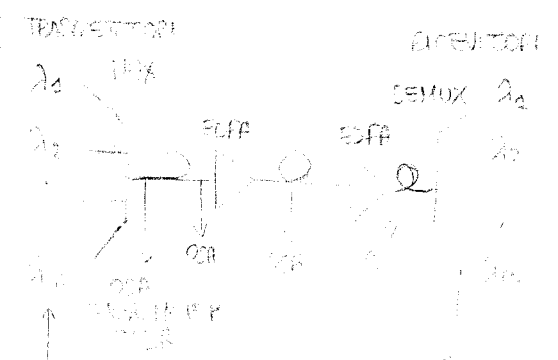
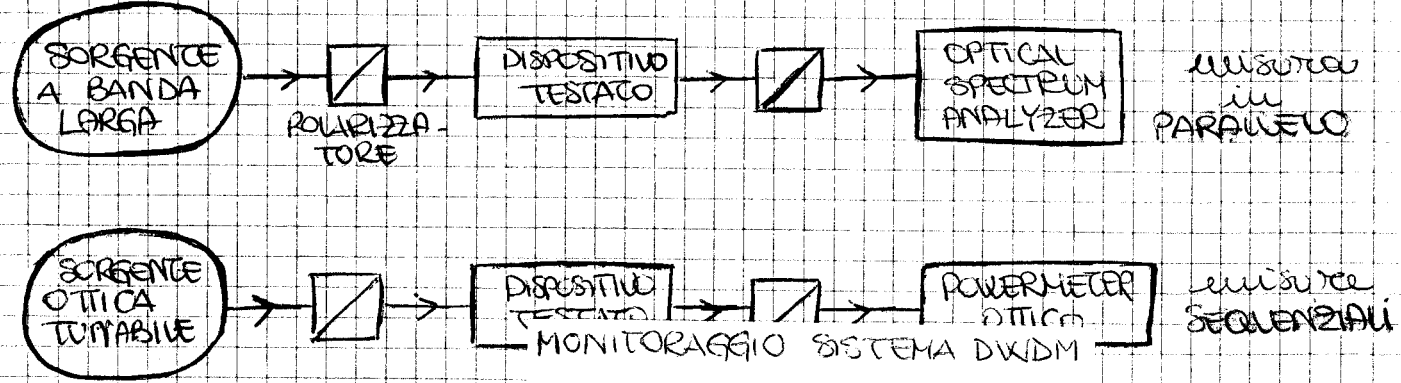
$PMD = \sigma_{DGD}$

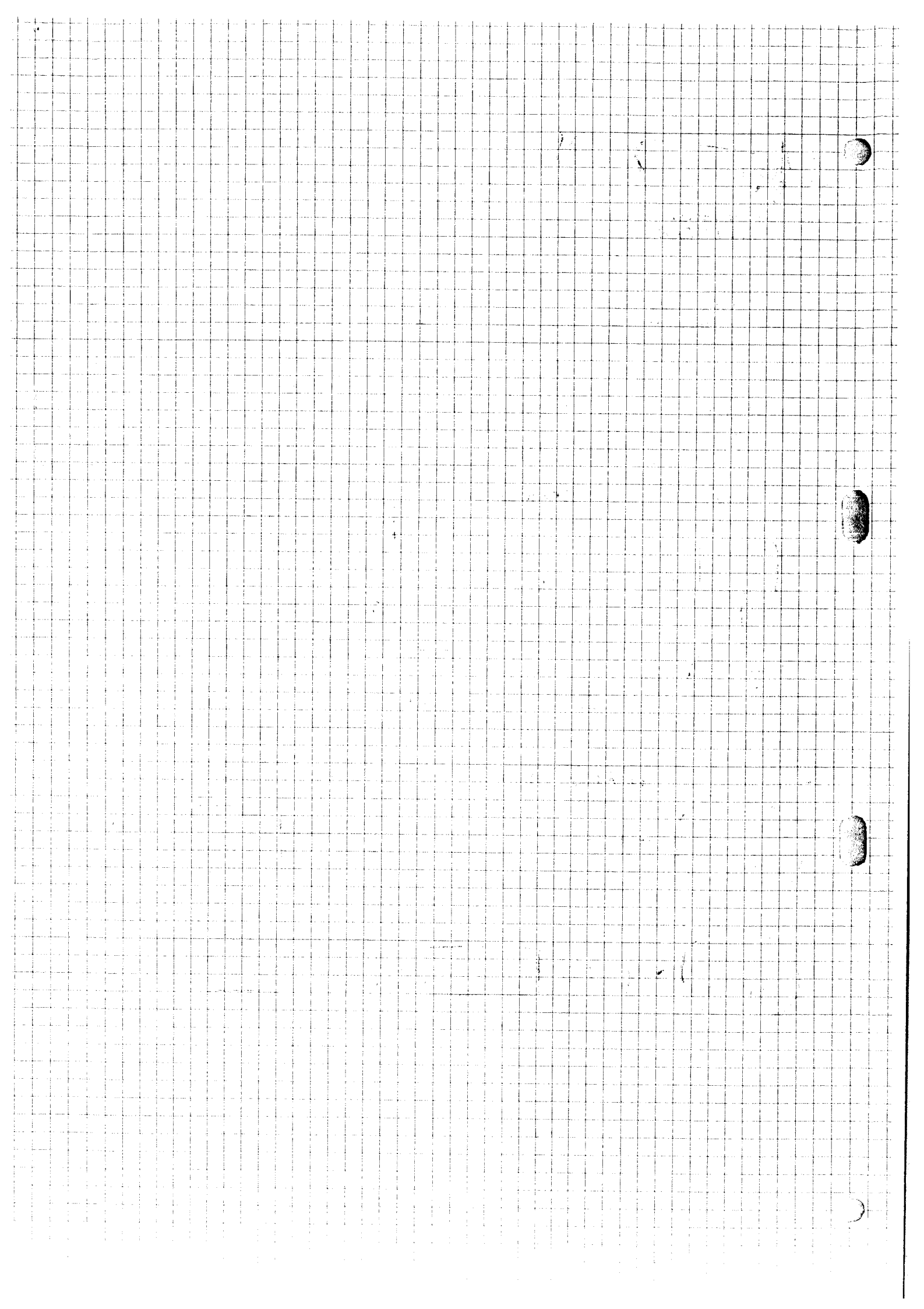
 $\Rightarrow PMD \approx 0,2 \text{ ps}/\sqrt{km}$
 range di variabilità: $0,1 \div 1 \text{ ps}/\sqrt{km}$

MISURA CON UNA SINGOLA F



MISURA CON DIVERSE F





MISURE DI STABILITÀ e STABILIZZAZIONE ATTIVA DEGLI OSCILLATORI LASER

34

SPETTROSCOPIA LASER e METROLOGIA ALLE FREQUENZE OTTICHE

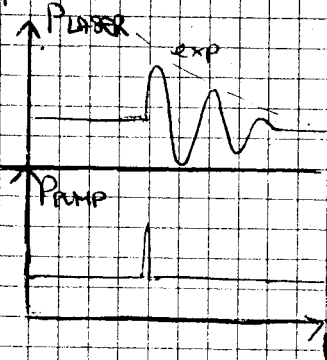
STABILITÀ IN AMPIEZZA

$$E(t) = E_0[1 + a(t)] \exp(-i2\pi\nu_0 t)$$

$|a(t)| \ll 1$: FLUTUAZIONI IN AMPIEZZA

da analisi perturbativa

OSCILLAZIONI DI RILASCIAMENTO



$$\nu_{RIN} = \left(\frac{\chi - 1}{T_c T_{sp}} \right)^{1/2} = \text{FREQ. DI OSCILLAZIONE}$$

(invers. prop. alla dimens. della cavità laser)

$$T_{RIN} = \frac{2 T_{sp}}{\chi} = \text{TEMPO DI SMORZAMENTO (exp)}$$

(dopo 5 T_{RIN} oscillaz. e smorzata)

dove T_c = tempo di vibraz. in cavità

T_{sp} = tempo di decadimento spontaneo tra livello laser sup e inf.

$$\chi = \frac{P_{PUMP}}{P_{SOGLIA}} = \text{SORPASSO SGLIA}$$

RELATIVE INTENSITY NOISE (RIN)

$$RIN = \frac{\Delta P_{RMS}}{P_{AVE}} = \frac{\text{rumore tecnico}}{P_{media}}$$

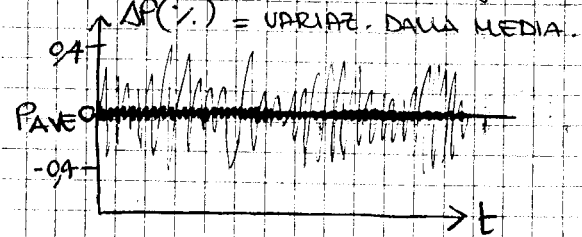
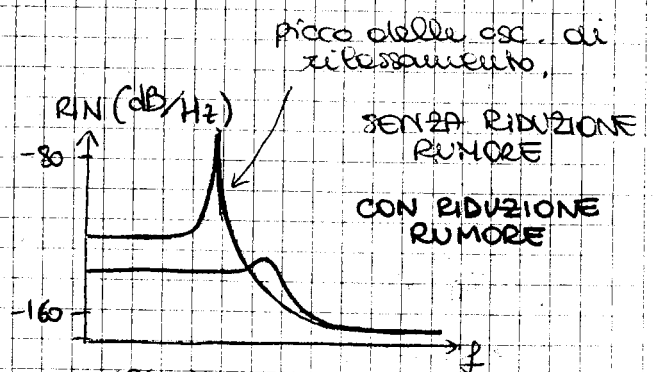
$\Delta P(t)$ = FLUTUAZIONE di POTENZA

$P(t) = P_0 - Kt$ DERIVA

$S_{AP}(f)$ = DENSITÀ SPETTRALE di POT.

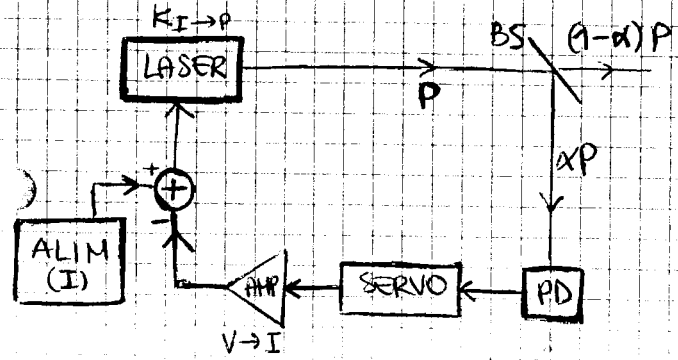
$$RIN(f) = \frac{S_{AP}(f)}{\sqrt{\langle P^2 \rangle}} \cdot 1 \text{ Hz [dB]}$$

$$RIN(f) = \frac{i^2(f)}{I_{DC}^2} \cdot 1 \text{ Hz [dB]}$$



STABILIZZAZIONE ATTIVA

➔ SOPPRESSIONE DEL RIN: ANELLO OPTOELETTRONICO DI CONTROREAZIONE



$$G_{loop} = K_{I \rightarrow P} \cdot \alpha \cdot \rho_{PD} \cdot G_{I \rightarrow V} \cdot G_{SERVO} \cdot G_{V \rightarrow I}$$

$$\begin{matrix} [1] & [\frac{W}{A}] & [1] & [\frac{A}{W}] & [\frac{V}{A}] & [\frac{A}{V}] & [1] \end{matrix}$$

BANDA e STABILITÀ DELL'ANELLO

STABILITA' IN FREQUENZA

$E(t) = E_0 \exp \{-i[2\pi \nu_0 t - \phi(t)]\}$

$\frac{1}{2\pi} \cdot \frac{d\phi}{dt} \ll \nu_0$

FATTIVAZIONI IN FREQUENZA

$\nu_{IST} = \frac{1}{2\pi} \cdot \frac{d\phi_{TOT}}{dt} = \nu_0 - \frac{1}{2\pi} \frac{d\phi}{dt} = \nu_0 + \Delta\nu(t) \rightarrow$

lunghezza ottica

$\nu = \frac{c}{2L} \Rightarrow \frac{\Delta\nu}{\nu} = -\frac{\Delta L}{L}$

FORTE DIPENDENZA DELLA FREQ. LASER DA L

Nd:YAG $\nu \approx 300$ THz $L \approx 30$ cm

$\Delta L = 1 \mu m \iff \Delta \nu = 1$ GHz

NECESSITA' SISTEMI DI STABILIZZAZIONE

e coefficiente di DILATAZIONE TERMICA:

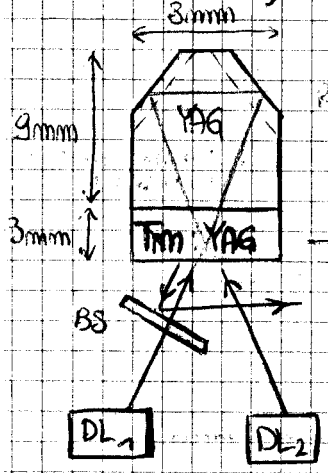
$\alpha = \frac{\Delta L}{L} \cdot \frac{1}{\Delta T} \approx 0,6 \div 24 \cdot 10^{-6} K^{-1}$

LASER INTRINSECAMENTE STABILI

- MONOLITICO μ -CHIP: pompato a diodi intrinsecamente insensibili a perturbazioni che destabilizzano P e λ . (vibrazioni...)

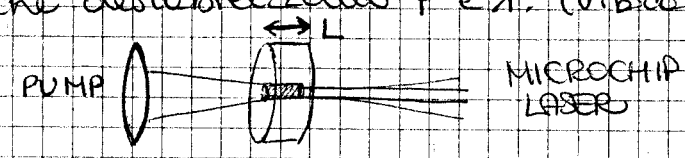
NPRO Nd:YAG / NPRO Tm:YAG

ON PLANAR RING OSCILLATOR



3 livelli: il materiale attivo deve essere "tutto" invertito.

schiacciando il cristallo cambia L e dunque ν_{opt} e ν_{freq} .



RISONATORE: MONODIODO; CAVITA' creata mediante RIFL. TOT. INTERNA.

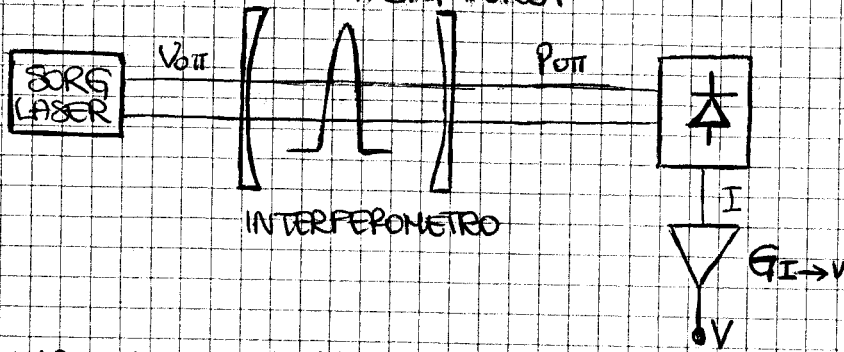
- + CELLA Peltier (effetto Peltier: quando scorre corrente in 2 metalli o sc diversi posti in contatto si fa trasferimento di calore) \rightarrow si puo' termistare il materiale elettronico.

- + TRASDUTTORE PIEZOELETTRICO: traduce eu. elettrica di di invertezione in eu. meccanica di vibrazione

CARATTERIZZAZIONE DEL RUMORE DI FREQUENZA

35

• DISCRIMINATORE DI FABRY PEROT



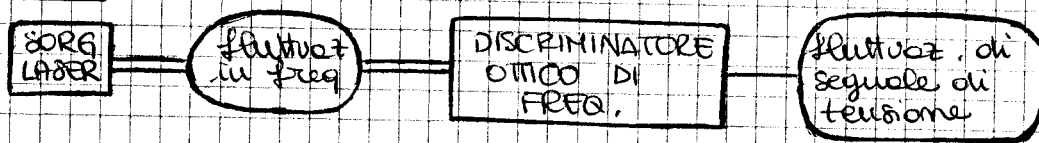
PUNTI DI LAVORO

- $\frac{3}{4}$ PICCO: pendenza max
- $\frac{1}{2}$ PICCO: punto in po' in sensitività max guadagno in dinamica

FUNZIONE DI TRASFERIMENTO:

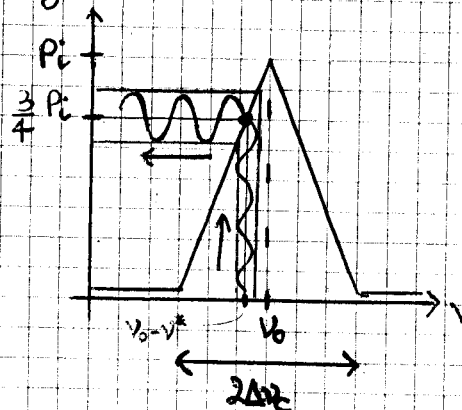
$$f_{dt} \frac{\Delta V_{OIT} \rightarrow \Delta V}{\Delta V \rightarrow \Delta P} = f_{dt} \frac{\Delta V \rightarrow \Delta P}{\Delta P \rightarrow \Delta I} \cdot f_{dt} \frac{\Delta I \rightarrow \Delta V}{\Delta I \rightarrow \Delta V}$$

SCHEMA



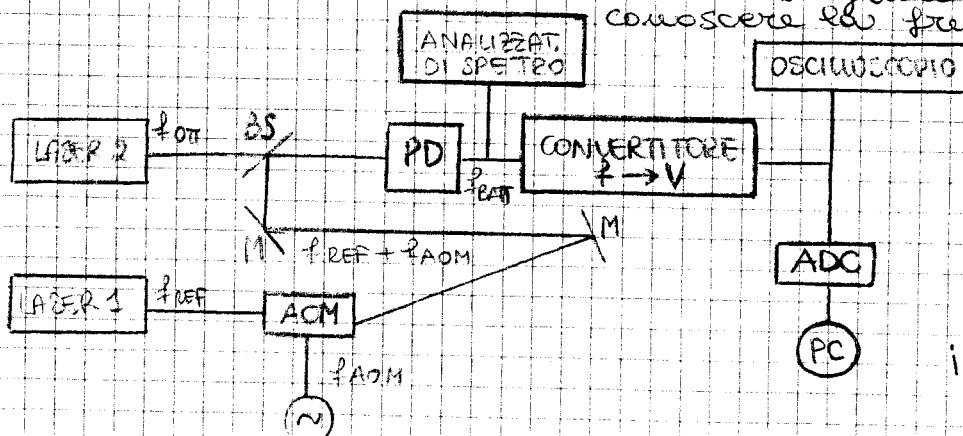
$$T(\varphi) = \frac{(1-R)^2}{1+R^2-2R\cos\varphi} = \text{profilo di Airy di trasmissione di un Fabry - Perot} \rightarrow \text{approssimato a triangolare}$$

Le fluttuazioni ΔV vengono convertite in fluttuazioni ΔV della tensione in uscita, mediante la pendenza del profilo di Airy.



• SEGNALE DI BATTIMENTO

permette di riportare in una banda più ridotta un segnale ad alta freq. sfruttando un segnale a freq. nota e simile al segnale di cui vogliamo conoscere la freq.



$$f_{REF} \approx f_{OIT}$$

senza MODULATORE ACUSTICO OTTICO:

$$f_{BATT} = |f_{REF} - f_{OIT}|$$

il BATTIMENTO cade in DC

$$\begin{aligned} f_{OIT} &\rightarrow f_{OIT} + \Delta f_{OIT} \\ f_{REF} &\rightarrow f_{REF} + \Delta f_{REF} \\ f_{AOM} &\neq 0 \end{aligned}$$

$$f_{BATT} = f_{AOM} + \Delta f_{REF} + \Delta f_{OIT}$$

BATTIMENTO in AC

Δf_{REF} e Δf_{OT} sono VARIABILI CASUALI \Rightarrow non essendo correlate la deviat. standard di f_{BATT} è:

$$\bullet \langle \Delta f_{REF}^2 \rangle^{1/2} \ll \langle \Delta f_{OT}^2 \rangle^{1/2}$$

$$\sigma_{BATT} = \sqrt{\sigma_{REF}^2 + \sigma_{OT}^2}$$

$$\Rightarrow \langle \Delta(f_{REF} - f_{OT})^2 \rangle^{1/2} \approx \langle \Delta f_{OT}^2 \rangle^{1/2} \quad (\text{un laser molto più stabile dell'altro})$$

(1)

$$\bullet \langle \Delta f_{REF}^2 \rangle^{1/2} \approx \langle \Delta f_{OT}^2 \rangle^{1/2}$$

$$\Rightarrow \langle \Delta(f_{REF} - f_{OT})^2 \rangle^{1/2} \approx \sqrt{2} \langle \Delta f_{OT}^2 \rangle^{1/2} \quad (\text{laser con caratteristiche di stabilità simili})$$

• **VARIANZA DI ALLAN** \Rightarrow misura raccomandata per caratterizzare la stabilità in freq. di un oscillatore nel c.a. inizio del tempo.

si basa sull'analisi del segnale di battimento tra due oscillatori

\Rightarrow si considerano diversi campioni in intervalli di tempo consecutivi di cui si misura la freq. media f_{BATT}^M e si calcola la varianza tra coppie di campioni adiacenti.

(mediante contatore elettronico o pc \rightarrow operano suettore digitalizzato di f_{BATT}^M distanti tra loro quanto un intervallo di tempo τ).

$$\Rightarrow \sigma_y^2(2, \tau) = \text{MEDIA DEI QUADRATI DELLE DIFFERENZE TRA FREQ. DI CAMPIONI ADIACENTI NORMALIZZATE ALLA FREQ. DI LAVORO.}$$

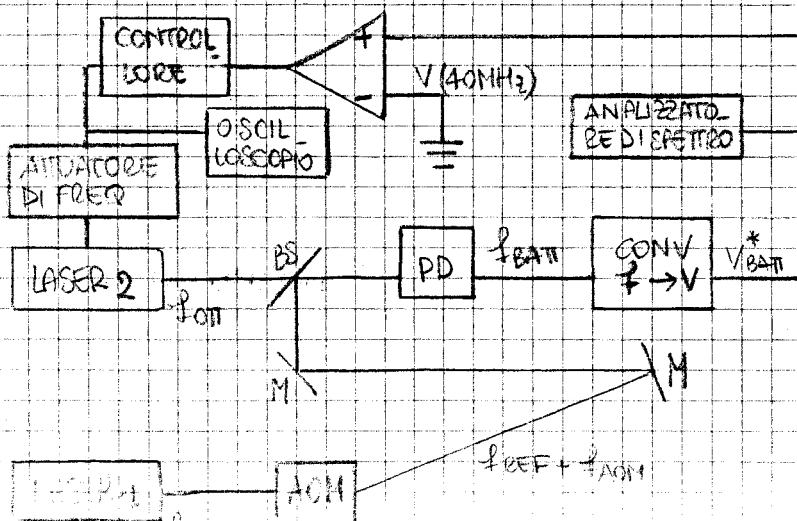
$$\sigma_y^2(2, \tau) = \frac{1}{2f^2} \langle (f_{BATT, j+1}^M - f_{BATT, j}^M)^2 \rangle = \frac{1}{2} \langle (y_{j+1} - y_j)^2 \rangle =$$

$$y_j = \frac{f_{BATT, j}^M}{f}$$

$N = \text{n° campioni}$

$$\sigma_y^2(2, \tau) = \frac{1}{N-1} \sum_{j=1}^{N-1} (y_{j+1} - y_j)^2 = \text{FLUTTUAZIONE DI FREQ. RELATIVA.}$$

MISURA DELLA VARIANZA DI ALLAN



\rightarrow agganciamento blando in freq. tra i 2 laser.

AOM: mantiene la freq. dei due laser vicine evitando c.d. (c.d. = c.d. di reazione)

quello di reazione (freno)

SPETTROSCOPIA:

36

ATOMI e MOLECOLE: struttura interna i.e. gli elettroni possiedono livelli prefiniti di energia; si dice che gli el. popolano i corrispondenti STATI ENERGETICI.

→ gli elettroni possono TRANSIRE da un livello a un altro mediante ASSORBIMENTO e EMISSIONE di una quantità di energia ΔE opportuna:

$$\Delta E = E_2 - E_1 = h(\nu_2 - \nu_1) = hc \left[\frac{1}{\lambda_2} - \frac{1}{\lambda_1} \right]$$

→ la λ_0 nominale della transizione e-

$$\lambda_0 = \frac{c}{(\nu_2 - \nu_1)} = \lambda \text{ CENTRALE della transizione.}$$

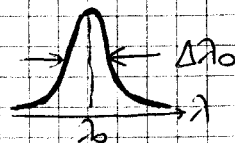
e una radiazione e.m. di lungh. d'onda λ interagisce con un atomo/molecola provocando la transizione $1 \rightarrow 2$ o $2 \rightarrow 1$ con una probab. tanto maggiore quanto più λ è vicina a λ_0 .

→ in realtà λ_0 non è unico: ci sono CAUSE DI ALLARGAMENTO E SHIFT della RIGA SPETTRALE DI ASSORBIMENTO.

- CAMPI DI FORZA ESTERNI → tutti shift del centro riga producono un ALLARGAMENTO OMOGENEO (LORENTZIANO)
(effetto Stark per campo el.
effetto Zeeman per campo magn).
- COLLISIONI TRA ATOMI/MOLECOLE → ALLARGAM. COLLISIONALE LORENTZIANO
- VELOCITA ASSORBITORE $\neq 0$ → ALLARGAMENTO DOPPLER GAUSSIANO
- LIMITE FISICO → ALLARGAMENTO NATURALE LORENTZIANO $\Delta \nu \propto 1/\tau_{sp}$

⇒ SPETTRO DI ASSORBIMENTO: riga allargata con λ centrale = λ_0 e una larghezza di riga $\Delta \lambda_{FWHM}$ che dipende da shift e allargamenti

⇒ PROFILO = VOIGT = LORENTZIANA * GAUSSIANA.
convoluzione



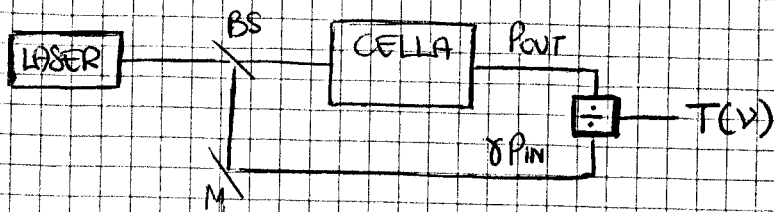
$\Delta \nu_{collis.} \propto \nu_{collisions}$ = freq delle collisioni.

- vita dell'elettone sullo stato eccitato ridotta
- si può indurre anche uno shift per pressione.

$$\Delta \nu_{DOPPLER} = \nu_0 \sqrt{\frac{KT}{mc^2}}$$

$$\Delta \nu_{FWHM} = 2 \Delta \nu_D \cdot \sqrt{2 \ln(2)}$$

• SPETTROSCOPIA LINEARE (DIRETTA)



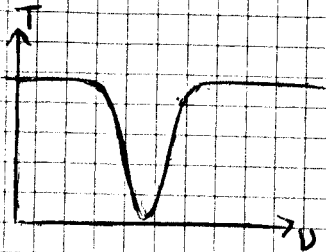
Si misura il **PROFILO DI TRASMISSIONE** di un laser in funzione della freq. dopo il suo passaggio in una cella contenente vapore atomico o molecolare.

Si esegue una scansione lineare (rampa) della frequenza del laser per misurare $T(v)$

$$T(v) = \frac{P_{OUT}}{P_{IN}}$$

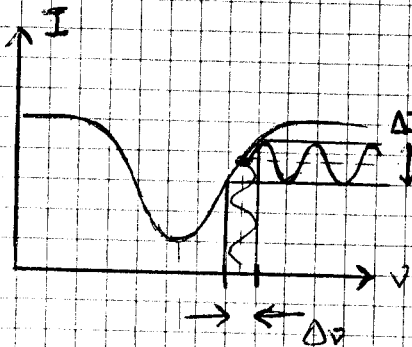
→ si normalizza alla pot. in ingresso perché variando la freq. varia anche la pot. ottica emessa (dunque la normalizz. è conveniente).

⇒ soppressione RUMORE DI AMPIEZZA grazie alla normalizzazione (insensibilità a rumore di alimentaz. e sue variazioni deterministiche).



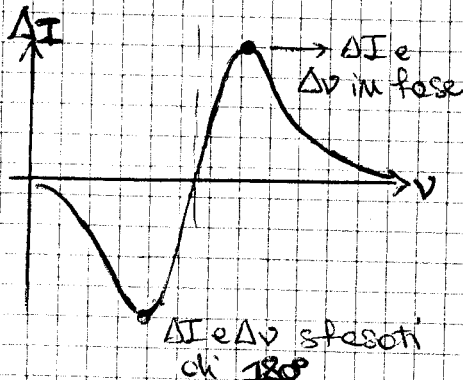
• SPETTROSCOPIA FM

→ durante la scansione di freq. il laser viene modulato sinusoidalmente in fase/frequenza (modulazione FM).



Attraverso il profilo di trasmissione e la sua pendenza, la modulazione FM si trasforma in modulazione AM.

ΔI ha una ampiezza di modulazione che dipende dalla PENDENZA DEL PUNTO DI LAVORO e DI CONVERSIONE SULLA CURVA DI TRASMISSIONE.



⇒ ΔI è il cosiddetto **PROFILO DI DISPERSIONE** o in **DERIVATA PRIMA**

La demodulazione avviene mediante un **LOCK-IN**: estraggo dall'output del diodo la componente del segnale con freq. vicina a ω_{FM} di modulazione.

⇒ output = segnale di derivata prima (in tensione)

⇒ IN SPETTROSCOPIA DIRETTA si osservano dei **BUCHI IN TRASMISSIONE** (cali ai potenz.) quando la freq. ottica è sintonizzata attraverso le **LINEE DI ASSORBIMENTO**.

LA RIVELAZ. CORRENTE LOCK-IN PERMETTE DI RILEVARE ASSORBIMENTI < 1%.

$$T = 1 - \exp(-\alpha L)$$

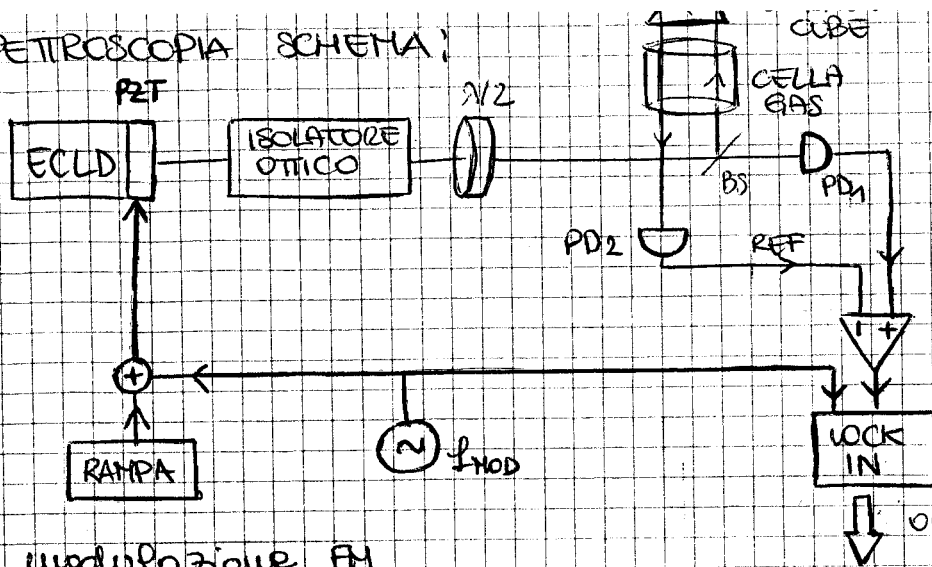
$$A = \exp(-\alpha L)$$

$$-L\alpha = \ln(1-T)$$

$$\alpha = -\frac{\ln(1-T)}{L}$$

SPETTROSCOPIA SCHEMA:

37



La modulazione FM si ottiene variando la lunghezza della cavità con un trasduttore piezoelettrico.

- EFFETTO DOPPLER NELLA SPETTROSCOPIA!

(solo in distez. longitudinale, non trasversale)

l'interazione di ASSORBIM. avviene a una freq. spostata da quella centrale della transizione.

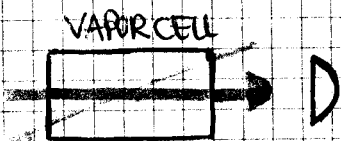
$$\text{per } v \ll c \Rightarrow \frac{\Delta \nu}{\nu} = \frac{v}{c}$$

il n° di atomi allo stato di ground e allo stato eccitato varia al variare della componente di velocità parallela al fascio ottico con vettore d'onda k .

• SPETTROSCOPIA SATURA

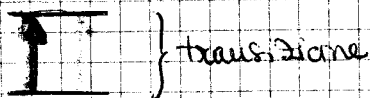
2 fasci laser: 1° potente (PUMP) satura la riga di assorbim.

2° debole (PROBE) misura la riga satura



⇒ la radiaz. che raggiunge il detector dipende da entrambi i fasci

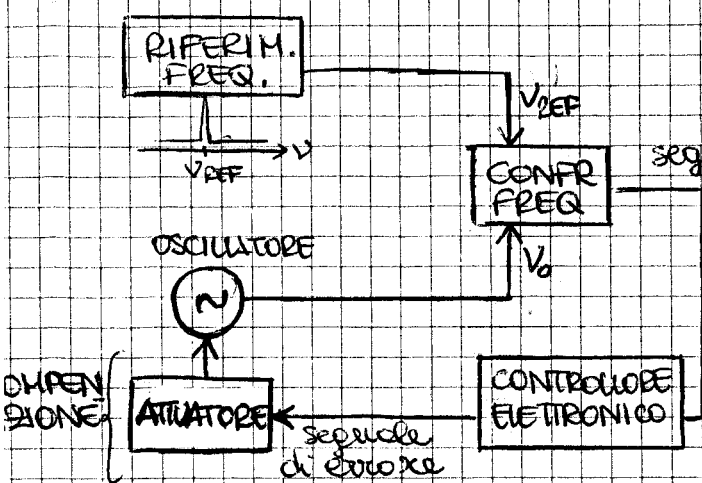
DETECTOR ⇒ la popolazione di assorbitori diminuisce in corrispondenza della f_{PUMP} quindi diminuisce anche l'assorbimento



Se $v_{DOPPLER} = 0 \rightarrow$ la riga satura visibile nel lo spettro è molto più stretta (allargam. doppler rimosso \rightarrow rimane solo profilo lorentziano.)

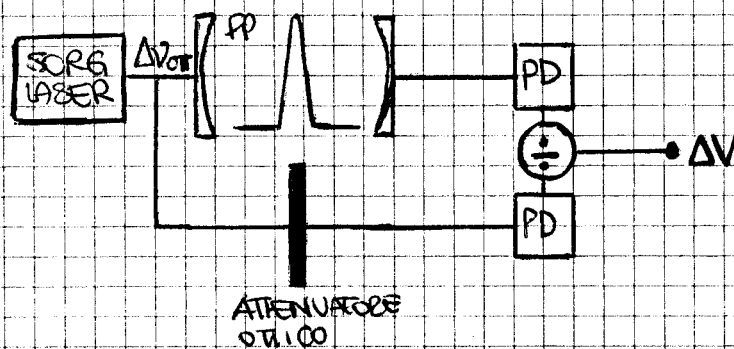
Pump può essere modulato (CHOPPER) per consentire una rivelazione AC più sensibile.

STABILIZZAZIONE IN FREQUENZA → anello di retroazione



Scopo: osservare righe negli spettri più strette possibile "prive" di rumore.

METODO FRINGE - SIDE LOCKING



- la sorg. laser ha fluttuazioni $\Delta\nu_{off}$
- il F-P genera freq. di riferimento che rimangono stabili nell'intervallo di tempo di interesse. (Le righe di emissione dell'FP possono essere molto strette se ci sono perdite basse e alte R).
- $\Delta V = \text{SEGNALE D'ERORE}$

$$\Delta V = \frac{\Delta\nu}{FDT_{\Delta\nu_{off} \rightarrow \Delta\nu} [1 + G_{loop}(f)]}$$

$$\Delta V \propto \Delta\phi = \nu - \nu^*$$

agganciamento ai lati delle frange di trasmissione della cavità.

→ uso entrambi le code del profilo di trasmissione per convertire le fluttuazioni di frequenza in fluttuazioni di ampiezza rivelate dal PD.

AGGANCIAMENTO "BLANDO":

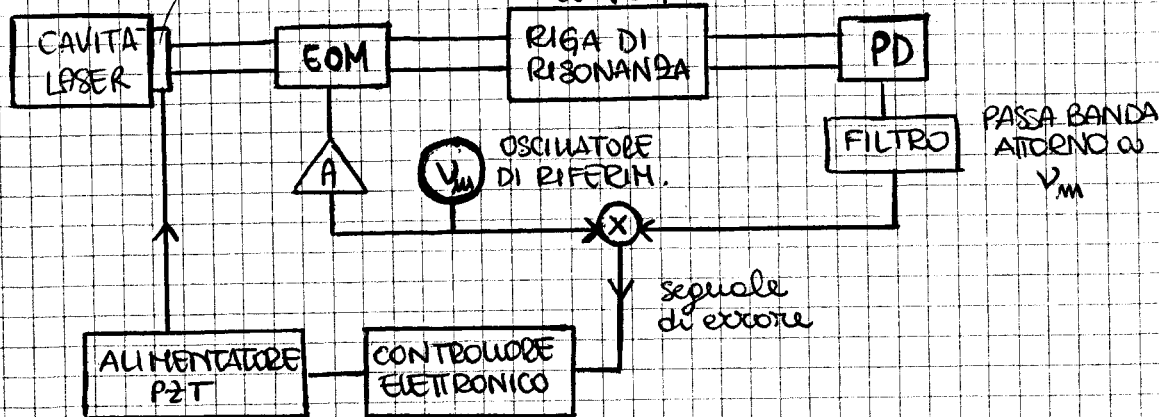
Si basa sulla stabilità del F-P e sulla risposta lineare al campo ottico incidente.
Per l'agganciamento la risonanza va rivelata in fretta e con un alto SNR

SVANTAGGI:

- stretta riga F-P (alta F) e buona per la stabilizzazione laser ma limita la banda del loop e affidabilità dell'agganciamento.
- stretto range di agganciamento: per uno shift anche piccolo del locking point può essere mancato agganciamento.
- risposta limitata dal tempo di vita di cavità.

• METODO POUND-DREVER → modulazione in freq. con $V_{mod} \gg$ larghezza di riga di risonanza!
 riferimento esterno

(38)



modulazione in freq. (o fase) ⇒ aggiunta di due BANDE LATERALI allo spettro: (portante + 2 bande laterali date dalla modulaz.)

- la luce in uscita dalla cavita' e' misurata con un PD (rivelatore VELOCE): esso e' dotato delle 2 bande laterali impiegate insieme a una componente portante shiftata in fase.

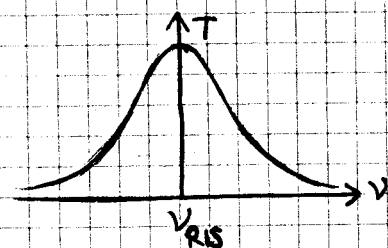
⇒ la luce e' poi misurata con un oscillatore locale e filtrata.

- il segnale elettronico prodotto da una misura di quanto la portante laser sia fuori risonanza rispetto alla cavita'

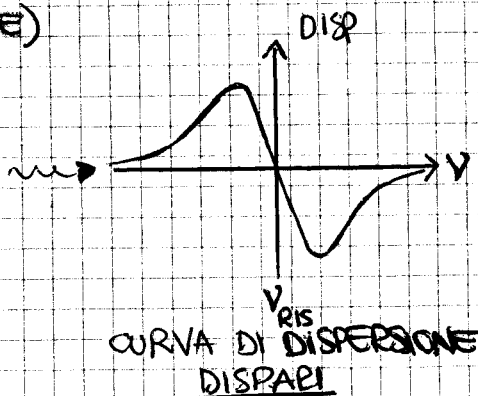
⇒ retroazione (attuatore sul PZT).



Per valutare il mismatch tra la V_{LASER} e $V_{RISONANZA}$ della cavita' si usa la DERIVATA DELLA F.N.E. DI TRASFERIMENTO DELLA CAVITA' (cioe' la CURVA DI DISPERSIONE)



fine di trasferimento PARI (TRASMISSIONE)

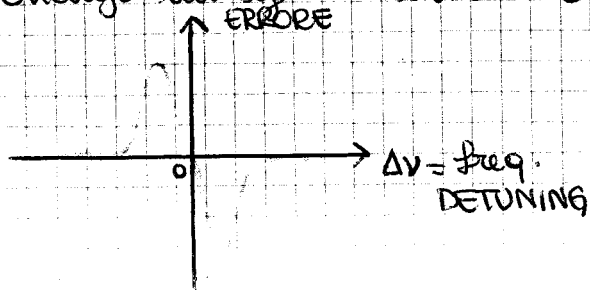


DISPARI

interrogando questo profilo riesce a capire l'entita' del mismatch una cui che se $V_{LASER} > 0$ < di V_{RIS} .

è buona perché è ANTISIMMETRICA E LINEARE ATTORNO A V_{RIS} ⇒ SEGNALE DI ERRORE ANTISIMMETRICO E LINEARE ATTORNO ALLO ZERO.

ottengo un segnale rivelato del tipo:



CAMPO OTTICO: e^{-} modulato FM e e^{-} esprimibile in fmi di Bessel:

$$e^{i(\omega t + \beta \sin \omega_m t)} = \sum_{m=-\infty}^{\infty} J_m(\beta) e^{i(\omega + m\omega_m)t}$$

ω_m = freq. angolare della modulazione

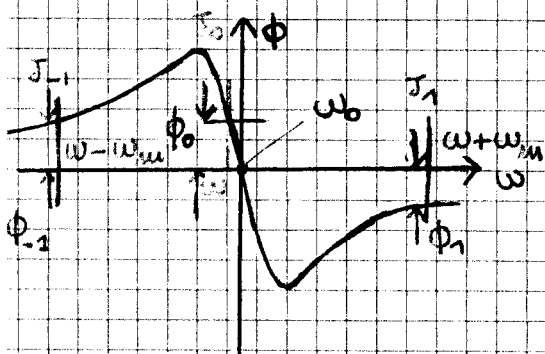
β = profondità modulazione

Se il CAMPO OTTICO INCONTRA LA RISONANZA:

$$E_{\text{OTT}} = E_0 e^{i(\omega t + \beta \sin \omega_m t)}$$

$$\approx E_0 [J_0(\beta) + 2iJ_1(\beta) \sin \omega_m t] e^{i\omega t} =$$

$$= E_0 [J_0(\beta) e^{i\omega t} + J_1(\beta) e^{i(\omega + \omega_m)t} - J_1(\beta) e^{i(\omega - \omega_m)t}]$$



⇒ si hanno due **BATTIMENTI OTTICI ALLA FREQ. DI MODULAZIONE**:

- portante (ω) e banda destra ($\omega + \omega_m$)
- portante (ω) e banda sinistra ($\omega - \omega_m$)

(senza risonanza non c'è battimento)

$$\Rightarrow \phi_0 \propto \Delta\omega = \omega - \omega_0 = \omega - \omega_{\text{RIS}}$$

⇒ se PORTANTE e^{-} AL CENTRO DELLA RIGA DI RISONANZA:

ampiezze dei 2 battimenti sono uguali ma fasi = e opposte
 ⇒ l'ampiezza risultante a $\omega = \omega_m$ è NULLA

⇒ se PORTANTE e^{-} SPOSTATA DAL CENTRO RIGA:

ampiezze dei 2 battimenti circa uguali ma fasi:

$(\phi_0 - \phi_{-1})$ e $(\phi_1 - \phi_0)$ differiscono di $2\phi_0$ dato che $\phi_1 \approx -\phi_{-1}$

⇒ l'ampiezza risultante alla freq. ω_m è proporzionale
 $\sin(2\phi_0) \sim 2\phi_0 \propto \Delta\omega = \omega - \omega_0$

⇒ SEGNALE D'ERRORE \propto FREQ. DETUNING CON SEGNO.