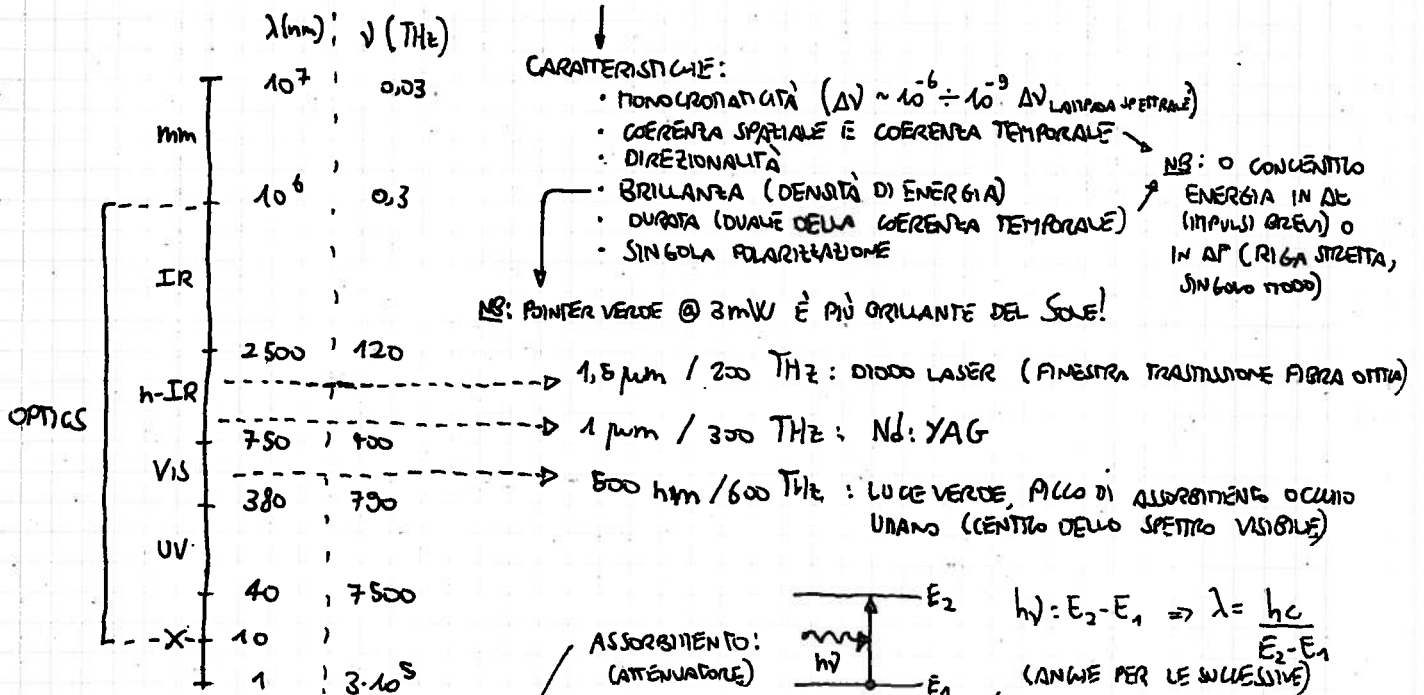


Misure Ottiche

RESE POSSIBILI DA SORGENTI DI LUCE LASER (1960, Theodore Maiman, DATI STUDI RUSSI SUL MAIER)



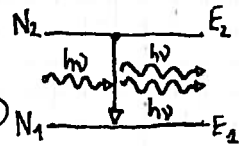
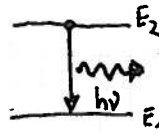
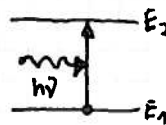
INTERAZIONI RADIAZIONE-MATERIA:

INTERAZIONE DELLA LUCE CON ATOMI ECCITATI: BISOGNA OTTENERE L'INVERSIONE DI POPOLAZIONE (CONDIZIONE DI NON EQUILIBRIO)

ASSORBIMENTO: (ATTENUAZIONE)

EMISSIONE SPONTANEA (GENETTORIO)

EMISSIONE STIMOLATA (AMPLIFICAZIONE)



$$h\nu = E_2 - E_1 \Rightarrow \lambda = \frac{hc}{E_2 - E_1}$$

(ANCHE PER LE SUESSIVE) (PROCESSO STATISTICO CHE HA UNA CERTA PROBABILITÀ DI AVVENIRE) PROCESSO CHE AVVIENE IN UN TEMPO CARATTERISTICO τ_{sp} NON NULLO (È L'EMISSIONE "NATURALE" DELLE SORGENTI LUMINOSE STANDARD)

IL SECONDO FOTONE È COERENTE CON IL FOTONE INCIDENTE

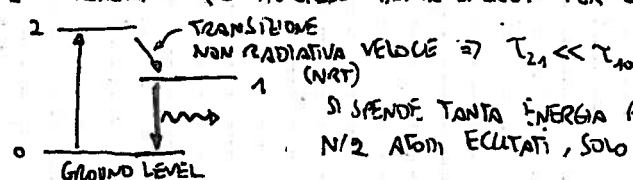
DEV' ESSERE $\Delta N = N_2 - N_1 > 0$. NB: SE $N_2 = N_1$ IL MATERIALE È TRASPARENTE ALLE $\nu(\lambda)$ CONSIDERATA IL RETTO DOVE AVVIENE L'INVERSIONE DI POPOLAZIONE È IL MATERIALE ATTIVO

LASER: MATERIALE ATTIVO + MECCANISMO DI POMPA + RISONATORE OTTICO

AMPLIFICAZIONE OTTICA (AZIONE LASER) OSCILLAZIONE

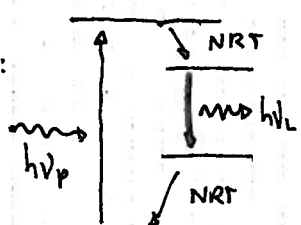
NB: NON SI PUÒ OTTENERE L'INVERSIONE DI POPOLAZIONE IN UN SISTEMA ATOMICO A DUE LIVELLI! SE $N_1 = N_2$ I FOTONI DI POMPAGGIO HANNO UGUALE PROBABILITÀ DI GENERARE ASSORBIMENTO O EMISSIONE STIMOLATA... IL RETTO È TRASPARENTE (E HO SPESO TANTA ENERGIA PER ECCITARE RETO DELLA POPOLAZIONE ATOMICA)

SISTEMA A 3 LIVELLI:



SI SPENDE TANTA ENERGIA PER PROVOCARE I PRIMI N/2 ATOMI ECCITATI, SOLO DOPO SI È IN INVERSIONE

SISTEMA A 4 LIVELLI:

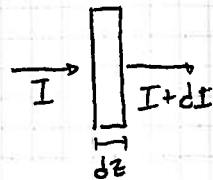


OVVIAMENTE $h\nu_p > h\nu_L$ LA DIFFERENZA DI ENERGIA VIENE PERSA NELLE TRANSIZIONI NON RADIATIVE

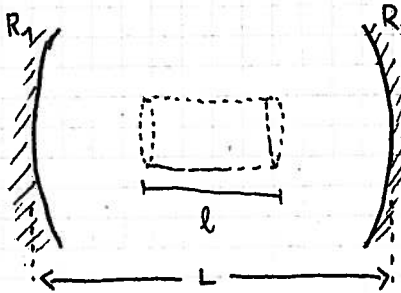
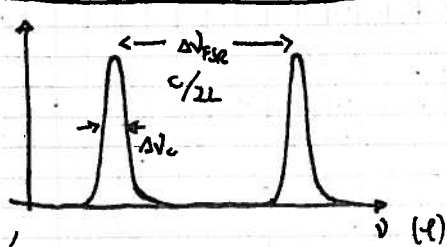
- Tipi di pompaggio:
- A CARICA ELETTRICA: N.A. GASSI, ECCITAZIONE PER COLLISIONE
 - OTTICO: N.A. SOLIDI O LQUIDI, ECCITAZIONE DIRETTA
 - ELETTRICO: N.A. SEMICONDUCTORI, SI PORTANO GLI E⁻ IN BANDA DI CONDUZIONE

GUADAGNO NEL MATERIALE ATTIVO: $\frac{dI}{dz} = G(N_2 - N_1)I$, G = CROSS SECTION DI EMISSIONE STIMOLATA

$$G I = I_0 e^{G(N_2 - N_1)l}$$



RISONATORI DI TIPO FABRY-PEROT:



LE LUNGHEZZE D'ONDA CHE RISONANO NEL RISONATORE DEVONO RISPETTARE:

$$2L = m \cdot \lambda \quad \nu = m \cdot \frac{c}{2L} = m \cdot \Delta\nu_{FSR}$$

$\Delta\nu_{FSR}$ SI DICE FREE SPECTRAL RANGE

$F = \Delta\nu_{FSR} / \Delta\nu_c$ È LA FINESSE DEL RISONATORE.

$$F = \frac{\pi (R_1 R_2)^{1/4}}{1 - (R_1 R_2)^{1/2}}$$

NB: DALLE MISURE DI FINESSE (PRECISE PERCHÉ MISURE DI FREQUENZA) SI PÙ RINVIARE ALLE RIFLETTIVITÀ DEGLI SPECCHI (CHE SE SONO NONO PIÙ VICINE A 1 SONO DIFFICILMENTE MISURABILI IN QUANTO RAPPORTI DI POTENZE)

IL TEMPO DI VITA DEL FOTONE IN CAVITÀ È $\tau_c = \frac{L}{c\gamma}$ DA CUI SI RICEVE LA LARGHEZZA DELLA RIGA DI EMISSIONE:

$$\Delta\nu_c = \frac{1}{2\pi\tau_c} = \frac{c\gamma}{2\pi L}$$

$$= \frac{\pi\gamma R}{1-R} \quad (\text{SE I DUE SPECCHI SONO UGUALI})$$

IL FATTORE DI QUALITÀ DEL RISONATORE È DATO DA: $Q = \frac{\nu}{\Delta\nu_c} = \frac{\nu}{\Delta\nu_{FSR}} \cdot F = m \cdot F$

OVVIANTE SI È IN RISONANZA QUANDO $\varphi = n \cdot 2\pi$

IL PROFILO DI TRASMISSIONE DI UN FABRY-PEROT È DATO DA UNA FUNZIONE DI AIRY: $T(\varphi) = \frac{(1-R)^2}{1 + R^2 - 2R\cos\varphi}$ (PER $R \approx 1$, I MINIMI DEL COSENO DANNO $T \approx 0$ E I MASSIMI $T \approx 1$)

IL GUADAGNO PER SINGOLO PASSAGGIO È DATO DA $G = \frac{I(l)}{I(0)} = e^{G(N_2 - N_1)l}$

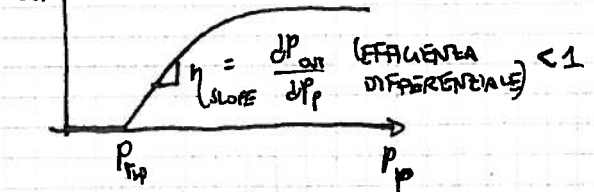
IL BILANCIO SUL ROUND TRIP DEL RISONATORE A DOGIA È:

$R_1 G \cdot R_2 G \cdot I_0 = I_0$ (LE PERDITE DEVONO EGUAGUARE L'AMPLIFICAZIONE PER AVERE AZIONE LASER) DA CUI:

$$G^2 = \frac{1}{R_1 R_2} \Rightarrow G(N_2 - N_1)l = -\frac{1}{2} [\ln R_1 + \ln R_2]$$

DEFINIAMO LE PERDITE LOGARITMICHE IN CAVITÀ COME

$$\gamma = \frac{\gamma_1 + \gamma_2}{2} = -\frac{\ln R_1}{2} - \frac{\ln R_2}{2}$$



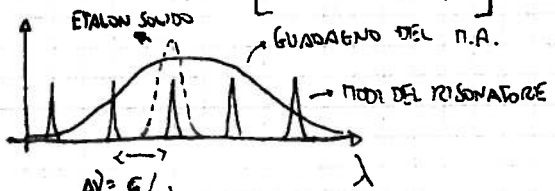
POMPAGGIO

TRASVERSALE (PRIMO LASER, INVERTIAMO TUTTO IL MATERIALE PÙ NON SERVIRE SE L'AZIONE LASER SI CONCENTRA INFINO ALL'ASSE DEL RISONATORE (IN LINE NODE) LONGITUDINALE: PERÒ UNA ZONA SPECIFICA DEL MATERIALE ATTIVO (SOLO QUELLO DOVE C'È L'AZIONE LASER), POMPAGGIO A LUCE LASER

NB: IL TEMPO DI ROUND TRIP DEL RISONATORE CON ALL'INTERNO IL MATERIALE ATTIVO È MAGGIORE CHE NEL CASO DEL RISONATORE VUOTO (PERCHÉ I FOTONI ATTRAVERSIANO IL N.A. CON $n > 1$)

LA LUNGHERZA EFFETTIVA DEL RISONATORE È $\Delta L_{eff} = 2[L + (n_{YAG} - 1)l]$, IN QUESTO CASO $n_{YAG} \approx 1,8$

SELEZIONE MODI LONGITUDINALI:



POSSONO OSCILLARE TUTTI I MODI DEL RISONATORE CON ABBASTANZA GUADAGNO

CHE AVERE LASER A SINGOLO MODO?

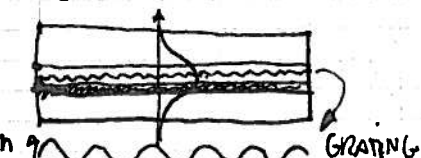
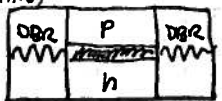
- FILTRO PASSA BANDA (METALON SOLIDO) IN CAVITÀ GUADAGNO TRAMME UNO

CHE TAGLIA TUTTI I MODI DEL RISONATORE SOTTO IL MASSIMO DEL

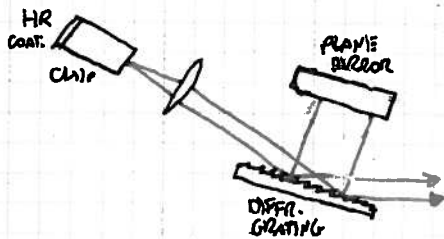
È IN SEMICONDUCTORE (NON C'È LA "CAVITÀ")?

- DISTRIBUTED FEEDBACK (DFB): IN TUTTA LA CAVITÀ C'È UN INDICE DI RIFRAZIONE VARIABILE (DIFFRACTION GRATING)

- DISTRIBUTED BRAGG REFLECTOR (DBR) (SPECCHI AD ALTA RIFLETTIVITÀ FATTI CON MODULAZIONE PERIODICA DELL'INDICE DI RIFRAZIONE)



ALTERNATIVE ALLA STRUTTURA TRADIZIONALE:



- VECSEL (VERTICAL EXTERNAL SURFACE EMITTING LASER)

- LASER A CAVITÀ ESTERNA (ECLD): "PLOWING" IL RISONATORE IN ARIA CON UN RETICOLO DI DIFFRAZIONE E UNO SPECCHIO PIANO

- LASER A FIBRA

NS: SI PUÒ REALIZZARE UNA CELLA DI POCHE A CAVITÀ LUNGA MA È PIÙ LENTA DI QUELLE IN CRISTALLO

DIFFICILE PIUSTRARE AD HOC LA CELLA DI POCHE < 1 kHz

- CREAZIONE DI IMPULSI GIGANTI (ALTA POTENZA) \Rightarrow Q-SWITCHING
- MA MANTENENDO UN BASSO FATTORE DI QUALITÀ DELLA CAVITÀ POSSIAMO OTTENERE UN'INVERSIONE DI POPOLAZIONE MOLTO MAGGIORE DELL'INVERSIONE DI SOGLIA



T_p (INTERVALLO TRA GLI IMPULSI): DIPENDE DALLA VELOCITÀ DI SWITCHING DEL FATTORE DI QUALITÀ

ΔT_p (DURATA DEGLI IMPULSI): DIPENDE DAL MATERIALE ATTIVO (TEMPO DI INVOCAMENTO DEL ULL)

\Rightarrow DUTY CYCLE: $\frac{\Delta T_p}{T_p}$ IN GENERALE $\ll 1$

- CREAZIONE DI IMPULSI ULTRABREVI \Rightarrow MODE LOCKING

Q, 1 fs - 10 ps

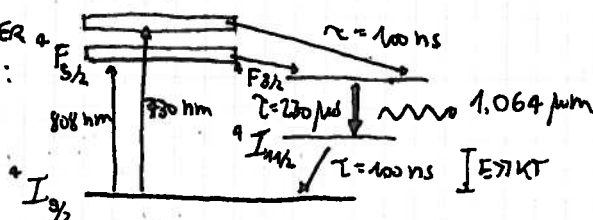
ANCHE QUESTI HANNO ALTA POTENZA DI PICCO

FACCIO UN LASER CON UNA BANDA DI GUADAGNO MOLTO LARGA IN MODO CHE OSCILLI N MODO IN CAVITÀ. SE QUESTI VENGONO ARRABBIATI IN FASE (CUI LE LORO FASI SONO RESE DIPENDENTI) SI GENERANO IMPULSI DI DURATA

$$\Delta T_p = \frac{1}{N \Delta \nu_{FSR}}$$

PROPRIETÀ DEL LASER

A Nd:YAG:



BANDA DI GUADAGNO:

$\Delta \nu = 125 \text{ GHz}$ ($\sim 0,4 \text{ nm}$) [40x INVERSO]

$$\text{NS: } \frac{\Delta \nu}{\nu} = - \frac{\Delta \lambda}{\lambda}$$

NS: ESISTE ANCHE UNA POSSIBILE TRANSIZIONE LASER

$F_{3/2} \rightarrow I_{9/2}$ (GROUND STATE) [MECCANISMO A 3 LIVELLI]

POTENZE: 200 W (CW) η 1-10% (33 max PULSED)
10 MW (PEAK)

$\lambda = 946 \text{ nm}$

- Nd:YAG 2X: LASER VERDI $\Rightarrow \frac{1064}{2} = 532 \text{ nm}$ A STATO SOLIDO CON MOLTIPLICAZIONE DI FREQUENZA (TRAMITE PHASE MATCHING)

NS: I LASER A SEMICONDUCTORE HANNO ALTE EFFICIENZE (~50%) DATO CHE SI POMPANO DIRETTAMENTE

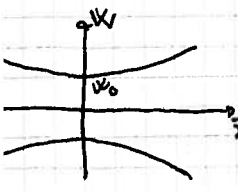
- ALTRE PROPRIETÀ / CARATTERISTICHE DELLA LUCE LASER: BRILLANZA: $B = \frac{P}{A \cdot \Omega}$ (DIMENSIONI: $1 \text{ W/mm}^2 \rightarrow 1 \text{ mrad}$)

- STABILITÀ IN AMPIEZZA ($\frac{\Delta P}{P} \sim 10^{-5}$) E FREQUENZA ($\frac{\Delta \nu}{\nu} \sim 10^{-15}$)

- IMPULSI ULTRACORTI ($\sim 10^{-15} \text{ s}$) E ELEVATA POTENZA DI PICCO ($\sim 10^{15} \text{ W}$)

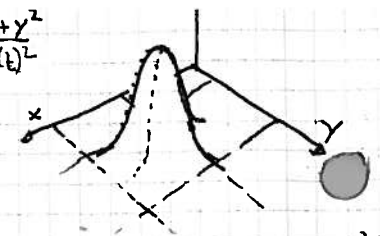
- QUALITÀ SPAZIALE (COERENZA SPAZIALE) E SPETTRALE (COERENZA TEMPORALE) DEL FASCO ELEVATE

PROFILO TRASVERSALE DEL FASCIO LASER : - MODO FONDAMENTALE TEM₀₀ : $E = E_0 \cdot e^{-\frac{x^2+y^2}{w(z)^2}}$



IL PARAMETRO w È FUNZIONE DELLA Distanza di PROPAGAZIONE z ED È MINIMO IN w_0

$I = |E|^2 = I_0 \cdot e^{-2 \frac{(x^2+y^2)}{w(z)^2}}$
 $(w_0 \text{ È IL BEAM WAIST DEL FASCIO})$



ASOT SIZE
 $w(z)$ È LA DIMENSIONE DI RAGGIO (PER I PUNTI CHE DISTANO $w(z)$ DAL CENTRO DEL FASCIO $[x^2+y^2 = w(z)^2]$)
 VARI $E = 37\% E_0$ E $I = 13,5\% I_0$

POTENZA RACCOLTA SU UN CERCIO DI AREA $S = \pi r^2$: $P(S) = P(r) = \int I dS = \int_0^r I_0 \cdot e^{-2\frac{\rho^2}{w_0^2}} \cdot 2\pi \rho d\rho =$

$= \frac{1}{2} \cdot \pi w_0^2 I_0 \cdot \int_0^{w/w_0} e^{-2\delta^2} d\delta = P_0 \cdot (1 - e^{-2 \cdot w^2/w_0^2})$

↳ DENTRO UN CERCIO DI RAGGIO w_0 CODE L'86,5% DELLA POTENZA TOTALE P_0 CONTENUTA NEL FASCIO (LA DENSITÀ DI POTENZA SARÀ OMMANENTE MAGGIORE IN $w(z) = w_0$, COME IN UN'ELSA CAS)

MODI DI ORDINE SUPERIORE: TEM_{lm} : $E = E_0 \cdot H_l \left(\frac{\sqrt{2}x}{w(z)} \right) H_m \left(\frac{\sqrt{2}y}{w(z)} \right) e^{-\frac{x^2+y^2}{w(z)^2}}$ (MODI DI GAUSS-HERMITE)

L'ORDINE DEI POLINOMI DI HERMITE CI DICE QUANTI ZERI TAGLIAMO LA GAUSSIANA SU UN DATO ASSE (TEM₀₁)

IL MODO TEM₀₀ SI DICE DIFFRACTION LIMITED PERCHÈ È QUELLO A DIVERGENZA MINIMA. PER QUESTO MODO POSSIAMO STUDIARE $w(z)$:

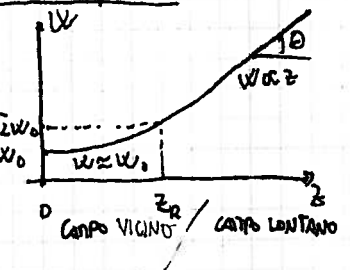
Com'È L'ANDAMENTO DI $w(z)$? $[w(z)]^2 = w_0^2 + \left(\frac{\lambda z}{\pi w_0} \right)^2$

DEFINIAMO $z_R = \pi w_0^2 / \lambda$ DISTANZA DI RAYLEIGH

↳ POSSIAMO RIFORMULARE : $[w(z)]^2 = w_0^2 + \left(\frac{z}{z_R} \right)^2 \cdot w_0^2$, COE

$w(z) = w_0 \sqrt{1 + \left(\frac{z}{z_R} \right)^2}$

NB: PIÙ GRANDE È z_R , PIÙ IL FASCIO È COLIMATO (PER $z < z_R$ w SI SCOSTA POCO DA w_0)
 @ $\lambda = 1 \mu m$ UN FASCIO LARGO $2w_0 = 2 mm$ HA $z_R = 3 m$! SE INGRANDISCO IL FASCIO LASER LO FASCIO CON UN RANGHE DI RAYLEIGH NOTO MINORE!



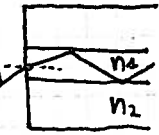
↳ IN CAMPO LONTANO $w(z) \approx w_0 \frac{z}{z_R} = \theta \cdot z$ con $\theta = \frac{dw}{dz} = \frac{\lambda}{\pi w_0}$ (ANGOLO DI DIVERGENZA)

PER LO STESSO FASCIO DI CUI SOPRA SI OTTENE $\theta = 30 \mu rad$ (ALTISSIMA DIREZIONALITÀ)

IN UN FASCIO MULTIMODO CON BEAM WAIST w_0 SARÀ $\theta_M > \theta_0$. SI DEFINISCE IL PARAMETRO $M^2 = \frac{\theta_M}{\theta_0} > 1$

PROPAGAZIONE GUIDATA

↳ RIFLESSIONE TOTALE IN UNA FIBRA OTTICA: θ_i (MODO GUIDATO HE₁₁)



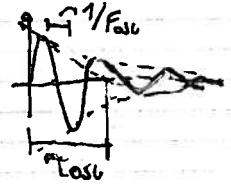
APERTURA NUMERICA: $NA = \sin \theta = \sqrt{n_1^2 - n_2^2} \approx \sqrt{2n_1 \Delta n}$

PER OTTENERE LA RIFLESSIONE TOTALE È SUFFICIENTE UNO SCARTO FRA GLI INDICI DI RIFRAZIONE DI $\Delta n = 5 \cdot 10^{-3}$

- PROBLEMI:
 - DISPERSIONE CROMATICA ($PJ/km \cdot km$) ($\neq \lambda$ VEDONO \neq INDICI DI RIFRAZIONE)
 - DISPERSIONE DI POLARIZZAZIONE ($n_x \neq n_y$ PER LE DUE POLARIZZAZIONI ORTOGONALI ALL'ASSE z)
 - ATTENUAZIONE (COMUNQUE BASSA, $\alpha < 0,2 dB/km$)

RUMORE NEI FASCI LASER

↳ RUMORE DI AMPIEZZA: $E(t) = E_0 (1 + \alpha(t)) e^{-j2\pi \nu t}$, $\alpha(t) \ll 1$ (BUONA STABILITÀ) $\rightarrow R_p$: TASSO DI RINNOVAMENTO (RENEWAL RATE)
 ↳ OSCILLAZIONI DI RILASCIAMENTO (A SEGUITO DI PERTURBAZIONI DI $R_p = Q$): $F_{osc} = \sqrt{\frac{x-1}{t_L t_p}}$. CON $x = \frac{P}{P_{th}}$ (SOPRABOLIA)



QUESTE OSCILLAZIONI SI SMOZZANO IN UN FIBRA

$T_{osc} = \frac{2 T_p}{x}$ (UN LASER BEN ALLINEO, CON x GRANDE, FA POCO RUMORE PERCHÈ LE OSCILLAZIONI SI SMOZZANO SUBITO)

↳ TEMPO DI VITA DEI FOTONI IN CAVITÀ

• RUMORE DI FREQUENZA : $E(t) = E_0 e^{-j[2\pi\nu_0 t + \phi(t)]}$ con $\frac{1}{2\pi} \cdot \frac{d\phi}{dt} = \Delta\nu \ll \nu_0$

↳ LA FLUTTUAZIONE DELLA FREQUENZA È $\nu(t) = \frac{1}{2\pi} \frac{d\phi}{dt} = \nu_0 + \Delta\nu$ (FREQUENZA ISTANTANEA)

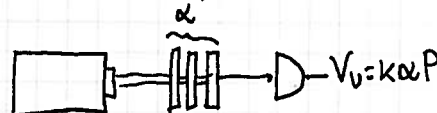
DALL'ESPRESSIONE DELLE AUTOFREQUENZE DEL RISONATORE : $\nu = m \cdot \frac{c}{2L} \Rightarrow \Delta\nu = m \cdot \frac{c}{2L^2} (-\Delta L) \Rightarrow \frac{\Delta\nu}{\nu} = -\frac{\Delta L}{L}$
 NB: L È LA LUNGHEZZA OTTICA DEL RISONATORE! È FUNZIONE DI TANTE COSE, AD ESEMPIO DELLA TEMPERATURA DEL MATERIALE ATTIVO
 @ 300 THz $\Delta L = 1 \text{ nm} \Rightarrow \Delta\nu = 1 \text{ MHz}$

POTENZA OTTICA

$$I_0 = \frac{E \cdot E^*}{\eta_0} = \frac{E_0^2}{\eta_0} \quad \text{con } \eta_0 = \sqrt{\frac{\mu_0}{\epsilon_0}} = 377 \Omega \quad (\text{IMPIEDENZA CARATTERISTICA DEL VUOTO})$$

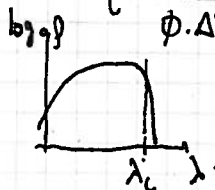
$$P = \int I dS$$

NB: DI SOLITO SI ATTENDE LA POTENZA IN USCITA DA UN LASER AZIATA DI PANDORIA SU UN RIVELATORE OPPORTUNAMENTE COLLEGATO



• EFFICIENZA QUANTICA DEL RIVELATORE: $\eta = \frac{\Delta N_e}{\phi \cdot \Delta t} = \frac{N^{\circ} \text{ FOTONELETTONI GENERATI}}{N^{\circ} \text{ FOTONI INCIDENTI}}$ (PAR MICROSCOPICO)

• RESPONSIVITY : $\rho = \frac{i}{P}$
 POTENZA OTTICA INCIDENTE



(PARAMETRO MACROSCOPICO)

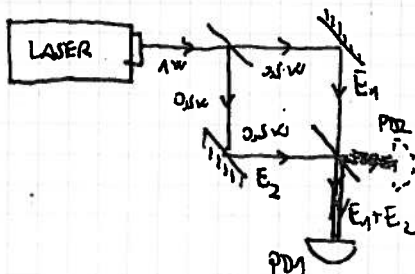
$$\left\{ \begin{array}{l} \lambda_c = \frac{e \cdot h \cdot \nu_c}{\Delta E} \\ P = \phi \cdot h \cdot \nu \end{array} \right. \Rightarrow \boxed{\rho = \frac{\eta e}{h \nu}}$$

↳ LA CORRENTE IN USCITA VIENE AMPLIFICATA A TRANSMITTENZA PER OTTENERE UN SEGNALE DI TENSIONE: $V = G \cdot i = G \cdot \rho \cdot P \propto |E|^2 \Rightarrow$

LA FORMULAZIONE DIRETTA PERDE LE INFORMAZIONI DI FASE E FREQUENZA DEL SEGNALE OTTICO (SONO SENSIBILI SOLO ALLA POTENZA)

MISURE INDIRETTE (INTERFERENZA)

(RIVELAZIONE COERENTE)



DA MISURA INDIRETTAMENTE E_1 E E_2 TRAMITE LA LORO SOMMA \Rightarrow GRAFICI AI FENOMENI DI INTERFERENZA POSSO RISALIRE A FASE E FREQUENZA DI UNO DEI DUE CAMPI, NON L'ALTRO!

SUPPONIAMO SIA NOTO: $E_L(t) = E_{L0} e^{-j2\pi\nu_L t}$ $\phi_L = 0$ (OSCILLAZIONE LOCALE)
 E CHE SIA DA RIVELARE: $E_R(t) = E_{R0} e^{-j(2\pi\nu_R + \phi(t))}$

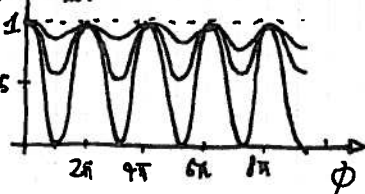
↳ LA POTENZA OTTICA MISURATA È $P(t) = (E_L + E_R)(E_L + E_R)^* \cdot S = (|E_L|^2 + |E_R|^2 + E_L E_R^* + E_R^* E_L) \cdot S =$
 $= P_R + P_L + \frac{S}{\eta_0} E_{L0} E_{R0} e^{-2\pi j(\nu_R - \nu_L)t + \phi(t)} \stackrel{\eta_0}{=} P_R + P_L + 2\sqrt{P_R P_L} \cos(2\pi(\nu_R - \nu_L)t + \phi(t))$

↳ LA POTENZA MISURATA DIPENDE DALLA FASE DEL SEGNALE DA MISURARE

NB: SE $P_R = P_L = P_0$ SI HA $P(t) = 2[P_0 + P_0 \cos(2\pi(\nu_R - \nu_L)t + \phi(t))]$ 1 CICLO CORRISPONDE A UN' INTERFERENZA DISTRUTTIVA ($P_{min} = 0$)
 $P(t) = 2P_0 (1 + \cos(2\pi\Delta\nu t))$ È UNA SINUSOIDE DI FREQUENZA $\Delta\nu$ (SOMMA A UNA COSTANTE)

↳ $\Delta\nu$ PUÒ ESSERE DELL'ORDINE DEI MHz, QUINDI DIRETTAMENTE MISURABILE DA UN CIRCUITO ELETTRONICO LA DIFFERENZA DELLE FREQUENZE OTTICHE CHE SONO CENTINAIA DI THz

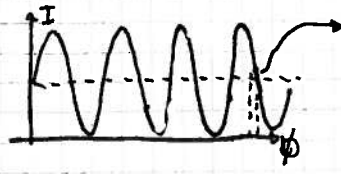
NB2: INT. COSTRUTTIVA \rightarrow 1W SU PD1
 INT. DISTRUTTIVA \rightarrow 0W SU PD1 (1W SU PD2)



↳ SI DEFINISCE LA VISIBILITÀ DELLE FRANGE:

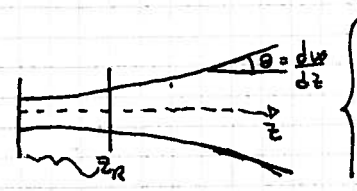
$$V = \frac{P_{max} - P_{min}}{P_{max} + P_{min}}$$

UN MISURANDO π IN GRADO DI ALTERARE FASE O FREQUENZA DEL SEGNALE E_r PUÒ ESSERE RILEVATO IN CAMERA COERENTE OSSERVANDO LE VARIATIONI DI FASE/FREQUENZA DEL SEGNALE DI BATTIMENTO



SE OPERIAMO IN QUADRATURA OTTIENIAMO UNA MISURA PROPORTIONALE A $\sin(\phi/2)$ CHE, PER ϕ PICCOLI È $\propto \phi/2$ E DUNQUE PROPORTIONALE ALLE VARIATIONI DI π .

ALLINEAMENTO/PUNTAMENTO E MISURE DIMENSIONALI

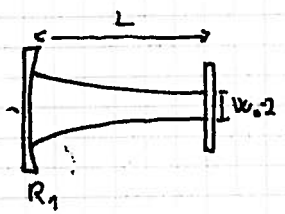


$$\left\{ \begin{aligned} z_R &= \frac{\pi w_0^2}{\lambda} \\ \theta &= \frac{\lambda}{\pi w_0} \end{aligned} \right.$$

UTILIZZO IL LASER PER COSTRUIRE LINEE RETTE LUNGO DIREZIONI PREFERENZIALI (COME UN FILO A PIOMBO CHE PERÒ PUÒ ESSERE SOLO VERTICALE)

PROPAGAZIONE DEL FASCO GAUSSIANO:

$$\left\{ \begin{aligned} w(z) &= w_0 \sqrt{1 + \left(\frac{z}{z_R}\right)^2} \approx \theta \cdot z \text{ PER } z \gg z_R \quad (w \text{ È IL RAGGIO DELLA MACCHIA}) \\ r(z) &= z \left[1 + \left(\frac{z_R}{z}\right)^2 \right] \approx z \text{ PER } z \gg z_R \end{aligned} \right.$$

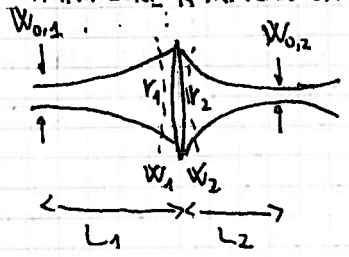


CON UN RISONATORE PIANO-PISTO, CON R_1 E L FISSI, SI PUÒ AUTOMATICAMENTE IL BEAM WAIST DEL MOD GAUSSIANO:

$$R_1 = L \cdot \left(1 + \left(\frac{\pi w_0^2}{\lambda L} \right)^2 \right) \Rightarrow w_0 = \sqrt{\frac{\lambda L}{\pi}} \left(\frac{R_1}{L} - 1 \right)^{1/4}$$

NE DERIVA CHE DEVE ESSERE $R_1 \gg L$

PROPAGAZIONE ATTRAVERSO UNALENTE:



VALE $\frac{1}{r_1} + \frac{1}{r_2} = \frac{1}{F}$

E $w_2 = w_1$ (LALENTE È SOTTILE E LA DIMENSIONE DI MACCHIA NON VARIA ATTRAVERSO DI ESSA)

NOTO IL FASCO INCIDENTE (w_1, r_1 OPP $w_0,1$) RICONO r_2 E DA LÌ, AVENDO $w_2 = w_1$, RICALCO A $w_0,2$

NELL'IPOTESI DI LUNGO LONTANO (BEAM WAIST LONTANO DALLALENTE) $\left\{ \begin{aligned} r_{1,2} &\approx L_{1,2} \\ \partial r_1 &\approx w_1 = w_2 \approx \partial r_2 \end{aligned} \right.$

DAL SISTEMA RISULTA:

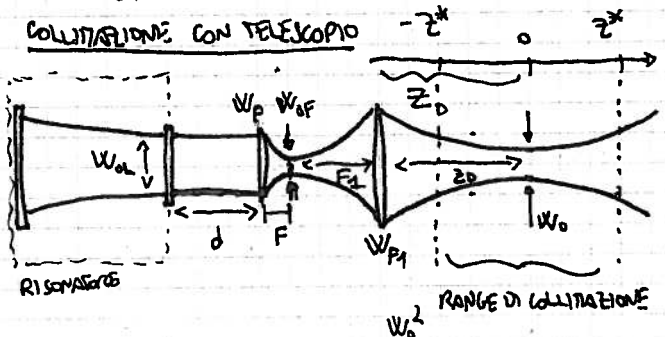
RICORDIAMO CHE $\theta = \lambda / \pi w_0$

$$\frac{r_1}{\partial r_1} \approx \frac{r_2}{\partial r_2} \Rightarrow \frac{w_0,1}{w_0,2} \approx \frac{r_1}{r_2} \approx \frac{L_1}{L_2} \Rightarrow \frac{w_0,1}{L_1} = \frac{w_0,2}{L_2}$$

$M = \frac{w_0,2}{w_0,1}$ SI DICE FATTORE DI MAGNIFICAZIONE (SE $M < 1$ STO FOCALIZZANDO...)

NB: I RAGGI DI CURVATURA È DIFFICILE MISURARLI, SI LAVORA IN LUNGO LONTANO E SI MISURANO SEMPRE $L_{1,2}$.

COLLIMAZIONE CON TELESCOPIO



VOGLIO AVERE UN FASCO COLLIMATO SU UN RANGE $2z^*$, DOVE PER COLLIMATO INTENDO AVERE DIMENSIONI DI MACCHIA MINORI DI UN FASCO w^* SU TUTTO IL RANGE.

($\exists w_0$ OTTIMO CHE PERMETTE QUESTA COSA (w_0 PICCOLA \rightarrow DIVERGO TROPPO, w_0 GRANDE \rightarrow PARTE GIÀ TROPPO GRANDE))

\Rightarrow DEVO MINIMIZZARE $w(z^*)$ FUNZIONE DI w_0 (IL FASCO È PIÙ LARGO AGLI ESTREMI DEL RANGE)

$$w^2(z) = w_0^2 + \left(\frac{\lambda z}{\pi w_0} \right)^2 = y = w^2 \left[1 + \frac{k}{w^2} \right] \Rightarrow \frac{\partial y}{\partial w} = \frac{\partial w^2}{\partial w} = 1 - \left(\frac{z}{z_R} \right)^2 = 0 \text{ DA CUI FASCO } z = z^* \text{ OTTIENGO:}$$

$$\Rightarrow z_R = z^* \Rightarrow w_{0,opt} = \sqrt{\frac{\lambda z^*}{\pi}} \quad (\text{CIOÈ IL RANGE DI RAYLEIGH DEV' ESSERE PARÌ ALLA METÀ DEL RANGE DI COLLIMAZIONE})$$

NUOVO STESSO SISTEMA PRECEDENTE $\frac{W_{0F}}{W_{0L}} \approx \frac{F}{d}$ E $\frac{W_0}{W_{0F}} \approx \frac{Z}{F_1} \Rightarrow W_0 = \frac{Z}{F_1} \cdot \frac{F}{d} \cdot W_{0L}$

IN QUESTO CASO LA MAGNIFICAZIONE TOTALE È $m = \frac{W_0}{W_{0L}} = \frac{Z}{d} \cdot \frac{1}{M}$ DOVE $M = \frac{F_1}{F} = \frac{W_{0F}}{W_F}$ È LA MAGNIFICAZIONE DEL TELESCOPIO

LA LENTE DI FOCONE F È L'OCULARE, PICCOLE VARIAZIONI DELLA SUA POSIZIONE PERMETTONO DI REGOLARE LA DIMENSIONE W_0 .

ES: LASER He-Ne, CAVITÀ PIANO-CONCAVA ($L = 20 \text{ cm}$, $ROC = 1 \text{ m}$), $\pm z^* = \pm 20 \text{ m}$
TROVARE m (MAGNIFICAZIONE DELLA MACCHIA) E M (MAGNIFICAZIONE DEL TELESCOPIO)

$$\rightarrow W_{0L} = \sqrt{\frac{\lambda L}{\pi}} \cdot \left(\frac{ROC}{L} - 1\right)^{1/4} = 282 \mu\text{m} \quad \text{E} \quad W_0 = \sqrt{\frac{\lambda z^*}{\pi}} = 2 \text{ mm} \Rightarrow m = \frac{W_0}{W_{0L}} = 7,1$$

SUPPLEMENTO UNA DISTANZA OCULARE $d = 10 \text{ cm}$: $M = \frac{Z}{d} \cdot \frac{1}{m} = 2,8$

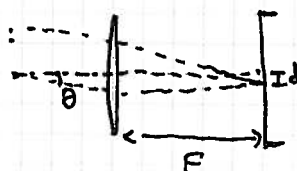
APPLICAZIONI: • CALIBRAZIONE NAUTICA

• LIVELLI LASER

CENTRATURA SUL PERIACQUO: A OGLIO $\Delta x > 1 \text{ mm}$. SE VOGLIO ESSERE PRECISO

$S_x = S_2 + S_4 - (S_1 + S_3)$
 $S_y = (S_1 + S_2) - (S_3 + S_4)$
PUO' USARE UN FOTODIODO A 4 QUADRANTI (SE CALCO UN QUADRANTE PU' OGLI ALTRO MI DA UN USURA PROPORTIONALE AL DILATAZIONE) O UN POSITION SENSITIVE DETECTOR (PSD). SOLUZIONE IN DISCO: FOTODIODO NORMALE + RETICOLA ROTANTE CHE TRASMETTE LUCE IN FUNZIONE DELLA POSIZIONE DI ARRIVO

ALLINEAMENTO DELLA COORDINATA ANGOLARE (VOGLIO ESSERE \perp SUL PERIACQUO)



$d = F \cdot \tan \theta \approx F \cdot \theta$ DALLA MISURA DI d DERIVO QUANTO VALE θ E ABBIAMO L'ANGOLO DEL FASCIO.

SE F E F_1 CONCIPIERANO ELLITTICAMENTE CON I DUE FOCUS ANZI IL BEAMWAIST ALL'INFINITO. IN REALTÀ SE SOTTO DI ROGLIO L'OCULARE NON FOCALIZZO PIÙ ELLITTICAMENTE (VARIA F_1) E CONZIA LA DISTINGUERE DI MACCHIA SULL' ULTIMA LENTE

• I SEGNALI S_x E S_y LI GENERO CON UN CIRCUITO A OPERAZIONALI (AMP. A TRANSMITTENZA + SOMMA TENDONI)
RIFARE GLI 17/38, CIRCUITO HA CON MACCHIA GONFIATA (IL PROPRIO METACALCULO È X UN RIGETTO < 10% RIGETTO DEL DISPOSITIVO)

• NORMALIZZATO RISPETTO ALLA POTENZA INCIDENTE $P_0 = S_1 + S_2 + S_3 + S_4$. L'ACCURATEZZA DELLA MISURA DIPENDERÀ DA P_{0IN} (POTENZA INCIDENTE), W_0 , FORMA DELLA SPOT E RAGGIO DEL FOTODIODO
LA RISOLUZIONE DELLA MISURA DIPENDERÀ DALL'ELETTRONICA DI MISURA DELLE FOTOCORRENTI INDICATE (RISOLUZIONE È IL PIÙ PICCOLO Δx CHE MIETO A DISTINGUERE TRA DUE MISURE X_0 E $X_0 + \Delta x$).

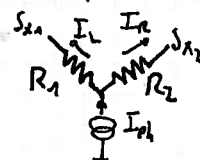
• SI DEFINISCE CONO DI VISTA DEL RIVELATORE IL MASSIMO ANGOLO DI INCIDENZA CHE PU' AVERE UN FASCIO PER ESSERE RIVELATO

$\theta_{FOV} = \frac{r_{PD}}{F}$

ANALOGO ANALOGICO DEL FOTODIODO A 4 QUADRANTI: POSITION SENSITIVE DETECTOR (PSD)
LE ZONE P E N SONO SOTTILI E ALTAMENTE RESISTIVE $\Rightarrow S_{x1}$ E S_{x2} RACCOMODANO PIU' O MENO CORRENTE A SECONDA DEL PUNTO IN CUI INCIDE IL FASCIO. TORN PER LA COORDINATA Y

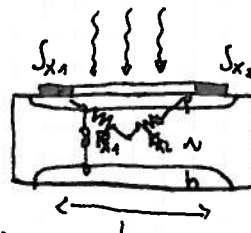
$R_1 \propto X$; $R_2 \propto L - X$ ZIAMO NOTO LINEARI SU TUTTO IL RANGE DI MISURA

$I_L = \frac{R_2}{R_1 + R_2} I_{ph} = \frac{L - X}{L} I_{ph}$ E $I_R = \frac{X}{L} \cdot I_{ph}$

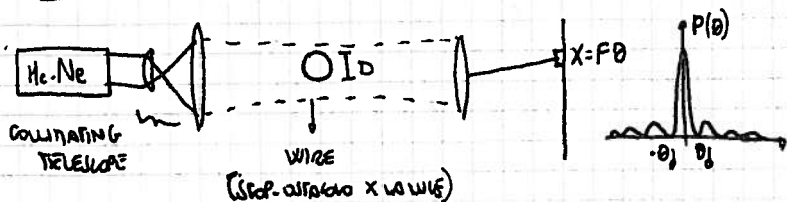


• ANALOGO A TRANSMITTENZA ($g = -2$) LA DIFFERENZA: $S_x = -2(I_L - I_R) = \left(\frac{2x}{L} - 1\right) \cdot R \cdot I_{ph}$

(OVIAMENTE IL TUTTO DEV' ESSERE UNIFORME, RELATIVAMENTE g , RESISTIVITÀ SU TUTTO IL DISPOSITIVO)



MISURE DEL DIAMETRO DI FILI DALL'ANALISI DEL PROFILO DI DIFFRAZIONE



NB: LA MISURA DEL DIAMETRO È TANTO PIÙ SENSIBILE QUANTO PIÙ D È PICCOLO! (MISURA X, PER FILI PICCOLI X È GRANDE, PROFILO DI DIFFRAZIONE ALLARGATO).

NB2: IL FILO DEVE ESSERE IN CORRISPONDENZA DEL WAIST E DEV'ESSERE CONTENUTO NEL FASCO (COSÌ $D < W_0$)

STESSA COSA PER LA MISURA DEL DIAMETRO DI PARTICELLE IN SOSPENSIONE IN ARIA (POLLICI, PULVERI, ...) SOLO CHE QUI LO STOP È CIRCOLARE E IL PROFILO DI DIFFRAZIONE SARÀ LA COMBINAZIONE DI FUNZIONI DI BEBEL

TIPI DI SCATTERING DI LUCE @ λ CON PARTICELLE DI RAGGIO r:

①. RAYLEIGH ($r \ll \lambda$): $Q_{\text{ext}} \propto \left(\frac{r}{\lambda}\right)^4$

②. INTERMEDIATE ($r \approx \lambda$): $Q_{\text{ext}} \approx [2, 4]$

③. MIE ($r \gg \lambda$): $Q_{\text{ext}} \approx 2$

EMISSIONE IN DIREZIONE DI PROPAGAZIONE DELLA LUCE INCIDENTE

LO STOP È RETTANGOLARE ⇒ LA LENTE CREA UN PROFILO DI DIFFRAZIONE A SENO COSINALE:

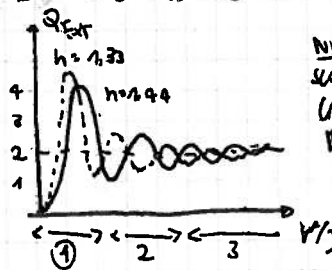
$$P(\theta) \propto \text{sinc}^2\left(\frac{\pi \theta}{\lambda D}\right) = \text{sinc}^2\left(\frac{\pi \theta}{\theta_1}\right)$$

IL PRIMO ZERO DEL SINC C'È L'HO A:

$$\theta_1: \theta_1 = \pm \lambda/D \Rightarrow X_1 = \pm F\lambda/D$$

DA QUI RICAVO $D = \frac{F \cdot \lambda}{X}$ ← MISURARE X E F UN'UNICA VOLTA.

Q_{ext} È IL RAPPORTO TRA LA CROSS SECTION DI ESTINZIONE DELLA LUCE E LA SEZIONE DELLA PARTICELLA DIFFONDENTE



NB: AD ALTE λ SCATTERO UNIFORMEMENTE (RAYLEIGH) ~ N_2 E O_2 IN ATMOSFERA DIFFONDONO IL GLU ~ SOLE POCO AL TRAMONTO CHE È L'UNICO λ CHE APPENA NON SCATTERA ALL'OCCHIO.

$$\lambda = \frac{c}{f}$$

$$d\lambda = -\frac{c}{f^2} df \quad \frac{d\lambda}{\lambda} = -\frac{df}{f}$$

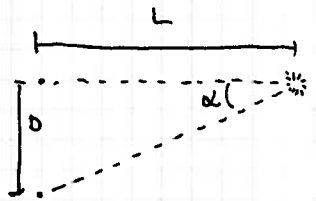
TELEMETRI OTTICI (RANGE FINDERS)

TELEMETRIA = MISURARE LA DISTANZA TRA LO STRUMENTO E UN OGGETTO REMOTO (TARGET)

METODI: ① TRIANGOLAZIONE (METODO TRIGONOMETRICO): OSSERVO L'OGGETTO DA DUE PUNTI A DISTANZA D NOTA E SI MISURA L'ANGOLO DI VISTA α :

PROBLEMA: SPEDIRSI DEVO MISURARE ANGOLI PICCOLI & (N MISURE ASTRONOMICHE)
[0,1 - 10 m]

$$L = \frac{D}{\tan \alpha} \approx \frac{D}{\alpha} \quad \text{PER } \alpha \text{ PICCOLI}$$



② A TEMPO DI VOLO (MISURA TEMPORALE): IL TEMPO DI VOLO SARÀ $T = \frac{2L}{c}$ [0,1 - 10 km]

PROBLEMA: DEVO MISURARE TEMPI BREVI CON BUONA ACCURATEZZA! INVECE DI T MISURIAMO LO SFASAMENTO DELL'ONDA CHE VIENE OPPORTUNAMENTE MODULATA A F_m : [1 - 1000 m]

$$\Delta\phi = 2\pi F_m \cdot T \quad \text{DA CUI} \quad L = \frac{c}{2} \cdot \frac{\Delta\phi}{2\pi F_m} = \frac{\lambda_m}{2} \cdot \frac{\Delta\phi}{2\pi}$$

CONFEGLIO IN TERMINI DI $\lambda_m/2$
(NB: λ_m È LUNGA RISPETTO ALL'E L'OTTICHE, L'HO CREATA IO...)

[$\Delta L = 100 - 10 \text{ mm}$]

③ INTERFEROMETRIA: CONFEGLIO DI LUNGHEZZE D'ONDA OTTICHE TRA NOI E IL GERBIAIO

NB: COSE CHIAVE DEVE ESSERE UNA MISURA COERENTE PER NON PERDERE INFO SU FREQUENZA E FASE DELLA LUCE \Rightarrow MISURA OTTIMA (UN FASCIO CON SE STESSO) O ETERODINA (UN FASCIO CON UN ALTRO DI RIFERIMENTO)

NB2: NON È UNA MISURA ASSOLUTA MA INCREMENTALE, DEVO CONTARE I $\lambda/2$ (AD ESEMPIO ALLUNGANDO GRADUALMENTE IL GERBIAIO O IN CASO DI PICCOLE VARIAZIONI)

$$\text{MISURA } \cos(2\pi \cdot L/\lambda/2) \rightarrow \Delta\phi = 2 \cdot \frac{2\pi}{\lambda} \cdot L \Rightarrow L = \lambda/2 \cdot \Delta\phi/2\pi \quad \text{È IMPORTANTE L'ACCURATEZZA SU } \lambda$$

$\Delta\phi \rightarrow$ MISURA INCREMENTALE: DIFF. TRA FASE FINALE E FASE INIZIALE

(CON λ OTTICHE MI BASTA RISOLVERE $\Delta\phi = 2\pi$ PER AVERE RISOLUZIONE SUBMICROMETRICA)

NB3: PER MISURARE $L > \lambda/2$ BISOGNA RISOLVERE IL PROBLEMA DELL'AMBIGUITÀ (DISTINGUERE TRA $\Delta\phi = m$ E $\Delta\phi = m + 2\pi$)

④ TRIANGOLAZIONE PASSIVA (CON LUCE SOLARE):

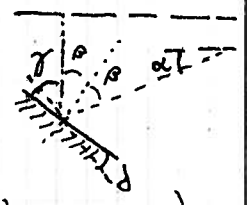
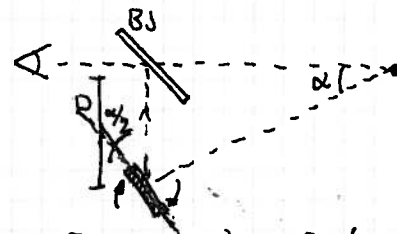
6 BEAM SPLITTER @ 45° + SPECCHIO A DISTANZA D DOW OSSERVATORE (UNA STELLA LINEA DI BASE INCLINATO DI $\alpha/2$ RISPETTO A BS).

QUANDO LO SPECCHIO INVIA A BS UN'IMMAGINE DEL TARGET SOVRAPPONE A QUELLA DIRETTA VERSO IL TARGET (= TROVATO L'ANGOLO DI VISTA α)

$$L \approx \frac{D}{\alpha} \quad \text{DA CUI} \quad \Delta L = -\frac{D}{\alpha^2} \cdot \Delta\alpha = -\frac{L^2}{D} \Delta\alpha \quad \text{PER } \alpha \text{ PICCOLI L'ERRORE CRESCE!} \quad \frac{\Delta L}{L} = -\frac{\Delta\alpha}{\alpha} \alpha L$$

(MA PER GRANDI DISTANZE)

PERCHÉ $\alpha/2$? GUARDANDO IL DISEGNO A DX:



$$\alpha + 2\beta = 90^\circ$$

$$\text{DA QUANTO } \delta + \beta = 45^\circ \text{ E}$$

$$\gamma + \beta = 90^\circ$$

$$\alpha/2 + \beta = 45^\circ$$

$$\gamma - \delta = 45^\circ \rightarrow 45^\circ \text{ È LA POSIZIONE DI PARALLELA DELLO SPECCHIO}$$

$$\text{DA CUI } \delta = \alpha/2$$

ACCURATEZZA SU α : VITE MICROMETRICA OPP. ENCODER ANGOLARE (MISURA DIRETTAMENTE L'INCLINAZIONE DELLO SPECCHIO, ANCHE INCLINATO A ZERO)

$$\Delta\alpha = 3 \text{ mrad (VITE)} \rightarrow \Delta L/L = 3\% \quad (\text{CON } D = 10 \text{ cm E } L = 1 \text{ m})$$

$$0,1 \text{ mrad (ENCODER)} \rightarrow \Delta L/L = 0,1\%$$

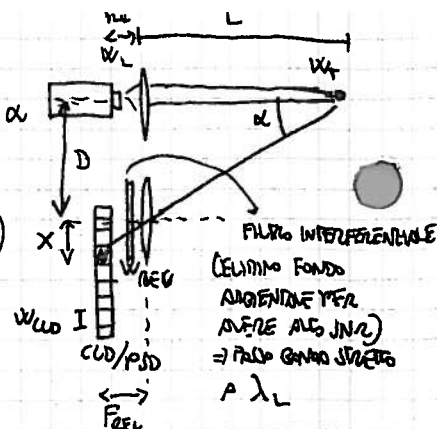
TRIANGOLAZIONE ATTIVA: NO PARTI IN MOVIMENTO, + ACCURATEZZA E MINORE + VELOCITÀ
 → MISURA DELLA POSIZIONE DI DIRIGENDO DEL FOCUS LASER SU UN PSD CHE DIPENDERÀ DA α

α SI MISURA CONE SPARSAMENTO DELLA RACCHIA SUL PIANO FOCALE DELL'OTICA DEL RICEVITORE

$$\tan \alpha = \frac{D}{L} = \frac{W_{REL}}{F_{REL}} \Rightarrow L \approx \frac{D}{X} \cdot F_{REL} \propto \frac{1}{X} \quad (\text{DANNO } F_{REL} = \frac{X}{\alpha})$$

NO: LA RACCHIA LASER SUL TARGET W_T DEVO FARLA AGGIUSTARLO STRETTO. SI HA:

$$\frac{W_L}{F_{REL}} = \frac{W_T}{L} = \frac{W_{REL}}{F_{REL}} \Rightarrow W_{REL} = \frac{F_{REL}}{F_{REL}} W_L \quad (\text{DIMENSIONE DI RACCHIA SUL FOTOREGISTRATORE})$$



LA LENTE CONVERTE $\alpha \rightarrow X$ E $\Delta \alpha \rightarrow \Delta X$; A UNA PICCOLA VARIATIONE $L \pm \Delta L$ CORRISPONDE $\alpha \mp \Delta \alpha$ E $X \mp \Delta X$
 NB: PER L GRANDE LA SENSIBILITÀ È MINORE:

DIFFERENTIANDO L'ES. DELLA MISURA: $\Delta L = -\frac{D}{X^2} F_{REL} \Delta X \Rightarrow \frac{\Delta L}{L} = -\frac{\Delta X}{X} = -\frac{\Delta \alpha}{\alpha}$ QUÈ ANCHE COME NEL CASO PASSIVO

ES: $D = 10 \text{ cm}$ (LUNG. DI BASE = DISTANZA LASER/PHOTOREGISTRATORE)

$F_{REL} = 25 \text{ cm}$

$L = 1 \text{ m}$

$W_L = 5 \mu\text{m}$

$W_{LLO} = 10 \mu\text{m}$

$F_{REL} = 125 \text{ mm}$

→ POSIZIONE RACCHIA SUL FOTOREGISTRATORE RISPETTO ALL'ASSE OTTICO DELLA LENTE: $X = \frac{D}{L} F_{REL} = 25 \text{ mm}$
 SE RISOLUZIONE $\Delta X = 10 \mu\text{m}$ ($\approx W_{LLO}$) SUL RILEVATORE AGGIUSTO.

$$\frac{\Delta L}{L} = \left| \frac{\Delta X}{X} \right| = 4 \cdot 10^{-4} \quad (400 \mu\text{m su } 1 \text{ m}) \quad \text{E} \quad \Delta \alpha = 40 \mu\text{rad} \quad (\text{POSS. PIÙ ELEVATO DI QUELLO PASSIVO})$$

VOLIAMO CALCOLARE W_{REL} A PARTIRE DAI DATI:

$$\frac{W_L}{F_{REL}} = \frac{W_T}{L} = \frac{W_{REL}}{F_{REL}} \Rightarrow W_T = 10 \mu\text{m} \Rightarrow W_{REL} = 10 \mu\text{m} \approx W_{LLO}$$

NB: SFRUTTANDO L'ESTENSIONE SPAZIALE DELLA RACCHIA LASER SI PUÒ INTERPOLARE SU PIÙ PIXEL ILLUMINATI PER POTER RISOLVERE ANCHE LA FRAZIONE DI PIXEL

ES: $W_{REL} = 50 \mu\text{m}$ SU CCD DA 1024 PX

12 bit IN AMPIEZZA

$W_{LLO} = 10 \mu\text{m}$ (LARGHEZZA DEL PIXEL)

$\lambda = 633 \text{ nm} \Rightarrow$ SI USA FOTODIODO ALIQUINO!

LIV. DI FONDO = $1/100$ DI DINAMICA DI MISURA

b) CENTRO E LARGHEZZA JOF?

c) LIMITI ACCURATEZZA?

d) $K_S = 0,1 \text{ px} \Rightarrow$ RISOLUZIONE CON $L = 10 \text{ m}$?
 L'AVV. X ... 10 LA VOLTA SU L

→ a) QUANTI E QUANTO PIXEL SONO SUFFICIENTEMENTE ILLUMINATI?

GIL SINGOLO PIXEL RISOLVE 4096 (2^{12}) LIVELI DI INTENSITÀ

6 1 PX È SUFF. ILLUMINATO SE LA FOTOCORRENTE DI SEGNALE

È PARI A QUELLA MINIMA RILEVABILE ($1/N = 1$): $1/100$ DINAMICA (FONDO)

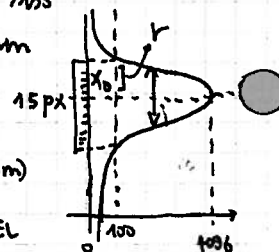
b) L'INTERVALLA DELL'ESSE COME $e^{-2x^2/W_{REL}^2} \cdot 1/100$ DEL PICCO CF L'HQ

PER: $\frac{r}{W_{REL}} = \sqrt{\frac{1}{2} \ln 100} \Rightarrow r = 75 \mu\text{m}$

CONSIDERANDO LA SOLA QUANTIZZAZIONE

AVREI UNA RACCHIA SEI ILLUMINATA LARGA 20px (200 μm)

LA POSIZIONE DELLO JOF SI PUÒ DETERMINARE CON MEDIA PESATA DELLE FOTOCORRENTI DEI SINGOLI PIXEL OPP. FITTING AI MINIMI QUADRATI CON GAUSSIANA + COSTANTE



c) LIMITI ACCURATEZZA: RUMORE SHOT, CORRENTE DI BUIO, LIVELI AMBIENTE

e) IL CCD HA DIMENSIONI: $1024 \cdot 10 \mu\text{m} = 1 \text{ cm} = X_{max} \Rightarrow$ DATO CHE $\frac{\Delta X}{X_{max}} = -\frac{\Delta L}{L_{min}} \text{ HQ}$ $\Delta L = L_{min} \frac{\Delta X}{X} = 1 \text{ mm}$

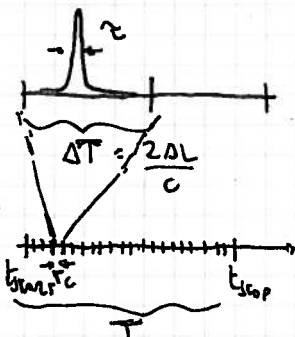
NB: L_{min} È LIMITATA DALLE DIMENSIONI DEL RILEVATORE (L'ESTERNO $X < X_{max}$)

② TELEMETRI A TEMPO DI VOLO: $T = \frac{2L}{c} \rightarrow L = \frac{c}{2} T \rightarrow \frac{\Delta L}{L} = \frac{\Delta T}{T}$

NB: $\Delta L = \frac{c}{2} \Delta T$ È COSTANTE CON LA LUNGHEZZA MISURATA E DIPENDE SOLO DALL'ACCURATEZZA CON CUI MISURO L'INTERVALLO TEMPORALE

ES PER RISOLVERE $\Delta L = 1m$ CI SERVE $\Delta T \approx 7ns$ IMPULSI COSÌ BREVI SONO AL LIMITE DEL Q-SWITCHING... (MISURANO IMPULSI BREVI PER DETERMINARE CON PRECISIONE IL TEMPO DI ARRIVO IN RISPETTO AL RUMORE)

→ DIFFICILE ANDARE SOTTO $\Delta L = 1mm$ CON TOF CONVENZIONALE (OCCLUDESTI IMPULSI SOTTO IL PICO SECONDO) IL PICO LOCKING IMPLICA IMPULSI DI POTENZA MINORE CHE QUINDI SI DISPERSIONO PRIMA IN ARIA (TOF VIENE USATO SU GRANDI DISTANZE PER I LIMITI ALL'ACCURATEZZA)



OCCORRE LAVORARE CON $\tau \leq \Delta T$. τ DEVE ESSERE RIVELATO DAL RICEVITORE CHE QUINDI DEVE AVERE UNA BANDA $\sim \frac{1}{\tau}$ (SI VA SU GHz)

PER AVERE BANDA COSÌ ALTA DEVE ESSERE PICCOLA ⇒ PROSPETTI DI ACCOPPIAMENTO COL FOCUS LASER (BISOGNA FOCALIZZARE TANTA POTENZA SU UN'AREA PICCOLA)

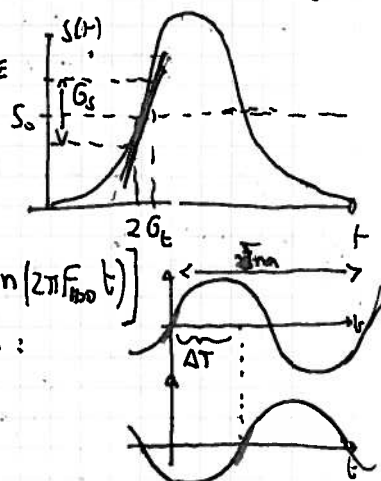
T_c È LA RISOLUZIONE FINITA DEL CONTATORE ELETTRONICO A CUI CORRISPONDE UN'INCERTEZZA DI QUANTIZZAZIONE:

QUESTA C'È SU t_{start} CHE SU t_{stop} DA CUI L'INCERTEZZA SULL'INTERVALLO TEMPORALE T È $\sqrt{2} \Delta T = \frac{T_c}{\sqrt{6}}$

NB: A RIGORE $\Delta t(t_{stop}) \gg \Delta t(t_{start})$ POI L'IMPULSO CHE ARRIVA È MOLTO BASSO PERCHÉ VIENE ATTENUATO NEL PERCORSO DI A/R

$T = t_{stop} - t_{start}$, $\sigma^2(T) = \sigma^2(t_{start}) + \sigma^2(t_{stop}) \approx \sigma^2(t_{stop})$. LA POSIZIONE

DEI IMPULSI NEL TEMPO SI DETERMINA CON UN DAQ SUL SEGNALE IN USCITA DEL FOTODIODE. IL RUMORE IN AMPIEZZA SU QUESTO SEGNALE SI PRODUCE IN UN'INCERTEZZA TEMPORALE. ANZICHÉ LA PENDENZA DELL'IMPULSO A SEGNALE → NIENTE LA SOLA DOWE L'IMPULSO È PIÙ ALTO.

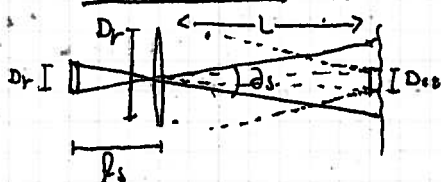


TELEMETRI A ONDA CONTINUA: POTENZA OTTICA MODULATA: $P(t) = P_0 [1 + m \cdot \sin(2\pi f_{mod} t)]$

MISURO LO SFASAMENTO DELL'ONDA CHE FORMA INDIRETTAMENTE RISPETTO A QUELLA PORTANTE:

$\frac{\Delta \varphi}{2\pi} = \frac{\Delta T}{T_m} = \frac{2L}{c} \cdot f_m \Rightarrow L = \frac{c}{2} \cdot \frac{1}{2f_m} \cdot \Delta \varphi$

POWER BUDGET: QUANTA POTENZA OTTICA HO SUL RILEVATORE



IL bersaglio può essere COOPERATIVO (RIFLETTIVITÀ $R=1$) OPPURE NON COOPERATIVO (DIFFUSIVITÀ $\delta < 1$)

① LA DIMENSIONE DI RACCOLTA SUL RICEVITORE È $\approx \theta_s \cdot 2L = D_s$ DI SOLITO LA LENTE DI RACCOLTA È PIÙ PICCOLA E QUINDI C'È UN TERMINE DI INEFFICIENZA:

LA LENTE DIAFRAMMA IL FASCO. SE ANCHE IL BERSAGLIO COOPERATIVO DIAFRAMMA IL FASCO SI HA:

$\frac{P_{rr}}{P_s} \frac{D_r^2}{(\theta_s \cdot 2L)^2}$ (LA LENTE DIAFRAMMA IL FASCO) SE ANCHE IL BERSAGLIO COOPERATIVO DIAFRAMMA IL FASCO SI HA:

$\frac{P_{rr}}{P_s} \frac{D_r^2}{(\theta_s \cdot 2L)^2}$ (LA LENTE DIAFRAMMA IL FASCO) SE ANCHE IL BERSAGLIO COOPERATIVO DIAFRAMMA IL FASCO SI HA:

SE LA RACCOLTA È LARGA D_{cc} DOPO L (DOPO ESSERE STATA DIAFRAMMATA) DOPO IL LARGO LARGA $2D_{cc}$.

QUESTO TERMINE CONTA SOLO SE $D_r < 2D_{cc}$ (QUESTO ANCHE LA LENTE DI RACCOLTA DIAFRAMMA IL FASCO). IN QUESTO CASO SI HA:

$\frac{P_{rr}}{P_s} = \frac{D_r^2}{(\theta_s \cdot 2L)^2}$ (QUESTO ANCHE SE LA FASCE SOLO LA LENTE CHE DIAFRAMMA)

② RACCOLTA DI UN DIFFUSORE LAMBERTIANO:



$B = \frac{I}{A_s} \cdot \frac{dP}{A_r \cdot dr} = \frac{P}{4\pi r^2}$

$I = I_0 \cos \theta$

NB: $B = \frac{dP}{A_s \cos \theta \cdot dr}$ $dr = r \sin \theta d\theta$

$\int dP = B \cdot A_s \int_0^{2\pi} \int_0^{\pi/2} \cos \theta \sin \theta d\theta d\phi = 4\pi B A_s$

BRILLANZA?

LA BRILLANZA DEL BERSAGLIO È $\frac{1}{\pi}$ VOLTE L'INTENSITÀ OTTICA DIFFUSA:

$$B = \frac{1}{\pi} \cdot \frac{\delta \cdot P_s}{A_r}$$

L'ANGOL DI VISTA DEL RICEVITORE DAL BERSAGLIO È $\vartheta_r = \left(\frac{D_r}{2}\right) \cdot \frac{1}{L}$

È IL CORRISPONDENTE
ANGOL SOLID: $\Omega_r = \frac{\pi D_r^2}{4L^2}$

LA POTENZA OTTICA RACCOLTA DAL RICEVITORE È: $P_r = B \cdot A_r \cdot \Omega_r = \delta \cdot P_s \cdot \frac{D_r^2}{4L^2}$

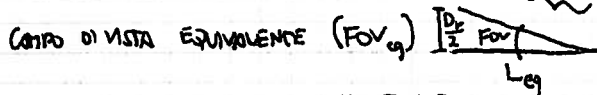
COME PER ① MA CON $\delta \leq 1 \ll \frac{1}{\vartheta_s^2}$ AL POSTO DI $\frac{1}{\vartheta_s^2}$... DIFFERISCONO DI ORDINI DI GRANDEZZA!

DIFFUSIONE (T_{off}) E PERDITE AGGIUNTIVE (T_{att}): $\left[\frac{P_r}{P_s}\right]_c = T_{off} T_{att} \cdot \frac{D_r^2}{\vartheta_s^2 \cdot 4L^2}$; $\left[\frac{P_r}{P_s}\right]_{N_v} = T_{off} T_{att} \cdot \delta \cdot \frac{D_r^2}{4L^2}$

VALE L'ESPRESSIONE GENERALIZZATA:

$$\frac{P_r}{P_s} = G \cdot \frac{D_r^2}{4L_{eq}^2}$$

CON $L_{eq} = \frac{L}{\sqrt{T_{att}}}$ (DISTANZA EFFICACE)



$G = \frac{T_{off}}{\vartheta_s^2}$ (1) $G = T_{off} \cdot \delta$ (2) OTTICHE ANTIRIFLESSO ALLA 2 DEL LASER $\Rightarrow T_{off} > 0,98$

$T_{att} = e^{-\alpha \cdot 2L}$ con $\alpha(\lambda) = \alpha(\lambda) + \beta(\lambda)$
↓
SCATTERING

RUMORE NEI TELEMETRI

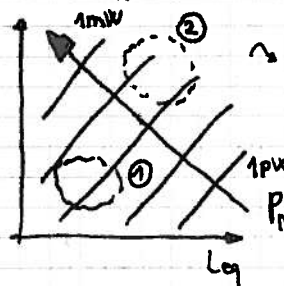
→ SI RIPORTA ALL' INGRESSO

RUMORE ELETTRONICO + RUMORE SEGNALE OTTICO (LUCE AMBIENTE, ...) + RUMORE SHOT → IN POTENZA IN INGRESSO = P_N

$\frac{S}{N} = \frac{P_r}{P_n}$ DOME $P_r = G P_s \cdot \frac{D_r^2}{4L_{eq}^2}$

QUANTO PER LAVORARE A UN FISSO RAPPORTO S/N BISOGNA INIZIARE CHE LA POTENZA DELLA SORGENTE RISPETTI LA CONDIZIONE:

$$G P_s = \frac{4L_{eq}^2}{D_r^2} \left(\frac{S}{N}\right) \cdot P_n$$



QUESTE SONO LE RIGHE
A $S/N=10$, $D_r=10 \mu m$
E AL VARIARE DELLA POTENZA DI RUMORE
SI DISTINGUONO DUE ZONE DI FUNZIONAMENTO:

- 1) BERSAGLIO COOPERATIVO $\Rightarrow G$ ALTO, P_s BASSA
 \Rightarrow BASSO RUMORE, LASER IN CONTINUA
- 2) BERS. NON COOPERATIVO $\Rightarrow G$ BASSO,
ALTA POTENZA E ALTO RUMORE
 \Rightarrow TELEMETRO PULSATO

QUESTO È SOLO IL RUMORE +
DOWB AL SEGNALE.
IN TUTTO SI HA:

$i_n = \beta P_r \propto \beta G P_s$
 $\langle i_n^2 \rangle = 2q i_n B \rightarrow P_n \propto \sqrt{B \cdot G P_s}$

QUESTA NON È CORRENTE IN
USCITA DAL FOTODIODO MA È RUMORE DELL'
ELETTRONICA RIPORTATO IN
INGRESSO.

LA CORRISPONDENTE POTENZA DI RUMORE È: $P_n^2 = \frac{\langle i_n^2 \rangle}{\beta^2} = \frac{2q\hbar\nu}{\eta} (P_r + P_{bg} + P_{el}) \cdot B$

~ È COME SE AVESSI UNA FLUTTUAZIONE SULLA POTENZA
IN INGRESSO (CHE IN REALTÀ POTREBBE ESSERE CONTINUA)

RICAVIAMO LA POTENZA SUL RICEVITORE DOWTA ALLA LUCE DI FONDO: NOTA L'INTENSITÀ SPECTRALE AMBIENTE E_{sc} [$\frac{W}{m^2 \cdot \mu m}$]
E IL COEFFICIENTE DI DIFFUSIVITÀ AMBIENTALE δ_{sc} , L'INTENSITÀ SUL RICEVITORE SARÀ:

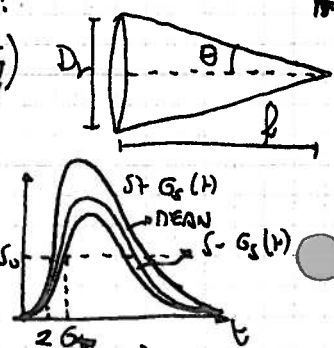
$$I_{bg} = \frac{1}{\pi} (\delta_{sc} E_{sc} \Delta\lambda) \cdot \Omega_{sc} \quad \text{DOME } \Omega_{sc} = \pi \cdot \vartheta^2 \approx \pi \cdot NA^2 = \pi \cdot \sin^2\left(\frac{D_r}{2f}\right)$$

NOTA L'AREA DI RICEZIONE $A = \pi \frac{D_r^2}{4}$ SI HA $P_{bg} = (\delta_{sc} E_{sc} \Delta\lambda \cdot NA^2) \cdot \frac{\pi D_r^2}{4}$

ACCURATEZZA: $L = c \cdot \frac{T}{2} \Rightarrow G_L = \frac{c}{2} \cdot G_T$. $G_T^2 = G_{scat}^2 + G_{shot}^2 \approx G_{shot}^2$

$G_T^2 = \frac{G_s^2}{(\delta S/\delta t)^2} \propto \frac{N_r}{N_r^2 \cdot t^2} = \frac{1}{N_r \cdot t}$
CON T DEL DOWB...

QUESTO SE C'È SOLO LO SHOT DEL SEGNALE (SNL)
SENNO PESANO ANCHE GLI ALTRI DUE



NELLA PRECEDENTE τ È LA DURATA DELL'IMPULSO E NON SI PUÒ AGGIUNGERE A PIÙ PERCHÉ SENNÒ
BISOGNA AVERE LA BANDA PER VEDERLI.
 N_r È IL N° DI FOTONI RACCOLTI CHE PUÒ ESSERE IN UN SINGOLO IMPULSO OPPURE UNA MEDIA DA PIÙ IMPULSI

IN UN TELEMETRO A MODULAZIONE SINUSOIDALE ② $G \propto \frac{1}{2\pi f_m} \cdot \frac{1}{\sqrt{N_r}}$ ($\frac{1}{2\pi f_m}$ È EQUIVALENTE ALLA DURATA τ DELL'IMPULSO IN CONTINUA)
QUI COMINCIO LAVORARE CON f_m ALTA DA
SE ALTRIMENTI TROPPO f_m SI HANNO PROBLEMI DI
AMBIGUITÀ! OPP. SE HO IMPULSI TROPPO RACCOMINATI

PER EVITARE AMBIGUITÀ NEL
TELEMETRO A TEMPO DI VOLO DEVE ESSERE:

① PULSATO: $T_{rep} > \frac{2L}{c}$
TEMPO DI RIPETIZIONE DEGLI IMPULSI

② MODULAZIONE SINUSOIDALE: $f_m < \frac{1}{T_{max}} = \frac{c}{2L_{max}}$

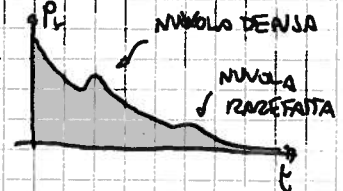
NB: IO CONTO IL TEMPO DI VOLO, SE MI RITORNA
UN IMPULSO ① (O UN PAK DELLA SINUSOIDE) ② DEVO SAPERE
SE È QUELLO CHE HO LANCiato AL TEMPO t_1 O AL TEMPO t_2 ...

① LASER Q-SWITCHED $\tau = 10 \text{ ns}$ $\rightarrow f_{rep} = 10 \text{ Hz} \div 10 \text{ kHz} \Rightarrow L_{max} = \frac{c}{2f_{rep}} = 15000 \text{ km} \div 15 \text{ km}$
DA PROBLEMI SONO A UN'UNICA DISTANZA O AD ALTE FREQUENZE DI RIPETIZIONE

② LASER DIODE $f_m = 10 \text{ MHz} \div 10 \text{ kHz}$ (MODULO LA CORRENTE CHE ALIMENTA IL DIODO)
 $L_{max} = \frac{c}{2} \cdot T_m = \frac{c}{2f_m} : 15 \text{ m} \div 15 \text{ km}$ SI È TACCUATI A FREQUENZA ALTA (FACILE + PRECISE)
MA VADO PIÙ LONTANO A BASSA FREQUENZA...

• LIDAR (LIGHT IDENTIFICATION DETECTION AND RANGING)

USO DIVERSE FREQUENZE IN UN IMPULSO CHE VIENE TRAMESSO (O RETROTRASMESSO) DAL NIEBO E DAQUE
CARATTERISTICHE DELL'IMPULSO DI RITORNO DEDUO LE PROPRIETÀ DEL NIEBO

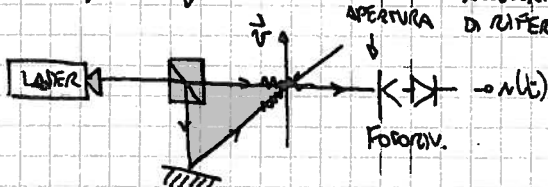


VELOCIMETRI

• EFFETTO DOPPLER SUI RASCI LASER: L'OGGETTO PERCEPISCE LA FREQUENZA
 $v' = (1 - \frac{v}{c})v$

• A VELOCITÀ NON RELATIVISTICHE ($v \ll c$) LO SPOSTAMENTO DOPPLER RELATIVO È MOLTO PICCOLO:

$\frac{\Delta v}{v} = \frac{v - v'}{v} \sim 10^{-9}$ (QUANTO $\Delta v \sim \text{MHz}$) PER MISURARE QUESTO SPOSTAMENTO CON SUFFICIENTE
ACCURATEZZA COMINCIO MISURARE IL GOTTINGO CON UN FASO LASER
DI RIFERIMENTO (PERCHÉ ETERNO, ANAL. DI SPETTRO HA PU. TROPPO BASSO)

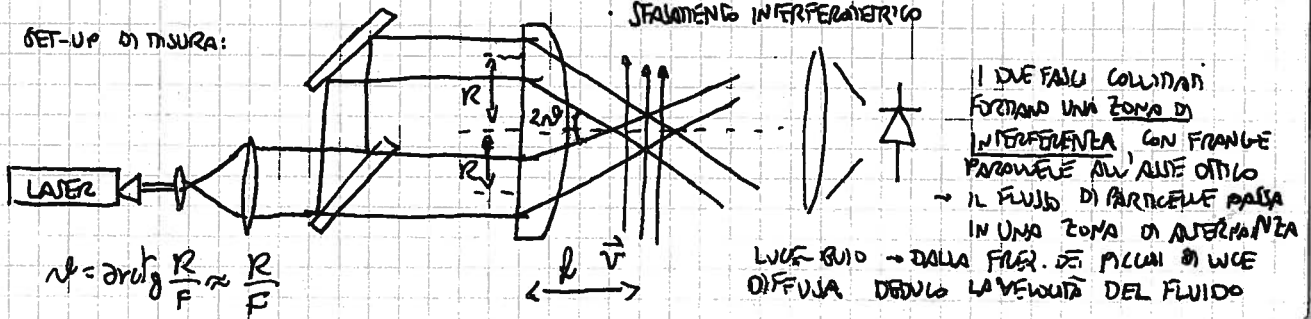


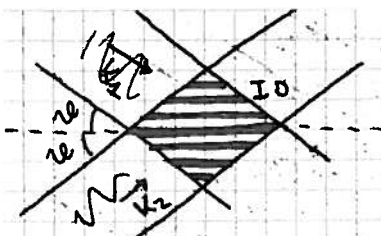
LDV (LASER DOPPLER VELOCIMETRY) SI IMPIEGA PER
MISURARE VELOCITÀ DI FLUIDI CONTENENTI PARTICELLE
DIFFONDENTI (DEV' ESSERE SCATTERING)

• SCATTERING DI RAYLEIGH ($r \ll \lambda$) $F(\theta)$ UNIFORME
SCATTERING DI MIE ($r \gg \lambda$) $F(\theta)$ MAX PER $\theta = 0$ (FORWARD SCATTERING)

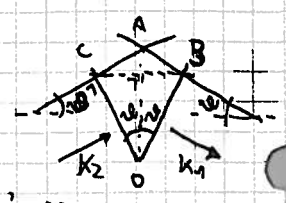
• IL SEGNALE DI MISURA È INTERPRETABILE COME: ① ATTRAVERCIAMENTO DI FRANGE DI INTERFERENZA
SCEGLIAMO ② (NB: SONO TUTTE LO STESSO FENOMENO) • EFFETTO DOPPLER
• SFALTIMENTO INTERFEROMETRICO

• SET-UP DI MISURA:





NELLA ZONA DI INTERFERENZA LE FRANGE SONO PERTE
CALCOLO LA DISTANZA TRA DUE FRANGE SCURE:



OA È LA DISTANZA CERCATA E DEVE ESSERE $\Delta\phi_{OA} = 2\pi$
(O E A SONO A CENTRO DI DUE FRANGE SCURE)

Calcoliamo lo sfasamento da O ad A per l'onda 1 e per l'onda 2:
↓ AL VERTICE D'ONDA ($k \cdot \sin\theta$)

$$\textcircled{1} \Delta\phi_{OA1} = \Delta\phi_{OB} + \Delta\phi_{BA} = 0 + (k_1 \cdot \sin\theta) = \frac{2\pi}{\lambda} D \cdot \sin\theta$$

$$\textcircled{2} \Delta\phi_{OA2} = \Delta\phi_{OB} + \Delta\phi_{BA} = 0 + k_2 \sin\theta = \frac{2\pi}{\lambda} D \cdot \sin\theta$$

LA DIFFERENZA DI FASE RISPETTO A O TRA LE DUE ONDE È QUANTI

$$\Delta\phi_{OA} = \Delta\phi_{OA2} - \Delta\phi_{OA1} = \frac{4\pi}{\lambda} D \sin\theta$$

$$\frac{4\pi}{\lambda} D \sin\theta = 2\pi \Rightarrow D = \frac{\lambda}{2 \sin\theta}$$

IL TEMPO DI RIPETIZIONE DEI PICCHI È INVERSONTE PROPORTIONALE ALLA VELOCITÀ

NB: IL PROFILO DI LUCE È MODULATO DA UNA GAUSSIANA (CHE È IL PROFILO DEL FASCO LUNGO LE DIREZIONI k_1, k_2)

Con l'elettronica vanno a rilevare $F_D = \frac{1}{T_D} = \frac{V}{D} = \frac{2 \sin\theta}{\lambda} V$ CHE È LA FREQUENZA DELLA LUCE DIFFUSA

QUESTA MISURA LO FACILITA PER: - COUNTER

- ANALIZZATORE DI SPETTRO
- CORRELAZIONE

NB: CON MISURA UNA SOLA DIREZIONE SPECIFICHE PER MISURE 3D HO BISOGNO DI 3 CONTI FASCI SU PIANI ORTOGONALI FRA LORO

$$S = \frac{\Delta F}{\Delta V} = \frac{2 \sin\theta}{\lambda}$$

es: $\lambda = 532 \text{ nm}$
 $\theta_1 = 3^\circ \rightarrow S_1 = 200 \text{ kHz/m/s}$
 $\theta_2 = 20^\circ \rightarrow S_2 = 1.3 \text{ MHz/m/s}$

SE MISURO $V = 500 \text{ m/s}$ OTTENG

$$F_{D,1} = 100 \text{ MHz}$$

$$F_{D,2} = 650 \text{ MHz}$$

PER LEGGERE QUESTO CI VUOL'UN'ELETTRONICA VELOCE

LA MISURA È MOLTO SENSIBILE A BASSE VELOCITÀ, AD ALTE VELOCITÀ SI FA ANCHE FORTA A MISURARE LE FREQUENZE GENERATE

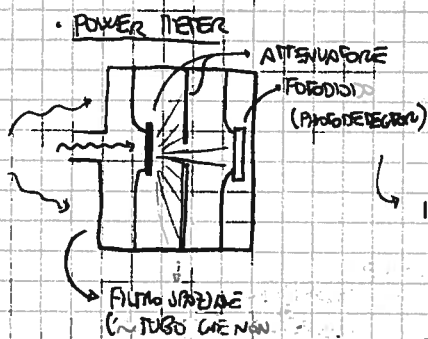
L'INCERTEZZA RELATIVA È DATA DA: $\frac{\Delta V}{V} = \sqrt{\frac{\Delta\theta^2}{\theta^2} + \frac{\Delta\lambda^2}{\lambda^2}}$ QUESTA È BASSA PERCHÉ $\Delta\lambda(\lambda) \sim 10^{-4} \cdot \lambda$ (CONSIDERA BENE L'ESTENSIONE LASER SINGLE MODE)

INVECE $\theta \approx \frac{V}{F}$ CON $\omega(V) \sim 10^3$ E $\omega(F) \sim 10^4 \Rightarrow \omega(\theta) \sim 10^3$ LIMITANTE!

PIV (PARTICLE IMAGE VELOCITY): ILLUMINO IL FLUIDO (CON PARTICELLE FLUORESCENTI) CON FASCI ULTRAVIOLET DI UN LASER PIANO (NON È NECESSARIA LUCE COERENTE INSIEME A UN LASER (CQ))

VEDO QUANTE SI SPOSTANO LE PARTICELLE DA UN FASCI ALL'ALTRO: $V = \frac{\Delta x}{\Delta t} \rightarrow \frac{1}{\Delta t} = \text{FRAME RATE}$

STRUMENTAZIONE PER MISURE OTTICHE



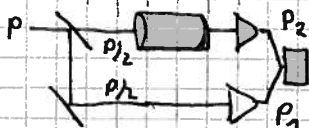
LE SUPERFICIE INTERNE SONO NERE E IL TUBO È CHIUSO - NO LUCE AMBIENTE
 L'ATTENUATORE È FORMATO DA UN DIFFUSORE LONGITUDINALE + UN'APERTURA (FILTRO UV/IR). L'INTERNO DEL TUBO È ALLEGATO X FAVORIRE LO SCAMBIO TERMICO (UNA PARTE DELLA RADIATIONE VIENE ASSORBITA QUANTO PIÙ SI SCALDA IL TUBO)

1. SENSORE PUÒ ESSERE: ① TERMICO: $P_{therm} = \eta_{LRS} P_{opt} = K \cdot \Delta T = K(T - T_{amb})$
 ② A FOTONUMERAZIONE

LA LUCE AMBIENTE LA LUCE AMBIENTE

① RESPONSIVITÀ INDIPENDENTE DALLA LUNGHEZZA D'ONDA! (TUTTE LE RADIATIONI SCALDANO...)

6 PER MISURARE POTENZE ALTE E BASSE CON DIVERSE NECESSITÀ DI STRUTTURA:



⇒ POWER METER A DUE CANALI

IL RIVELATORE È UNA SERIE DI FOTODIODES DISPOSTE IN DIVERSE RADIANZE CHE TRASFORMANO IN TENSIONE IL GRADIENTE DI TEMPERATURA TRA IL CENTRO E IL BORDO DEL DISCO

② $f_e, f_s, l, \lambda, \lambda_s$ - BISOGNA SEMPLIFICARE IL RIFERIMENTO A SECONDA DELLA LUNGHEZZA D'ONDA DA MISURARE (IL N° DI RADIATIONE DEVE ESSERE MOLTO A PIÙ)
 ELEVATO POWER RANGE (1-11 ORDINI DI GRANDEZZA)
 BANDA PIÙ AMPIA E VIAMO ALLA CONTINUA → SEGNALE LENTI

RIVELATORI CCD: DATURA DI PIXEL, RICOSTRUISCONO FORMA E DIMENSIONE DELLO RAGGIO INCIIDENTE
 6 IN BASE AL PROFILO SPAZIALE DEL FASCIO SI POSSONO FARE DIVERSE DEFEZIONI SULLE SUE CARATTERISTICHE:

- DIVERGENZA: $\theta = \frac{\Delta x}{\Delta z}$ (IN UNO LONTANO) → $M = \frac{\theta}{\frac{\lambda}{\pi w_0}} = \frac{\theta}{\frac{\lambda}{\pi w_0}}$ / $\lambda \gg 1$ → DIFFRACTION LIMITED
 / $\lambda \ll 1$ → MULTIMODO

- DIMENSIONE DI RAGGIO $w = w_0 \sqrt{1 + \left(\frac{\lambda z}{\pi w_0^2}\right)^2}$

6 ASSIMETRICO: $w_{0x} \neq w_{0y}$
 $\theta_x \neq \theta_y$

WAVE-METER DA LABORATORIO: LA RADIATIONE DI CUI SI VOLE MISURARE LA LUNGHEZZA D'ONDA VIENE FATTA VIAGGIARE NEL VUOTO SULLO STESSO CANTINO OTTICO DI UNA RADIATIONE DI RIFERIMENTO LA CUI λ È NOTA CON ELEVATA PRECISIONE.
 LE DUE RADIATIONI SONO FATTE DA INTERFERIRE CON SE STESSO E SI CONTANO LE FRANGE DI INTERFERENZA AL VARIARE DEL CANTINO OTTICO (λ)

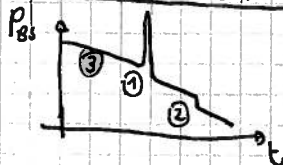
SI PD2 SI FORMANO LE FRANGE DEL RIFERIMENTO: $4\Delta L \approx N_R \cdot \lambda_R$ (SARANNO $N_R \pm 1$, SI ARROTONDA)
 SI PD1 SI FORMANO LE FRANGE DEL FASCIO DI MISURA: $4\Delta L = N_X \cdot \lambda_X$

6 $\lambda_X \approx \frac{N_R}{N_X} \lambda_R$ CON INCERTEZZA $\frac{\Delta \lambda_X}{\lambda_X} = \frac{\Delta N_R}{N_R} \approx 10^{-10}$ CON RIFERIMENTI NERO ALUMINIO (He-Ne STABILIZZATO SU RIGHE DI I_2)
 ($\sim 10 \text{ fm}$)

OSA (OPTICAL SPECTRUM ANALYZER): - CON MONOCROMATIZZAZIONE ROTANTE (PRISMA / GRATING DI DIFFRAZIONE)
 - CON GRATING FISSO E ARRAY CCD

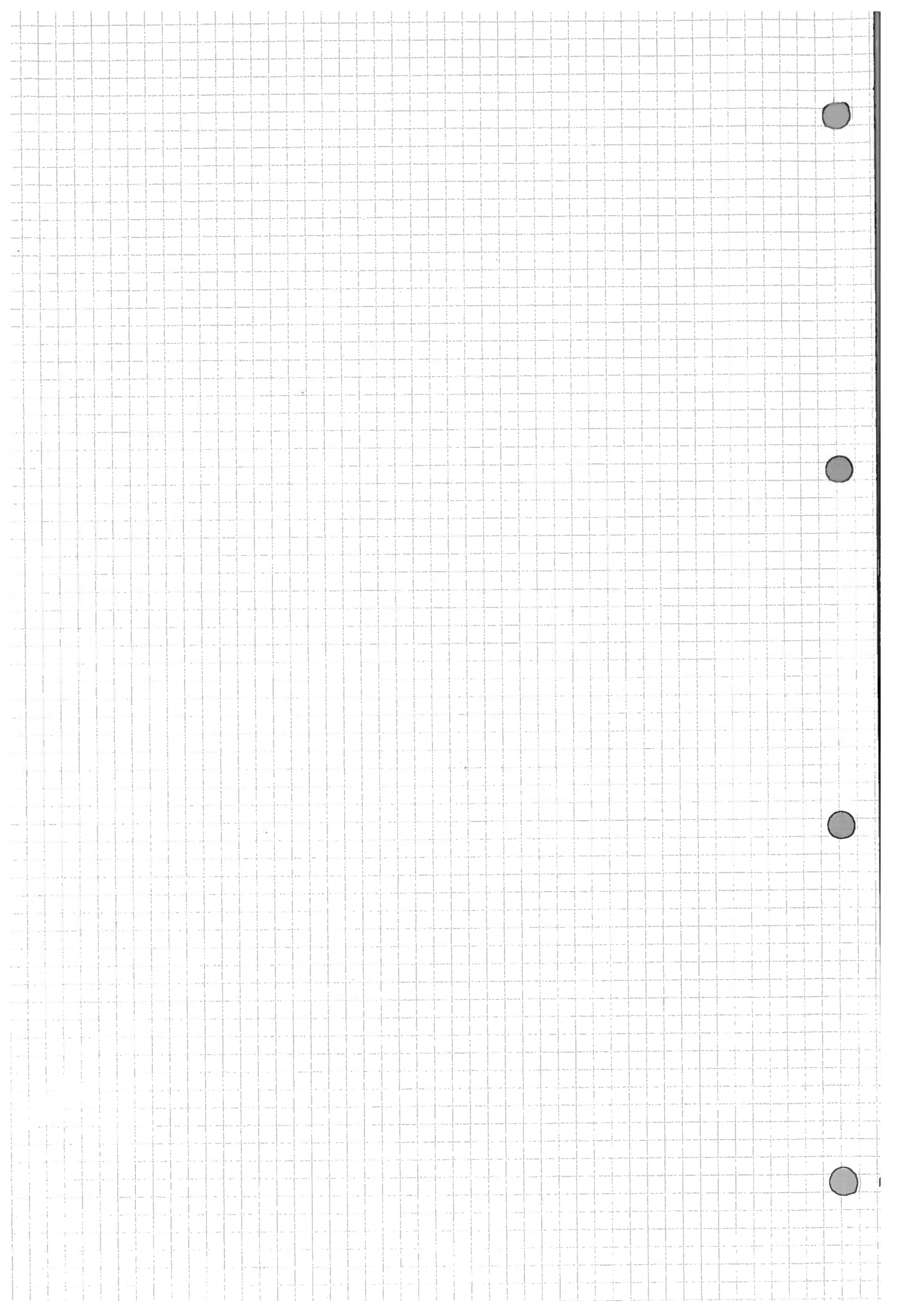


OPTICAL TIME DOMAIN REFLECTOMETRY (OTDR): SI MISURANO LE PERDITE IN FIBRA TRAMITE LA POTENZA OTTICA RETROREFLESSA. FASCIO DI MISURA: BUCIA MARI LIEVE ($\sim 10 \text{ m}$)



$$P_{gs} = \frac{1}{2} \alpha_s \cdot L \cdot P_{in}(t) \quad L = \frac{c \cdot \tau}{n}$$

① GIUNTO: RIFLESSIONE + PERDITA
 ② SPALCE: SOLO PERDITA
 ③ DALLA PENDENZA SI DEDE IL VALORE DEL COEFFICIENTE DI ATTENUAZIONE



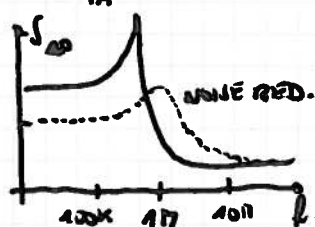
STABILIZZAZIONE & METROLOGIA

lunedì 13 gennaio 2014

CATTO ELETTRICO CON FLUTTUAZIONI DI AMPIEZZA: $E(t) = E_0 (1 + a(t)) e^{-j2\pi\nu t}$, $a(t) \ll 1$

OSCUILLAZIONI DI RINALLAMENTO DEL SISTEMA LASER A CAUSA DI FLUTTUAZIONI DEL GUADAGNO O DEL TASSO DI POMPAGGIO:

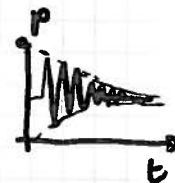
2) x è il guadagno: $x \triangleq \frac{P_{PUMP}}{P_{TH}}$



$$P_{RIN} = \sqrt{\frac{x-1}{T_0 T_{sp}}}$$

OSCUILLAZIONI CHE SI PROPAGANO IN:

$$T_{RIN} = \frac{2 T_{sp}}{x}$$



NEI LASER A DOPPIA T_0 È PICCOLA (PERCHÉ DIVISA FOTONI) E QUINDI LE OSC. DI RINALLAMENTO SONO A + ALTA FREQUENZA (~100 MHz)

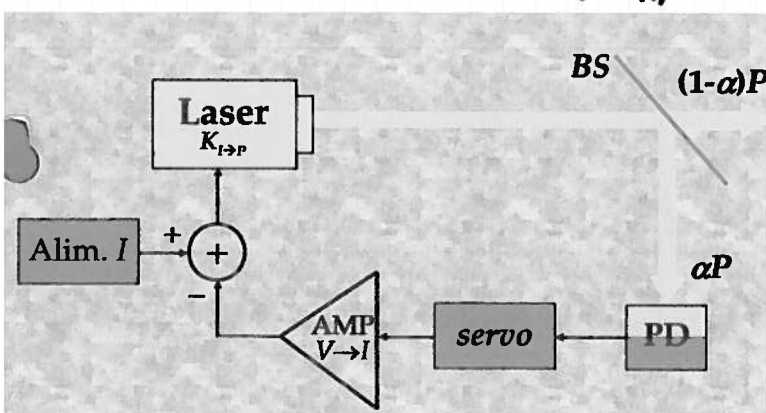
RELATIVE INTENSITY NOISE: (RIN)

$$RIN(f) = \frac{S_{AP}}{P^2} \left[\frac{dB}{Hz} \right]$$

COMPRESSIONE DEL RIN CON ANELLO DI REFESSIONE:

$$E_{ref} [V/V]$$

$$G_{REF} = K_{I-P} \cdot \alpha \cdot P_0 \cdot G \cdot G_s \cdot G_{V-E}$$



STABILITÀ IN FREQUENZA: $E(t) = E_0 e^{-j(2\pi\nu t + \phi(t))}$, $\frac{d\phi}{dt} \ll \nu_0$

LA FREQUENZA ISTANTANEA È: $\nu_{inst}(t) = \frac{1}{2\pi} \frac{d\phi}{dt} = \nu_0 + \frac{1}{2\pi} \frac{d\phi}{dt} = \nu_0 + \Delta\nu(t)$

$$\Delta\nu = n \frac{c}{2L^2} (-\Delta L) \rightarrow \frac{\Delta\nu}{\nu} = -\frac{\Delta L}{L} \rightarrow \Delta L = 1 \text{ Å} \rightarrow \Delta\nu = 90 \text{ MHz} \ll \text{LUNGHEZZA OTTICA DEL RISONATORE}$$

POSSIBILI SOSTITUIRE: - LASER MONOLITICO (SPECCHI DEPOSITATI SU MATERIE ATTIVE)

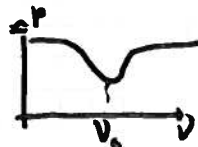
- NON-PLANAR RING OSCILLATOR (NPRO, Nd:YAG) AD ANELLO PER EVITARE FORMAZIONE DI + MODI LONGITUDINALI (STANDARD HOLE QUANTITÀ)

2) SE SI GIOCA CON TUNING (Tm:YAG, 3 LINEE) SI DROTA SOLO LA PRIMA RIFLESSA, ALTRIMENTI DUE NON ASPA ALLORA LA LINEA LASER GENERATA (2 LINEE!)

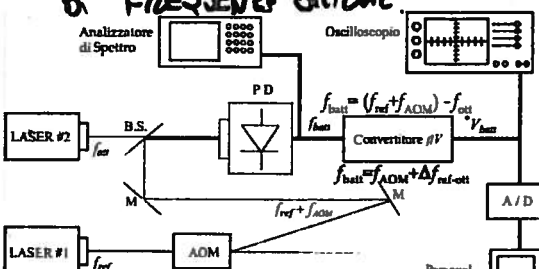
CARATTERIZZ. RUMORE DI FREQUENZA: 1) DISCRIMINATORE DI FABRY-PEROT (NON BASA UN RISONANZO)



UN LAVORO SIMILE LO FA UN ALLOSCOPIO SELETTIVO: (~ SUELO, CON GAIN)



2) OTTENERE FLUTTUAZIONI DI SEGNALE ELETTRICO PROPORZIONALI A FLUTTUAZIONI DI FREQUENZE OTTICHE



2) MIXING (BATTIMENTO) DI SEGNALE OTTICI: $f_{beat} \approx f_{opt}$

$$f_{beat} = f_{opt} + \Delta f_{off-opt}$$

2) LE VARIANTE DI f_{beat} E f_{opt} SI SOTTRAGGONO

STABILIZZAZIONE & METROLOGIA

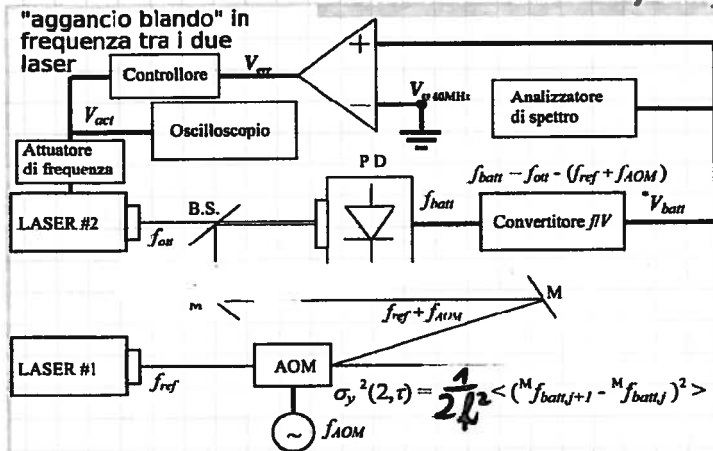
lunedì 13 gennaio 2014

VARIANTE DI ALLAN: MISURA DELLA STABILITÀ DELLA FREQUENZA MEDIA DI UN OSCILLATORE

CON LASER: $\sigma_y^2(2, \tau) = \frac{\langle (f_{\text{batt}, j+1} - f_{\text{batt}, j})^2 \rangle}{2 f^2}$

A MISURA LA FREQUENZA DI BATTIMENTO DI PRIMA...

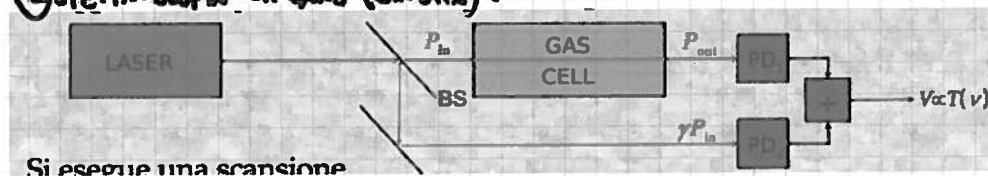
NS: COME PRIMA IL MODULATORE ACOUSTICO (AOM) SERVE A RIDURRE A ZERO LA FREQUENZA IL BATTIMENTO TRA LE DUE FREQUENZE LASER



SPETTROSCOPIA: RIGHE DI ASSORBIMENTO. MA C'È UN'UNICA FREQUENZA DA UNA RIGA DI LARGHEZZA FINITA

COME DI AMPLIFICAZIONE: RIGA OTTOGENA (LORENZIANA): COLLIMAZIONE, CORREZIONE DI FORZA ESTERNA (EFFETTO STARK) $\Delta f = f_0 \sqrt{\frac{kT}{mc^2}}$ $\Delta f = f(p)$ PRESSURE

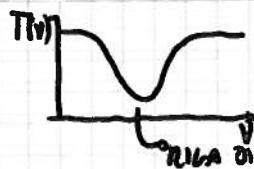
SPETTROSCOPIA LINEARE (DIRETTA):



QUESTO SETUP È INSENSIBILE A VARIAZIONI DI POTENZA DEL LASER (SI FA IL RIFLESSO...)

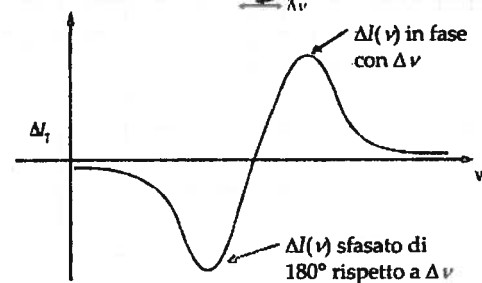
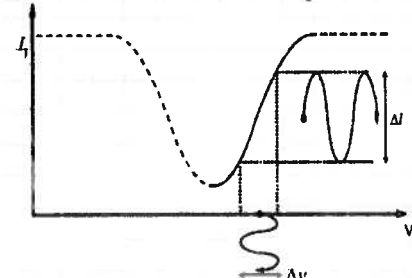
$V \propto \frac{P_{out}}{P_{in}} = \frac{1}{T(v)}$

TRASMISSIONE DEL GAS ANALIZZATO



SPECTRAL HOLE BURNING

SPETTROSCOPIA FM (~100 MHz): MODULO IN FREQUENZA IL LASER È VARIANDO V TIPO LA DERIVATA PRIMA DEL PROFILO DI TRASMISSIONE.

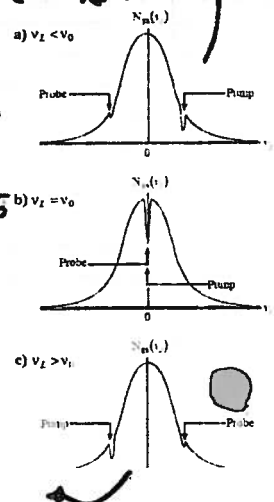


CON RISPETTO ALLA PRECEDENTE QUESTA TECNICA PERMETTE DI VEDERE ANCHE RIGHE NOIE + DEBOLI (< 1%)

SPETTROSCOPIA SATURAZIONE: CON UN FASCIO DI POMP A FREQUENZA LOCALE (VIBRAZIONE) C'È UNA RIGA NOTO SOSTA DI ASSORBIMENTO. CON UN'ULTERIORE FASCIO (VIBRAZIONE) VADO A VEDERE IL PROFILO DI TRASMISSIONE (ANCHE IN FPM COME DESCRITTO IN PRECEDENZA)

LA RIGA CHE SI OTTENE È PIÙ STRETTA DI QUELLA ORIGINARIA DOWNA ALL'EFFETTO DOPPLER.

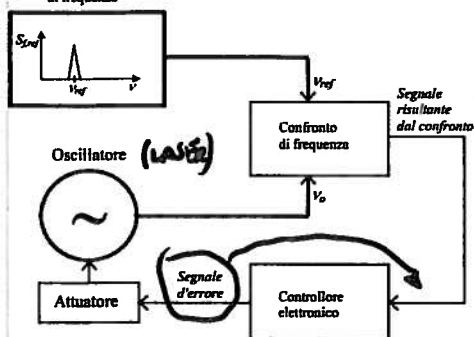
DE QUANTO SINTETIZZARE PERCHÉ SIA IL CONTRASTO PIÙ ALTO



STABILIZZAZIONE & METROLOGIA

mercoledì 15 gennaio 2014

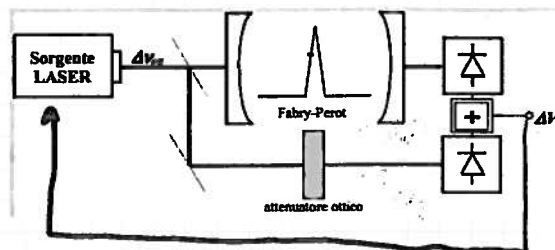
STABILIZZAZIONE IN FREQUENZA:



COME LA STABILIZZAZIONE DI UN QUALSIASI OSCILLATORE
COME ESEGUIRE IL CONFRONTO IN FREQUENZA?

1) FRANGE SIDE LOCKING:

$$\Delta \nu = \frac{\Delta \nu}{F_{\text{ref}} - \nu_{\text{ref}} (1 + g_{\text{LWP}})}$$

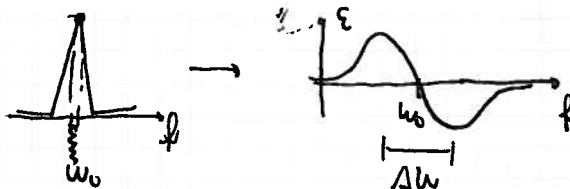


Ho un segnale $\Delta \nu$ o Δf rispetto alla riga di riferimento del FP.

2) PEAK LOCKING

: INVECE DI AGGIUSTARSI A UNO DEI BORDI DEL PICCO DEL FABRY-PEROT SI AGGIUSTA AL PICCO:

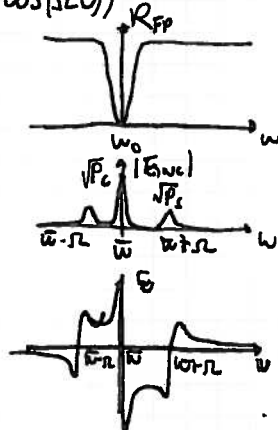
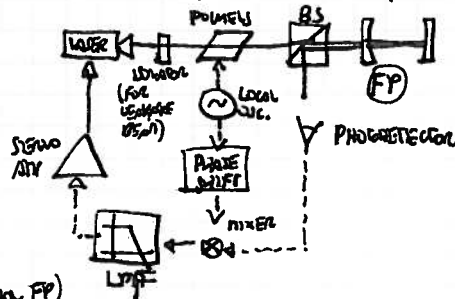
ANCHE QUI HO UN PROBLEMA DI DERIVATA PRIMA CHE MI DICE DA CHE PARTE DEL PICCO SONO (E DI QUANTO SONO LONTANO RISPETTO A ω_0)
+ PRECISO DEL PRECEDENTE MA DEVO INDICARE LA LUCE LASER (ANCHE A FREQ. BASSA)



3) POUND-DREVER-HALL METHOD: COME IL PRECEDENTE MA ADDO A FREQUENZE ~~PROPRIO~~ DALL'ORDINE DELLA LARGHEZZA DELLA RIGA DI RIFERIMENTO

MODULO IN FASE (PIEZO, ALIQUOTI, RING, ...) $\Rightarrow E = E_0 e^{i(\omega t + m \cos(\Omega t))}$
SE SI È ~~PROPRIO~~ $\Delta \omega$ SI CREANO DUE BANDE LATERALI NEL DALL'ORDINE DI Ω CANTO ENTRANTE IN GIOCO. AD QUE FREQUENZE QUESTE BANDE NON SONO A RISONANZA E VEDONO QUINDI RIFLETTIVITA' DEL FABRY-PEROT UNITARIA

DANDO IL RAGGIO RIFLESSO IN UN PHOTOREFLECTOR DETECTOR (LOCAL OSCILLATOR + MIXER) E OTTENENDO IL SEGNALE ERRONE DA PARAGONARE ALV ATTUALE CHE VA A MODIFICARE LA FREQ. DEL LASER (\sim LARGHEZZA COME)



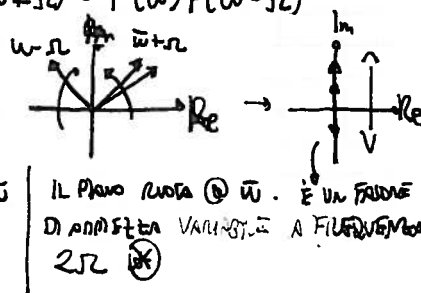
PIÙ IN DETTAGLIO (MA NEANCHE TROPPO...):

LA RIFLETT. DEL CANTO RICEVUTO DAL PP (E $P_{PD} \propto F(\omega) F(\omega + \Omega) - F(\omega) F(\omega - \Omega)$)

PIÙ (2, BASSA FREQ. DI MODULAZIONE) RISULTAVA $\ln(P_{PD}) \approx 0$ (= SOLO REALE)

ORA SAPENDO $F(\omega \pm \Omega) \approx -1$ SI HA $\text{Re}(P_{PD}) \approx 0$

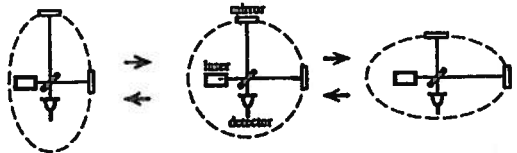
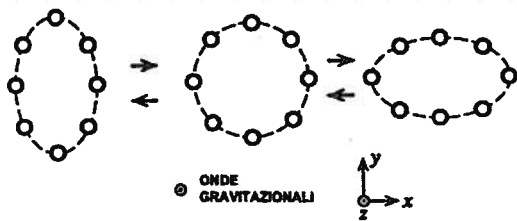
$$P_{PD} \propto |E_{\omega + \Omega} + E_{\omega - \Omega}|^2 = P_0 \left(\frac{\Delta \omega}{\Delta \omega} \right)^2 + 2P_0 - 4\sqrt{P_0 P_s} \frac{\Delta \omega}{\Delta \omega} \sin \Omega t - 2P_s \cos 2\Omega t$$



QUESTO È IL GOTTINGEN TRA PORTANTE E BANDE LATERALI ED È QUESTO CHE CI DICE IL SEGNO DELLO SPOSTAMENTO RISPETTO ALLA RISONANZA ($\Delta \omega = \omega_0 - \omega$)

ONDE GRAVITAZIONALI

mercoledì 22 gennaio 2014



L'INTERAZIONE GRAVITAZIONALE È LA + DEBOLLE DELLE 4 INTERAZIONI FONDAMENTALI

LA DEFORMAZIONE RELATIVA DELLA DIMENSIONE SPAZIALE GENERATA DALL'ESPANSIONE DI UNA SUPERFICIE (!) È:

$$h = \frac{R_2 - R_1}{R} \approx 10^{-21}$$

NB: LE IPOTETICHE ONDE GRAVITAZIONALI MODIFICANO LO SPAZIO-TEMPO (QUINDI, AD ES. ANCHE LA LUCE, CHE INTERAGISCE CON I FOTONI)

NB2: IL PRINCIPIO È MISURARE LA DEFORMAZIONE CON UN INTERFEROMETRO DI MICHELSON.

PER AVERE SFALZAMENTI RILEVABILI FACCIAMO PERCORRERE ALLA LUCE I BRACCI PIÙ VOLTE IN BRACCI A CAVITÀ FABRY-PEROT:

→ SI LAVORA SUI LIMITI DELLA TRASMISSIONE DEL FABRY-PEROT (COME I PICCHI DI RIFLESSIONE) PROPRIO PER RIFERIMENTI + VARI I BRACCI

→ IN CONDIZIONI DI EQUILIBRIO SUL FOTOBODD NON C'È LUCE (SEGNALE 0) → È + FACILE VEDERE PICCHI OGGNAU

