
“Misure Ottiche”

Corsi di Laurea Magistrale in Ingegneria
Elettronica e delle Telecom. e Fisica



Misure di Stabilità e Stabilizzazione Attiva degli Oscillatori Laser Spettroscopia Laser e Metrologia alle Frequenze Ottiche

Cesare Svelto
Politecnico di Milano

Sommario

- Rumore d'ampiezza, sua misura e soppressione
 - Rumore tecnico, derive, e oscillazioni di rilassamento
 - Sistemi di retroazione per la correzione del RIN
- Stabilità in frequenza e sua caratterizzazione
 - Cause di instabilità della frequenza ottica
 - Misure con discriminatore di freq. ottica e varianza di Allan
- Spettroscopia laser
- Riferimenti di frequenza e stabilizzazione attiva
 - Discriminatori Fabry-Perot e riferimenti atomici/molecolari
 - Aggancio a bordo frangia e metodo Pound-Drever
- Campioni atomici/molecolari di frequenza ottica
 - Caratterizzazione sul segnale d'errore in anello chiuso o su segnali di battimento
 - Riferimenti a $1.5 \mu\text{m}$ per le comunicazioni ottiche
- Esperimenti di metrologia alle frequenze ottiche

Stabilità in ampiezza

- Campo elettrico nel tempo con fluttuazioni di ampiezza

$$E(t) = E_0 [1 + a(t)] \exp[-j2\pi\nu_0 t] \quad \text{con } |a(t)| \ll 1$$

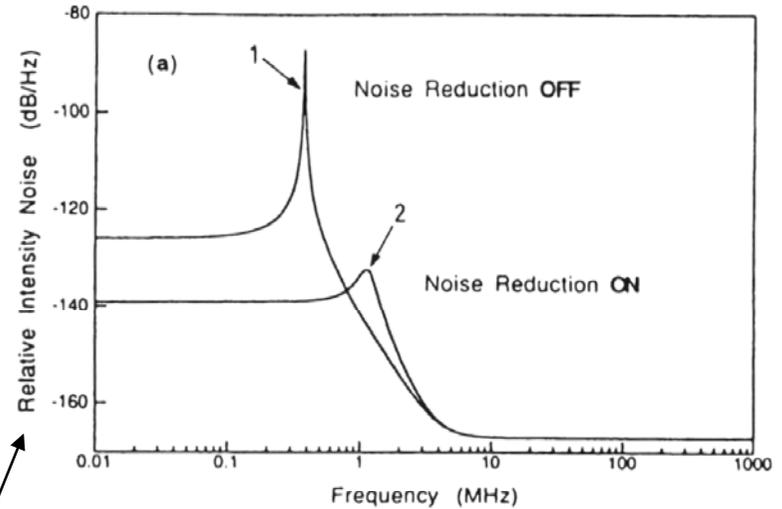
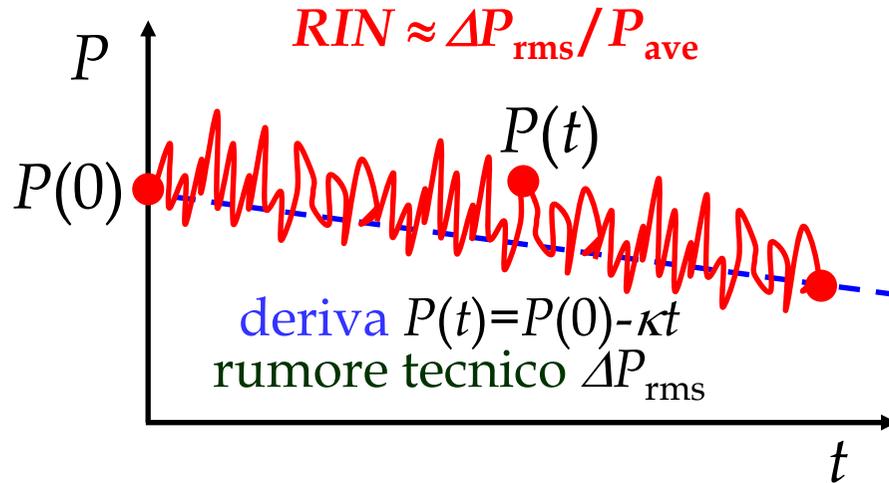
- Da un'analisi perturbativa del sistema laser (in risposta a piccole fluttuazioni del tasso di pompaggio o delle perdite di cavità) si evidenzia il fenomeno delle **oscillazioni di rilassamento**

- frequenza di oscillazione $f_{RIN} = \left[\frac{x-1}{\tau_c \tau_{sp}} \right]^{1/2}$ (x è il soprasoglia)

- tempo di smorzamento (esponenziale) $\tau_{RIN} = \frac{2\tau_{sp}}{x}$

Necessità di **sistemi di stabilizzazione** (passiva/attiva)

Rumore di ampiezza relativo (RIN)



Fluttuazione di potenza $\Delta P(t)$

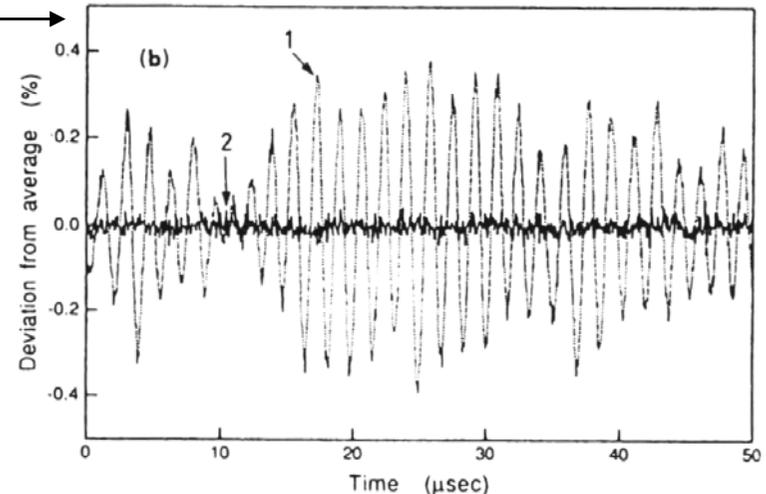
Densità spettrale $S_{\Delta P}(f)$

Relative Intensity Noise

$$RIN(f) = S_{\Delta P}(f) / \langle P \rangle^2 \times 1\text{Hz} \text{ [dB]}$$

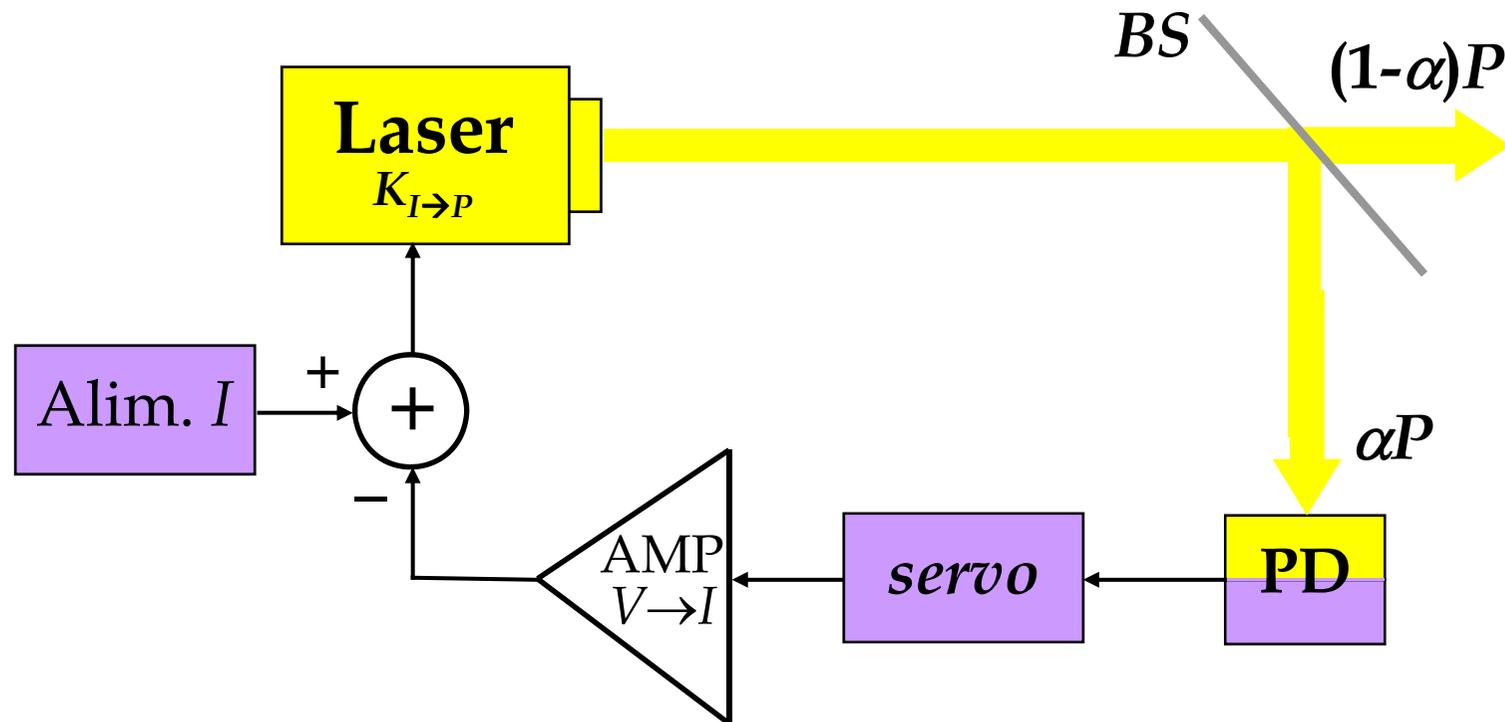
$$RIN(f) = \frac{i^2(f) \times 1\text{Hz}}{I_{DC}^2} \text{ [dB]}$$

talora indicato in dB/Hz per indicare "@1Hz" o "entro la banda di 1 Hz"



Pb. 2 poles compl. conj.

Soppressione del RIN



$$G_{loop} = K_{I \to P} \times \alpha \times \rho_{PD} \cdot G_{I \to V} \times G_{Servo} \times G_{V \to I}$$

$$[1] = [W/A] \times [1] \times [A/W] \cdot [V/A] \times [V/V] \times [A/V]$$

Banda e **stabilità dell'anello** optoelettronico di controreazione

Stabilità in frequenza

- Campo elettrico nel tempo con fluttuazioni di frequenza

$$E(t) = E_0 \exp\{-j[2\pi\nu_0 t - \phi(t)]\} \quad \text{con } 1/(2\pi) \times d\phi/dt \ll \nu_0$$

$$\nu_{\text{inst}}(t) = 1/(2\pi) d\phi_{\text{tot}}/dt = \nu_0 - (1/2\pi) d\phi/dt = \nu_0 + \Delta\nu(t)$$

- Dall'espressione delle autofrequenze del risonatore:

$$\nu = l \frac{c}{2L} \Rightarrow \Delta\nu = l \frac{c}{2L^2} (-\Delta L) \Rightarrow \frac{\Delta\nu}{\nu} = -\frac{\Delta L}{L}$$

- Forte **dipendenza della frequenza laser da L**
 - e.g. per un laser a Nd:YAG ($\lambda=1.064 \mu\text{m}$, $\nu \approx 300 \text{ THz}$)
con $L=30 \text{ cm}$ se $\Delta L=-1 \mu\text{m}$, si ha $\Delta\nu=1 \text{ GHz!!!}$
 - e.g. laser a diodo ($\lambda=1.55 \mu\text{m}$, $\nu \approx 200 \text{ THz}$)
con $L=500 \mu\text{m}$ se $\Delta L=-0.1 \text{ nm}$, si ha $\Delta\nu=40 \text{ MHz!!!}$

Necessità di **sistemi di stabilizzazione** (passiva/attiva)

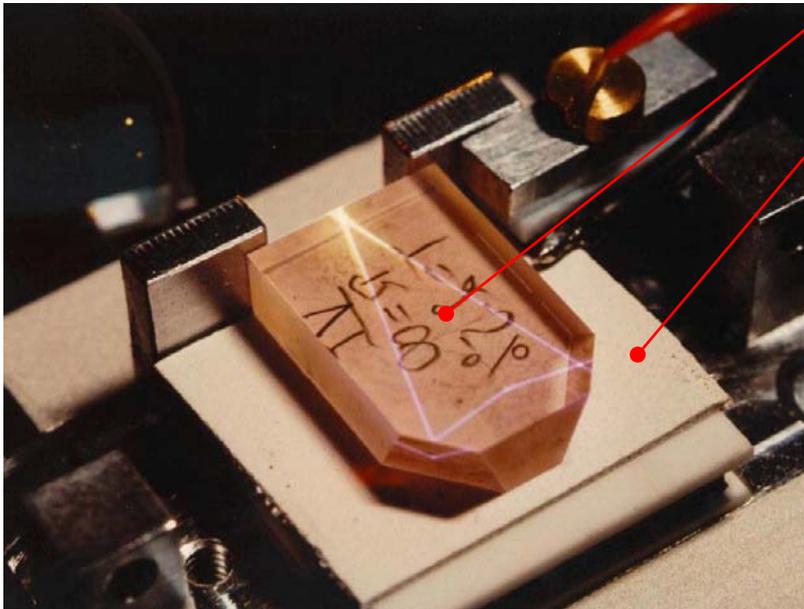
Coeff. di dilatazione termica: $\alpha = (\Delta L/L) \cdot 1/\Delta T$ " (...) $\cdot 10^{-6} \text{ K}^{-1}$

Al (24); acciaio (12); vetro ord. (9); pyrex (4); INVAR (1.6); FS (0.6), ULE 0 ± 0.0001 6/45

Laser intrinsecamente stabili (il laser monolitico μ -chip o NPRO Nd/Tm:YAG)

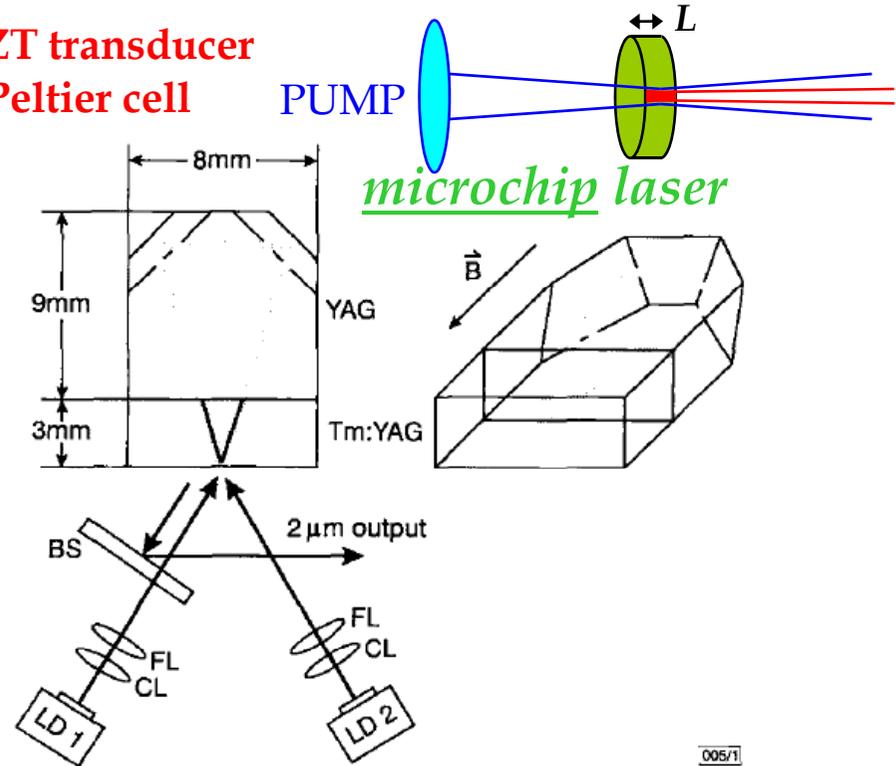
I laser "monolitici", pompati a diodi, sono intrinsecamente molto insensibili alle perturbazioni che destabilizzano P e λ

Unidirezionalità: *spatial hole burning*...



Nd:YAG single-frequency
Non-Planar Ring Oscillator
 $\lambda=1064$ nm; $P=10$ mW-2W;
 $\nu=282$ THz; $\Delta\nu<5$ kHz@1ms

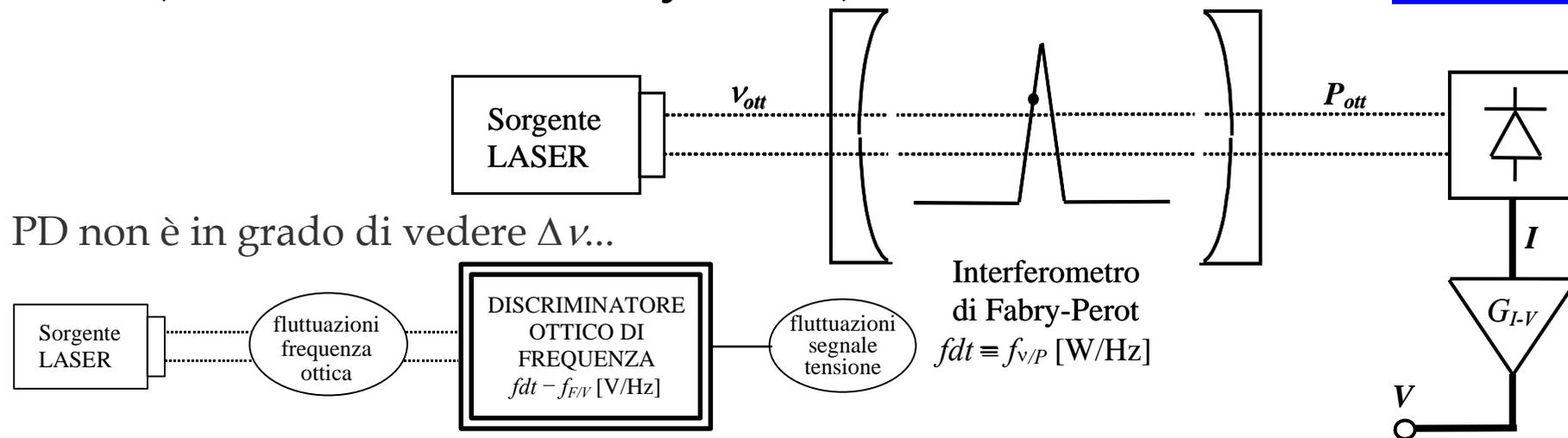
PZT transducer
Peltier cell



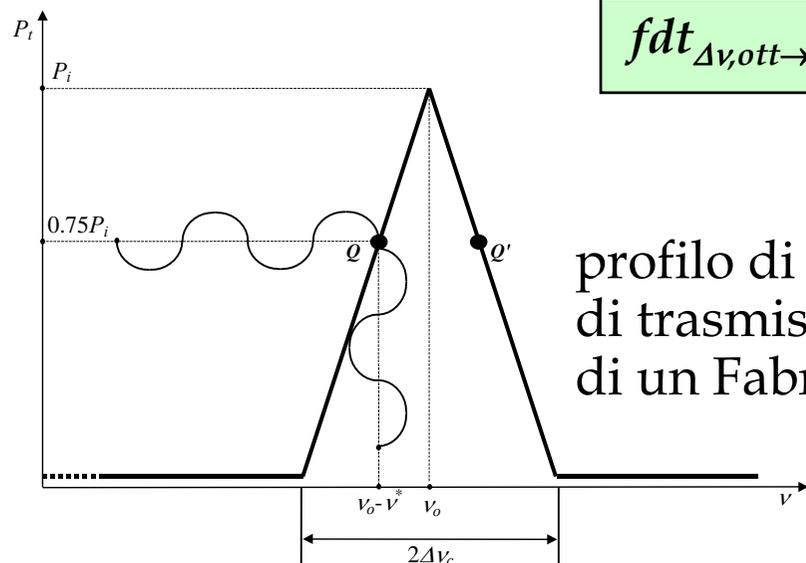
Tm:YAG laser a 3-livelli
il materiale attivo deve
essere "tutto" invertito

005/1

Caratterizzazione rumore frequenza (discriminatore Fabry-Perot)

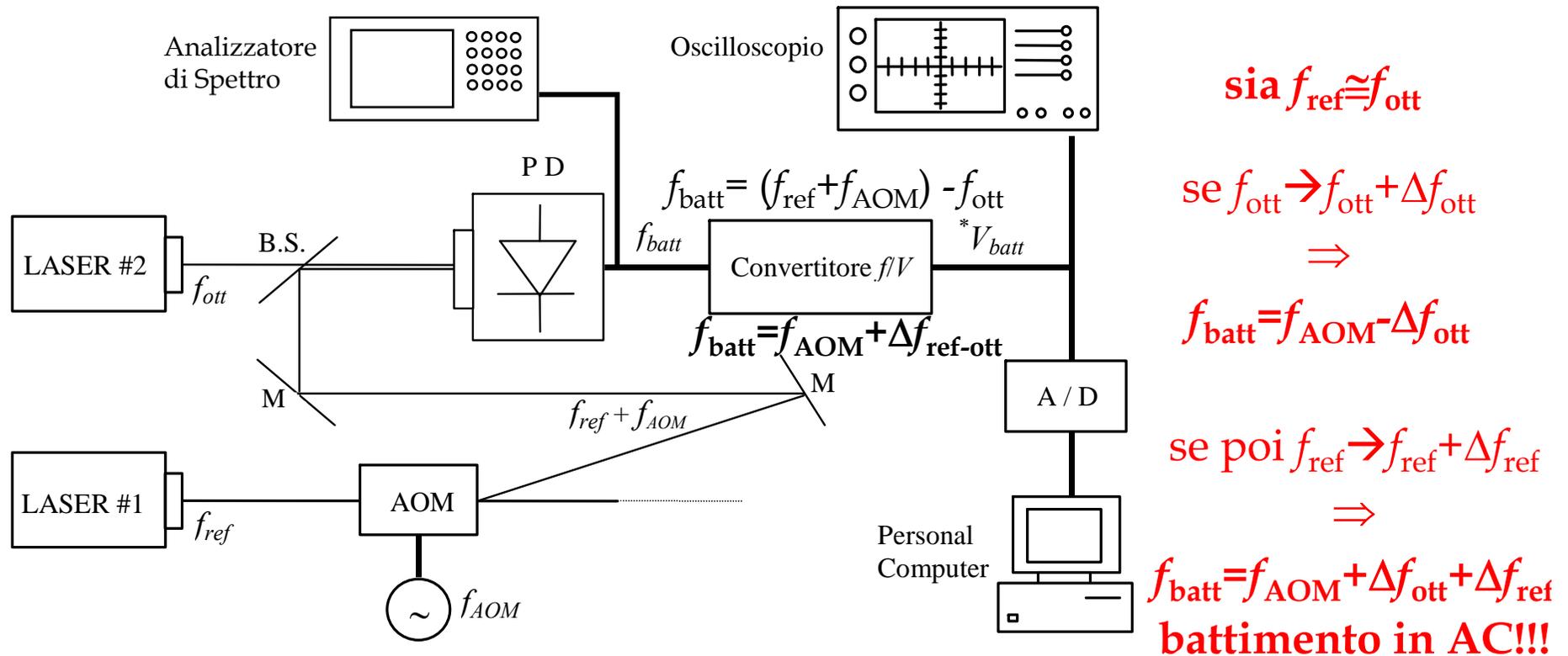


$$fdt_{\Delta\nu,ott \rightarrow \Delta V} = fdt_{\Delta\nu,ott \rightarrow \Delta P,ott} \times fdt_{\Delta P,ott \rightarrow \Delta I} \times fdt_{\Delta I \rightarrow \Delta V}$$



le fluttuazioni $\Delta\nu$ della frequenza ottica vengono convertite in fluttuazioni ΔV della fototensione d'uscita (sono importanti i diversi "guadagni" incontrati nella catena di discriminazione)

Caratterizzazione rumore frequenza (segnale di battimento)



$f_{batt} = |f_{ref} - f_{ott}|$ in assenza del modulatore (AOM)... f_{batt} cade in DC!!!

$$\langle \Delta f_{ref}^2 \rangle^{1/2} \ll \langle \Delta f_{ott}^2 \rangle^{1/2} \Rightarrow \langle \Delta(f_{ref} - f_{ott})^2 \rangle^{1/2} \cong \langle \Delta f_{ott}^2 \rangle^{1/2}$$

$$\langle \Delta f_{ref}^2 \rangle^{1/2} \cong \langle \Delta f_{ott}^2 \rangle^{1/2} \Rightarrow \langle \Delta(f_{ref} - f_{ott})^2 \rangle^{1/2} \cong \sqrt{2} \langle \Delta f_{ott}^2 \rangle^{1/2}$$

Si sommano le 2 varianze per le due variabili casuali

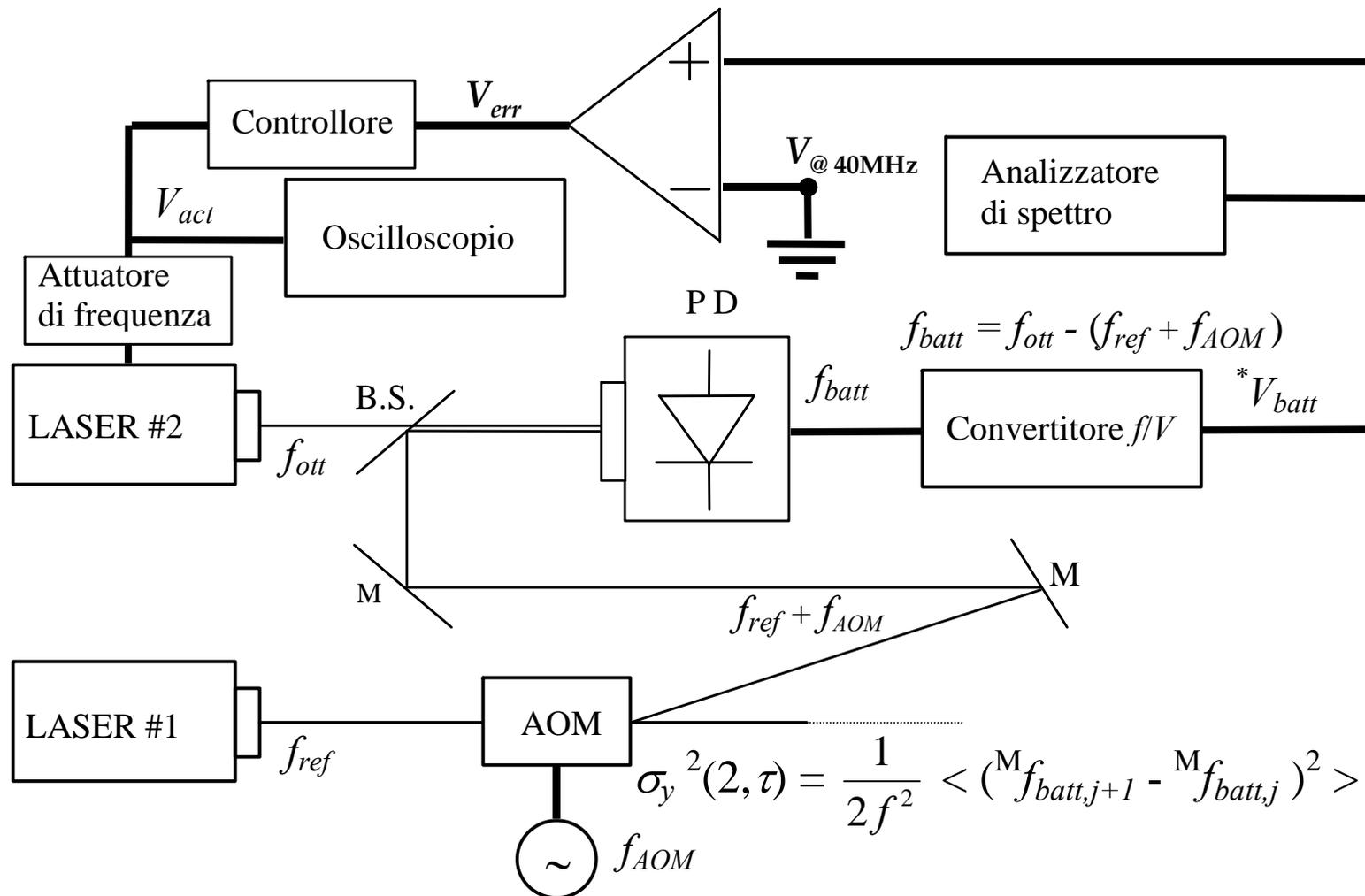
Caratterizzazione rumore frequenza (definizione di varianza di Allan)

La **varianza di Allan** è la misura raccomandata da diversi comitati internazionali e in particolare dal CCIR per caratterizzare la stabilità di frequenza di un oscillatore nel dominio del tempo. La misura della varianza di Allan nel caso di oscillatori di elevata frequenza è basata su una tecnica di analisi del segnale di battimento tra due oscillatori. Anche nel caso di sorgenti laser tale tecnica consiste nell'effettuare una particolare **misura di diversi campioni della frequenza media Mf_{batt} in intervalli temporali consecutivi** e nel **calcolare la varianza tra coppie di campioni adiacenti**. Lo strumento che generalmente realizza la misura della varianza di Allan è un particolare contatore elettronico ma il calcolo può anche venire eseguito tramite un PC su una sequenza di letture digitalizzate dei diversi valori di $Mf_{batt,j}$ distanziati di un intervallo di tempo τ l'uno dall'altro. Disponendo di una sequenza di N campioni della frequenza di battimento $[Mf_{batt,1}, Mf_{batt,2}, \dots, Mf_{batt,N}]$, la varianza di Allan si calcola come la **media dei quadrati delle differenze di frequenza tra campioni adiacenti** (normalizzate alla frequenza di lavoro).

$$\sigma_y^2(2, \tau) = \frac{1}{2f^2} \langle (Mf_{batt,j+1} - Mf_{batt,j})^2 \rangle = \frac{1}{2} \left\langle (y_{j+1} - y_j)^2 \right\rangle \quad y_j = \frac{Mf_{batt,j}}{f}$$

$$= \frac{1}{N-1} \sum_{j=1}^{N-1} (y_{j+1} - y_j)^2 \quad \text{fluttuazione di frequenza relativa}$$

Caratterizzazione rumore frequenza (misura della varianza di Allan)



Spettroscopia

- Righe di assorbimento di atomi e molecole
- Spettroscopia lineare, FM, e satura
- Stabilizzazione in frequenza
 - *fringe-side locking*
 - Pound-Drever
- Metrologia alle frequenze ottiche
 - le λ raccomandate (le più accurate)
 - esperimenti con laser stabilizzati
 - orologio atomico "ottico"
 - secondo, metro, e accuratezza nelle Misure

Righe di assorbimento di atomi e molecole

Atomi e molecole possiedono una struttura interna che permette agli elettroni di avere **livelli predefiniti di energia** e di poter transire da un livello energetico ad un altro mediante **assorbimento** o **emissione** della differenza di energia richiesta. I salti di energia sono "quantizzati" come:

$$\Delta E = E_2 - E_1 = h(\nu_2 - \nu_1) = hc[(1/\lambda_2) - (1/\lambda_1)]$$

La **radiazione elettromagnetica** di lunghezza d'onda λ (frequenza $\nu = c/\lambda$) che incontra un atomo/molecola sarà più o meno **assorbita in funzione di quanto la lunghezza d'onda è vicina al valore nominale (centrale) della transizione**

$$\lambda_0 = c/\nu_0 = c/(\nu_2 - \nu_1)$$

Righe di assorbimento: cause e tipi di allargamento

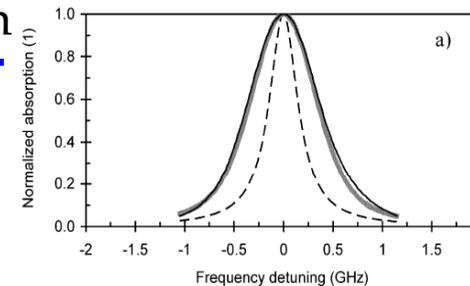
Non è una sola lunghezza d'onda λ ad eccitare la transizione (e a produrre assorbimento) in quanto la **riga spettrale** di assorbimento presenta **diverse cause di *shift* e allargamento**, nel caso reale di “atomi non imperturbati”:

- campi di forza esterni (ad es. effetto Stark per campo e.m. da altri atomi/ioni) producono tanti *shift* del centro riga e dunque un **allargamento omogeneo: Lorentziana**;
- collisioni tra atomi/molecole:
all. collisionale: Lorentziana ($\Delta\nu \propto p$);
- velocità non nulla dell'assorbitore:
all. Doppler: Gaussiana ($\Delta\nu \propto \sqrt{T/m}$);
- limite fisico è l'**all. naturale: Lorentziana** $\Delta\nu \propto 1/\tau_{sp}$

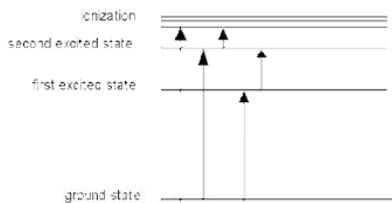
Lo spettro di assorbimento è in genere una **riga allargata** con **valore centrale** λ_0 e **larghezza di riga** $\Delta\lambda_{0,FWHM}$ che dipendono dai diversi *shift* e allargamenti presenti (**profilo di Voigt** da conv. di Lorentziana con Gaussiana)

CH₃D [10 kPa] R(6,3) line at $\lambda = 1.543.78 \text{ nm}$

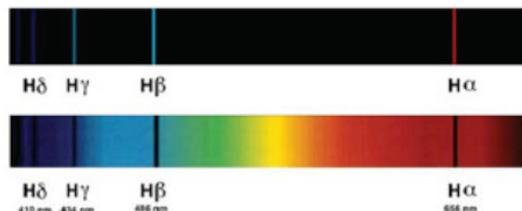
Righe di assorbimento di atomi e molecole (figure)



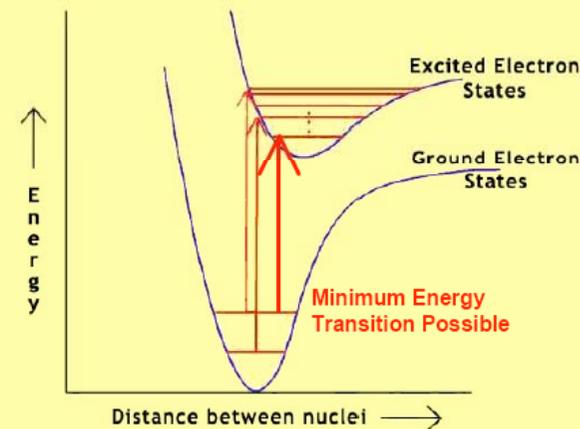
Atomi



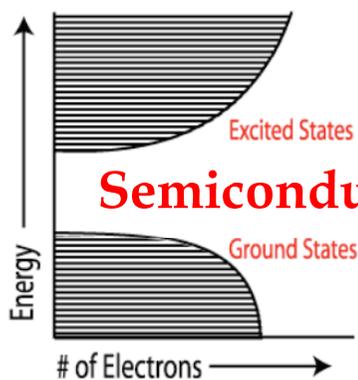
Emission and Absorption Spectra for the Hydrogen Atom



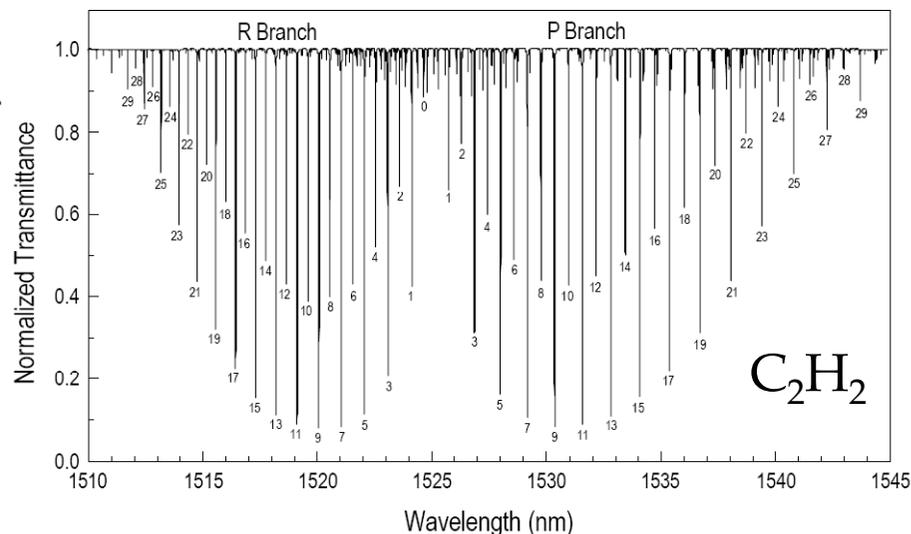
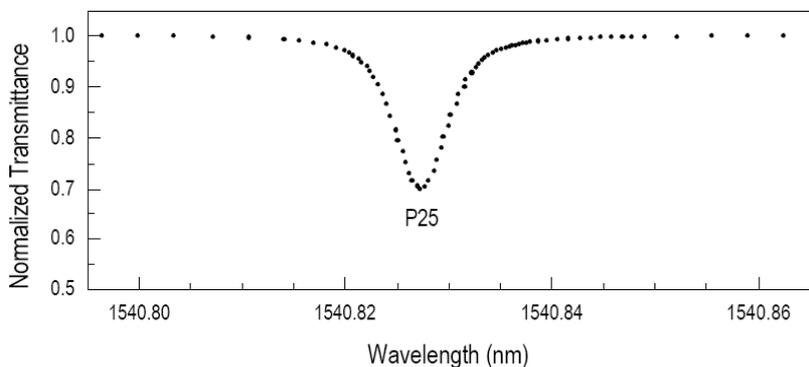
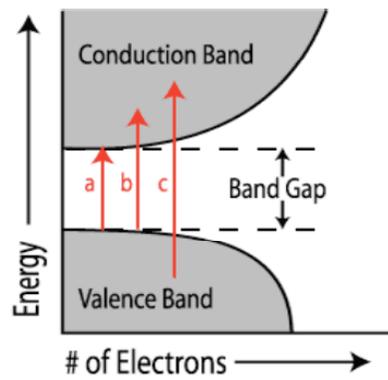
Possible Electronic Transitions



Molecole



Semiconduttori



Righe di assorbimento (CH₃D) allargamenti Doppler e coll.

allargamento

Doppler: $\sigma_{\text{gauss}} = \Delta f = f_0 \sqrt{\frac{kT}{mc^2}}$ $FWHM = 2\sigma \sqrt{2 \ln(2)}$

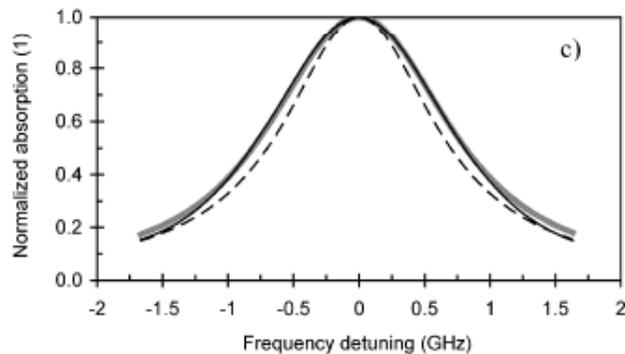
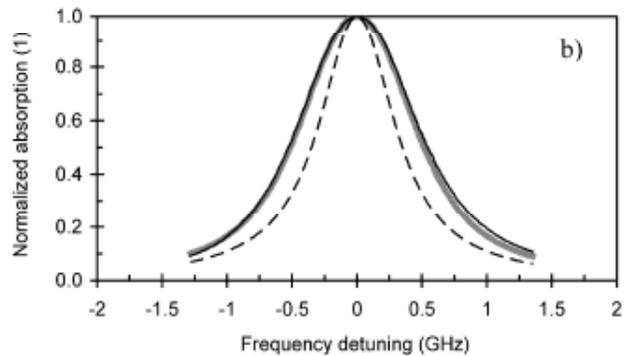
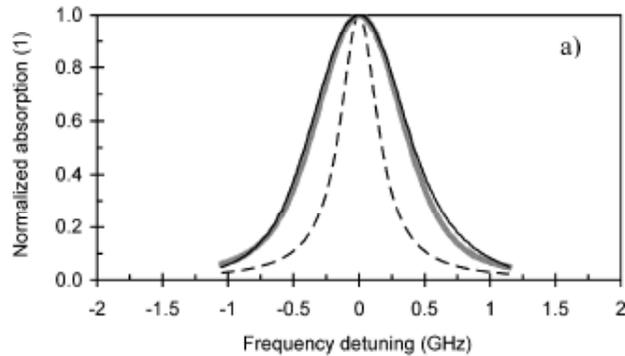
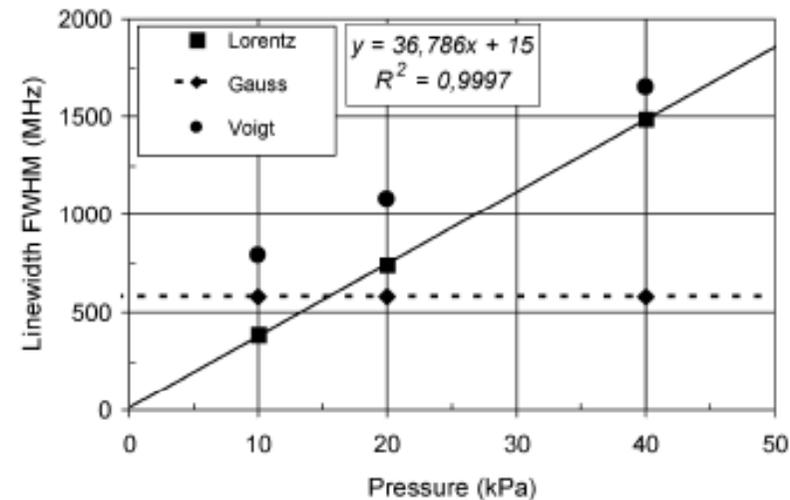


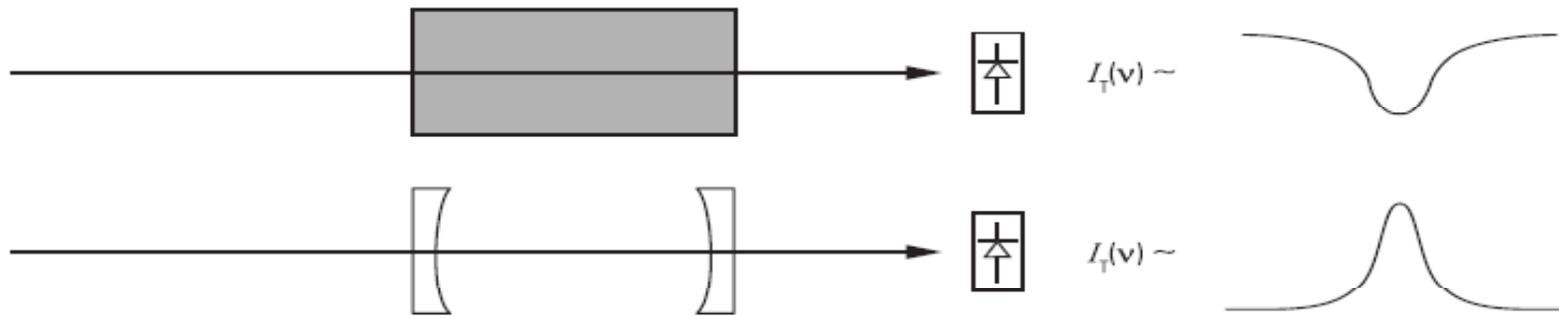
TABLE I
COLLISIONAL (LORENTZ), DOPPLER (GAUSS), AND OVERALL (VOIGT)
LINE BROADENINGS (FWHM) FOR LINE R(6,3) OF CH₃D AT THREE
DIFFERENT GAS PRESSURES

Gas pressure (kPa)	REGR.	CALC.	MIS.
	Lorentzian FWHM (MHz)	Gaussian FWHM (MHz)	Voigt FWHM (MHz)
10	390	580	790
20	740	580	1080
40	1490	580	1650

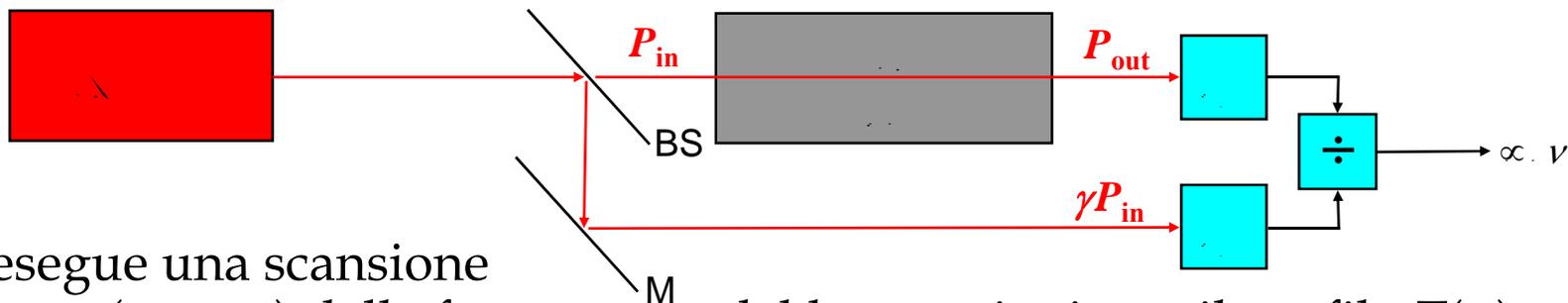


Spettroscopia lineare (diretta)

TRANSMISSION: The intensity versus frequency of a laser beam transmitted through a gas cell containing an atomic or molecular vapor (top) and of a laser beam transmitted through a Fabry-Perot interferometer (bottom).

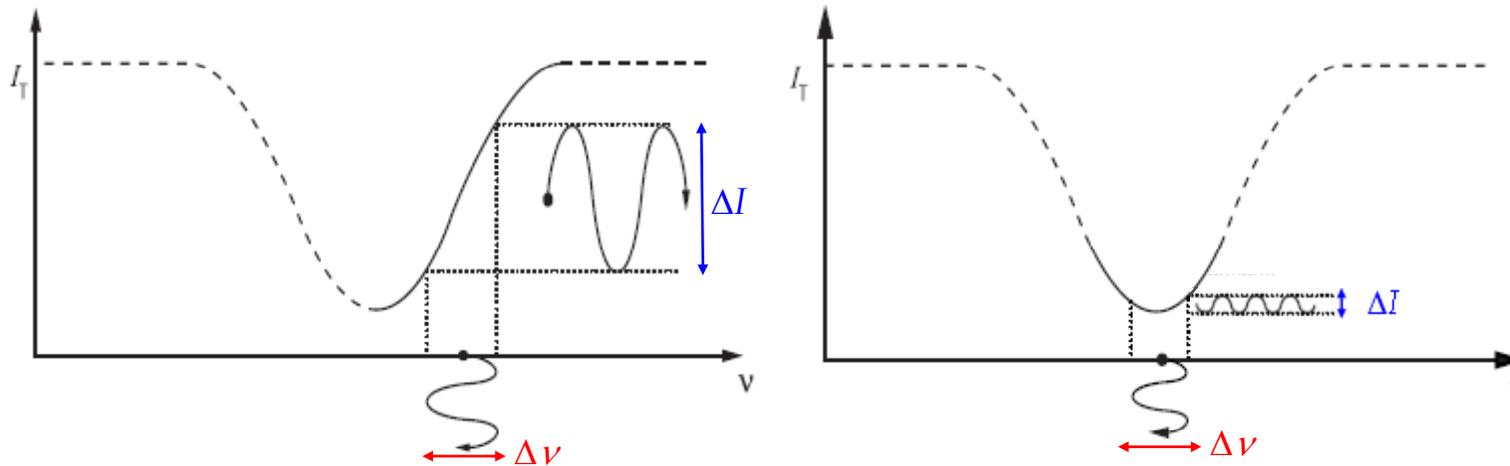


Se il laser, durante la scansione di frequenza, subisce variazioni di ampiezza/potenza, conviene **normalizzare la potenza trasmessa dalla cella alla potenza emessa dal laser**: infatti la trasmissione della cella è $T = P_{out}/P_{in}$, come rapporto tra la potenza d'uscita e quella d'ingresso

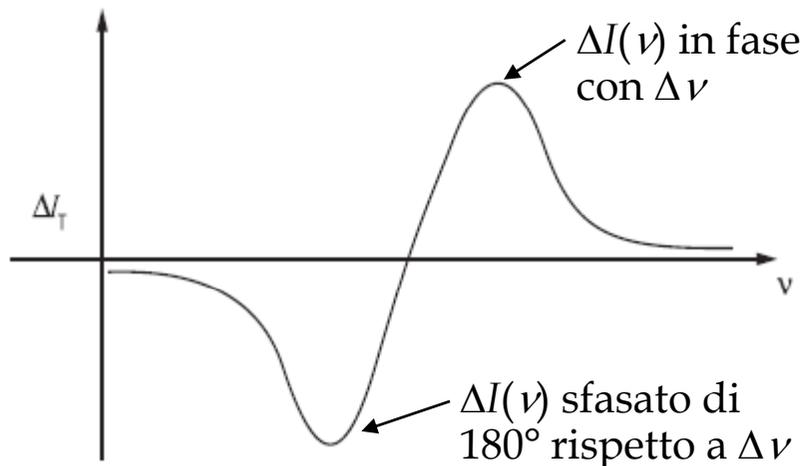


Si esegue una scansione lineare (rampa) della frequenza ν del laser e si misura il profilo $T(\nu)$

Spettroscopia FM



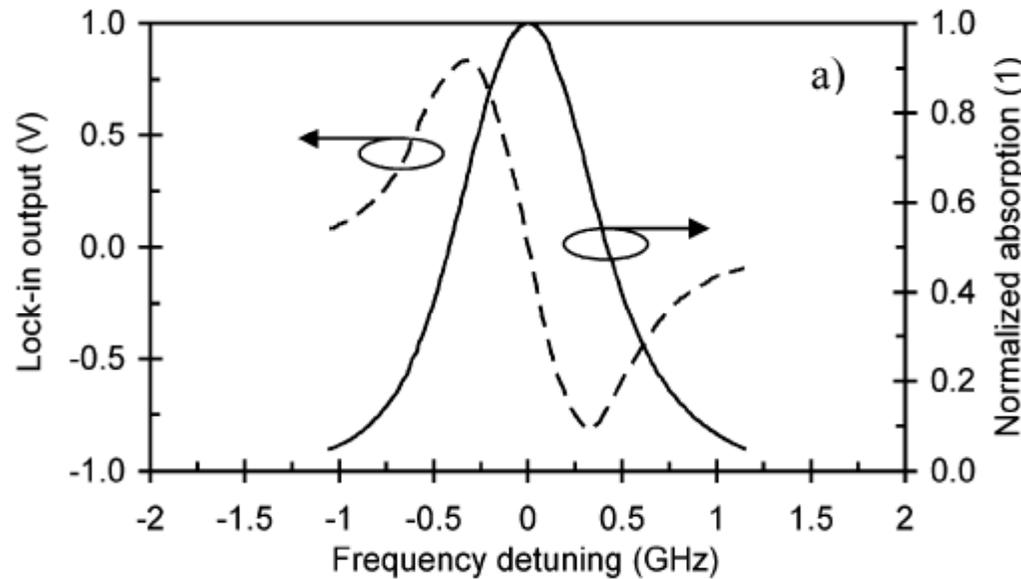
Il **laser**, durante la scansione "lineare" di frequenza, viene **modulato** sinusoidalmente in fase/frequenza (modulazione FM). La **modulazione FM**, attraversando il profilo di trasmissione, **si trasforma in modulazione AM**.



L'ampiezza della modulazione AM $\Delta I(\nu)$ dipende dalla **pendenza nel punto di lavoro** e di conversione sulla curva di trasmissione

Si ottiene il cosiddetto **PROFILO DI DISPERSIONE** o in "derivata prima"

Esperimenti di spettroscopia FM



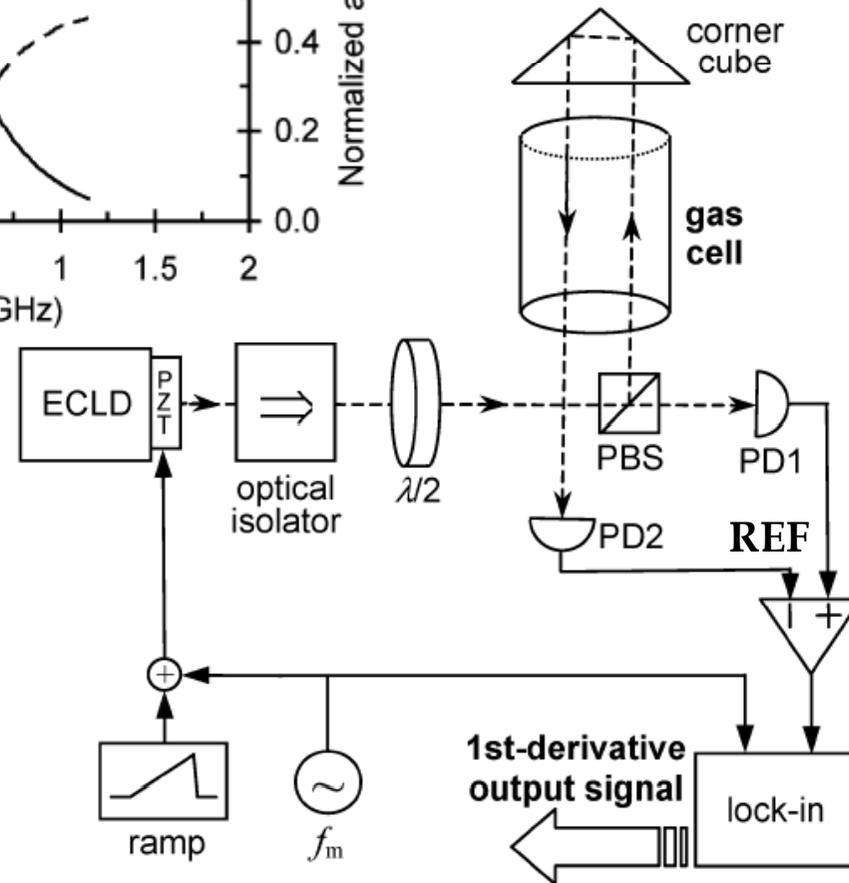
$$T = 1 - \exp(-\alpha L)$$

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

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

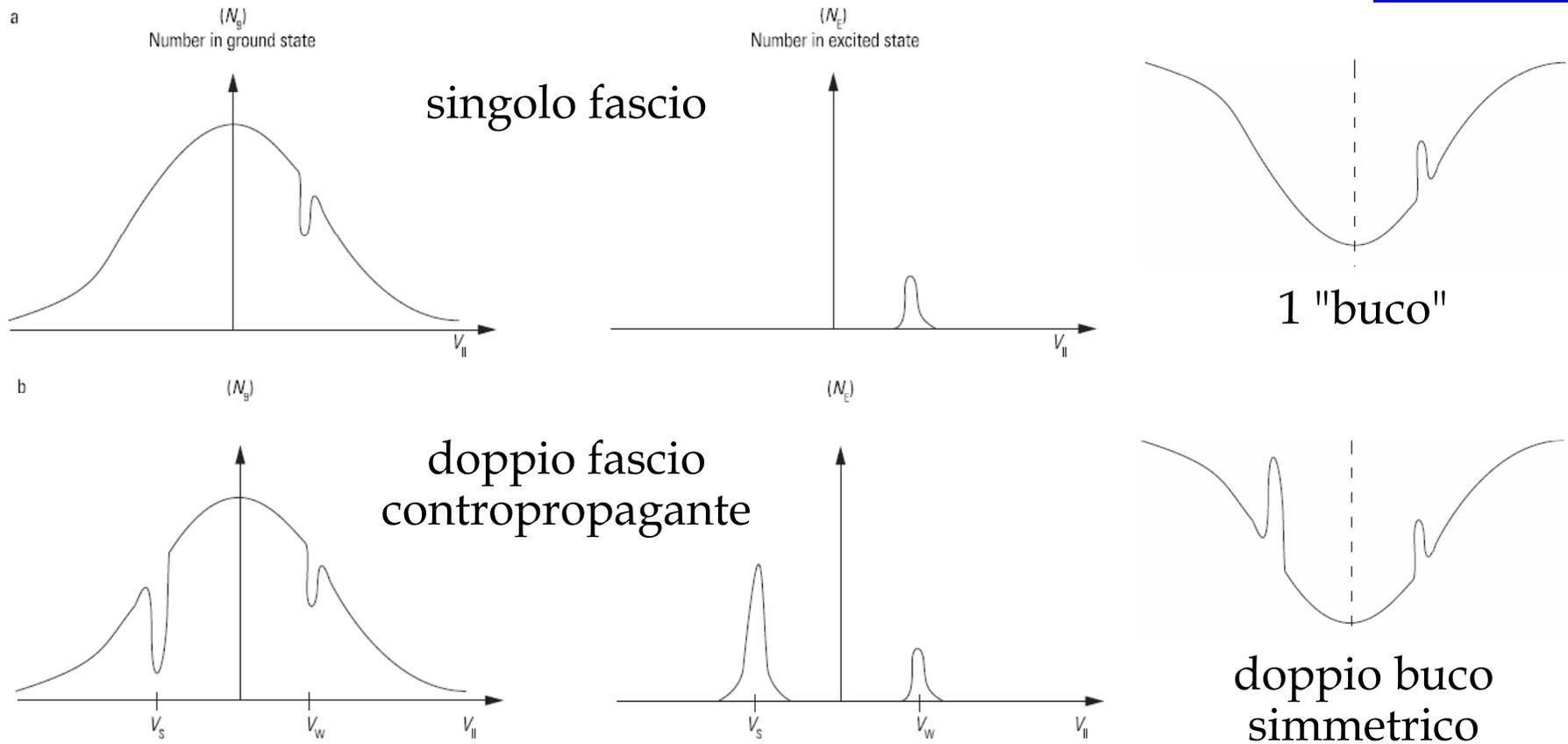
in **trasmissione diretta** si osservano dei "buchi" di potenza dopo la cella quando la frequenza ottica è scansionata attraverso le righe di assorbimento

per rivelare assorbimenti inferiori all'1% si usa la tecnica di **modulazione FM** e rivelazione coerente (*lock-in*) dopo la cella



$T(\nu)$ si ottiene integrando la "curva a S" (derivata prima)

Effetto Doppler nella spettroscopia



Numero di atomi nello stato fondamentale (sx) e nello stato eccitato (dx) al variare della componente di velocità parallela alla direzione (\mathbf{k}) del fascio ottico: l'interazione (assorbimento) avviene a una frequenza spostata da quella centrale della transizione: $\Delta \nu / \nu = v_{||} / c$

Spettroscopia lineare vs satura

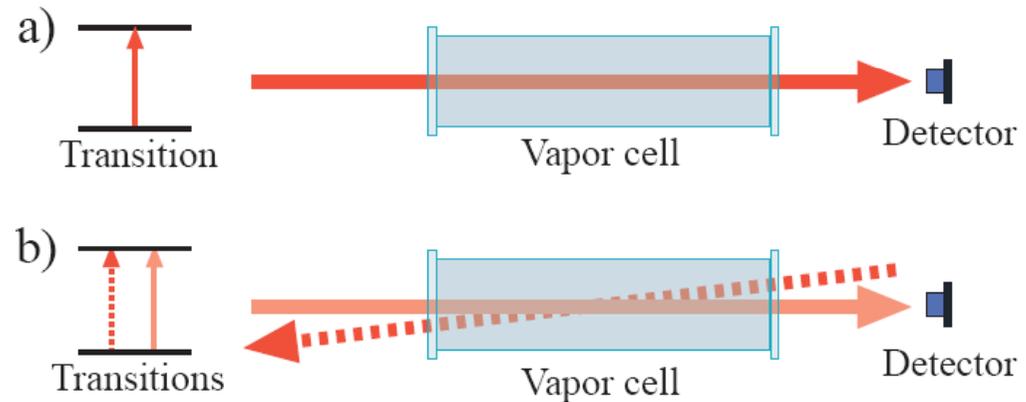
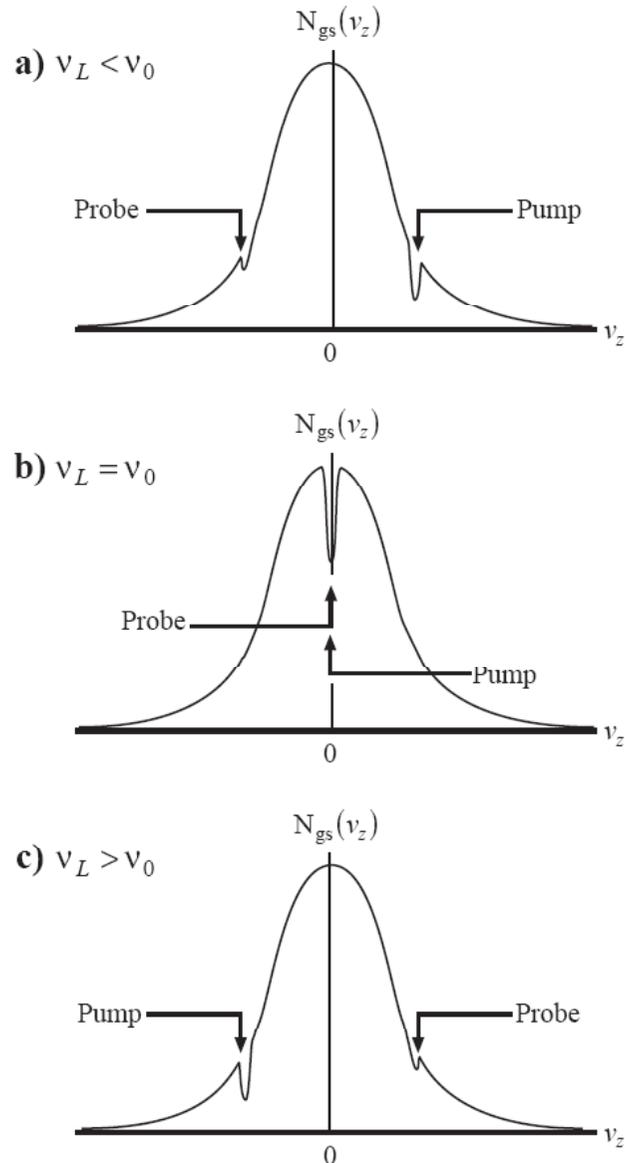


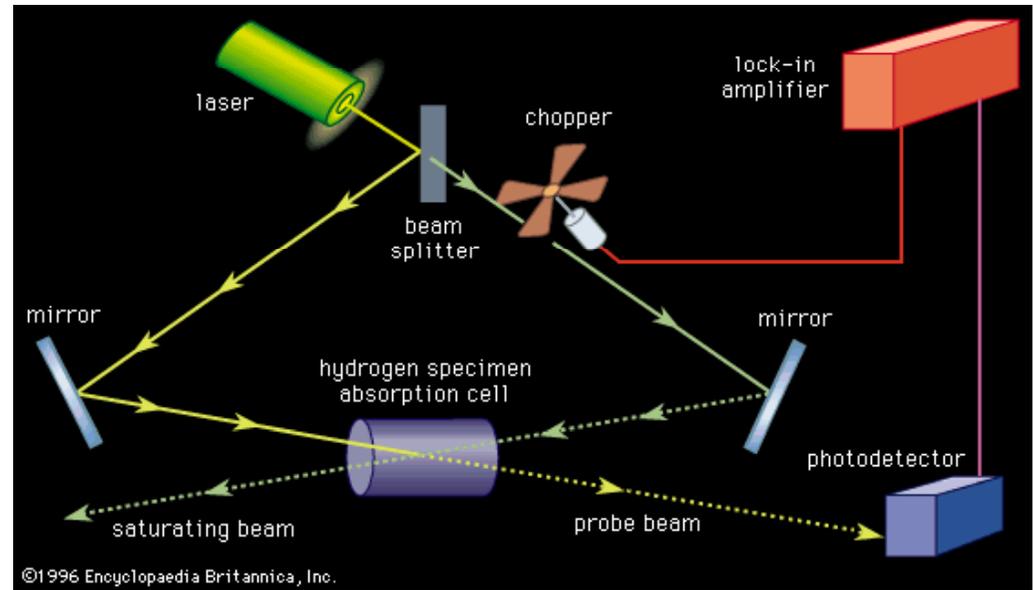
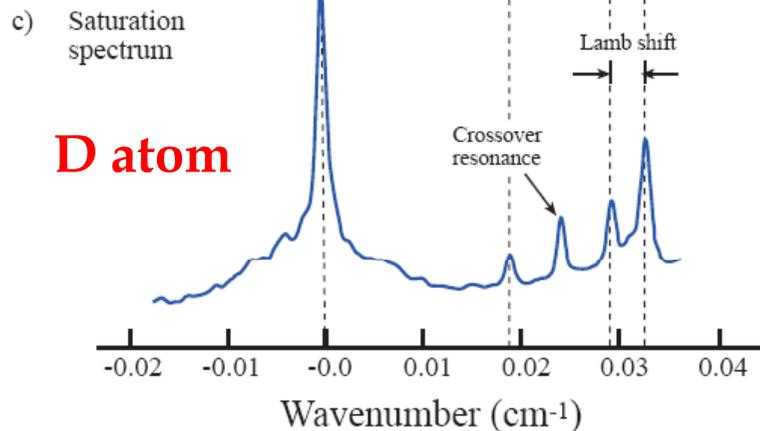
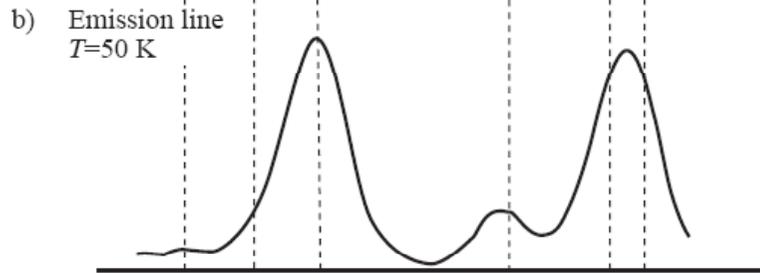
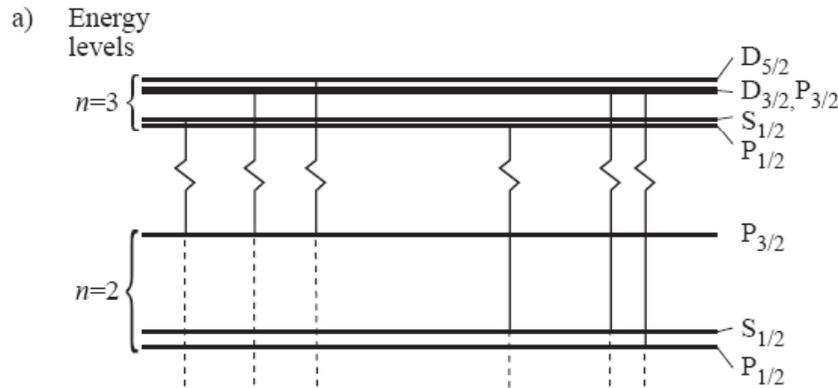
Figure 2. In linear spectroscopy (a) the radiation reaching the detector is proportional to the radiation incident on the sample. In nonlinear spectroscopy (b) the radiation reaching the detector is dependent on both beams.

Un primo fascio laser (potente: *pump*) satura la riga di assorbimento e un secondo fascio (meno potente: *probe*) misura la **riga satura**

La popolazione di assorbitori diminuisce (e dunque anche l'assorbimento) in corrispondenza della frequenza laser "vista" dalla molecola in moto (con una componente di velocità lungo l'asse della cella).

La doppia interazione con le stesse molecole a $v=0$ m/s elimina l'allargamento Doppler e fornisce una **riga satura molto più stretta**

Spettroscopia satura (Doppler-free)



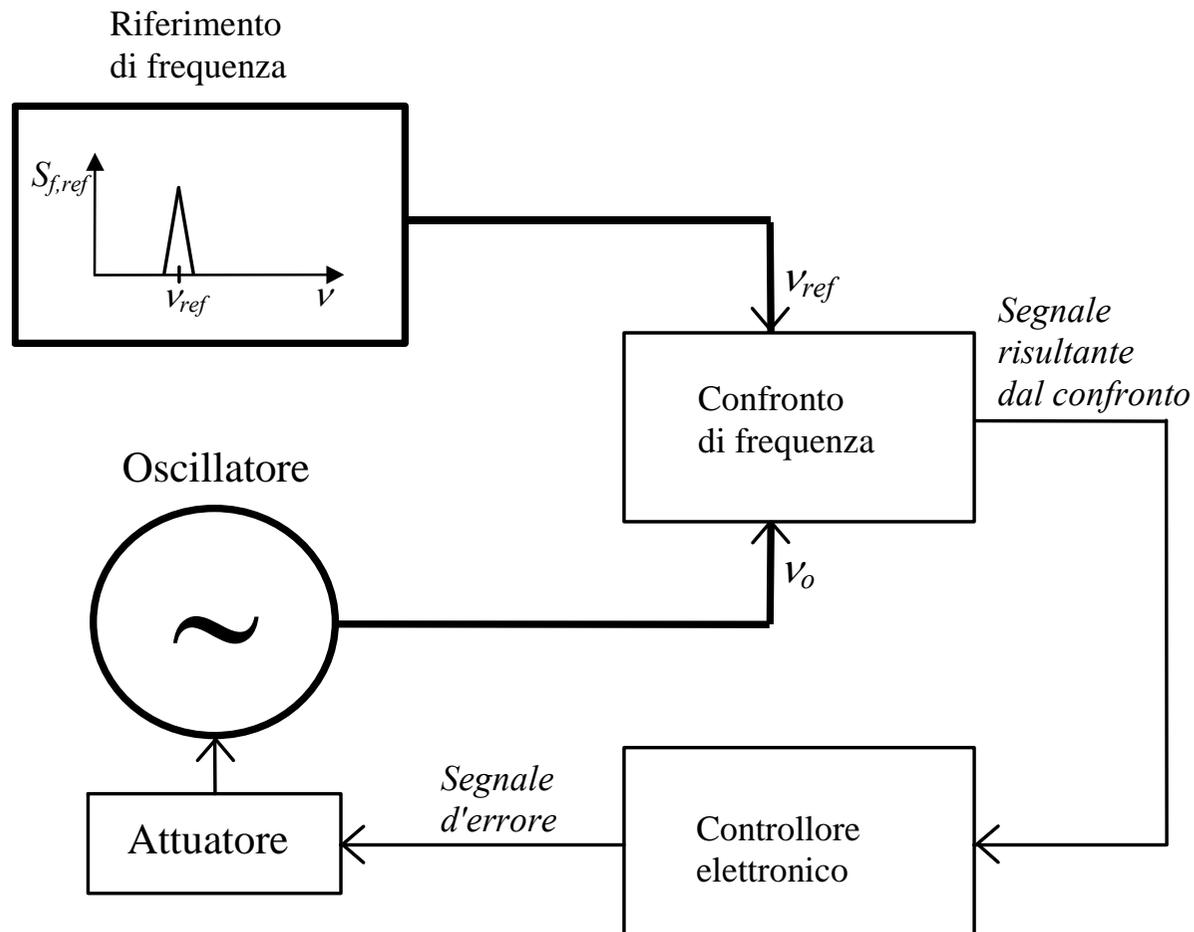
Il fascio di pompa è modulato (chopper) in modo da consentire una rivelazione in AC (più "sensibile") del profilo di trasmissione a riga satura

Nel deuterio a 50 K la riga satura non è assai più stretta di quella Doppler.
Nel C_2H_2 a $1.55\ \mu\text{m}$ ($T=T_{\text{amb.}}$) si passa da una riga Doppler larga circa 0.5 GHz a una riga satura larga circa 1 MHz

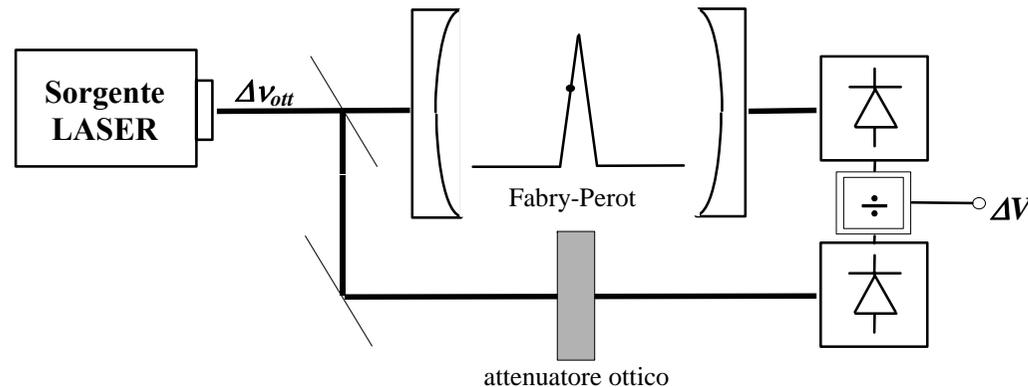
Stabilizzazione

- Righe di assorbimento di atomi e molecole
- Spettroscopia lineare, FM, e satura
- Stabilizzazione in frequenza
 - *fringe-side locking*
 - Pound-Drever
- Metrologia alle frequenze ottiche
 - le λ raccomandate (le più accurate)
 - esperimenti con laser stabilizzati
 - orologio atomico "ottico"
 - secondo, metro, e accuratezza nelle Misure

Stabilizzazione in frequenza (schema generale)



Stabilizzazione in frequenza metodo *fringe-side locking*)

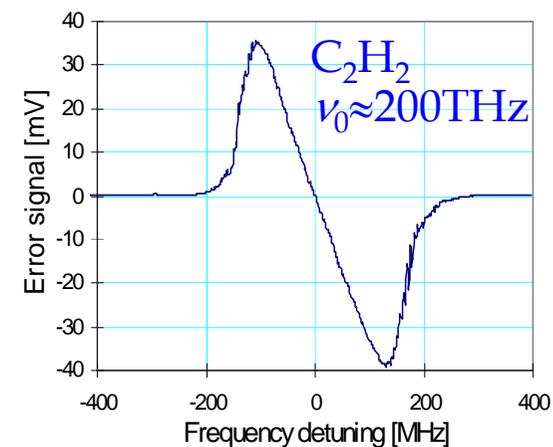
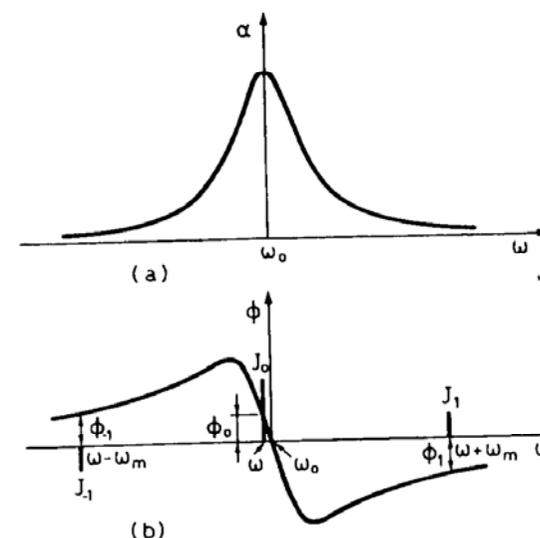
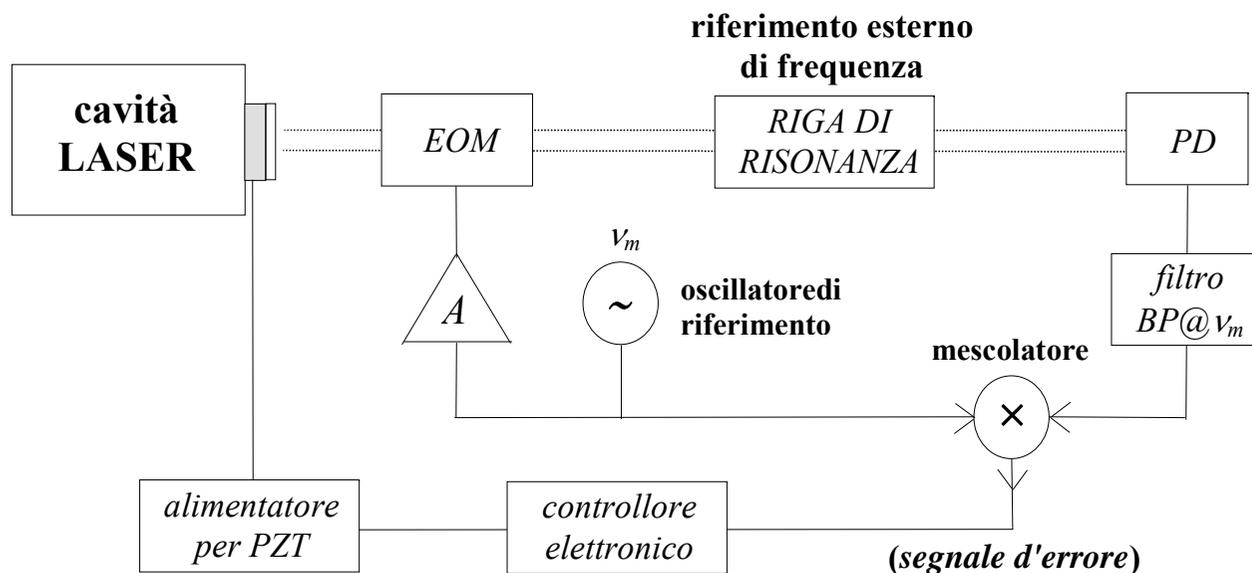


ΔV è il segnale d'errore
(raziometrico o differenziale)

$$\overline{\Delta V} = \frac{\Delta V}{f dt_{\Delta V, ott \rightarrow \Delta V} \times [1 + G_{loop}(f)]}$$

$$\overline{\Delta V} \propto \text{segnale di frequenza } \Delta f = \nu - \nu^*$$

Stabilizzazione in frequenza (metodo Pound-Drever)



modulazione di fase/frequenza \Rightarrow
 aggiunta di "due" **bande laterali**
 interrogazione del **profilo di dispersione** \Rightarrow
 differenti sfasamenti \Rightarrow
 sbilanciamento del segnale rivelato \Rightarrow
segnale d'errore ("dispari" vs detuning)

Stabilizzazione in frequenza (metodo Pound-Drever - EQUAZIONI)

Campo ottico modulato in fase (sinusoidalmente):

$$e^{i(\omega t + \beta \sin \Omega t)} = \sum_{n=-\infty}^{+\infty} J_n(\beta) e^{i(\omega + n\Omega)t}$$

$$J_n(\beta) = \sum_{m=0}^{+\infty} \frac{(-1)^k}{m! \Gamma(m+n+1)} \left(\frac{\beta}{2}\right)^{2m+n}$$

$$J_n(-\beta) = (-1)^n J_n(\beta)$$

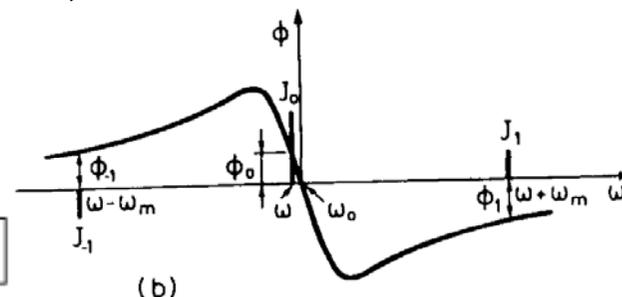
Ω o ω_m è la pulsazione (frequenza angolare) della modulazione di fase
 β è la profondità di modulazione

Se il campo ottico modulato in fase incontra la risonanza,

$$E_{inc} = E_0 e^{i(\omega t + \beta \sin \Omega t)}$$

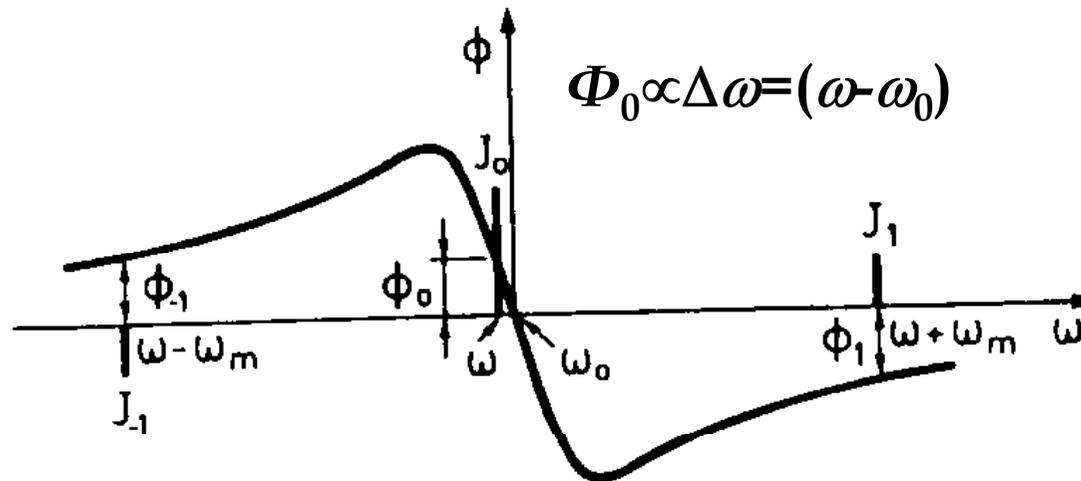
$$\approx E_0 [J_0(\beta) + 2iJ_1(\beta) \sin \Omega t] e^{i\omega t}$$

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



si hanno **due battimenti ottici alla frequenza di modulazione** $f_m = \Omega/2\pi = \omega_m/2\pi$:
un primo tra la portante (a frequenza $\nu = \omega/2\pi$) e la banda laterale sinistra
e un secondo battimento tra la portante e la banda laterale destra
(senza la risonanza le bande J_1 e J_{-1} battendo con la portante J_0 non producono
modulazione di ampiezza alla frequenza f_m , come corretto per una pura FM)

Stabilizzazione in frequenza (metodo Pound-Drever - DISCRIMINAZIONE)



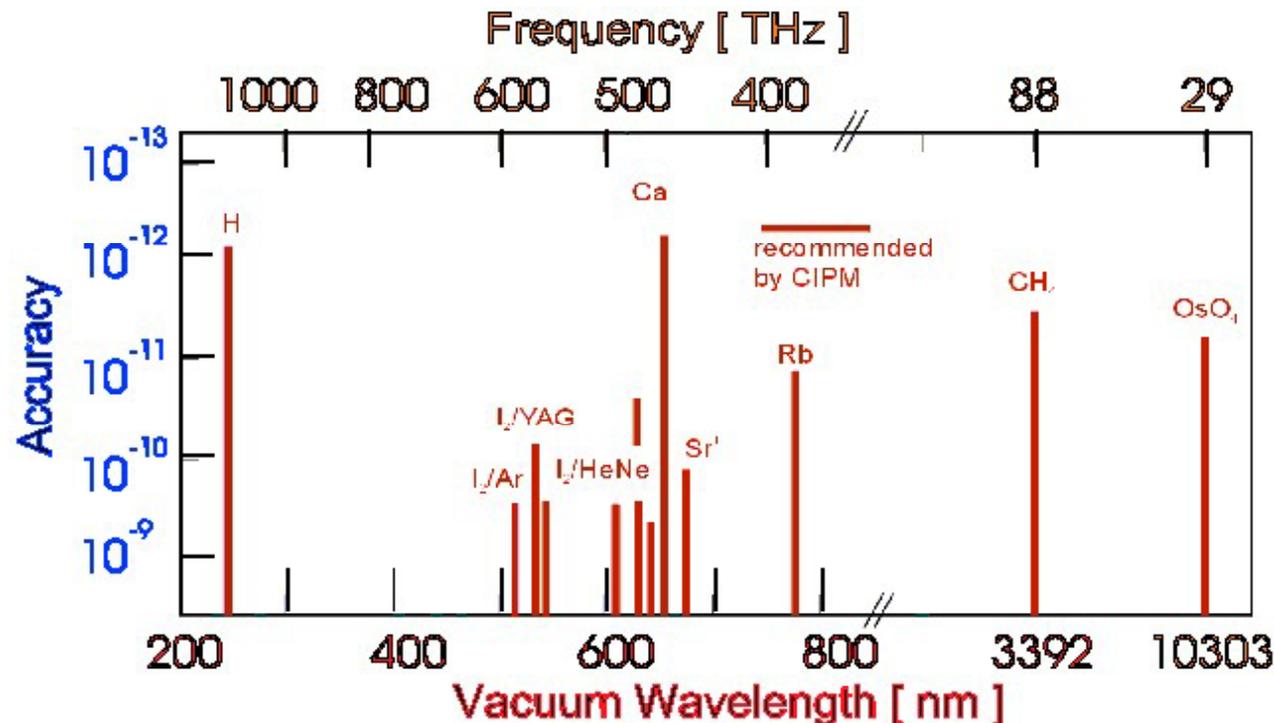
Quando la portante ottica è al centro della riga di risonanza, le ampiezze dei due battimenti sono uguali ma le fasi sono uguali e opposte e la ampiezza risultante a frequenza f_m è nulla

Quando la **portante** è **spostata dal centro riga**, le ampiezze dei due battimenti sono ancora circa uguali ma **le due fasi**, $(\Phi_0 - \Phi_{-1})$ e $(\Phi_0 - \Phi_1)$ rispettivamente, **differiscono ora di una quantità $2\Phi_0$** , essendo ancora $\Phi_1 \cong -\Phi_{-1}$, e dunque **la ampiezza risultante a frequenza f_m è proporzionale a $\sin(2\Phi_0) \approx (2\Phi_0) \propto \Delta\omega = (\omega - \omega_0)$**
 \Rightarrow ***error signal \propto frequency detuning (con segno!)***

Metrologia

- Righe di assorbimento di atomi e molecole
- Spettroscopia lineare, FM, e satura
- Stabilizzazione in frequenza
 - *fringe-side locking*
 - Pound-Drever
- **Metrologia alle frequenze ottiche**
 - le λ raccomandate (le più accurate)
 - esperimenti con laser stabilizzati
 - orologio atomico "ottico"
 - secondo, metro, e accuratezza nelle Misure

Metrologia alle frequenze ottiche: lunghezze d'onda "raccomandate"



12 lunghezze d'onda "ottiche" raccomandate, dal CIPM (1997) e dai lavori del CCL, per la realizzazione del "metro"

2 note con accuratezza $\approx 10^{-12}$

3 note con accuratezza $\approx 10^{-11}$

- nel 2003 le λ diventano 13 e le accuratezze migliorano...

Metrologia alle frequenze ottiche: lunghezze d'onda "più accurate"

- nel 2007 le λ diventano 20 con accuratezze fino a 3×10^{-15}

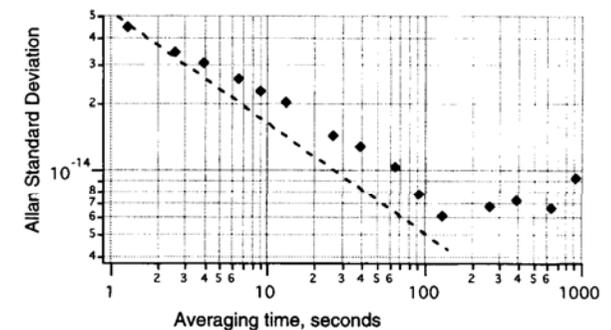
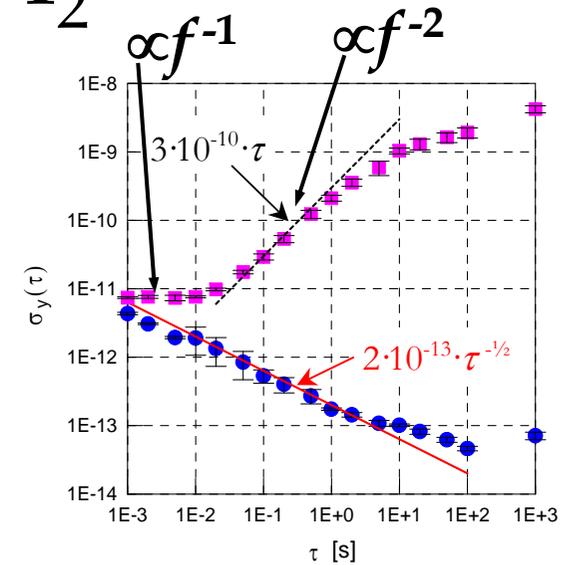
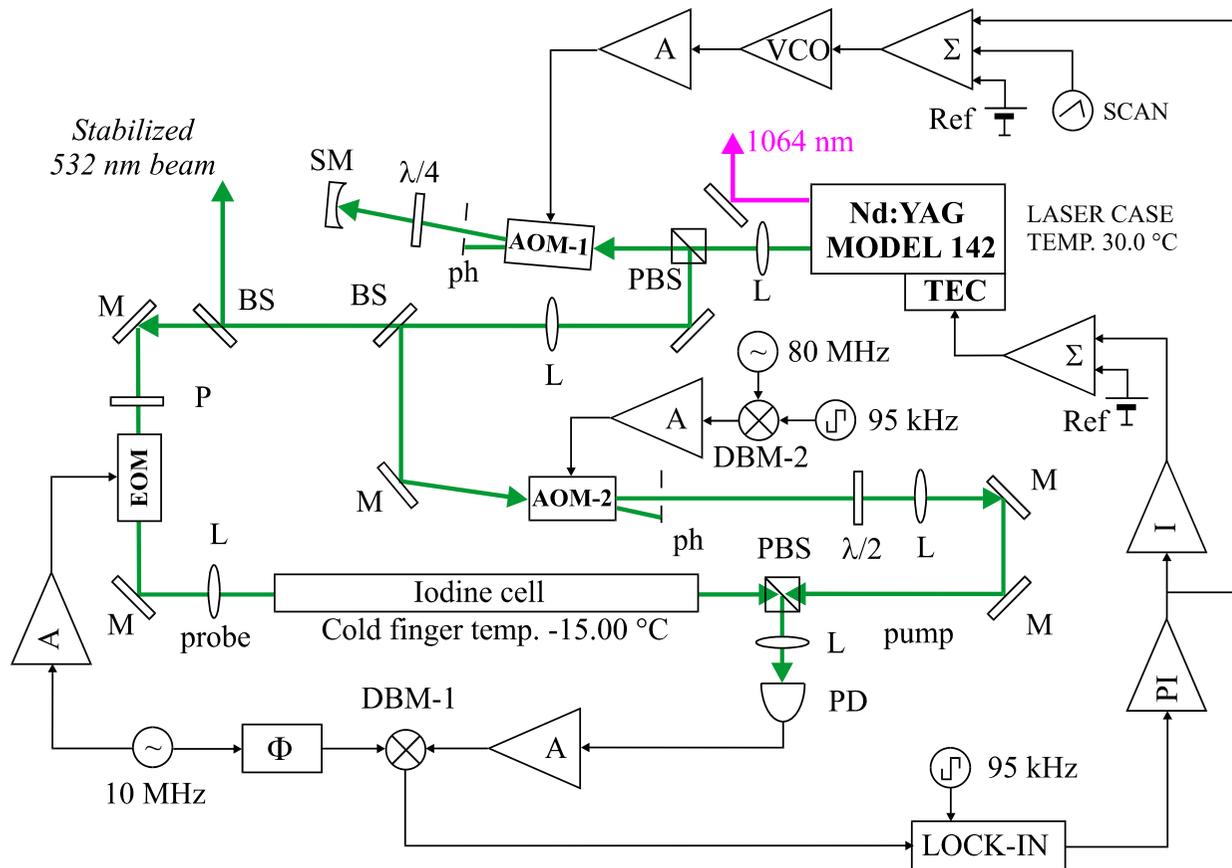
$$\nu = \frac{c}{\lambda} = \frac{c}{\lambda_0 + \Delta\lambda} = \frac{c}{\lambda_0} \left(1 - \frac{\Delta\lambda}{\lambda_0} + \dots \right) \approx \frac{c}{\lambda_0} - \frac{c}{\lambda_0^2} \Delta\lambda$$

$$\Delta\nu \approx \frac{c}{\lambda_0^2} \Delta\lambda$$

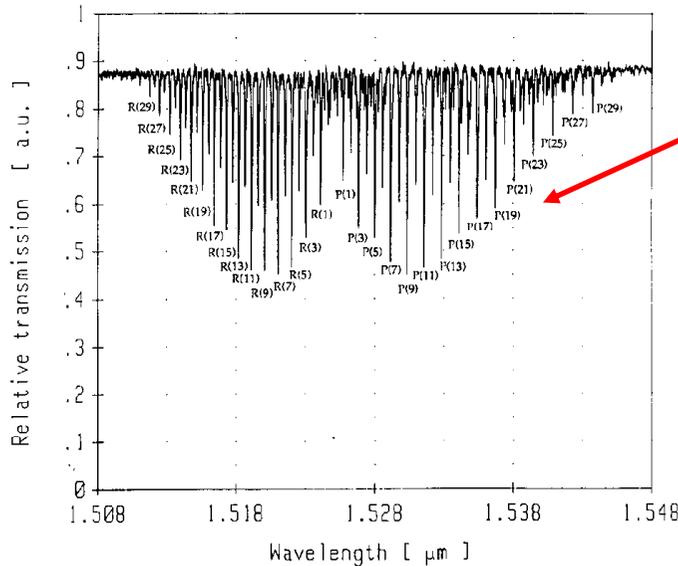
$$\frac{\Delta\nu}{\nu} \approx \frac{\Delta\lambda}{\lambda_0}$$



Esperimenti con laser a Nd:YAG duplicati e stabilizzati su I₂

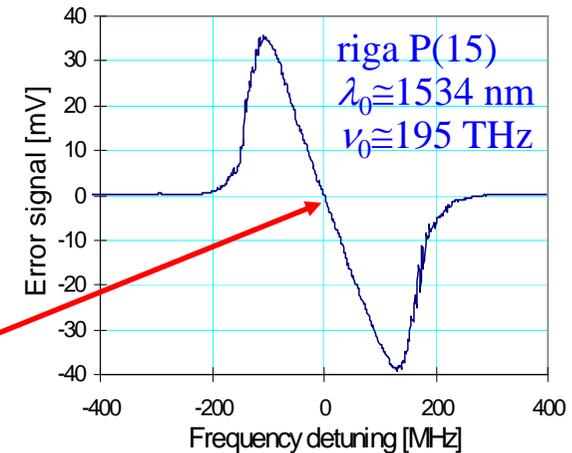


La molecola di acetilene (C_2H_2) e i laser a Er-Yb stabilizzati

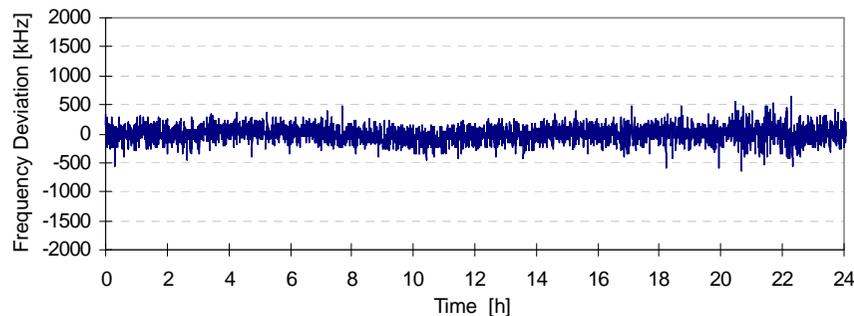


~50 righe ben risolte spaziate di ~100GHz e larghe ~0.5GHz

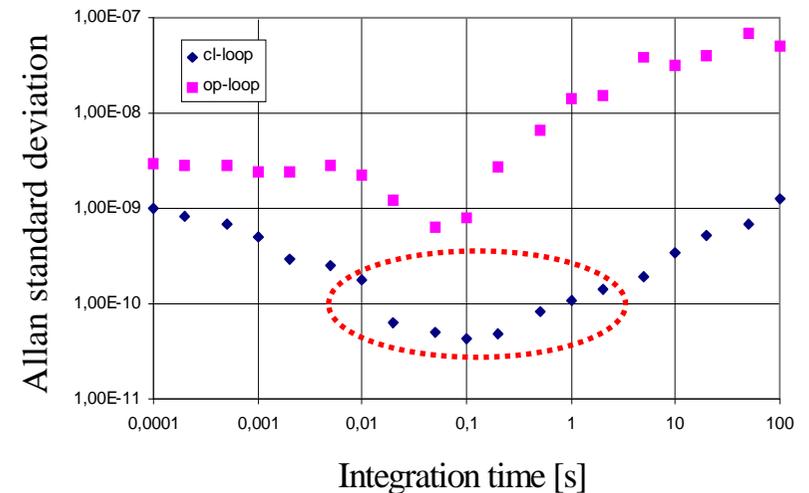
$p=1\text{kPa}$, $L=10\text{cm}$
 $\text{slope}=0.4\text{mV/MHz}$



Analisi della frequenza di battimento



$$\Delta\nu_{\text{rms}} = 160\text{kHz} < 10^{-9} \nu$$



Esperimenti PoliMI *et al.* a $1.5 \mu\text{m}$

764

IEEE TRANSACTIONS ON INSTRUMENTATION AND MEASUREMENT, VOL. 51, NO. 4, AUGUST 2002

High-Resolution Spectroscopy of the ^{39}K Transitions at 770 nm and $^{13}\text{C}_2\text{H}_2$ Saturated Lines by a Solid-State Laser at $1.54 \mu\text{m}$: Toward an Accurate Frequency Standard in the Optical Communication Band

Cesare Svelto, *Member, IEEE*, Gianluca Galzerano, Elio Bava, *Associate Member, IEEE*, Fabio Ferrario, Ady Arie, *Senior Member, IEEE*, R. Klein, M. A. Arbore, M. A. Fejer, Atsushi Onae, and Marcello Marano

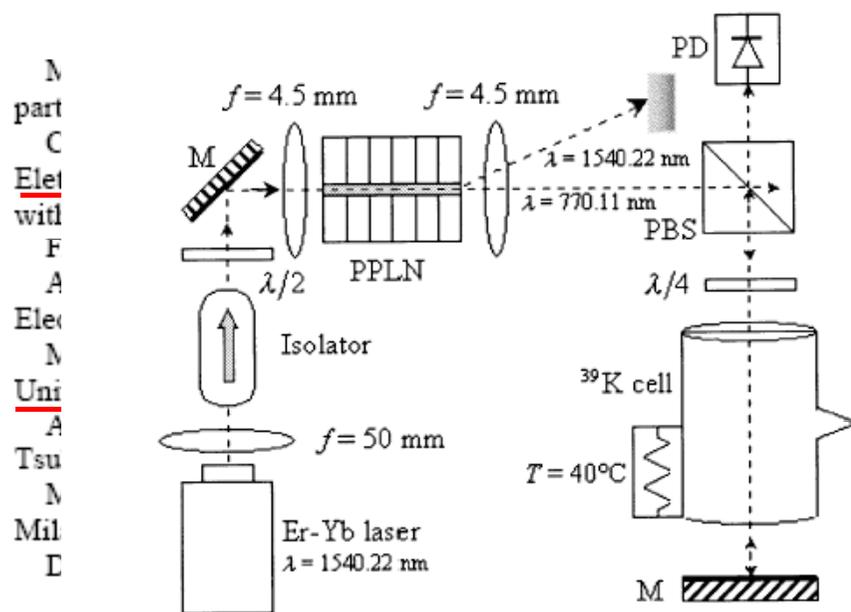


Fig. 3. Schematics of the experimental setup for frequency doubling of the Er-Yb: glass laser and high-resolution spectroscopy of the ^{39}K line; M: Mirror; PD: silicon photo detector; PBS: polarizing beam splitter.

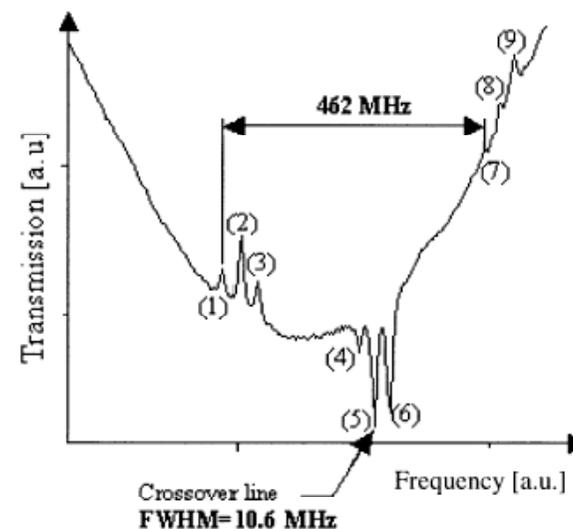


Fig. 5. Saturation spectroscopy of the ^{39}K sample as obtained by scanning the Er-Yb laser frequency through the Doppler-broadened resonance.

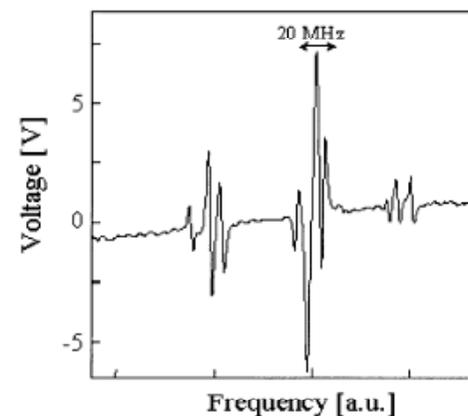


Fig. 6. First derivative voltage signal as obtained at the lock-in output after amplification of 50 V/V.

Stab. freq. $\Delta\nu/\nu \approx 10^{-12}$ 35/45

Esperimenti PoliMI *et al.* a $1.5 \mu\text{m}$

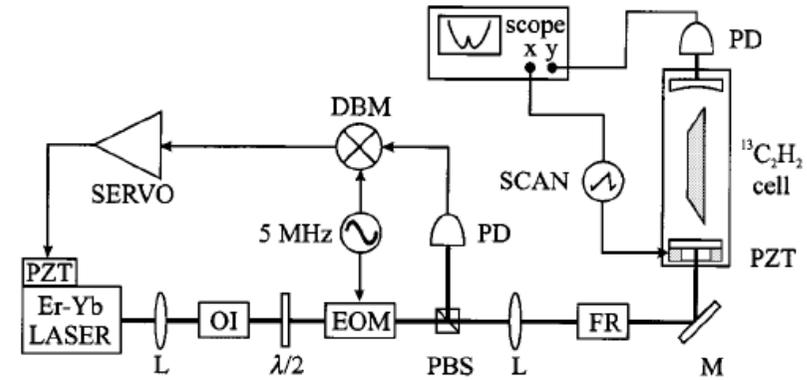
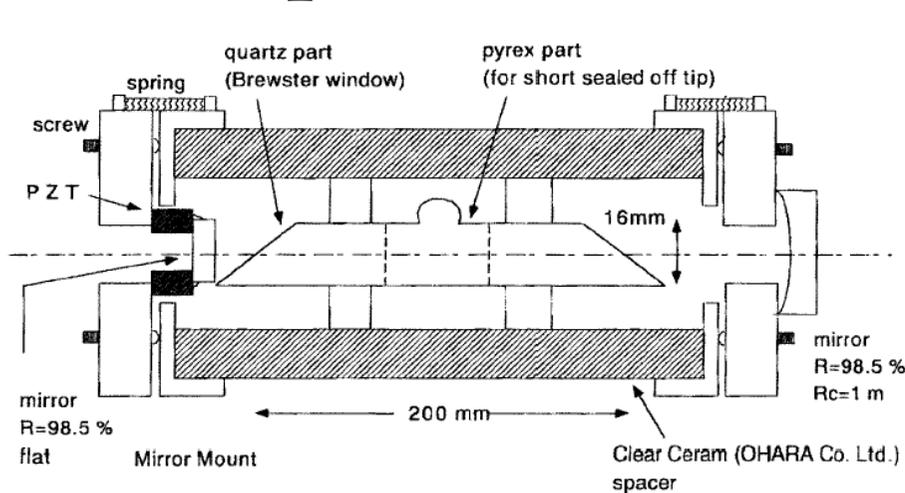


Fig. 4. Experimental setup. PZT: piezoelectric transducer; L: lens; OI: optical isolator; $\lambda/2$: half-wave plate; EOM: electro-optic modulator; PBS: polarizer beam splitter; PD: photodiode; FR: Faraday rotator; M: mirror; DBM: doubled balanced mixer.

768

IEEE TRANSACTIONS ON INSTRUMENTATION AND MEASUREMENT, VOL. 51, NO. 4, AUGUST 2002

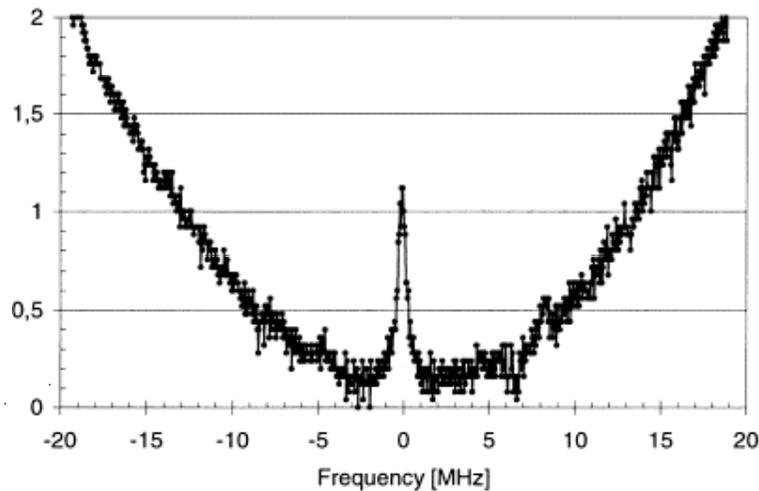


Fig. 7. Saturation spectroscopy of the $^{13}\text{C}_2\text{H}_2$ P(16) line at $\lambda = 1542.384 \text{ nm}$. The saturation line contrast is $\sim 3\%$ and its linewidth is 1.2 MHz.

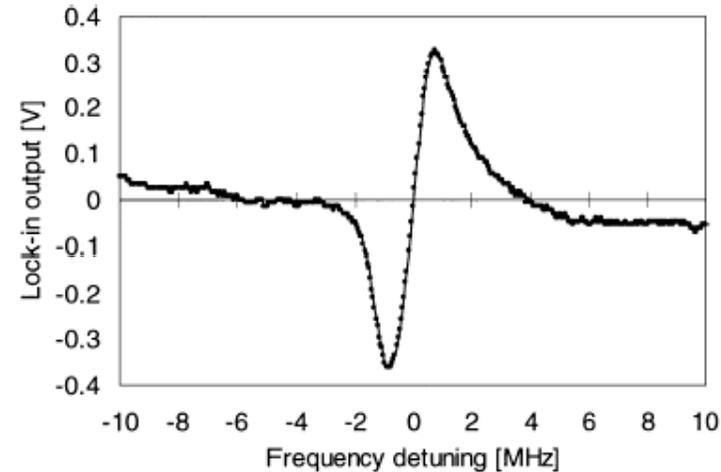
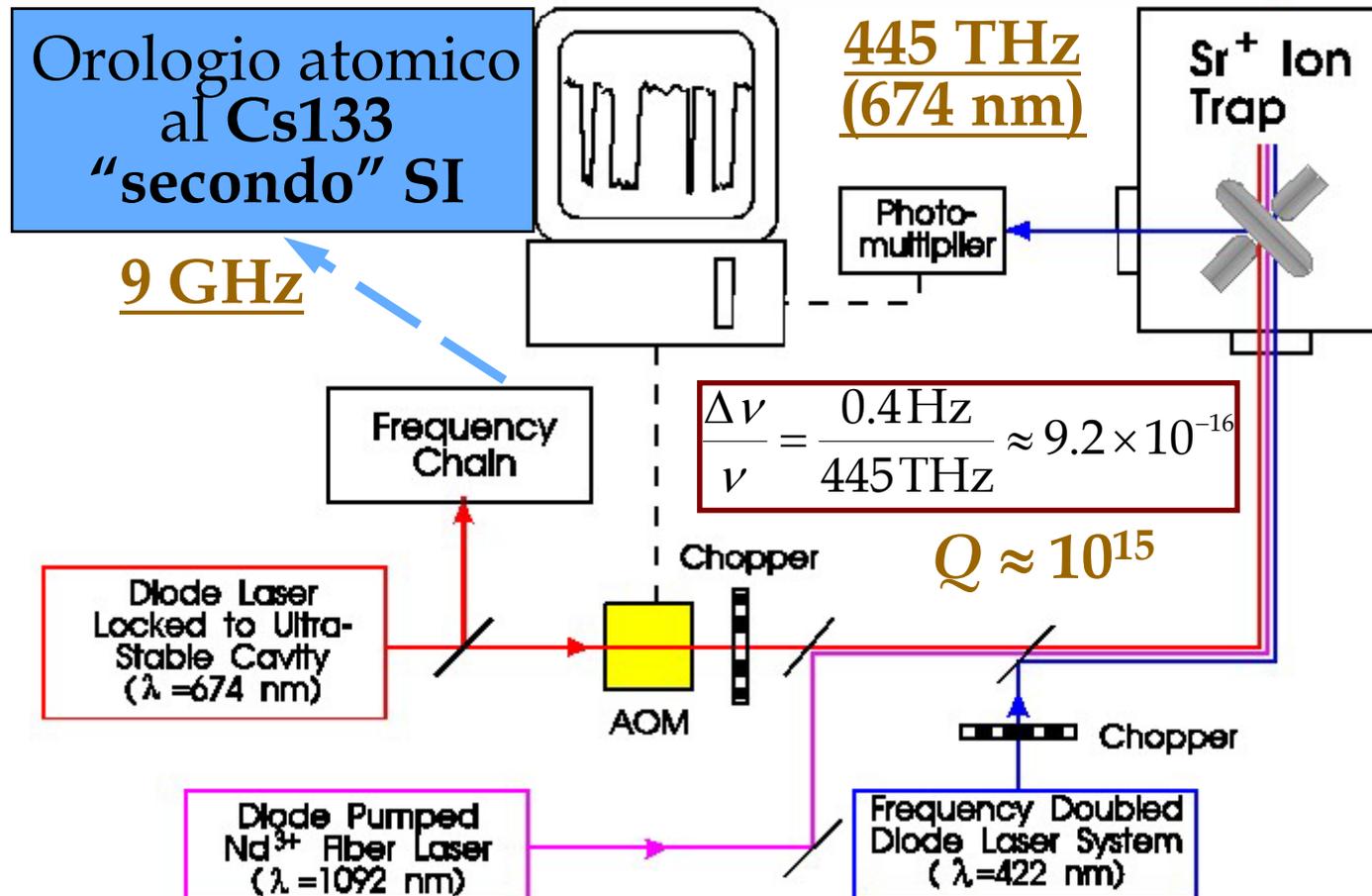


Fig. 8. First derivative of the saturated absorption dip in line P(16) of $^{13}\text{C}_2\text{H}_2$.

Stab. freq. $\Delta\nu/\nu \approx 2 \times 10^{-12}$

Orologio atomico a singolo ione Sr⁺ (yr. 2002)

The Sr⁺ Trap Experimental Setup



NRC-CNRC
Canada

Orologio atomico a multi ione Sr^+ (1/3)

- -
- f “... waits for no man”,

Orologio atomico a multi ione Sr^+ (2/3)

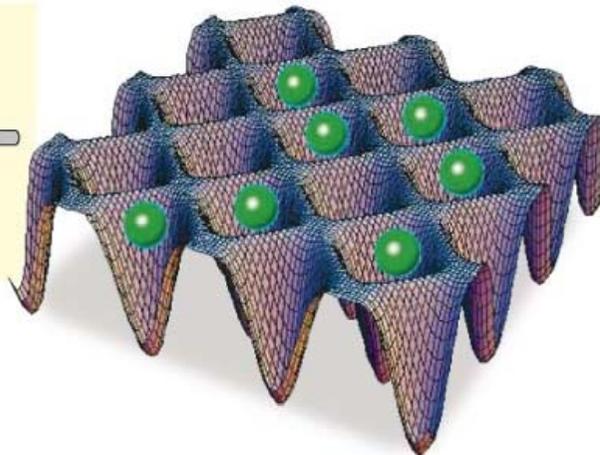
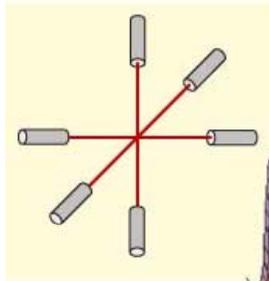
“The way to create a more accurate clock is to increase the rate at which it ticks”

with 9,192,631,770 oscillations per second. Now we have the caesium clock counting with billion oscillations per second.“

Orologio atomico a multi ione Sr^+ (3/3)

OPTICAL LATTICE CLOCK

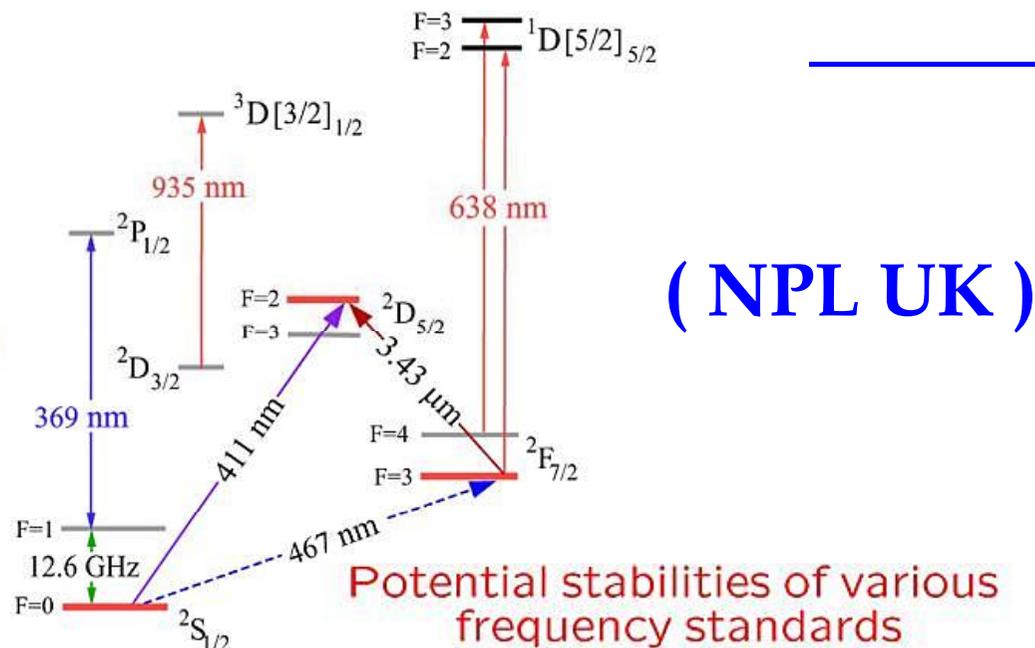
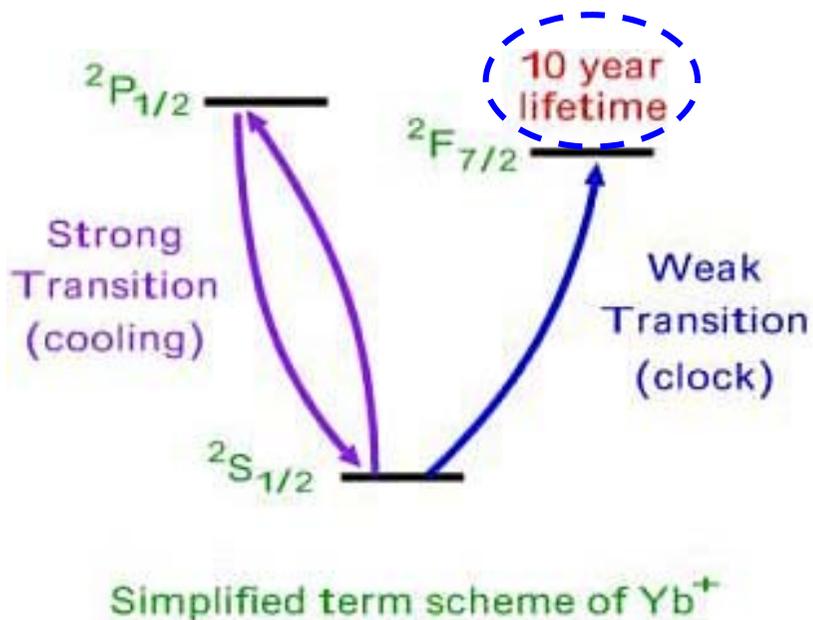
Six laser beams create a pattern of standing waves that traps strontium atoms in energy wells. The trapping laser frequency is one that does not interfere with the atoms, which tick at about 429 terahertz, providing unsurpassed timekeeping accuracy



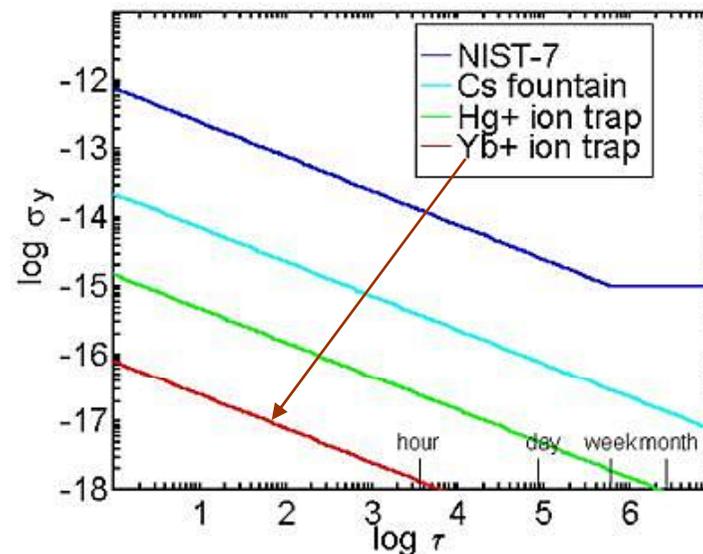
SOURCE: NATURE

$$v \approx \dots$$
$$\lambda \approx \dots$$

Orologio atomico a singolo ione Yb^+



$\lambda=467\text{nm}$
 $\nu=642\text{THz}$
 $\Delta\nu\approx 1\text{nHz}$
 $Q=\nu/\Delta\nu\approx 6\cdot 10^{23}$



— Spettroscopia ottica e il "metro SI"

Limiti di accuratezza nelle MISURE

esures, èvres,

Riferimenti bibliografici

- M. Ohtsu, *Frequency Control of Semiconductor Lasers*, Wiley, New York, 1996
- R.W.P. Drever, J.L. Hall, F.V.Kowalsky, J. Hough, G.M. Ford, A. J. Munley, and H. Ward, *Laser Phase and frequency stabilization using an optical resonator*, Appl. Phys. B **31**, 97-105, 1983
- C. Svelto, G. Galzerano, *Frequency-Stabilized Near-Infrared Solid-State Lasers*, Recent Research Developments in Applied Physics, 2001
- ---

- T. J. Quinn, *Practical realization of the definition of the metre, including recommended radiations of other optical frequency standards (2001)*, Metrologia **40**,103–133, 2003