

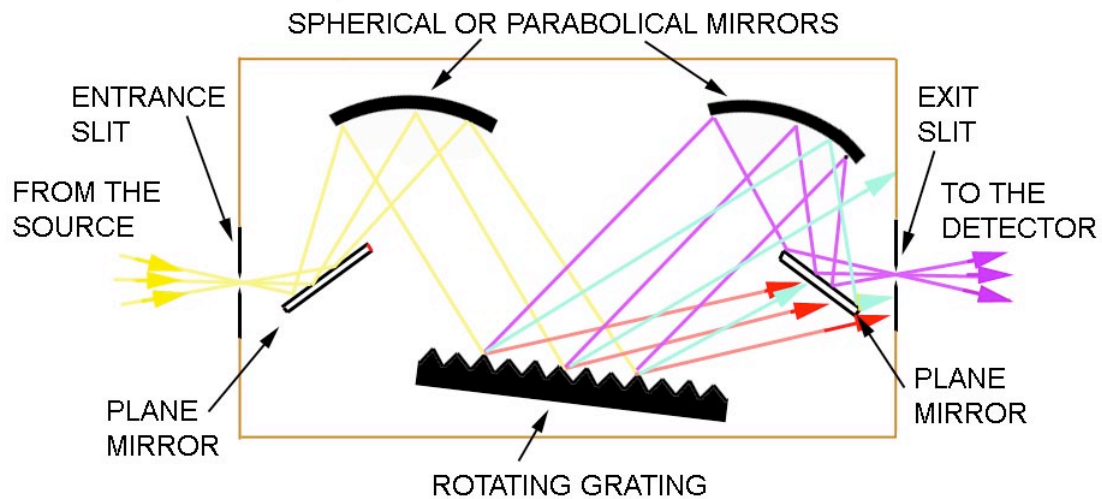
Figura 3.1: Schema dell'apparato sperimentale

MONOCHROMATOR

We want to measure the number of photons emitted by the sample in the energy range between E and $E + \Delta E$, or in the wavelength range between λ and $\lambda + \Delta\lambda$. We need to select the wavelength of the photons. It can be done with a monochromator.

It has

- an adjustable entrance slit, its width can be changed between $20 \mu\text{m}$ and 2mm ,
- a first flat mirror,
- a first parabolic (or spherical) mirror,
- a plane reflection grating, that can be rotated around an axis normal to the plane of the figure
- a second parabolic (or spherical) mirror,
- a second plane mirror,
- an adjustable exit slit, its width can be changed between $20 \mu\text{m}$ and 2mm .



The incoming light is focused onto the entrance slit by some optical system (lens, mirror...). Let us assume now that the slit is almost closed, and consider its width d negligible. The diverging beams from the slit are deflected by the first plane mirror and transformed into a parallel beam (plane waves) by the first parabolic mirror (the distance between this mirror and the entrance slit must be equal to its focal length). The plane waves impinge onto the flat reflection grating with an angle $\alpha + \theta$ with respect to the normal to the grating surface, where θ is the rotation angle of the grating and α is the angle when the grating is flat (in the symmetric position). They are scattered at different angles by the grating according to their wavelength, but only those scattered by the angle $\alpha - \theta$ are focused by the second parabolic mirror onto the exit slit and can reach the detector. The waves with different wavelengths are scattered at other angles and cannot exit from the monochromator.

You can choose the wavelength by selecting θ .

The relation between λ and θ is

$$p [\sin(\alpha + \theta) - \sin(\alpha - \theta)] = k\lambda \quad (1)$$

where p is the period of the grating, k is an integer number ($0, \pm 1, \pm 2, \dots$), called the diffraction order.

If you open the slits and their width d is no more negligible, there is an uncertainty $\Delta\alpha$ in the angle α because the beams that come from the entrance slit do not originate from a single point (or better a single line normal to the figure above) but from an extended area with width d and therefore each point of the first parabolic mirror is hit by rays that have now a spread in the incidence angle equal to d/f , where f is the focal length of the parabolic mirror, that coincide with the distance between the slit and the mirror (taking into account the reflection of the plane mirror).

This spread d/f is also the spread of the incidence angle α of the beams on the grating because the reflection on the parabolic mirror does not change the spread of the beams.

$$\Delta\alpha = d/f \quad (2)$$

A similar argument holds for the exit slit. Applying the maximum error propagation law to the relationship between λ and the angles, and assuming equal widths for the entrance and the exit slits, from equation (1) we get

$$\Delta\lambda = (p/k) [|\cos(\alpha+\theta)| + |\cos(\alpha-\theta)|] (d/f) \quad (3)$$

this formula gives the resolution of the monochromator as a function of the width of the slits. A monochromator is operated with the same width for both slits very often. The resolution $\Delta\lambda$ is mainly determined by the widest of the slits, the photon flux by the narrowest of the slits, therefore the most advantageous solution is to use slits of similar width.

This formula holds if the entrance slit is entirely hit by the light. If the light hit a section only, the width d' of this section must be considered instead of d . In this case the resolution depends on d' , on the width of the exit slit, and does not depend on the width of the entrance slit.

To characterize a monochromator

Measure the resolution as a function of the width of the slits with light that has a spectrum close to that of a delta function (the coherent light emitted by a laser, ...).

Measure the spectrum of a lamp that emit lines at known wavelengths to verify the calibration and check if the calibration depends on the wavelength

Measure the spectrum of a black-body source to determine the transmission function of the monochromator

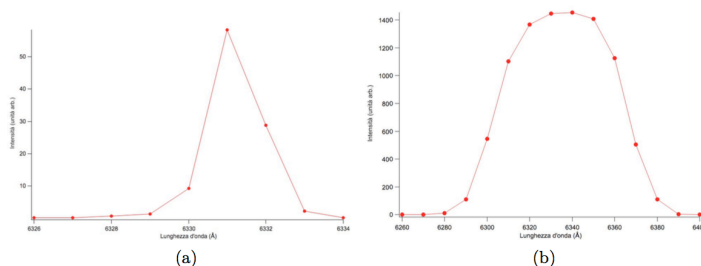
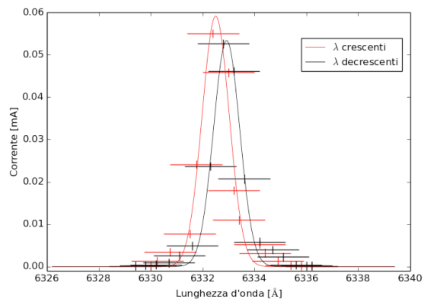
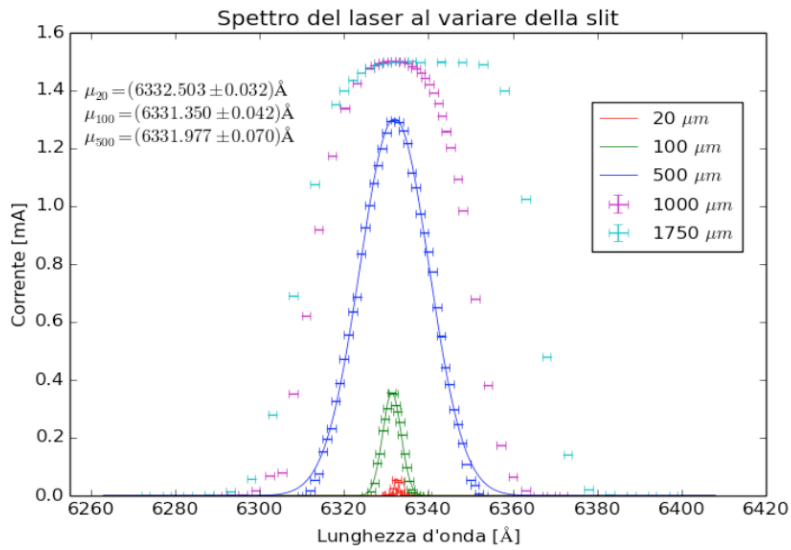
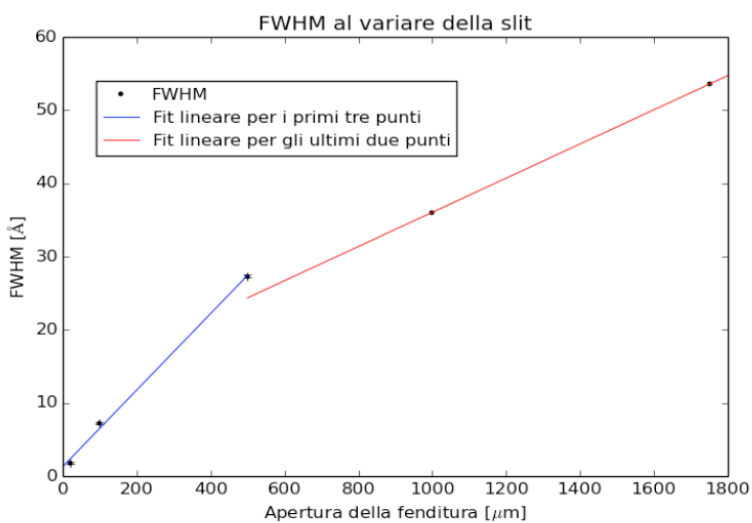


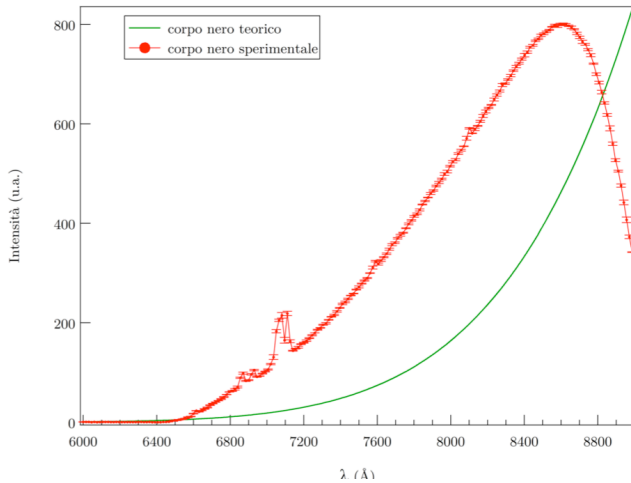
Figura 4.1: (a) Spettro del laser He-Ne misurato con fenditura larga 0.04 mm. (b) Il medesimo spettro, per 1.8 mm.



spettro del laser preso con step in lunghezza d'onda positivi o negativi: effetto del gioco meccanico (gli errori riportati nella figura per la lunghezza d'onda sono stati sopravvalutati)



Effetto della dimensione dello spot del laser



Nella figura accanto in verde è riportato lo spettro calcolato emesso dal corpo nero di prova, in rosso lo spettro misurato. Le righe osservate a circa 7000 sono dovute alle luci accese in laboratorio (lampade fluorescenti), non al corpo nero.

Quando le fenditure sono molto strette la risoluzione potrebbe non dipendere più dalla loro ampiezza d ma dalle aberrazioni (difetti) del sistema ottico interno del monocromatore (non parabolicità degli specchi, fenditure non esattamente alla distanza focale degli specchi, righe del reticolo non esattamente parallele alle fenditure, difetti del reticolo,...) che creano un'indeterminazione nell'angolo con cui la luce incide sul o lascia il reticolo. Imperfezioni (come granelli di polvere) sulle ottiche possono diffondere luce nel monocromatore (e in parte uscente dalla seconda fenditura) indipendentemente dalla lunghezza d'onda impostata. Questa luce (stray light) costituisce un fondo quasi costante.

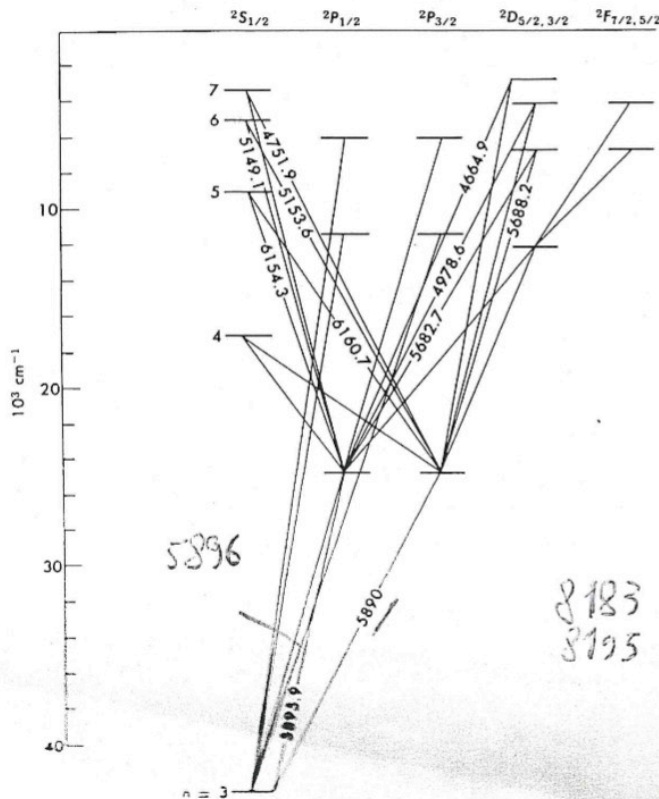


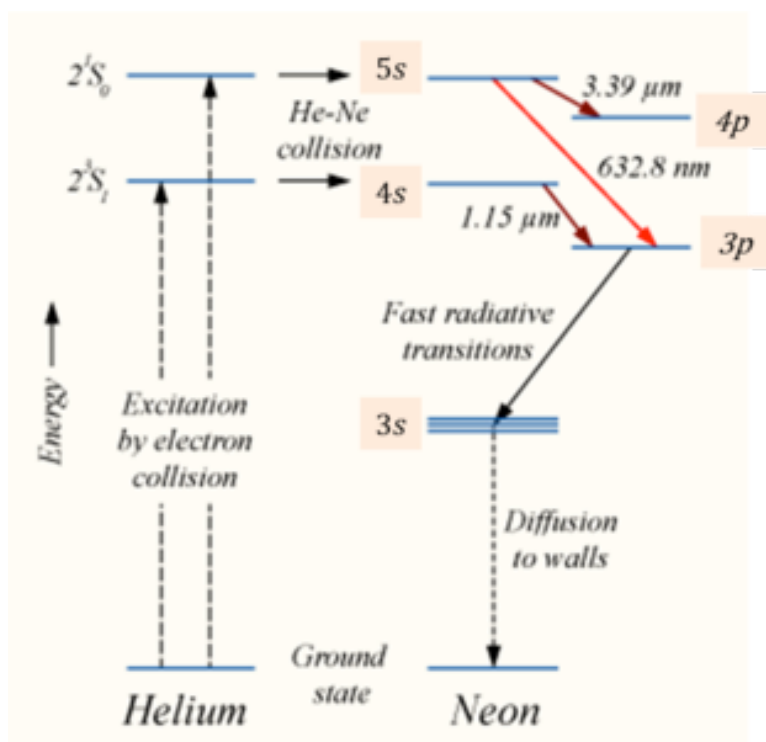
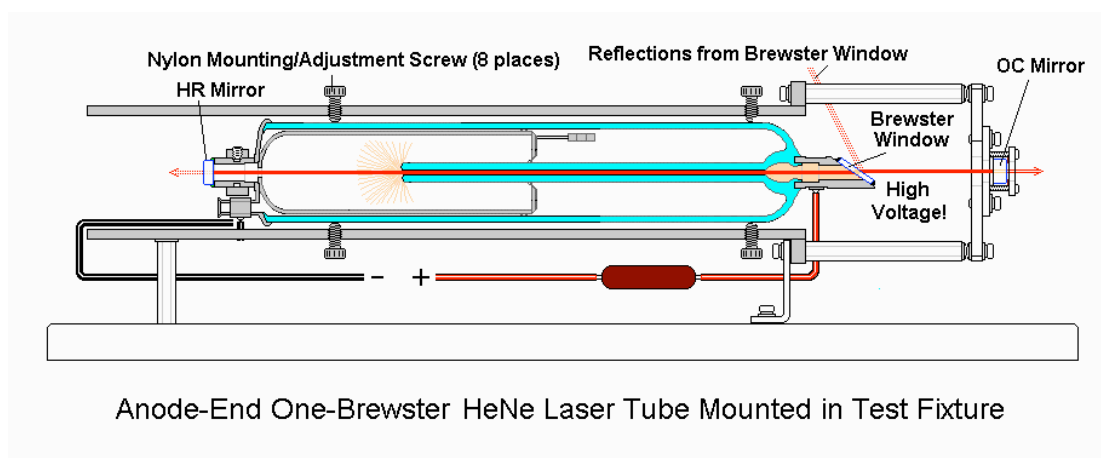
FIG. 2.11 The "allowed" transitions between the energy levels of sodium. The wavelengths in Angstroms of some of the principal lines are indicated. Note that the P states have now been shown in two columns, one referred to as $P_{1/2}$; the other as $P_{3/2}$; the small difference between their energy levels is the "fine structure."

Per taratura monocromatore:
 Doppetto giallo più intenso dell' Na:
 5896 e 5890 Å
 Doppetto infrarosso più intenso dell' Na:
 8183 e 8195 Å

Nella figura:
 schema dei livelli elettronici del sodio e di alcune transizioni elettroniche permesse in dipole elettrico.

LASER

Gli specchi del laser definiscono il modo o i modi di oscillazione del campo elettromagnetico che vengono popolati dal processo di decadimento stimolato, e quindi le dimensioni della sorgente della radiazione stimolata e la divergenza del fascio in uscita (pochi decimi di mm e circa 1 mradiente nel nostro caso).



La scarica elettrica nel gas eccita gli atomi di He per bombardamento elettronico, gli stati eccitati decadono nei livelli 2^1S_0 e 2^3S_1 che hanno una vita media molto lunga. Per coincidenza (non c'è nessuna ragione fisica) il Ne ha i livelli eccitati 5s e 4s che entro pochi meV hanno la stessa energia dei livelli metastabili dell'He. Per urto quindi l'He può diseccitarsi eccitando il Ne nei livelli 5s e 4s, mentre i livelli 4p e 3p rimangono vuoti. Si ha quindi inversione di popolazione tra i livelli 5s e 4s e i livelli 4p e 3p (i primi sono più popolati pur stando ad energia più alta) e ci può essere amplificazione per emissione stimolata tra un livello del primo e uno del secondo gruppo se la cavità risonante del laser è accordata su questa transizione. La transizione usata nel laser del laboratorio per ottenere radiazione coerente è a 632.8 nm.

Brillanza B

$$B = W / (S \Omega)$$

Con W potenza emessa, S superficie da cui è emessa, Ω angolo solido in cui è emessa.

In un sistema ottico perfetto la brillanza si conserva quando il fascio viene trattato dai vari elementi ottici (specchi, lenti, ...) , se il sistema non è perfetto la brillanza diminuisce man mano che il fascio si propaga nel sistema.

Se volete focalizzare il fascio in uno spot piccolo (come servirà a noi in laboratorio) conviene molto partire con una brillanza molto piccola come quella della radiazione emessa da un laser. Questo è il principale motivo per usare un laser per l'eccitazione.

Serve eccitare una regione piccola sul campione perché così l'immagine della regione eccitata formata da un sistema ottico sulla fenditura d'ingresso del monocromatore sarà piccola e si potranno usare fenditure piccole nel monocromatore senza perdere troppo segnale. Per ottenere uno spot piccolo (quindi con elevata brillanza) bisogna partire con una sorgente di elevata brillanza.

(nel caso del nostro laser W circa 10^{-3} W, S circa 10^{-7} m², Ω circa 10^{-6} steradiani
B circa 10^{10} W m⁻² sr⁻¹)

(valore molti ordini di grandezza più alto della brillanza della superficie del sole).

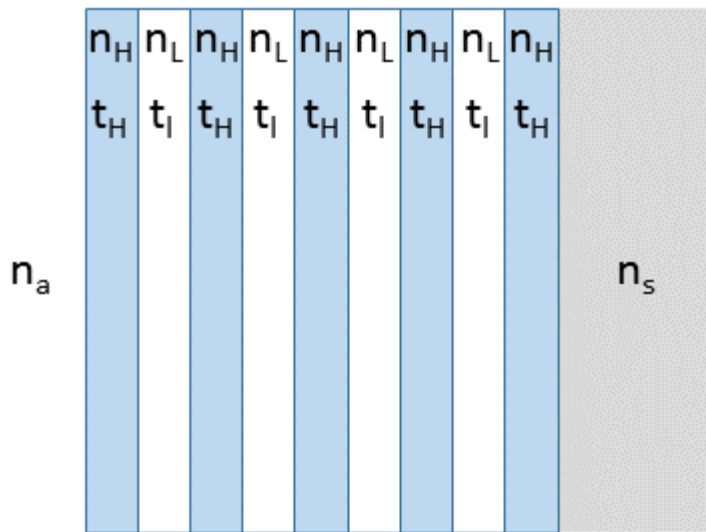
Nel nostro esperimento non useremo la coerenza della radiazione di un laser ma principalmente la sua elevata brillanza.

Verificare se la potenza emessa dal laser rimane costante nel tempo

FILTRO INTERFERENZIALE

Oltre alla radiazione coerente emessa per emissione stimolata alla lunghezza d'onda voluta il laser emette anche radiazione ad altre lunghezze d'onda per emissione spontanea (sempre presente). Tale radiazione riflessa dal campione può disturbare le misure cadendo nella regione di lunghezze d'onda da misurare. Può essere eliminata

da un filtro interferenziale centrato alla lunghezza d'onda dell'emissione stimolata che lascia passare la lunghezza d'onda giusta con poca attenuazione e riduce di ordini di grandezza l'intensità di radiazione spontanea a lunghezze d'onda diverse.



tale filtro è costituito da molti strati alternati di due materiali trasparenti aventi indice di rifrazione molto diverso tra di loro. Quando un raggio attraversa la struttura si genera un fascio riflesso ad ogni interfaccia. Se gli spessori degli strati sono tali che i fasci riflessi da una interfaccia e da quella successiva (e da ogni altra interfaccia) interferiscano distruttivamente tra di loro per una specifica lunghezza d'onda λ , un fascio di quella lunghezza d'onda sarà quasi totalmente trasmesso perché l'intensità del fascio totale riflesso (risultante di quelli riflessi dalle singole interfacce) è molto prossima a zero. Per altre lunghezze d'onda (anche poco diverse da λ) questa cancellazione per interferenza del fascio totale riflesso non avviene, e a causa dell'elevato numero di interfacce riflettenti l'intensità del fascio trasmesso tende a zero.

Se invece i fasci riflessi dalle singole interfacce interferiscono tutti costruttivamente per una certa lunghezza d'onda λ , un fascio di quella lunghezza d'onda sarà quasi totalmente riflesso. Specchi per cavità laser con riflettività dell'ordine del 99.9% sono ottenuti in questa maniera.

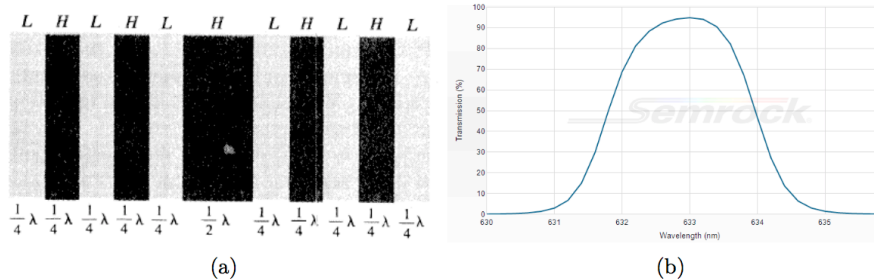
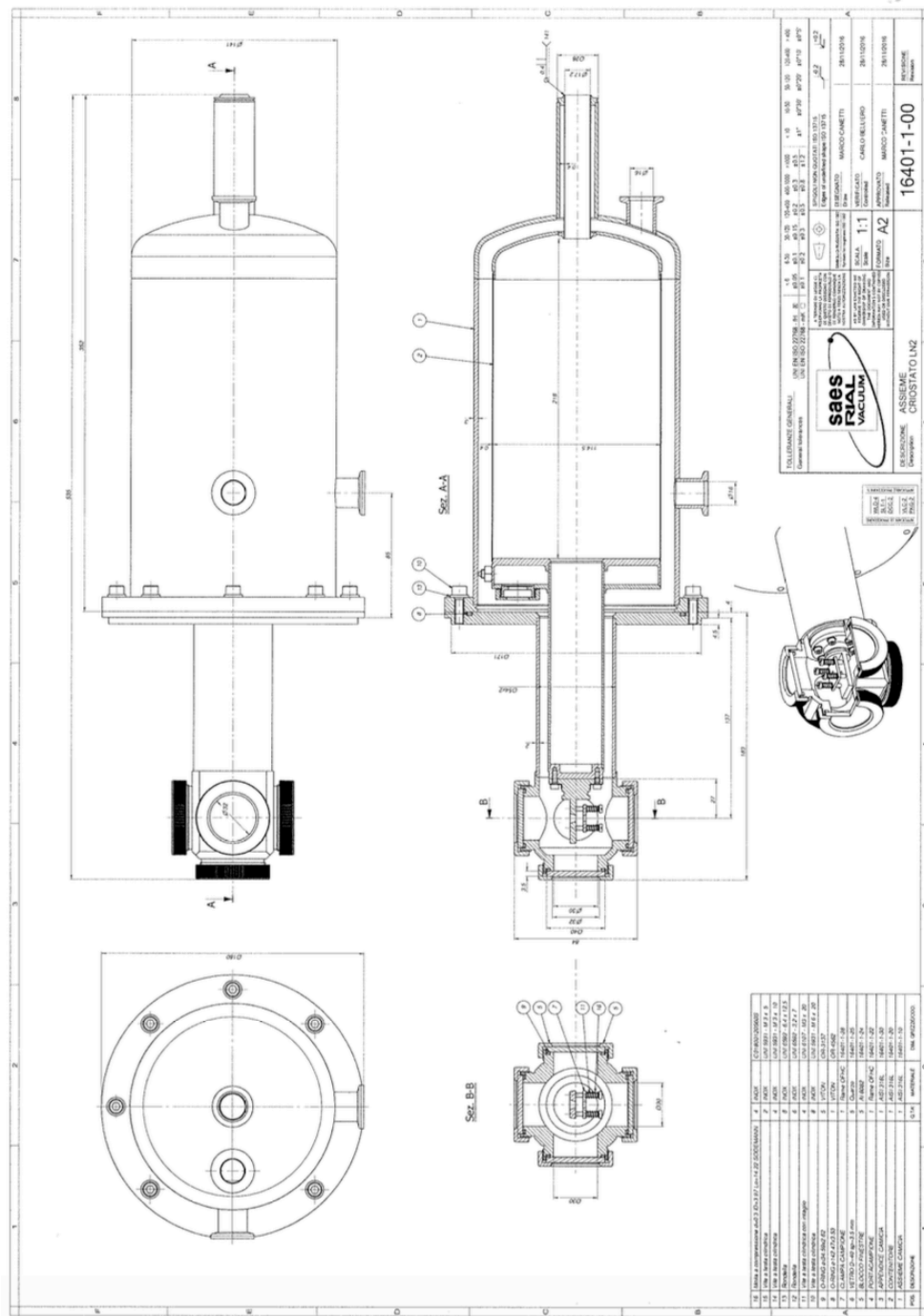


Figura 3.4: (a): schema di un filtro interferenziale (Fabry-Perot) [17] (b): curva di trasmissione per il filtro utilizzato [18].

CRIOSTATO

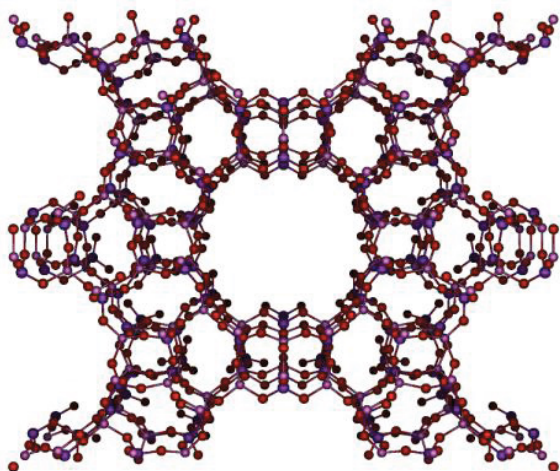
Per mantenere i campioni a bassa temperatura occorre un sistema che isoli termicamente i campioni dall'ambiente e che eviti che sui campioni condensino gas come vapore d'acqua (si formi ghiaccio...).

Il campione può essere portato a circa 77 K mettendolo in contatto termico con un serbatoio contenente azoto liquido. L'isolamento termico è ottenuto mantenendo il vuoto (pressione residua almeno 10^{-2} mbar corrispondente circa a 1 Pa) attorno al campione.



Schema del criostato

Il vuoto nel criostato viene generato e mantenuto da una pompa rotativa meccanica e da zeoliti



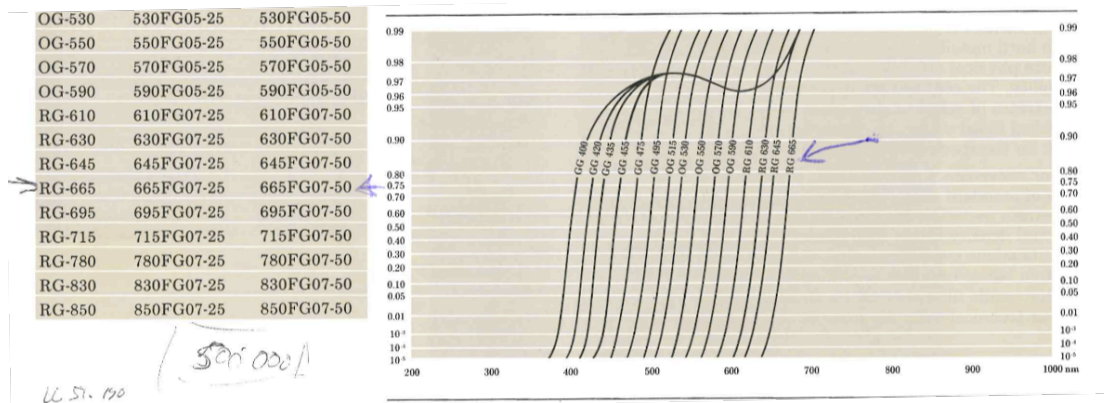
Struttura tipica di un cristallo di zeolite

Le zeoliti sono cristalli (spesso alluminosilicati) che contengono nella cella elementare cavità di dimensioni nanometriche. Contengono quindi tubi vuoti di diametro nanometrico la cui superficie interna per volume unitario di materiale è enorme. Gas possono molto facilmente diffondere in questi vuoti. Se la zeolite viene raffreddata con azoto liquido i gas condensano sulle pareti delle nanocavità e vengono quindi rimossi dall'ambiente (pompati).

La temperatura del dito freddo di rame su cui è montato il campione è misurata attraverso un termocoppia di tipo K (chromel/alumel)

Filtro taglia-visibile

Emissione del campione è nell'infrarosso, per tagliare la radiazione del laser diffusa dal campione e parte della luce presente nell'ambiente si usa un filtro davanti al monocromatore che lascia passare l'infrarosso e assorbe la luce nel visibile e a energie maggiori.



Curve di trasmissione di vari filtri passa-alte lunghezze d'onda, quello utilizzato è l' RG-665

Tubo fotomoltiplicatore (o fototubo)

Importante:

Massima tensione da applicare al fototubo 1300 V

Massima corrente dall'anodo 0.5 μ A

Massima corrente dal fotocatodo

Quindi, se la resistenza di carico sull'anodo è 1 M Ω , visto che la corrente in uscita deve essere minore di 0.5 μ A, il segnale in uscita non deve superare 0.5 V. Meglio per sicurezza tenersi ben sotto 100 mV picco-picco.

Iniziare sempre da tensioni di alimentazione basse (200-300 V) e guardare il segnale in uscita dal fototubo all'oscilloscopio con fondo scala dell'ordine dei mV.

Aumentare gradatamente la tensione sinché non si vede un segnale all'oscilloscopio.

Massimizzare il segnale agendo sulle ottiche, sul monocromatore.....

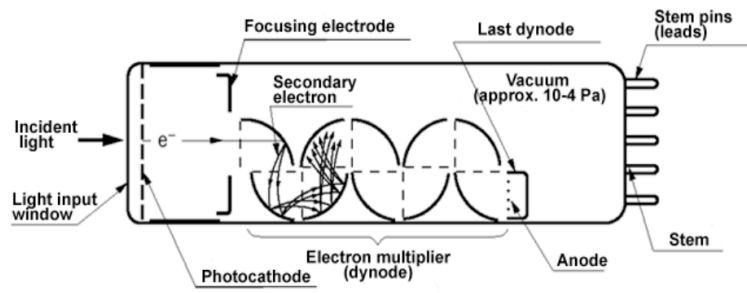
Se il segnale sale sopra alcune decine di mV diminuire la tensione di alimentazione del fototubo per riportarlo ad alcune decine di mV.

Solo dopo una prima ottimizzazione all'oscilloscopio mandare il segnale al lock-in.

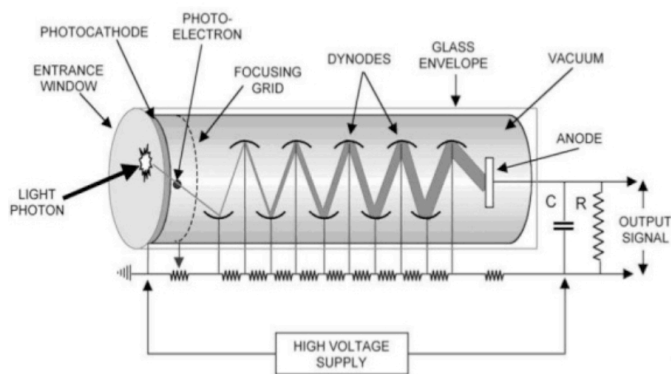
Non cambiare mai la tensione di alimentazione del fototubo se il fototubo è collegato al lock-in.

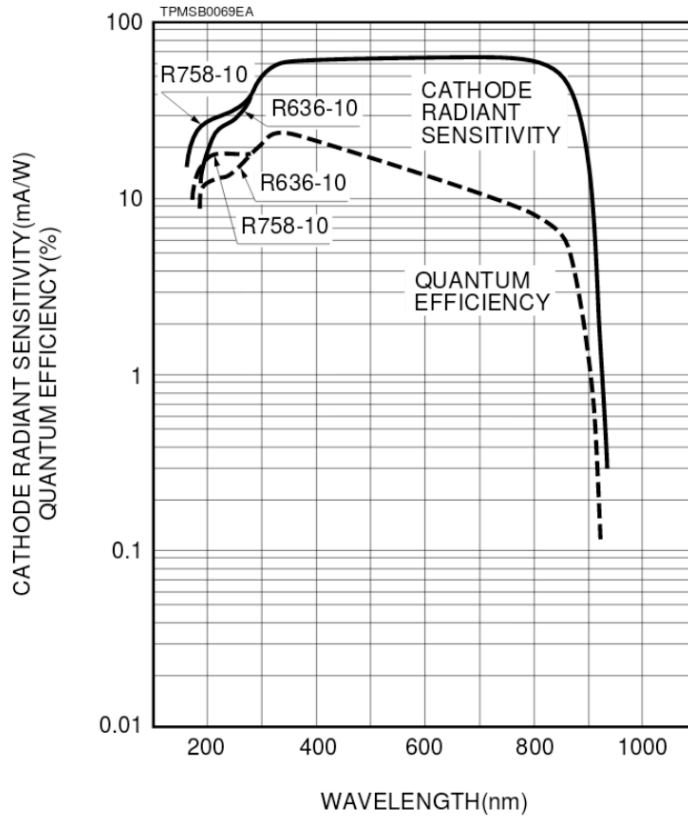
Se dovete cambiare la tensione di alimentazione staccate prima il cavo coassiale dall'ingresso del lock-in.

Quando non siete in misura prima staccate il cavo che collega il fototubo al lock-in e poi mandate a zero la tensione di alimentazione del fototubo.



Schemi di tubi fotomoltiplicatori e del circuito con cui sono alimentati





Sensibilità del catodo del fototubo in uso nel laboratorio e sua efficienza quantica in funzione della lunghezza d'onda della radiazione incidente. L'efficienza quantica è il rapporto tra il numero di elettroni emessi dal catodo e il numero di fotoni incidenti. E' minore di 1 perché non tutti gli elettroni eccitati dai fotoni riescono a raggiungere la superficie del catodo prima di perdere abbastanza energia a causa dell'interazione con altri elettroni e fononi da non poter più uscire.

Il taglio ad alte lunghezze d'onda è dovuto al lavoro di estrazione o "workfunction": i fotoni devono avere superiore a un'energia minima (lavoro di estrazione) per causare l'emissione di elettroni dal fotocatodo.

Il taglio alle basse lunghezze d'onda è dovuto all'assorbimento di fotoni dal vetro o quarzo che costituisce la finestra d'ingresso dei fotoni. Il tubo deve essere in alto vuoto per permettere agli elettroni di propagarsi, quindi fotocatodo, dinodi e anodo sono in un involucro in cui c'è il vuoto e i fotoni devono attraversare una finestra per arrivare sul fotocatodo.

Fotodiodo

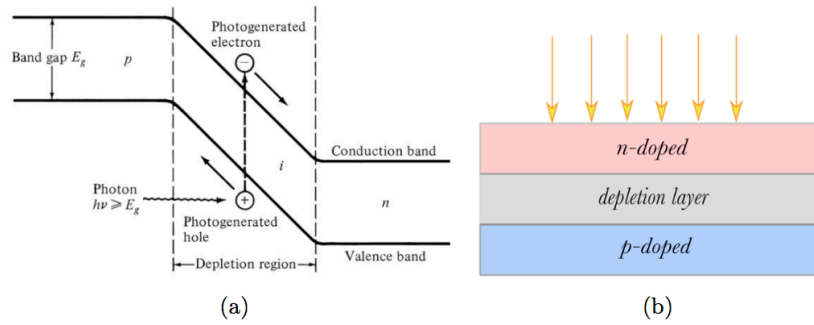


Figura 3.8: (a): schema del processo di estrazione di un elettrone dalla banda di valenza verso quella di conduzione. (b): disposizione del fotodiode rispetto alla radiazione incidente.

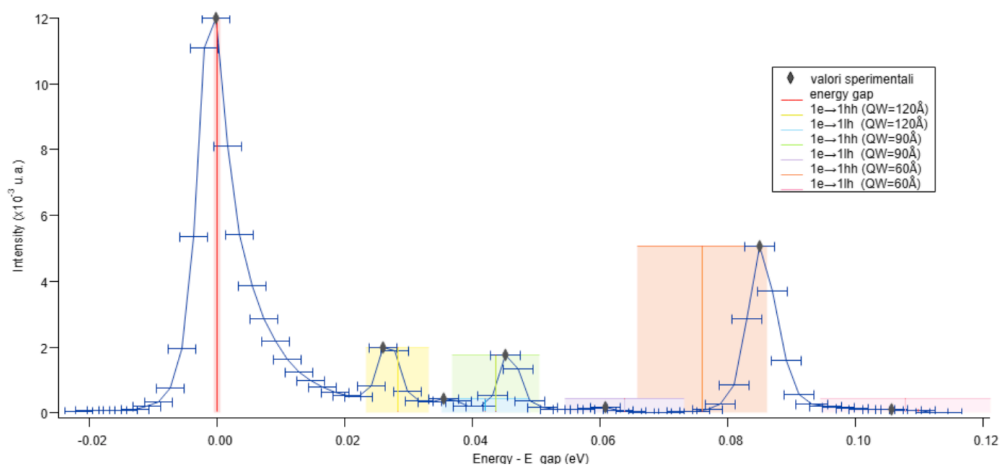


Figura 5.3: Spettro di emissione del campione A782 a T_N .

