

## 1 Principali telescopi moderni

### 1.1 Configurazioni

La configurazione Cassegrain è la più utilizzata. È formata da uno specchio primario parabolico concavo e da un secondario iperbolico convesso. Il fuoco risulta essere dietro lo specchio primario che dunque deve presentare un foro in posizione centrale.

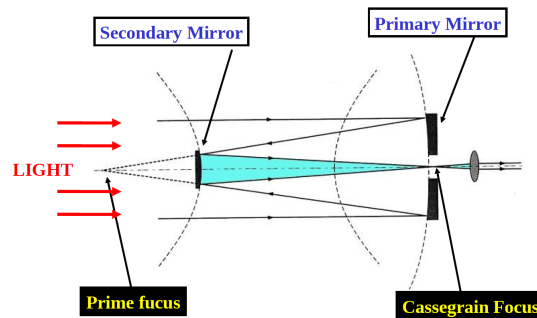


Figura 1: Fuoco Cassegrain

La configurazione Newton è molto simile alla Cassegrain ma al posto di un secondario iperbolico presenta un secondario piano inclinato di  $45^\circ$ . In tal modo il fuoco risulta esterno all'asse del telescopio. Analogamente il fuoco Nasmyth è sostanzialmente una montatura Cassegrain con in aggiunta uno specchio terziario piano inclinato che sposta il fuoco all'esterno dell'asse dei telescopi.

L'ultima variante è il fuoco Coudé che presenta alcuni svantaggi: piccolo campo di vista, si usa per altissima risoluzione spettrale (spettroscopia ad alta risoluzione), o per interferometria, per sostenere strumenti molto grandi e pesanti, bassa efficienza per l'alto numero di riflessioni. Ad oggi si utilizza la fibra ottica per portare il segnale allo strumento.

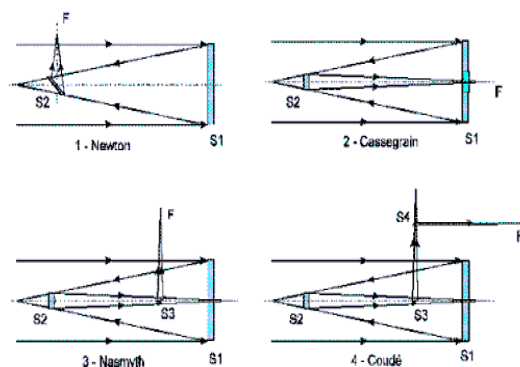


Figura 3 - Schemi ottici dei riflettori

Figura 2: Telescopi riflettori

## 1.2 Tipologie di montature

La **montatura altazimutale** è utilizzata nella maggior parte dei telescopi moderni e presenta alcuni vantaggi ingegneristici:

- Un asse orizzontale e uno verticale permettono un migliore controllo delle flessioni scaricando il peso della struttura sulla verticale
- La cupola è di dimensioni minori
- La massa complessiva è minore dunque si ha un miglior controllo termico

Nonostante tali vantaggi si hanno anche alcuni svantaggi:

- Necessità di controllare tre assi (azimut, altezza e rotazione di campo) ciascuno con velocità variabile
- Vi sono grossi problemi di inseguimento per gli oggetti vicino allo Zenit
- Polarizzazione variabile

Un altro tipo di montatura molto utilizzata in passato è quella **equatoriale**. Questi telescopi presentano un asse parallelo a quello di rotazione, mentre l'altro è perpendicolare e assicura il puntamento in declinazione. Durante le osservazioni l'asse orario si muove con velocità angolare costante di  $15''/\text{secondo}$  (TS), l'asse di declinazione rimane fisso a meno di correzioni dovute alla variabile rifrazione atmosferica e alle variabili flessioni della struttura. Il 1.22m e il 1.80 m di Asiago hanno una montatura equatoriale, seppur con evidenti differenze di struttura.

## 1.3 Importanza del diametro del primario

La dimensione dello specchio primario è molto importante in quanto la sua area è proporzionale alla quantità di luce catturata e inoltre, dal momento che la risoluzione è direttamente proporzionale al diametro, maggiore è la dimensione del primario maggiore sarà la risoluzione del telescopio.

Tuttavia, specchi con diametro maggiore di 5 m sono impossibili da costruire dal momento che sono soggetti a deformazione causata dal loro stesso peso. Per questo motivo si sono costruiti specchi composti da piccoli specchi e attuatori in grado di mantenere il fuoco: su questo si basa l'ottica attiva.

## 1.4 Assorbimento dell'atmosfera

L'atmosfera, a causa dell'assorbimento, lascia passare solamente una parte dello spettro elettromagnetico, in particolare la radiazione che cade nel visibile e quella radio. Per questo motivo si utilizzano dei telescopi spaziali i quali, trovandosi per l'appunto al di sopra dell'atmosfera, evitano l'assorbimento e le turbolenze da essa causate. I principali telescopi spaziali sono Hubble (UV, visibile, NIR), lo Spitzer (IR) e il James Webb (NIR, MIR).

Questo tipo di telescopi sono però di grandezza limitata. Per il futuro si progettano specchi ripiegabili nello spazio (JWST) e grandi telescopi sulla Terra.

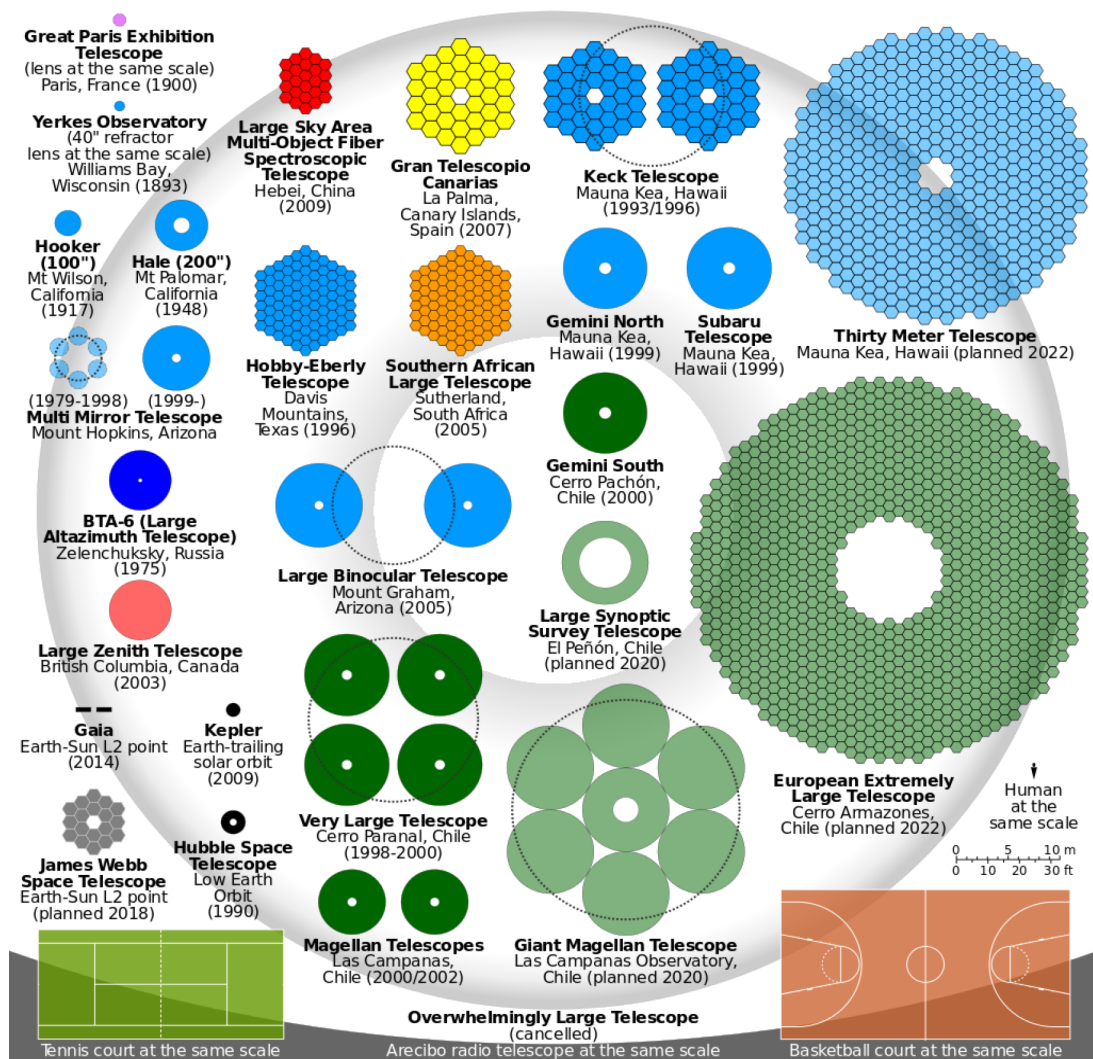


Figura 3: Grandi telescopi nel mondo

## 2 Diffrazione attraverso una fenditura

Definiamo **fenditura** un'apertura rettangolare di lunghezza molto maggiore della sua larghezza.

Esistono due tipi di diffrazione: la **diffrazione di Fraunhofer** nella quale la sorgente è posta all'infinito e la **diffrazione di Fresnel** che considera la sorgente a distanza finita.

Il fenomeno di diffrazione da singola fenditura si basa sul **principio di Huygens**: i fronti d'onda secondari generati da ogni punto interno alla fenditura interferiscono tra loro producendo sul rivelatore scie luminose (frange) alternate a zone scure. Ogni punto della fenditura diventa quindi una sorgente di onde sferiche secondarie.

L'intensità della figura di diffrazione sullo schermo è data da:

$$I \approx A^2 = A_0^2 \frac{\sin^2 \beta}{\beta^2}$$

in cui  $A_0$  indica il massimo principale, al centro della figura di diffrazione, mentre gli altri sono detti massimi secondari e si trovano in posizione

$$\beta = \frac{3}{2}\pi, \frac{5}{2}\pi, \frac{7}{2}\pi, \dots$$

I minimi invece si trovano nelle posizioni

$$\beta = m\pi$$

La larghezza della figura di diffrazione cresce con  $\lambda$ : se si usa una luce bianca il massimo centrale è bianco mentre i bordi esterni sono rossi. Essa è inoltre inversamente proporzionale alla larghezza  $b$  della fenditura: quando la fenditura si allarga la figura rapidamente diminuisce di dimensione. Infine, se la fenditura è più stretta della lunghezza d'onda incidente non si ha passaggio di luce. Se è larga tanto quanto, la diffrazione è trascurabile. Se è molto più larga la diffrazione si riduce al massimo centrale.

### 2.1 Caso dell'apertura rettangolare

Tenendo conto di entrambe le dimensioni della fenditura e non limitandoci al piano ortogonale si ottiene una nuova espressione per l'intensità della figura di diffrazione:

$$I \simeq b^2 l^2 \frac{\sin^2 \beta}{\beta^2} \frac{\sin^2 \gamma}{\gamma^2}$$

A causa della relazione inversa tra larghezza della fenditura e dimensione della figura di diffrazione, le frange saranno meno spaziate nella direzione della dimensione maggiore. Nel caso generale in cui la lunghezza è molto maggiore della larghezza la figura di diffrazione si limita alla sola direzione perpendicolare alla fenditura. Come si nota da Fig. 4, il massimo centrale è più largo nella direzione in cui la fenditura è più stretta e vi sono anche dei massimi nelle diagonali, i quali corrispondono ai termini misti.

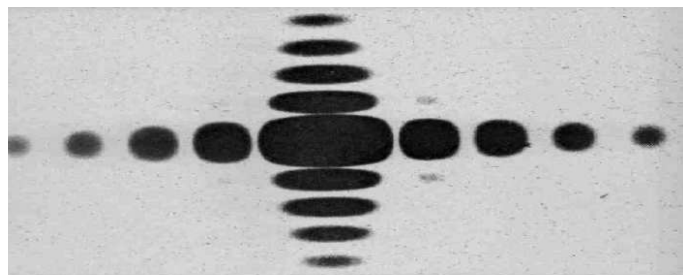


Figura 4: Diffrazione da una fenditura rettangolare

Per **potere risolutivo** di un'apertura rettangolare si intende la sua capacità di separare immagini di oggetti molto vicini. È la figura di diffrazione che fissa il limite teorico superiore del potere risolutivo. Le immagini di due oggetti non saranno risolte se la loro separazione è molto minore della larghezza del massimo centrale.

Consideriamo due sorgenti puntiformi vicine, di uguale intensità e con separazione angolare  $\alpha$ . Le loro figure di diffrazione sono tali che il massimo principale dell'una cada sul minimo dell'altra e viceversa. La separazione angolare dei due massimi sarà  $\beta = 2\pi$ . Se avviciniamo le due sorgenti, le figure di diffrazione si avvicinano e l'intensità cresce finché al centro resta solo un massimo.

**Criterio di Rayleigh**  $\Rightarrow$  la risoluzione angolare è definita dall'espressione

$$\vartheta = \frac{\lambda}{b}$$

ovvero due sorgenti sono risolte quando il massimo della figura dell'una cade sul primo minimo della figura dell'altra.

## 2.2 Caso dell'apertura circolare

La figura di diffrazione prodotta da onde piane che attraversano un'apertura circolare è un problema di difficile soluzione. La figura di diffrazione in questo caso consiste in un disco centrale brillante noto come **disco di Airy** circondato da una serie di anelli più deboli (come se fosse una figura di diffrazione ruotata attorno all'asse principale). Per una fenditura la posizione angolare dei minimi è data in prima approssimazione dalla relazione

$$\vartheta \approx m \frac{\lambda}{b} \quad \text{con } m = \pm 1, \pm 2, \pm 3, \dots$$

mentre per un'apertura circolare  $m$  non assume valori interi.

Il caso di un'apertura circolare si applica ad un telescopio di diametro  $D$  e focale  $F$ . Applicando il criterio di Rayleigh possiamo dire che due sorgenti sono risolte quando sul piano focale il massimo centrale della figura di diffrazione di una delle due stelle cade in corrispondenza del primo anello scuro dell'altra.

Definiamo quindi **potere risolutivo teorico del telescopio** la distanza angolare a cui si trova il raggio del primo anello scuro della riga di diffrazione che si forma sul piano focale. Questo sarà dato da

$$\vartheta = 1.22 \frac{\lambda}{D}$$

e il suo valore lineare si ottiene moltiplicando  $\vartheta$  per la lunghezza focale del telescopio.

A parità di lunghezza d'onda, quindi, il potere risolutivo teorico aumenta con il diametro del telescopio.

## 2.3 Seeing

Il seeing è la misura della risoluzione angolare reale dettata dalle condizioni di turbolenza dell'atmosfera che causano un forte degrado della qualità delle immagini astronomiche. La luce, infatti, si propaga indisturbata nello spazio sotto forma di fronti d'onda piani che al momento di entrare nell'atmosfera incontrano vortici di varie dimensioni che causano cambiamenti locali e imprevedibili dell'indice di rifrazione dell'aria. Queste variazioni spaccano il fronte d'onda in elementi non perturbati di dimensione  $r_0$  (**raggio di Fried**) che dipende principalmente da  $\lambda^{6/5}$ , dalla distanza zenitale di osservazione e dal percorso della luce attraverso l'atmosfera. Il raggio di Fried dipende dal parametro di struttura dell'indice di rifrazione, dipendente a sua volta dalla pressione, dalla temperatura e dalla quota (nel visibile  $r_0$  è dell'ordine di 10 cm).

In sostanza la figura di diffrazione è dominata dalla dimensione di  $r_0$ : maggiore è il raggio di Fried, minore è il seeing.

Il seeing è caratterizzato da tre effetti: allargamento, scintillazione e moto dell'immagine.

## 3 Diffrazione attraverso due fenditure

Consideriamo due fenditure simmetriche rispetto ad un'origine  $O$ , di larghezza  $b$  e spaziate in modo che i loro centri si trovino a distanza  $\pm d/2$  da  $O$ .

Con due fenditure si ottiene una figura che combina l'interferenza tra raggi provenienti da punti corrispondenti delle due fenditure, con la diffrazione che determina la quantità di luce emergente dalle fenditure ad un dato angolo  $\vartheta$ . La diffrazione è il risultato dell'interferenza di onde secondarie per cui è essa stessa una figura di interferenza.

Le posizioni dei minimi sono date da

$$\cos \gamma = \left(m + \frac{1}{2}\right) \pi$$

con  $m$  intero.

### 3.1 Interferometro ed interferometria

Consideriamo due stelle di pari intensità e con separazione angolare  $\alpha$ . Facendo passare la loro luce attraverso due fenditure (di larghezza  $b$  e separazione  $d$ ) si formeranno delle figure di interferenza sovrapposte. In particolare i massimi delle due figure di interferenza saranno separati di una certa quantità pari allo stesso angolo  $\alpha$ .

Michelson definì **visibilità delle frange** la quantità  $\nu_M$ :

$$\nu_M = \frac{\max - \min}{\max + \min}$$

che in pratica equivale a calcolare il rapporto fra l'intensità massima delle frange rispetto alla loro intensità media, e la loro intensità media. La visibilità è pari a 1 quando l'intensità minima delle frange va a zero cioè quando le due sorgenti risultano non risolte.

Distanziando le fenditure fino a far sparire le frange di interferenza si può misurare la separazione angolare  $\alpha$  fra le due stelle. Questa tecnica è nota come interferometria e la quantità  $\lambda/2d$  è chiamata **potere risolutivo dell'interferometro**.

Lo stesso ragionamento può essere applicato ad un'unica sorgente nel caso in cui si voglia misurare la dimensione angolare, come ad esempio il diametro di una stella.

Con un interferometro si è in grado di misurare dimensioni angolari inferiori al potere risolutivo teorico di un singolo telescopio. Uno dei primi utilizzi dell'interferometria si ebbe con la costruzione dell'**interferometro stellare di Michelson** che permise di calcolare per la prima volta il diametro angolare di Betelgeuse.

Anzichè un singolo strumento si possono usare una coppia di telescopi posti ad una certa distanza. Più grande è questa distanza, chiamata **baseline**, maggiore sarà il potere risolutivo del telescopio (si sfrutta anche la rotazione terrestre).

## 4 Grating (reticolo di diffrazione)

Se da 2 fenditure si passa ad un numero  $N$  molto elevato otteniamo il cosiddetto **reticolo di diffrazione** o **grating**. Per un fascio di luce monocromatica che incide con angolo  $i$  rispetto alla normale al piano delle fenditure, possiamo scrivere l'**equazione generale del grating**:

$$d(\sin i + \sin \vartheta) = m\lambda$$

L'intensità dei massimi principali, detti anche **righe spettrali**, sarà limitata e modulata dalla figura di diffrazione relativa alla singola fenditura.

### 4.1 Dispersione

Dal momento che la posizione dei massimi dipende dalla lunghezza d'onda, il reticolo produce una dispersione della luce e conseguentemente forma uno spettro. Tutte le lunghezze d'onda coincidono all'ordine zero perchè la differenza di cammino è nulla per ogni  $\lambda$ . La separazione angolare cresce con l'ordine. Questa separazione viene chiamata **dispersione angolare** e si ottiene differenziando l'equazione del grating:

$$\frac{\Delta\lambda}{\Delta\vartheta} = \frac{d \cos \vartheta}{m}$$

Da questa relazione si deduce che:

1. lo spettro è maggiormente disperso con l'aumentare dell'ordine
2. lo spettro è maggiormente disperso con il diminuire della distanza fra le singole fenditure
3. la dispersione non è lineare

Ci sono due effetti importanti dei quali bisogna tenere conto:

1. sovrapposizione degli ordini: lo spettro al primo ordine è abbastanza separato da quello al secondo ma già il terzo si sovrappone in parte al secondo dal momento che è più disperso
2. sovrapposizione delle righe provenienti da ordini diversi

*Risoluzione vedi dispense*

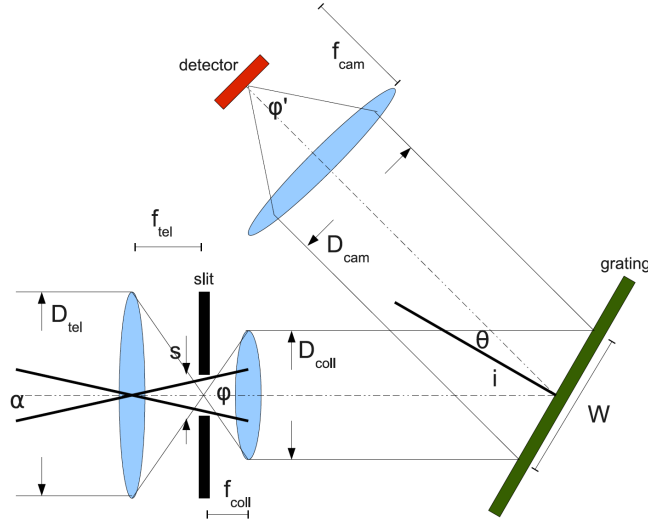


Figura 5: Schema ottico di uno spettrografo con grating a riflessione

## 5 Spettrografo

Sul piano focale di un telescopio di diametro  $D_{tel}$  si trova un'apertura rettangolare con larghezza molto maggiore della sua larghezza, chiamata **fenditura** o **slit**. Si tratta in genere di una doppia lamina con larghezza lineare variabile che a seconda della lunghezza focale del telescopio corrisponde ad una certa apertura angolare  $\alpha$ . La slit seleziona, nel campo di vista del telescopio, le sorgenti dalle quali ottenere lo spettro. La dispersione della luce da parte dello strumento avviene nella direzione ortogonale al lato lungo della slit, cioè parallelamente alla sua apertura, in modo tale che più sorgenti di luce possano essere osservate spettroscopicamente evitando la sovrapposizione dei rispettivi spettri.

Dopo la slit si trova il **collimatore**, il quale serve a produrre un fascio collimato di diametro  $D_{coll}$  ossia raggi paralleli che raggiungono il grating.  $\phi$  è l'angolo di apertura del fascio che investe il collimatore. La normale della superficie del grating è inclinata di un angolo di incidenza  $i$  rispetto alla direzione del fascio collimato e  $W$  è la dimensione lineare dell'area di grating illuminata dal fascio incidente. Al variare dell'angolo  $\vartheta$  si genera lo spettro.

La luce si propaga poi verso la lente di camera di diametro  $D_{cam}$  e lunghezza focale  $f_{cam}$ , che mette a fuoco lo spettro sul detector.  $\phi'$  è l'angolo di apertura del fascio focalizzato dalla lente della camera.

Il grating è caratterizzato da una **densità lineare di tratti**  $\rho = 1/d$ , in unità di tratti per mm. L'unica fenditura di cui si parla per uno spettrografo è la slit.

Considerando la densità lineare di tratti, le equazioni fondamentali del reticolo diventano:

$$\sin i + \sin \vartheta = \rho m \lambda$$

$$R^* = \frac{\lambda}{\Delta \lambda} = \rho m W$$

dove  $R^*$  è il **potere risolutivo teorico** per una slit infinitamente sottile.

## 6 Prisma e grism

### 6.1 Prisma

Il prisma è un mezzo ottico trasparente definito dal suo angolo al vertice  $\phi$  e dal suo indice di rifrazione  $n(\lambda)$ .

Consideriamo un raggio luminoso di lunghezza d'onda  $\lambda$  che incide su una faccia del prisma con un angolo  $i$  rispetto alla normale alla superficie. Il raggio viene rifratto con un angolo  $i'$  all'interno del prisma e chiamiamo  $\beta$  l'angolo di deviazione del raggio incidente. Il raggio rifratto diventa raggio incidente per un'altra faccia del prisma ed esce da esso rifratto una seconda volta. Siano  $\vartheta'$  l'angolo di incidenza e  $\vartheta$  l'angolo di rifrazione. Inoltre sia  $\gamma$  l'angolo di deviazione per questo raggio e  $\delta$  l'angolo di rifrazione globale fra la direzione del raggio che incide sul prisma e la direzione del raggio che esce dal prisma. A causa della dipendenza di  $n$  dalla lunghezza d'onda, gli angoli  $i'$ ,  $\vartheta'$  e  $\vartheta$  variano al variare di  $\lambda$  e quindi un raggio di luce bianca viene convertito in uno spettro.

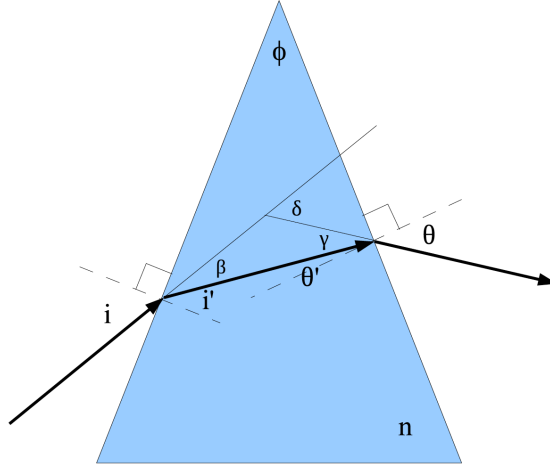


Figura 6: Percorso di un raggio di luce ad una certa  $\lambda$  all'interno di un prisma

Dalla legge di Snell si ha:

$$\begin{aligned}\sin i &= n \sin i' \\ n \sin \vartheta' &= \sin \vartheta\end{aligned}$$

Applicando considerazioni geometriche si può ricavare l'espressione per l'angolo di deviazione globale  $\delta$ :

$$\delta = i - \phi + \arcsin \left( \sin \phi \sqrt{n^2 - \sin^2 i} - \cos \phi \sin i \right)$$

Essendo  $\phi$  e  $n$  quantità costanti in un prisma,  $\delta$  dipende solo dall'angolo di incidenza  $i$ .

## 6.2 Grism

Il grism è una combinazione di un prisma con un grating a trasmissione, in genere incollato sopra.

L'equazione del grating si applica anche al grism inserendo l'indice di rifrazione e assumendo che esso sia identico per il vetro del prisma e per la resina di cui è fatto il grating ( $n$ ):

$$n \sin i + n' \sin \vartheta = \rho m \lambda$$

con  $n' = 1$ .

Il caso più utile è quello in cui la normale ai tratti del grism è parallela all'asse ottico,  $\delta = \phi = i$ , perchè così la massima trasmissione di luce si ha nella direzione in cui la luce non viene deviata cioè per  $i = -\vartheta$ . Questa configurazione permette a collimatore e camera di trovarsi in asse e la direzione dell'asse ottico corrisponde ad una certa lunghezza d'onda  $\lambda_u$ :

$$(n - 1) \sin \phi = \rho m \lambda_u$$

che di fatto è una condizione di blaze perchè la differenza di fase tra raggi emergenti dal centro e dal bordo di ogni tratto è zero.

In questa configurazione i diametri del fascio collimato e di quello diretto verso la camera sono identici e ciò consente di usare camere più piccole di quelle che spettrografi che montano grating a riflessione. Permette inoltre di costruire strumenti ibridi in grado di funzionare sia come spettrografo che come imager (con o senza filtri fotometrici).

Su questo principio sono stati costruiti e sono attualmente in funzione strumenti come **AFOSC** (Asiago Faint Object Spectrograph and Camera) ed **EFOSC2** (ESO Faint Object Spectrograph and Camera). Essi sono dotati di un set di filtri fotometrici, un set di grism caratterizzati da diversa intensità di tratti e angolo di blaze (quindi da diversa dispersione, risoluzione ed efficienza) e infine una serie di slit con larghezza diversa.

La necessità di avere grism con proprietà diverse è legata al fatto che a differenza del grating il grism non si inclina perchè il sistema deve rimanere allineato, quindi può servire un singolo grism a bassa dispersione per coprire tutto l'intervallo del visibile ma servono più grism quando si vuole coprire lo stesso intervallo con più alta dispersione.

Slit, grism e filtri sono montati su tre diverse ruote motorizzate, ciascuna con almeno un alloggiamento vuoto: quando si vuole ottenere un dato fotometrico, bisogna inserire un filtro tra collimatore e camera e non avere nè grism nè slit, viceversa quando si vuole ottenere un dato spettroscopico bisogna inserire slit e grism e non avere alcun filtro.



## 6.3 VPH

Esiste la possibilità di disperdere la luce variando l'indice di rifrazione all'interno del volume del materiale che costituisce il grating, producendo così differenze di fase fra raggi che passano attraverso parti adiacenti del materiale che costituisce il grating, producendo così differenze di fase. Questi dispersori sono chiamati **Volume Phase Holographic grating** o **reticoli VPH** e sono costituiti di una gelatina il cui indice di rifrazione è modificato permanentemente, che viene poi chiuso all'interno di due strati di vetro.

Anche per i VPH vale l'equazione del grating ma con alcune modifiche:

1. gli angoli  $i$  e  $\vartheta$  sono misurati nell'aria
2. i tratti sono sostituiti dalle frange, zone in cui l'indice di rifrazione  $n_g$  si mantiene costante
3. la densità di tratti è sostituita dalla frequenza di intersezione delle frange con la superficie del gratin  $\rho = \rho_g \sin \gamma$  dove  $\gamma$  è l'angolo fra la normale alle frange e la normale al grating.

## 7 Tecniche spettroscopiche

Il seeing si valuta misurando la FWHM cioè la larghezza a metà altezza della distribuzione di luce di una o più sorgenti puntiformi sul piano focale del telescopio. Questa distribuzione prende il nome di **Point Spread Function (PSF)** ed è causata dall'effetto combinato delle aberrazioni ottiche e del seeing. In prima approssimazione la PSF delle stelle riportata in grafico ha la forma di una gaussiana ma in generale non è così.

Le principali tecniche spettroscopiche sono:

1. longslit
2. slitless
3. multiobject
4. integral-field

### 7.1 Longslit

Lo spettrografo classico usa una fenditura lunga e per questa ragione si parla di spettroscopia a fenditura lunga o longslit.

La slit è un'apertura rettangolare di larghezza variabile, con dimensioni del secondo d'arco, e lunghezza fissa, delle dimensioni di alcuni minuti d'arco. La scelta della larghezza della slit dipende dal tipo di ricerca che si sta effettuando e spesso si basa sul seeing misurato al momento dell'osservazione: per raccogliere tutto il flusso la slit dovrebbe essere aperta a valori che sono almeno il triplo del seeing, aprendo la slit però diminuisce il potere risolutivo (le righe spettrali si allargano).

Nello spettrografo la slit è orientata ortogonalmente alla direzione della dispersione della luce, permettendo all'osservatore di selezionare la sorgente da osservare e di aumentare il potere risolutivo dello strumento. La slit è orientabile in cielo, nel senso che tutto lo spettrografo può ruotare attorno all'asse ottico del telescopio.

### 7.2 Slitless

Rimuovendo la slit si ottiene uno spettro per ciascuna delle sorgenti presenti sul piano focale del telescopio, il che permette di avere l'informazione spettroscopica di un numero elevato di oggetti in un colpo solo perdendo tuttavia risoluzione spettrale e ottenendo un'immagine nella quale oggetti vicini daranno origine a spettri sovrapposti. Per limitare questo secondo problema in generale si usano grism a bassa dispersione che producono spettri corti, cioè con piccola estensione sul piano focale dello strumento.

La spettroscopia slitless è stata molto utilizzata in passato in particolare con i telescopi Schmidt dotati di **prisma-obiettivo**. Si tratta di un prisma a bassa dispersione, collocato di fronte all'obiettivo del telescopio, in grado di produrre gli spettri di tutti gli oggetti presenti nel campo di vista. Spettri di questo tipo sono in genere usati per classificare stelle e per identificare sorgenti a righe di emissione (PNs identificate usando spettroscopia slitless).

### 7.3 Multiobject (MOS)

Si tratta di applicare la spettroscopia classica a più oggetti, solamente che la slit è molto corta. In pratica si osserva un'area di cielo acquisendo un'immagine sulla base della quale si costruisce una maschera su cui vengono disegnate e tagliate le minislit in modo tale che ripuntando il telescopio ogni slit cada in corrispondenza degli oggetti che si intendono osservare. Di solito ogni maschera ha due fori circolari (**pinhole**) in corrispondenza di due stelle brillanti presenti nel campo di vista in modo tale da riposizionare il telescopio con precisione. Il risultato è una serie di strisce, ognuna delle quali è lo spettro prodotto da una delle minislit centrate su un oggetto.

Una variante del MOS è la spettroscopia **multifibra**: le fibre ottiche vengono posizionate sul piano focale del telescopio in modo da coincidere con gli oggetti da osservare. Il vantaggio è che si possono posizionare molte fibre con relativa facilità, lo svantaggio è che manca l'informazione spaziale. Le fibre vengono poi riallineate a formare quella che si chiama **pseudoslit** e gli spettri che si ottengono da ogni sorgente hanno tutti lo stesso intervallo di lunghezza d'onda (la SDSS è stata ottenuta con questo metodo).

### 7.4 Integral-Field (IFS)

Per coprire una sorgente estesa con uno spettrografo longslit bisogna spostare la slit parallelamente a se stessa e acquisire uno spettro alla volta: questa tecnica è chiamata longslit scanning, ma non è efficiente in quanto richiede molto tempo di osservazione. Al contrario la spettroscopia integral-field permette di mappare una sorgente estesa in regioni con dimensioni dell'ordine del secondo d'arco da ciascuna delle quali si ottiene uno spettro.

Il campo di vista dello spettrografo integral-field in genere è abbastanza piccolo, da pochi secondi d'arco a una ventina di secondi d'arco.

Ci sono tre diversi modi di realizzare la spettroscopia integral-field:

1. sul piano focale è collocata una matrice di microlenti, ognuna delle quali invia la luce al collimatore e poi verso il reticolo che a sua volta produce lo spettro. La matrice di microlenti è ruotata rispetto alla direzione di dispersione
2. sul piano focale è collocata una matrice di microlenti, dietro ad ognuna di esse c'è una fibra ottica che trasporta la luce verso il reticolo. Le fibre sono allineate in modo da formare la cosiddetta pseudoslit
3. sul piano focale del telescopio sono collocati degli specchietti metallici che selezionano l'immagine. Le varie sezioni sono riallineate a formare la pseudoslit che diventa la finestra d'entrata dello spettrografo.

In tutti e tre i casi l'apparato strumentale che incia la luce al collimatore è chiamato **unità integral-field** e produce dati chiamati **dati cubici**.

## 8 Filtri fotometrici

La potenza totale emessa da una sorgente luminosa è chiamata **luminosità bolometrica**. Poichè la potenza emessa varia con la lunghezza d'onda, è usuale misurare il flusso di luce in intervalli di lunghezza d'onda ristretti per mezzo di filtri. Con il termine **filtro** si intende un sistema ottico che trasmette solo una porzione dello spettro elettromagnetico. Esistono tre tipi di fotometria: i filtri a banda larga (**broad-band filters**), i filtri a banda intermedia e infine i filtri interferenziali a banda stretta (**narrow-band filters**).

I filtri sono caratterizzati dalla **curva di trasmissione**  $S(\lambda)$  che descrive la percentuale di luce trasmessa dal filtro in funzione della lunghezza d'onda e della **larghezza di banda**, o banda passante, che descrive l'intervallo di lunghezze d'onda trasmesso dal filtro, tipicamente misurato a metà del picco di trasmissione (**FWHM**).

### 8.1 Filtri broad-band

I filtri a banda larga (Bessel) sono l'insieme del sistema UBV di Johnson e del sistema RI di Cousins, e sono ottenuti accoppiando vetri colorati, ognuno dei quali ha la sua curva di trasmissione e la sovrapposizione delle curve produce un filtro con una forma a campana.

Fare fotometria significa misurare il flusso proveniente da una sorgente. Con due filtri si ottiene l'**indice di colore** della sorgente, il quale è legato alla temperatura e vale:

$$c_{1,2} = m_1 - m_2 = -2.5 \log_{10} \left( \frac{f_1}{f_2} \right) + k$$

dove  $m_1 = m(\lambda_1)$  e  $m_2 = m(\lambda_2)$  con  $\lambda_1 < \lambda_2$  sono le magnitudini nelle due bande e  $f_1$  e  $f_2$  i flussi nelle due bande, mentre  $k$  è una costante additiva.

Dal punto di vista spettroscopico, misurare il flusso di una sorgente in due bande fotometriche diverse significa determinare la pendenza del suo spettro e quindi capire se si tratta di una sorgente calda o fredda (misurando il flusso in blu e in rosso si ha una stella calda allora  $c_{1,2}$  è negativo, se è una stella fredda allora è positivo).

Fare fotometria con più filtri equivale a fare fotometria a bassissima risoluzione. Misurando la magnitudine in varie bande si ottengono i valori di flusso relativi alla lunghezza d'onda efficace di ogni banda con i quali è possibile ricostruire la **Spettral Energy Distribution (SED)** della sorgente osservata, non è propriamente uno spettro ma consente di avere un'idea della forma dello spettro. Essa può essere confrontata con lo spettro di diversi tipi di sorgenti per identificarne la natura; se si confronta con spettri a diverso redshift si può avere una stima della distanza della sorgente (tecnica dei redshift fotometrici).

## 8.2 Filtri narrow-band (filtri interferenziali)

Per osservare con bande fotometriche molto strette si utilizzano i filtri interferenziali basati sul principio dell'interferenza fra onde che percorrono cammini ottici diversi.

## 9 Charged Couple Device

Rispetto alla fotografia, il CCD ha tre punti a favore:

1. maggiore sensibilità
2. linearità
3. immagini digitali

Linearità significa proporzionalità diretta fra intensità luminosa registrata e tempo di posa: riesce a rilevare un segnale debole con un tempo di posa molto inferiore a quello impiegato usando le lastre fotografiche. Oltre una certa quantità di luce si ha saturazione dell'immagine, non ha capacità infinita di registrare il segnale luminoso.

Il CCD è composto di **pixel**, acronimo di picture element, che sono generalmente quadrati. Essi sono il più piccolo elemento di risoluzione di un'immagine, ma la qualità di un'immagine non dipende solo dalla dimensione dei pixel, dipende anche dalla scala spaziale del telescopio.

In condizioni di cattivo seeing ( $3''$ - $4''$ ), l'immagine si dice **sovracampionata** in cui la FWHM delle stelle occupa 4-5 px, la sua qualità è bassa ed è determinata dal seeing stesso; in condizioni di seeing buono invece ( $< 1''$ ), l'immagine può essere addirittura **sottocampionata** dal momento che la FWHM è pari o minore a 1 px e in questo caso la qualità è limitata dal CCD stesso.

Ogni pixel porta con sé tre valori: due sono la posizione mentre il terzo è l'intensità di luce. Un'immagine quindi non è altro che una matrice di valori di intensità luminosa. I pixel hanno tipicamente dimensioni di  $10\ \mu\text{m}$ .

### 9.1 Principio di funzionamento

Il principio base è l'**effetto fotoelettrico**. Un CCD è costituito di silicio, il quale ha gli elettroni disposti in bande discrete di energia. A temperatura  $T=0\text{ K}$  la banda a più alto livello di energia occupata da un elettrone si chiama **banda di valenza** mentre quella immediatamente superiore si chiama **banda di conduzione**. La maggior parte degli elettroni occupa la banda di valenza ma essi possono passare alla banda di conduzione tramite riscaldamento oppure tramite assorbimento di fotoni. L'energia richiesta per questa transizione a temperatura ambiente è di  **$1.12\text{ eV}$** , e quindi i fotoni con lunghezza d'onda minore di  $1.1\ \mu\text{m}$ . A lunghezze d'onda maggiori il silicio diventa insensibile e il CCD risulta trasparente a questa radiazione.

Una volta passati alla banda di conduzione gli elettroni sono liberi di muoversi, ma lasciano dietro di sé una "bucca" nella banda di valenza che agisce come una carica positiva. Per poter fare in modo che elettroni e buche si ricombinino rapidamente è necessario applicare un campo elettrico esterno. Gli elettroni prodotti per effetto termico (**termoelettroni**) sono indistinguibili da quelli prodotti per effetto fotoelettrico (**fotoelettroni**) e costituiscono quella che è chiamata **corrente di buio** o **dark current**.

Un CCD è di fatto un chip di silicio la cui superficie è una matrice di pixel sensibili alla luce. Ogni pixel agisce come una porzione elettricamente isolata e può raccogliere i fotoni in arrivo e immagazzinare i fotoelettroni.

Un'analogia per capire il funzionamento del CCD è immaginarlo come una serie di secchi distribuiti su un piano (**piano focale**) a formare una matrice quadrata. I secchi sono posizionati su nastri trasportatori paralleli e verticali e raccolgono la pioggia di fotoni mentre i nastri trasportatori sono fermi. Una volta che l'otturatore si chiude i nastri si mettono in moto e trasferiscono i secchi, uno ad uno, verso un nastro orizzontale (**registro seriale**), il quale porta poi il contenuto di ogni secchio ad un cilindro misuratore (**amplificatore elettronico**).

Nella realtà ogni pixel ha una struttura con elettrodi di dimensioni ovviamente inferiori al pixel stesso. Questi elettrodi sono chiamati **gate** e forniscono ad ogni pixel la capacità di raccogliere gli elettroni liberati e di trattenerli in una buca di potenziale fino alla fine dell'esposizione. Ogni pixel ha tipicamente 3 gate e ad ogni gate viene applicato un diverso voltaggio. Al termine dell'esposizione gli elettroni si trovano nella buca di potenziale più profonda. Poi ai tre elettrodi vengono modificati i voltaggi in modo tale che le cariche si spostino da una buca all'altra e da un pixel all'altro lungo le colonne del CCD, fino a raggiungere il registro seriale. Questo processo è chiamato **trasferimento di carica o charge transfer**.

Il trasferimento di carica non è tuttavia privo di perdite. Ogni trasferimento, infatti, ha associata un'efficienza (la percentuale di carica trasferita rispetto a quella che viene raccolta).

Ogni colonna del CCD è connessa in parallelo con le altre e quindi ogni spostamento di carica attraverso i pixel avviene simultaneamente in tutte le colonne. Alla fine gli elettroni raggiungono il registro seriale (pixel nascosti non raggiunti dalla luce) che serve come transizione fra le righe attive e l'output dello strumento. Gli elettroni presenti nel registro vengono quindi spostati fino all'elettronica e solo dopo che la carica di ogni pixel del registro è stata letta una nuova riga di elettroni viene portata dalle colonne del CCD verso il registro.

L'elettronica legge la carica in uscita come un voltaggio, amplifica il segnale e lo converte in un numero intero per mezzo del **convertitore analogico/digitale (A/D)**. Questo numero intero viene chiamato **Analog to Digital Unit (ADU)**. Più semplicemente si parla in termini di **conteggi di fotoni**.

La quantità di voltaggio necessaria a produrre 1 ADU è chiamata **gain**. Il processo di digitalizzazione divide la carica di ogni pixel per 5 e considera solo multipli di 5 (se si ha il resto minore di 5 quegli elettroni vengono persi). Il processo di lettura del CCD viene chiamato **readout** e viene ripetuto fino a che tutta la carica raccolta viene convertita in conteggi. La **velocità di lettura** dipende dalla velocità del trasferimento e della conversione.

La lettura del CCD è caratterizzata dalla presenza del rumore, il cosiddetto **read out noise (RON)**, che è l'incertezza associata al valore di conteggi in ogni pixel ed è caratterizzato da due effetti che si combinano in modo casuale:

1. la conversione analogico-digitale non è perfettamente ripetibile quindi il valore di ADU non è mai uguale anche in caso di rilettura
2. l'elettronica della camera introduce elettroni spuri nell'intero processo con fluttuazioni casuali indesiderate nell'immagine che si ottiene in output

I CCD sono in grado di produrre elettroni anche per effetto termico, i cosiddetti **termoelettroni** che vanno a costituire la **dark current**.

## 9.2 CCD front/back-side illuminated

Ogni CCD è caratterizzato da una curva di **efficienza quantica (QE)** che descrive la sua capacità di catturare i fotoni incidenti su di esso, definita come il rapporto fra i fotoni registrati e quelli ricevuti e varia con la lunghezza d'onda. Esiste una quantità chiamata **lunghezza di assorbimento** che dipende dalla lunghezza d'onda e che è definita come la distanza per la quale il 63% dei fotoni incidenti saranno assorbiti.

Sulla base di questa caratteristica i CCD sono distinti principalmente in **thick front-side illuminated** e **thin back-side illuminated**.

I CCD thick front-side illuminated sono spessi circa  $300\text{ }\mu\text{m}$  e quindi sono efficienti fino al NIR. Essendo illuminati da davanti ovvero dal lato in cui sono presenti i "gate", i fotoni in arrivo vengono in parte riflessi e in parte assorbiti dai gate e dagli strati di materiale che incontrano prima di raggiungere lo strato di silicio in cui dovrebbero essere assorbiti. Ciò causa una ridotta QE e comportano una ridotta risposta nel blu. Non è possibile applicare uno strato di antiriflesso.

I CCD thin back-side illuminated sono sottili ( $15\text{ }\mu\text{m}$ ) e sono illuminati dal lato posteriore. Una volta costruiti vengono assottigliati con tecniche particolari e vengono poi montati su un substrato rigido con il silicio rivolto verso la luce per fare in modo che i fotoni in arrivo vengano catturati più facilmente non dovendo passare per i gate. È possibile aggiungere uno strato antiriflesso che comporta un forte aumento della QE. L'assottigliamento permette di aumentare l'efficienza nel blu, però fa perdere QE nel rosso. Al crescere della lunghezza d'onda una frazione crescente di fotoni non viene catturata dal sensore e subisce dei fenomeni di riflessione multipla all'interno del sensore stesso che causa la formazione di frange di interferenza: è il fenomeno del **fringing**.

Per risolvere il problema si sono realizzati CCD con spessore doppio rispetto ai normali CCD sottili, chiamati **deep depleted** e sono anch'essi back-side illuminated. Con uno spessore maggiore riescono a catturare più facilmente i fotoni a grande  $\lambda$ , aumentando la QE nel rosso e riducendo l'effetto del fringing; vengono inoltre rivestiti con uno strato di antiriflesso ottimizzato per il vicino infrarosso.

Questi CCD sono fatti di silicio ad **alta resistività** (resistività = capacità di un materiale di opporre resistenza al pas-

saggio di cariche elettriche), permettendo di applicare voltaggi più alti che consentono di ottenere buche di potenziale più profonde e aumentando la capacità di ogni pixel di contenere fotoelettroni.