



Università degli Studi di Padova

DIPARTIMENTO DI FISICA E ASTRONOMIA

Corso di Laurea in Astronomia

**Studio di un primo esperimento di
interferometria di intensità su base chilometrica**

Laureando

Favazza Paolo

Relatore

Prof. D'Onofrio Mauro

Indice

1	Introduzione	5
1.1	La coerenza della luce come mezzo di informazione	5
1.2	Cenni storici	7
1.3	Breve descrizione sul lavoro della tesi	9
2	Interferometria	11
2.1	Interferometria classica	11
2.2	Breve analisi matematica sul secondo grado di coerenza della luce	14
2.3	Interferometria di intensità	15
2.4	Breve analisi della valenza statistica: rapporto segnale-rumore . .	17
3	Iqueye	19
3.1	Descrizione della struttura e del funzionamento di Iqueye	19
3.2	Breve descrizione del funzionamento degli SPAD	21
3.3	Spiegazione dell'utilizzo di antenne GPS e dell'orologio atomico al Rubidio	23
3.4	Primi utilizzi di Iqueye	23
4	Interferometria di intensità su base chilometrica	25
4.1	Peculiarità dell'esperimento	25
4.2	Collegamento di Iqueye al telescopio	26
4.2.1	Fase I: preparazione di Iqueye	26
4.2.2	Fase II: collegamento di Iqueye al Galileo tramite fibra ottica	27
4.2.3	Fase III: installazione dello specchio con fenditura	32
4.3	Acquisizione fotometrica	35
4.3.1	Test di acquisizione con il Galileo	35
4.3.2	Acquisizione dei due telescopi in contemporanea	37
5	Conclusioni	39
	Bibliografia	39
	Lista delle Figure	42

Capitolo 1

Introduzione

1.1 La coerenza della luce come mezzo di informazione

All'inizio del '900 fu dimostrata la proprietà ondulatoria-corpuscolare dell'onda elettromagnetica, cioè la condizione in cui un fascio luminoso viene descritto indistintamente come insieme di particelle ed onde.

Le particelle sono i fotoni che trasportano energia in modo proporzionale alla loro frequenza $E = h\nu$, hanno una loro quantità di moto $p = \frac{E}{c}$ e sono entità indivisibili.

Ai fotoni è associata un'onda composta da: una frequenza che ne determina l'energia, da una velocità costante pari a quella della luce, da una fase che può variare all'interno del fascio o essere costante e da un grado di coerenza definito per un fascio di fotoni dalla loro funzione di correlazione.

La funzione di correlazione di una coppia di fotoni ci permette di individuare le proprietà di un fotone conoscendo le proprietà dell'altro. Si può definire funzione di mutua correlazione la funzione per la quale un fascio di fotoni, aventi determinate caratteristiche, sono in correlazione tra loro.

Un'esempio classico è quello del laser: esso emette un fascio di fotoni monocromatici e tutti con la stessa fase, cioè la differenza di fase nel fascio tra un qualsiasi fotone e un'altro è costante. In particolare, se si fa interferire il fascio con sè stesso, la funzione di mutua correlazione ci restituisce una coerenza perfetta. Questo studio si chiama interferometria e può essere applicato a qualsiasi sorgente di onde elettromagnetiche.

Nell'esempio appena formulato la correlazione è riferita al primo grado di coerenza, cioè alla correlazione tra le fasi dei fotoni emessi dalla sorgente. Se si fa interferire un fascio di fotoni prodotti da una lampadina con il fascio stesso, la correlazione risulta nulla. Questo perchè una lampadina emette fotoni con una fase casuale quindi non esiste nessuna correlazione di fase tra essi. Questa sorgente si definisce così incoerente.

In fisica esistono due tipologie di gradi di coerenza: la coerenza spaziale e quella temporale. La prima viene studiata applicando l'interferometria, mentre la seconda con la spettroscopia.

Il metodo interferometrico fu introdotto durante la prima metà del XX secolo per ricavare il diametro angolare apparente di un oggetto celeste.

Questo approccio può essere spiegato nel seguente modo.

Una sorgente di pacchetti d'onda coerenti posta sulla volta celeste ed avente una superficie continua, può essere divisa in infiniti punti-sorgente che, a loro volta, emettono pacchetti di fotoni da una distanza molto elevata. I fasci luminosi provenienti da questi punti-sorgente possono interferire utilizzando un interferometro di Michelson (il cui funzionamento verrà approfondito nel prossimo capitolo) dando origine alle classiche frange di interferenza [Figura 1.1].

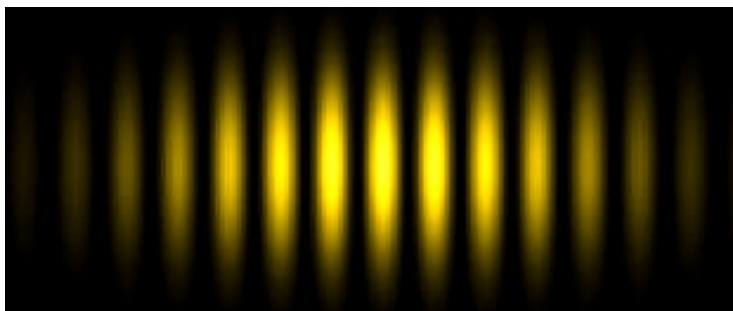


Figura 1.1: Frange di interferenza create con un interferometro di Michelson da due fasci di luce coerente

Dalla larghezza della frangia principale che viene a crearsi si possono ricavare informazioni riguardanti il diametro apparente della sorgente misurata, in particolare verrà trovato l'angolo sotto cui osserviamo la stella (diametro angolare apparente) $\theta = \frac{2a}{R}$, dove a è la distanza (baseline) tra i due fasci raccolti dalla sorgente che sono stati fatti interferire e R è la distanza dalla sorgente. Ciò stabilisce un cono di coerenza da cui è possibile ricavare il raggio di coerenza $r = \frac{\lambda}{\pi\theta}$ che definisce la superficie sotto la quale la sorgente è vista coerente.

Le principali sorgenti di onde elettromagnetiche coerenti a cui si applica questo principio sono: le pulsar, stelle che emettono un segnale pulsato dovuto alla loro rotazione inclinata rispetto al loro campo elettromagnetico, o i maser, nubi di molecole che emettono con un meccanismo simile a quello dei laser ma nel dominio delle microonde.

I limiti dell'interferometro di Michelson sono puramente tecnologici. Infatti, mentre un radio telescopio possiede rilevatori in grado di acquisire l'intensità di un fascio di fotoni conservandone la fase per uno studio successivo, un telescopio con una strumentazione per osservazioni ottiche perde la fase dell'onda acquisita dal rilevatore. Questo obbliga a fare interferometria ottica prima che i fasci di fotoni vengano misurati dai rilevatori.

Inoltre molte sorgenti, tra le quali stelle nella fase principale, non emettono luce coerente nell'ottico e questo impedisce la determinazione del diametro angolare tramite interferometria classica.

Per risolvere questo problema si può ricorrere al teorema di Van Cittert - Zernike che, oltre a spiegare in maniera esaustiva la correlazione di fase, stabilisce l'acquisizione da parte di un fascio di fotoni di un certo grado di coerenza spaziale durante la propagazione nello spazio e, come si vedrà in seguito, essa può fornire informazioni su gradi superiori di coerenza [maggiori dettagli si possono trovare nel Principles of Optics di Max Born e Emil Wolf].

1.2 Cenni storici

Il secondo grado di coerenza spaziale viene definito da una funzione di correlazione tra le intensità dei fasci luminosi, in particolare non si studierà la correlazione di fase ma la correlazione delle intensità. Questo studio prende il nome di interferometria di intensità.

I pionieri dello studio di questa nuova proprietà dell'onda elettromagnetica furono Hanbury Brown e Twiss che durante gli anni '60 costruirono il primo interferometro di intensità collegato alla coppia di telescopi di Narrabri in Australia [Figura 1.2].



Figura 1.2: La coppia di telescopi a Narrabri in Australia

Essi usarono due telescopi mobili, di 6.5 metri di diametro, che potevano variare la loro distanza 10 a 188 metri. I due telescopi convogliavano la luce ricevuta da una stessa sorgente e la focalizzavano su due fotomoltiplicatori in grado di registrare le fluttuazioni di intensità con una buona precisione alla lunghezza d'onda centrata nei 443 nm. I fotomoltiplicatori erano molto piccoli e non permettevano l'acquisizione dell'immagine. Successivamente i dati registrati venivano fatti interferire tramite dei programmi al fine di ricavare la massima distanza tra i due telescopi per la quale i risultati mostravano coerenza [Figura 1.3].

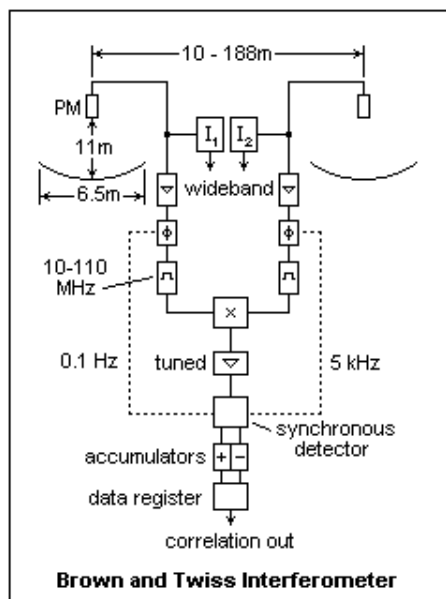


Figura 1.3: Schema dell'interferometro di Hanbury Brown e Twiss

Grazie a ciò si poteva così risalire al cono di coerenza e quindi al diametro angolare della sorgente.

La prima misurazione fu condotta dai due ricercatori su Sirio e ne determinarono il diametro apparente; successivamente fu studiato un campione di una trentina di stelle, con magnitudine apparente inferiore a +2.5, per determinare i vari diametri.

La baseline variabile della coppia di telescopi permise di misurare diametri angolari tra 0.011 e 0.006 secondi d'arco [Figura 1.4].

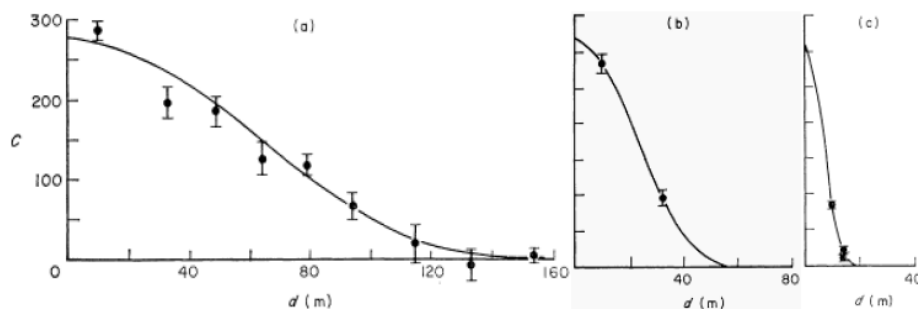


Figura 1.4: Esempi di relazione tra baseline e coerenza di alcune stelle misurate: (a) Beta Cru (B0 IV), (b) Alpha Eri (B5 IV) e (c) Alpha Car (F0 II)

Il vantaggio di questa misurazione era dovuto al fatto che per il secondo grado di coerenza non si considera la fase dell'onda, ma solo le fluttuazioni di intensità dei fasci d'onda ricevuti. Questo permette anche nella banda ottica l'interferenza dei fasci successivamente alla misurazione degli stessi, come avviene tuttora per i radio telescopi.

Il problema principale è dovuto alla precisione sul campionamento del pacchetto

d'onda acquisito. Questo dovrebbe avere lo stesso ordine della lunghezza d'onda campionata, ma ciò implicava una frequenza troppo elevata di immagini effettuate per la tecnologia di quel tempo.

Seppur i dati sperimentali di Hanbury e Twiss confermavano entro un certo errore la validità dell'interferometria di intensità, essa fu abbandonata a causa di un limite tecnologico a favore dell'interferometria su ampiezza e fase introdotta da Michelson.

All'inizio della seconda metà del '900 fu scoperto l'effetto Cherenkov dal premio nobel Pavel Alekseevic Cherenkov. Questo effetto prevedeva la formazione di deboli flash in alta atmosfera di luce nel UV, causata da una cascata di particelle secondarie create da una radiazione gamma incidente.

Seppur questa radiazione sia debole, comportando la costruzione di grandi telescopi e molto distanziati tra loro, il suo studio è continuato con la progettazione di CTA, Cherenkov Telescope Array (2012), con i suoi 50 - 100 telescopi tra i 5 e i 25 metri di diametro disposti su una superficie di 3 chilometri quadrati. Il CTA è in grado di misurare il diametro apparente delle sorgenti, tramite l'interferometria di intensità, fino a 30 micro arcosecondi.

Infatti è stato possibile fare interferometria di intensità sulle fluttuazioni di intensità della radiazione Cherenkov registrata, considerando che essa ha un tempo di coerenza dell'ordine dei nanosecondi, maggiore di quello della luce visibile e quindi più facile da misurare [maggiori informazioni su D. Dravins et al. *New Astronomy Reviews* (2012)].

1.3 Breve descrizione sul lavoro della tesi

In questa tesi riprenderemo il lavoro svolto da Hanbury Brown e Twiss relativo allo studio dei diametri stellari tramite interferometria di intensità. In particolare, in questo esperimento, utilizzeremo i due telescopi dell'Università di Padova ad Asiago, il Galileo (122 cm di diametro) e il Copernico (182 cm di diametro), ai quali è stato montato un nuovo strumento, Iqueye, in grado di campionare l'onda elettromagnetica visibile con una frequenza temporale molto elevata.

I due telescopi che useremo, a differenza di quelli usati da Hanbury Brown e Twiss, hanno una baseline fissa dell'ordine del chilometro che varierà durante l'osservazione in base alla posizione dell'oggetto osservato nella volta celeste.

Inoltre non utilizzeremo un fotomoltiplicatore, ma 4 SPAD, detector montati su Iqueye in grado di acquisire l'intensità della luce per un periodo di sole poche decine di picosecondi.

Il sistema formato da Iqueye, da un GPS e da un orologio atomico, riesce a campionare la luce visibile con una frequenza temporale dell'ordine dei nanosecondi.

Questo sistema era già stato montato sul Copernico; nei prossimi capitoli, invece, verrà descritto in modo dettagliato il montaggio di un sistema uguale sul Galileo. La particolarità di questo collegamento consiste nell'aver installato Iqueye sul Galileo tramite fibra ottica: ciò non era mai stato fatto prima.

L'esperimento è stato svolto durante la fine di luglio 2015, con a capo del progetto il ricercatore dott. Luca Zampieri dell'Università di Padova, assistito dal dott. Enrico Verroi, dal dott. Gabriele Umbriaco e da Paolo Favazza. La notte del 31 luglio sono state fatte le prime osservazioni in contemporanea dei due

telescopi forniti di Iqueye sulla stella Deneb.

I dati raccolti sono in fase di elaborazione per cui in questa tesi non si tratterà della loro analisi, ma solo dei procedimenti, sia teorici sia pratici, che hanno portato alla raccolta dei dati per poter fare l'interferometria di intensità.

Capitolo 2

Interferometria

2.1 Interferometria classica

Come visto nel capitolo introduttivo la luce prodotta da una sorgente può avere un certo grado di coerenza. La sorgente verrà analizzata come fosse una superficie continua in cui ogni punto viene considerato come punto-sorgente che emette un fascio luminoso. L'interferenza viene applicata ai fasci luminosi provenienti da diversi punti-sorgente.

Il primo problema per l'interferometria con due telescopi consiste nella raccolta dei fotoni, da parte dei rispettivi strumenti, dello stesso fronte d'onda entro l'errore sperimentale [Figura 2.1].

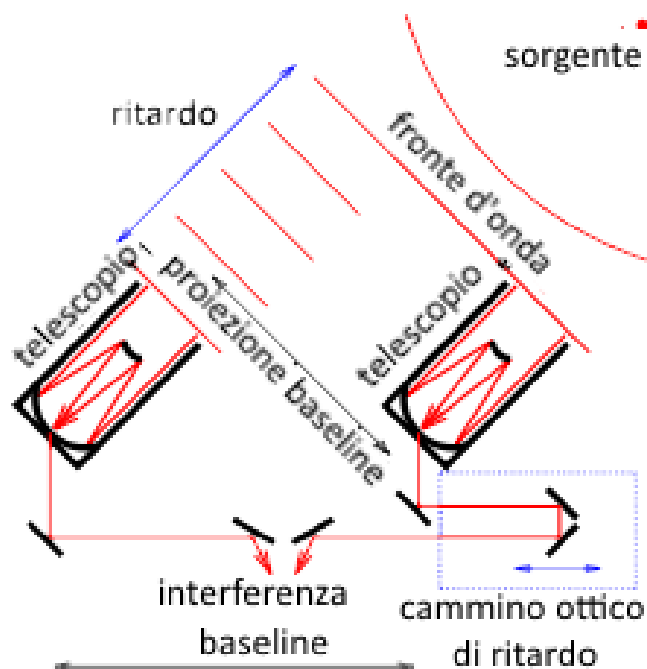


Figura 2.1: Fronte d'onda in arrivo su due telescopi posti a una certa distanza

vengono create utilizzando l'interferometro di Michelson [Figura 2.3].

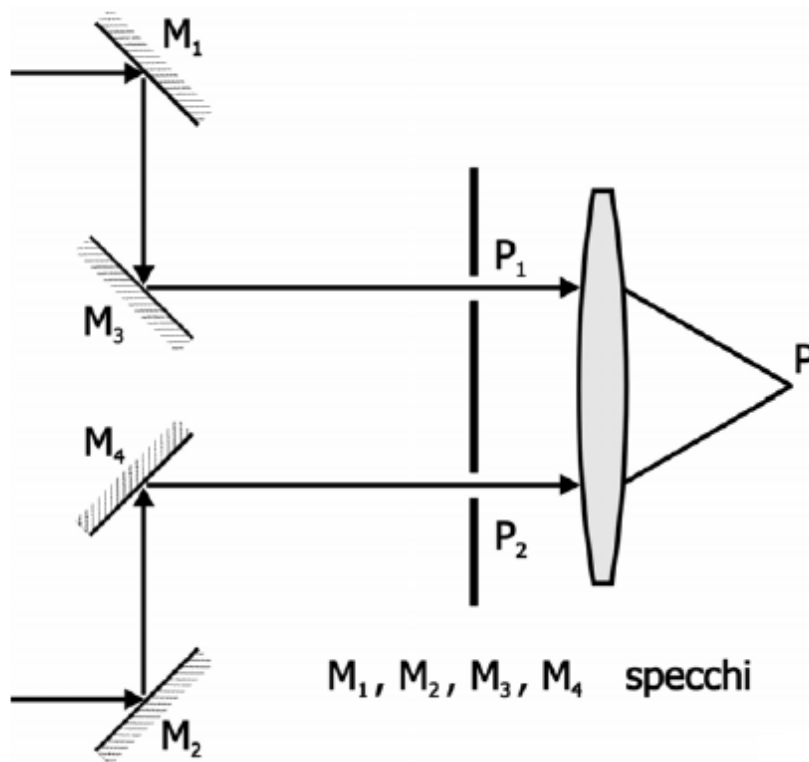


Figura 2.3: Schema del funzionamento dell'interferometro di Michelson

Da cui possiamo utilizzare le formule:

$$\theta = \frac{2a}{R} \quad (2.1)$$

$$r = \frac{\lambda}{\pi\theta} \quad (2.2)$$

dove a è la distanza tra i due telescopi, R la distanza dalla sorgente e λ è la lunghezza d'onda nella quale si sta osservando. La formula 2.1 descrive la risoluzione ottica, cioè l'angolo sotto il quale è vista la sorgente. La formula 2.2 descrive il raggio di coerenza, cioè la distanza entro la quale i due telescopi osservano i fasci in maniera coerente.

La massima risoluzione ottica entro il raggio di coerenza esprime il diametro angolare apparente della sorgente e conoscendo la distanza R da essa possiamo ricavare il diametro effettivo.

2.2 Breve analisi matematica sul secondo grado di coerenza della luce

In accordo con la teoria di Glauber del 1963, da ogni arbitrario stato in cui si trova la radiazione trasportata dai fotoni, è possibile ricavare informazioni secondo vari ordini di coerenza.

Le principali misure finora adottate, come la fotometria e la spettroscopia, a livello pratico sono in grado di ricavare da essi informazioni relative solo al primo ordine di coerenza, ma a livello teorico è possibile spingersi anche a gradi più elevati.

L'interferometria di intensità, per ricavare informazioni usufruibili nello studio di oggetti come le pulsar, i diametri angolari delle stelle, le occultazioni da parte di satelliti, i passaggi di pianeti extrasolari, e così via, si serve del secondo ordine di coerenza spaziale. Quindi, attraverso questo metodo di analisi, si può studiare il grado di coerenza tra i fotoni di due fasci emessi da una sorgente incoerente e verificare che essi acquistino una coerenza con l'aumentare della distanza tra osservatore e sorgente. Tale fenomeno viene spiegato tramite il teorema di Van Cittert – Zernike, secondo il quale la struttura geometrica di un'onda cambia in base alla sua propagazione nello spazio. Di conseguenza, anche la relazione di mutua coerenza si modificherà in seguito all'evoluzione spaziale.

Per semplicità consideriamo l'interferenza prodotta dai flussi convogliati da due telescopi. In generale l'intensità è data dal complesso coniugato dell'ampiezza dell'onda raccolta, espresso dalla seguente formula:

$$\langle I(t) \rangle = \langle E(t)E^*(t) \rangle \quad (2.3)$$

La misura dell'intensità se si usano due telescopi è correlata come:

$$\langle I_1(t)I_2(t) \rangle = \langle E_1(t)E_1^*(t) \cdot E_2(t)E_2^*(t) \rangle \quad (2.4)$$

Nell'interferometria d'intensità si assume che la luce proveniente dalla sorgente sia caotica: viene prodotta con una fase casuale e, quindi, incoerente.

Questa condizione porta ad avere una fluttuazione dell'intensità su un tempo scala dell'ordine del tempo di coerenza nell'ottico.

La distribuzione dell'ampiezza dell'onda elettromagnetica incidente può essere studiata come una distribuzione Gaussiana [Mandel e Wolf 1995].

E' possibile mostrare che vale la seguente formula [Labeyrie et al. 2006]:

$$\langle I_1(t)I_2(t) \rangle = \langle I_1(t) \rangle \langle I_2(t) \rangle + |\Gamma_{12}|^2 \quad (2.5)$$

oppure

$$\langle I_1(t)I_2(t) \rangle = \langle I_1(t) \rangle \langle I_2(t) \rangle (1 + |\gamma_{12}|^2) \quad (2.6)$$

dove $|\Gamma_{12}|^2$ è la funzione di correlazione al secondo ordine e γ_{12} è la funzione di mutua correlazione della luce tra i fasci 1 e 2 comunemente misurata nell'interferometria classica. Perciò la funzione di correlazione tra E_1 ed E_2 può essere scritta come segue:

$$\Gamma_{12}(\tau) = \langle E_1(t + \tau)E_2^*(t) \rangle \quad (2.7)$$

Integrando poi quest'ultima equazione tra 0 e un tempo T di integrazione ottengo:

$$\Gamma_{12}(\tau) = \frac{1}{T} \int_0^T E_1(t + \tau) E_2^*(t) dt \quad (2.8)$$

Nel caso in cui $E_1(t + \tau)$ e $E_2(t)$ non siano correlate, l'integrale tenderà a 0 per T che tende all'infinito; nel caso in cui siano correlate, l'integrale non si annullerà. Definendo la fluttuazione d'intensità ΔI come:

$$\Delta I_1(t) = I_1(t) - \langle I_1(t) \rangle; \Delta I_2(t) = I_2(t) - \langle I_2(t) \rangle \quad (2.9)$$

si ottiene:

$$\langle \Delta I_1(t) \Delta I_2(t) \rangle = \langle I_1(t) \rangle \langle I_2(t) \rangle |\gamma_{12}|^2 \quad (2.10)$$

ovvero

$$|\gamma_{12}|^2 = \frac{\langle \Delta I_1(t) \Delta I_2(t) \rangle}{\langle I_1(t) \rangle \langle I_2(t) \rangle} \quad (2.11)$$

dove $|\gamma_{12}|$ è la classica visibilità delle frange nell'interferometria di ampiezza, con I_{max} l'intensità massima e I_{min} l'intensità minima dalle quali ricavo il valore normalizzato:

$$V = |\gamma_{12}| = \frac{I_{max} - I_{min}}{I_{max} + I_{min}} \quad (2.12)$$

Dove V tenderà a 0 se l'interferenza è distruttiva o a 1 se è costruttiva. L'interferometria di intensità si pone l'obiettivo di ricavare e misurare $|\gamma_{12}|^2$ con una determinata risoluzione elettronica temporale.

A livello pratico per valori temporali di fluttuazioni misurati su nanosecondi, quindi maggiori del tempo di coerenza per la luce visibile, $|\gamma_{12}|^2$ risulta difficile da misurare. Per questo motivo sono richiesti flussi di fotoni molto elevati e lunghi tempi di integrazione.

Dall'equazione 2.11 si può notare che nel caso dell'interferometria di intensità il valore ricercato è $|\gamma_{12}|^2$ e non γ_{12} come nel caso dell'interferometria classica.

2.3 Interferometria di intensità

Nel caso dell'interferometria di intensità si osservano sorgenti nell'ottico comunemente incoerenti, per esempio una stella nella fase principale, per cercare di stabilire il diametro angolare della medesima.

Come trattato nella breve introduzione matematica, lo studio del secondo grado di coerenza comporta la misura delle fluttuazioni di intensità acquisite dai telescopi.

Questo ci permette di fare interferenza nella banda ottica dopo aver acquisito le informazioni sulle intensità dei pacchetti d'onda pur perdendo le informazioni sulla fase. Di contro si deve considerare che la coerenza temporale dei pacchetti di fotoni ricevuti è proporzionale alla lunghezza d'onda degli stessi e quindi,

utilizzando la banda ottica, si riduce notevolmente la durata della coerenza temporale [Figura 2.4].

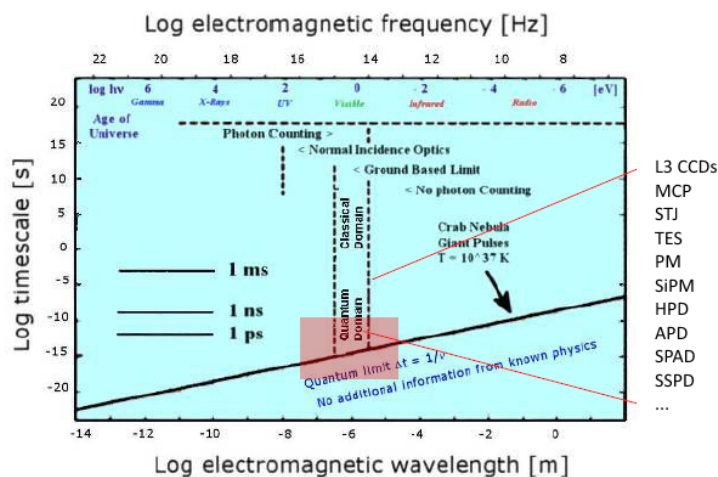


Figura 2.4: Limite quantistico sulla coerenza temporale

Ciò implica una frequenza di campionamento sulle intensità molto elevata. Nel caso considerato il detector acquista un'immagine su un tempo di 35 picosecondi, che comunque risulta essere ancora troppo elevato rispetto al tempo di coerenza. Perciò si devono considerare solo sorgenti con magnitudini basse, per migliorare la statistica dei dati con grandi flussi di fotoni, e lunghi tempi di campionamento [Figura 2.5].

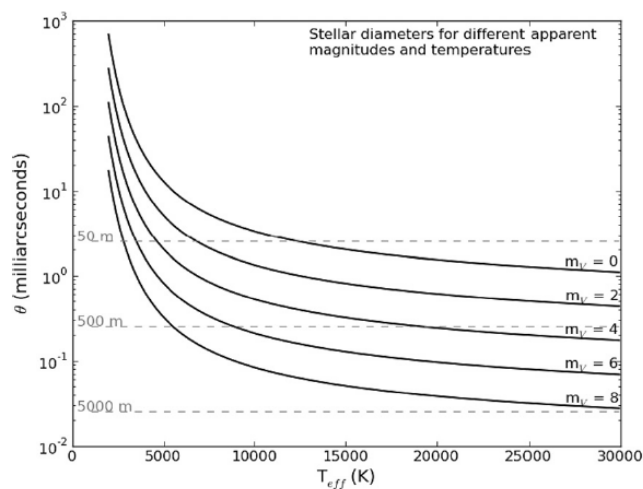


Figura 2.5: Grafico temperatura-magnitudine-diametro angolare

Ciò limita il numero delle sorgenti alle quali è possibile applicare questo principio.

In maniera molto pratica l'interferometria di intensità si basa sul fatto che se osservo una sorgente spazialmente estesa, da essa posso proiettare un cono di coerenza verso l'osservatore. Per cui se i due telescopi si trovano all'interno del cono di coerenza la probabilità di osservare contemporaneamente due fotoni incidenti sui detector dei due telescopi non è più casuale ma possiede un grado di correlazione. Mentre se la distanza sotto la quale i due telescopi osservano la sorgente è maggiore del raggio di coerenza la probabilità di osservare simultaneamente due fotoni è totalmente casuale e quindi incoerente.

Questo implica che le fluttuazioni di intensità misurate dai due telescopi possono essere casuali nel caso di incoerenza o correlate in caso di coerenza.

Durante l'osservazione il moto terrestre di rotazione e di rivoluzione modifica la distanza relativa tra i due telescopi sotto la quale viene osservato il fronte d'onda proveniente dalla sorgente, in questo caso una stella.

La variazione della distanza relativa tra i due telescopi permette di trovare la distanza massima (sempre relativa) per la quale i due telescopi si trovano all'interno del cono di coerenza e tramite la quale è possibile risalire al diametro angolare apparente della sorgente. Il moto terrestre permette infatti di variare la baseline tra i due telescopi senza ricorrere a telescopi mobili, ma usando quelli fissi. Il problema della differenza di cammino ottico del fronte d'onda rispetto agli stessi viene risolto utilizzando un'antenna GPS esterna alla cupola (per un problema di ricezione) e a una distanza fissa rispetto al centro degli assi del telescopio che verrà presa in considerazione nel ritardo del fronte d'onda.

Inoltre, il software di registrazione dei dati, deve tener conto del diverso cammino ottico che compie la luce dal momento in cui colpisce lo specchio primario fino a raggiungere il detector. Per esempio nel caso del telescopio Galileo si avranno 10 metri di fibra ottica che ritarderanno l'arrivo del fronte d'onda sullo strumento. In generale il ritardo può essere causato da una diversa distanza tra lo specchio primario e quello secondario, oppure da un percorso diverso della luce all'interno dello strumento.

Infine si devono considerare anche dei problemi minori, ma ugualmente importanti, per la precisione della misura: il moto del sistema solare all'interno della galassia rispetto la sorgente osservata e le aberrazioni della luce studiate in relatività generale. Questi vengono risolti correggendo la distanza relativa tra i due telescopi rispetto al baricentro del sistema solare.

2.4 Breve analisi della valenza statistica: rapporto segnale-rumore

Di enorme importanza dal punto di vista della valenza statistica nella misura è il rapporto segnale-rumore $\frac{S}{N}$, cioè il rapporto tra il flusso di fotoni che viene misurato e quello che invece non dovrebbe essere misurato. In particolare per l'interferometria di intensità con due telescopi questo rapporto è stato ricavato da Twiss 1969 e Hanbury Brown 1974 nella seguente formula:

$$\frac{S}{N} = A \cdot \alpha \cdot n \cdot |g_{12}(r)|^2 \cdot \Delta f^{1/2} \cdot (T/2)^{1/2} \quad (2.13)$$

dove A è la somma delle aree degli specchi dei due telescopi (non il diametro); α è l'efficienza quantica dello strumento (nel nostro caso 50% per lo SPAD); n è il flusso di fotoni della sorgente per unità di frequenza, per unità di area e per unità di tempo; $|g_{12}(r)|^2$ è la coerenza al secondo ordine della sorgente per una baseline r , con $g_{12}(r)$ il grado di mutua coerenza; Δf è la larghezza della banda di frequenze nella quale lavora lo strumento; infine T è il tempo di integrazione, cioè il tempo durante il quale si è fatta la misura.

Ovviamente maggiore sarà il rapporto segnale-rumore, maggiore sarà la rilevanza statistica dei dati presi.

Analizzando con maggior dettaglio la formula 2.13 si possono formulare le seguenti osservazioni:

1. Il segnale-rumore dipende dalla superficie totale di raccolta dei fotoni dei vari telescopi, quindi raddoppiando il diametro del telescopio usato si avrà una quadruplicazione del rapporto $\frac{S}{N}$. Questo è molto vantaggioso in previsione anche dell'utilizzo dei telescopi futuri di ultima generazione (per esempio E-ELT) che hanno un'ampia superficie dello specchio primario;
2. Il coefficiente α dipende dall'efficienza quantistica dello strumento, in particolare il detector, e ci si aspetta che l'evoluzione tecnologica porti alla fabbricazione di strumenti sempre più efficienti;
3. Il coefficiente n non dipende dalle caratteristiche dello strumento, ma solo da quelle della sorgente. Infatti esso esprime il flusso di fotoni per unità di area e di tempo che vengono raccolti dal detector e quindi è funzione della temperatura di radiazione della sorgente. Ciò implica che il rapporto segnale-rumore è migliore per sorgenti che emettono fotoni in una banda di frequenza stretta in quanto la probabilità di misurare due fotoni coerenti, quindi alla stessa lunghezza d'onda, aumenta proporzionalmente con il numero di fotoni rilevati in quella stessa banda. Per cui $\frac{S}{N}$ è indipendente dai filtri passabanda utilizzati in quanto restringendo il campo di frequenze misurato diminuisce il numero di fotoni acquisiti ma aumenta la probabilità di trovare due fotoni coerenti, mentre aumentando il campo di frequenze aumentano i fotoni acquisiti ma diminuisce la probabilità di trovare due fotoni coerenti. Questi due effetti si annullano a vicenda rendendo n indipendente dallo strumento. Ovviamente si avrà una maggiore coerenza analizzando un flusso di fotoni nella banda ristretta in cui la sorgente ha il massimo di luminosità;
4. Il rapporto segnale-rumore dipende dalla radice del tempo di integrazione T e comporta la necessità di avere lunghi tempi di osservazione al fine di migliorare la statistica dei dati raccolti. Questo da un lato porta ad un vantaggio in quanto si può sempre migliorare la statistica accumulando ore di osservazione; dall'altro un prolungato tempo di osservazione comporta un maggiore utilizzo di risorse umane e strumentali, una maggiore capacità di memoria per il salvataggio dei dati nonché alla loro analisi.

Tutte queste considerazioni devono essere fatte prima di procedere con l'osservazione di una sorgente. Per questo vengono effettuate, prima di procedere con l'esperimento e la raccolta dei dati, delle simulazioni che possano dare un'idea del risultato che si potrebbe ottenere.

Capitolo 3

Iqueye

I passi avanti fatti negli ultimi anni a livello tecnologico hanno permesso la creazione di nuove apparecchiature per il campionamento dell'intensità di un fascio luminoso, arrivando alla costruzione di strumenti come gli SPAD che possono acquisire l'intensità luminosa di un fascio nella banda ottica per un periodo di sole poche decine di picosecondi. Questa nuova tecnologia ha portato da qualche anno alla ripresa degli studi iniziati da Hanbury e Twiss.

Per poter fare interferometria di intensità è necessario un'alta precisione nel conteggio dei fotoni e nella determinazione della posizione e tempo in cui essi vengono acquisiti. Per questo utilizzeremo Iqueye, strumento di alta precisione fotometrica, accoppiato con un'antenna GPS e un'orologio atomico al Rubidio. Il GPS si usa per rilevare la posizione e l'istante in cui viene effettuata la misura, mentre l'orologio atomico per aumentare la precisione temporale. In questo modo ogni conteggio viene registrato in una memoria esterna con il relativo tempo e posizione in cui è stato effettuato.

3.1 Descrizione della struttura e del funzionamento di Iqueye

Lo strumento si presenta come segue [Figura 3.1]:

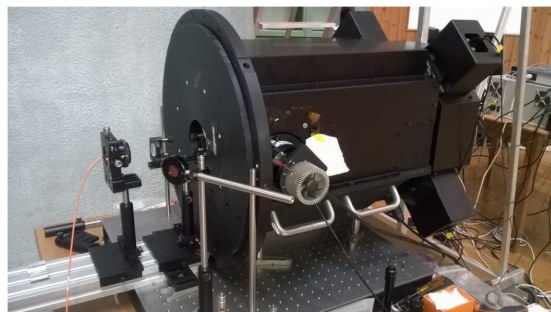


Figura 3.1: Fotografia Iqueye installato al telescopio Galileo di Asiago

Mentre schematicamente il suo interno può essere rappresentato dalla seguente immagine [Figura 3.2]:

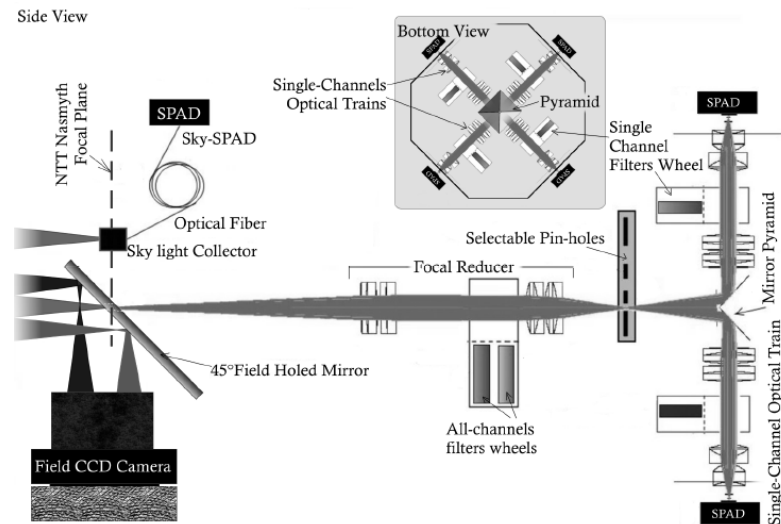


Figura 3.2: Schema della composizione interna di Iqueye

Il fascio luminoso della sorgente osservata entra nello strumento e viene focalizzato su uno specchio inclinato a 45° avente un foro centrale che funge da pin hole. La luce che non passa attraverso il foro viene riflessa e misurata da una camera posta lateralmente che serve per la messa a fuoco. In questo modo il massimo fuoco possibile deriva dalla minima intensità luminosa rivelata dalla camera di fuoco.

Successivamente il fascio che attraversa il foro viene convogliato da una coppia di lenti, che riducono la focale a un terzo, su una piramide a base quadrata che divide il fascio incidente in quattro fasci nello stesso piano e distanti angolarmente 90° tra di loro [Figura 3.3].

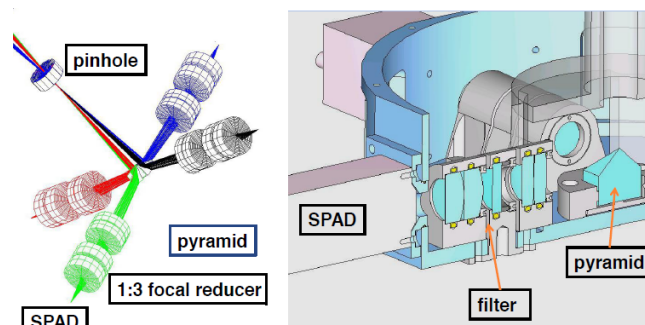


Figura 3.3: Schema dispersione della luce dovuto dalla piramide nei quattro fasci

All'interno della coppia di lenti posta prima della piramide è inserita una ruota motorizzata che consente di interporre un filtro largo passa banda in modo da rendere il fascio quasi-monocromatico.

A questo punto ognuno dei quattro fasci è indipendente dagli altri e viene focalizzato da una coppia di lenti, che riducono ulteriormente la focale a un terzo, su un rivelatore SPAD in grado di contare il numero di fotoni in arrivo in un lasso temporale di 35 picosecondi.

Inserita tra la coppia di lenti posta tra piramide e SPAD si interpone una ruota meccanica con una serie di filtri a banda stretta, che permette di raccogliere dai detector fotoni di lunghezza d'onda diversa, nell'intervallo di lunghezza d'onda selezionato dal filtro largo passa banda precedente e indipendentemente per ognuno dei quattro fasci.

I dati così raccolti vengono salvati in una memoria esterna. A ogni lettura di un singolo SPAD viene salvata la posizione e l'istante in cui viene fatta la misurata dal GPS. L'orologio atomico al Rubidio viene usato per una precisione temporale più accurata.

Sapendo che la registrazione dei dati comporta la perdita della fase, nel caso della spettroscopia e dell'interferometria classica non è possibile elaborare i dati in un secondo momento in quanto non si conosce la fase dell'onda elettromagnetica. Adottando invece l'interferometria di intensità il vantaggio sta proprio nel fatto che la fase non viene considerata.

Questo sistema presenta anche degli svantaggi. Inanzitutto lo strumento necessita l'osservazione di sorgenti molto luminose e per periodi molto lunghi (diverse ore di osservazione). Inoltre il numero di letture che vengono salvate in rapporto al tempo in cui viene osservata una sorgente porta ad avere una quantità di informazioni che richiedono un'ampia capacità di memoria.

A questi quattro SPAD se ne aggiunge un'altro collocato a monte dello strumento e puntato in una zona di cielo in cui non sono presenti sorgenti luminose. Questo serve per misurare la quantità di fotoni provenienti dal fondo cielo che poi viene sottratta, nella giusta proporzione, a quella di ogni singolo SPAD.

3.2 Breve descrizione del funzionamento degli SPAD



Figura 3.4: Fotografia di uno SPAD

Lo SPAD, acronimo di single photon avalanche detector [Figura 3.4], è un rivelatore in grado di contare ogni singolo fotone che lo colpisce per un lasso di tempo dell'ordine della decina di picosecondi. Questa peculiarità lo rende unico ma gli conferisce dei limiti strutturali. In particolare esso è composto da due piastre mantenute a una certa differenza di potenziale che insieme formano un condensatore. Nel momento in cui un fotone colpisce il condensatore libera per effetto fotoelettrico un elettrone e questo crea una variazione del potenziale del condensatore che viene convertita in conteggi di fotoni da un rivelatore.

Per poter avere una precisione elevata nei conteggi in un'acquisizione dell'intensità della durata di qualche decina di picosecondi, lo SPAD ha dei limiti strutturali. Il diametro della superficie del condensatore è di 100 micrometri ed inoltre non è possibile assemblare uno SPAD composto da più condensatori perchè i segnali di ognuno di essi si disturberebbero a vicenda falsando il conteggio. Di conseguenza non è possibile con questo tipo di rivelatore creare l'immagine di un oggetto, ma misurarne solamente l'intensità.

Inoltre, come i CCD, anche gli SPAD hanno un conteggio di buio di fotoni, quantificato in questo caso a 280 conteggi al secondo.

Il problema principale di questi detector è il tempo di reset, cioè il tempo che intercorre tra una acquisizione dei conteggi (qualche decina di picosecondi) e quella successiva. In particolare uno SPAD ha bisogno di un tempo di circa 75 nanosecondi per poter leggere il conteggio e ripristinare il condensatore nella configurazione iniziale. Per questo motivo Iqueye è formato da quattro SPAD che lavorano in maniera consecutiva, in modo che ci sia un rivelatore in acquisizione durante la fase di lettura e ripristino degli altri tre. In tal modo si massimizzano i tempi di acquisizione [Figura 3.5].

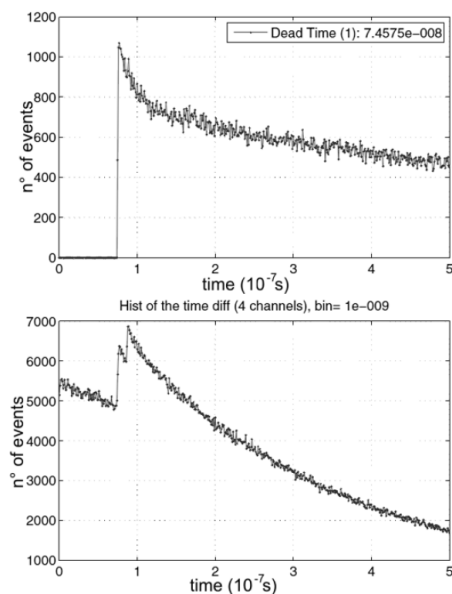


Figura 3.5: In alto il conteggio di fotoni di un singolo SPAD, in basso il conteggio di fotoni somma di quattro SPAD

Inoltre bisogna considerare il conteggio di fotoni spuri, cioè fotoni che rimbalzano sulla superficie dello SPAD nel momento in cui lo colpiscono e vengono assorbiti successivamente dopo aver percorso un tratto casuale. Questo implica che essi non vengono conteggiati nell'istante in cui arrivano, ma in un istante successivo in cui non dovrebbero essere conteggiati. L'errore sul conteggio causato da questo fenomeno viene quantificato con 1.5% dei fotoni conteggiati ad ogni acquisizione.

3.3 Spiegazione dell'utilizzo di antenne GPS e dell'orologio atomico al Rubidio

L'utilizzo di un'antenna GPS serve per avere la posizione di ogni singolo telescopio rispetto alla volta celeste nell'istante in cui osserviamo un oggetto, per esempio una stella, la quale si muove nel cielo durante l'osservazione. Infatti è fondamentale, al fine di poter eseguire interferometria di intensità, che i conteggi ottenuti da un fronte d'onda in un telescopio siano correlati con i conteggi dei fotoni dello stesso fronte d'onda osservato sull'altro telescopio. Essendo che la distanza relativa tra i due telescopi rispetto al fronte d'onda della sorgente varia di momento in momento con la rotazione della volta celeste, è necessario avere sempre l'informazione sulla posizione del telescopio che sta osservando rispetto ad un'altro telescopio in osservazione della stessa sorgente. Di conseguenza si utilizza l'incrocio degli assi del telescopio come punto di riferimento, in quanto questo non varia con la rotazione del telescopio e, tenendo conto del cammino che compie il fascio luminoso da questo punto fino alla lettura dello SPAD, è possibile grazie al GPS sapere ad ogni istante la distanza relativa tra i due telescopi.

Siccome lo SPAD richiede una precisione temporale superiore a quella fornita dal GPS, si usa l'orologio atomico al Rubidio. Quest'ultimo è in grado di fornire l'istante in cui è stata presa la misura con una precisione sufficiente per il detector utilizzato.

Per lunghi tempi di osservazione però, l'orologio atomico accumula un errore troppo elevato per la precisione richiesta, quindi ha bisogno di un'orologio GPS da usare come punto di riferimento in modo da evitare che questo si verifichi.

In definitiva questi due strumenti si completano a vicenda per fornire la posizione e il tempo in cui ogni singolo SPAD compie la lettura del conteggio di fotoni e infine queste tre informazioni vengono salvate in una memoria esterna per una successiva elaborazione.

3.4 Primi utilizzi di Iqueye

All'inizio del XXI secolo furono osservati i periodi di rotazione delle pulsar più luminose nella banda ottica finora scoperte: la pulsar PSR J0534+2200 della nebulosa Crab, la pulsar B0540-69 della Grande Nube di Magellano e la pulsar Vela PSR 0833-45.

Le pulsar sono oggetti molto compatti che ruotano su se stessi con una grande frequenza, una rotazione normalmente dura meno di un secondo. Questo feno-

meno combinato con il campo magnetico delle stesse inclinato rispetto l'asse di rotazione, porta a periodiche fluttuazioni dell'intensità.

Questi oggetti hanno un'emissione molto pronunciata nel radio, per cui è stato possibile precedentemente ricavare la frequenza di rotazione con un radio telescopio. Le pulsar sopra citate hanno la particolarità di avere una forte emissione anche nella banda ottica, quindi venne ricavata con la nuova strumentazione la frequenza di rotazione delle stesse, successivamente confrontata con quella ricavata tramite i radio telescopi. L'esperimento portò a una maggiore precisione sul tempo di rotazione della pulsar, avvallando ulteriormente l'utilizzo di questa nuova tecnologia [Figura 3.6].

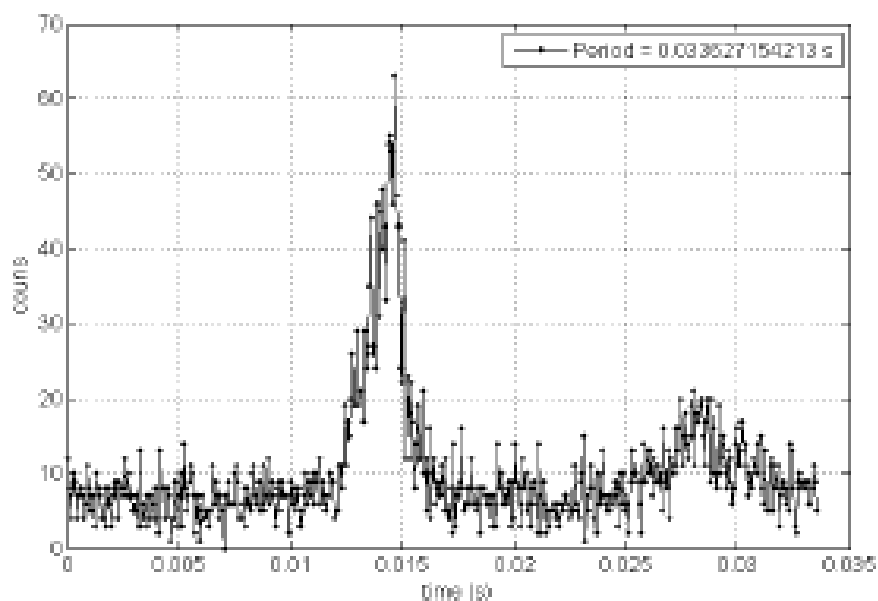


Figura 3.6: Intensità luminosa della pulsar PSR J 0534+2200 con un tempo di integrazione di 1 secondo

Si utilizzarono le nuove apparecchiature anche con la scoperta degli esopianeti. Essi vengono individuati durante l'occultamento della loro stella misurandone la variazione di intensità periodica. Con la nuova strumentazione la precisione sulle fluttuazioni di intensità divenne abbastanza elevata da poter distinguere le variazioni sul periodo di rivoluzione del pianeta per determinare la presenza di altri pianeti. Infatti la forza di gravità che i pianeti esercitano tra loro crea delle variazioni periodiche sul moto di rivoluzione degli stessi.

Capitolo 4

Interferometria di intensità su base chilometrica

In questo capitolo si parlerà dell'esperimento svolto tra il 22 e il 31 luglio 2015 all'osservatorio astronomico di Asiago. In particolare verrà descritto il processo che ha portato all'applicazione dell'interferometria di intensità su una sorgente utilizzando i telescopi Galileo (122 cm) e il Copernico (182 cm).

4.1 Peculiarità dell'esperimento

In questa sezione si affronteranno con maggiore dettaglio le problematiche sorte durante l'acquisizione delle intensità utilizzando i due telescopi di Asiago aventi una distanza lineare di 3.85 km.

Innanzitutto è importante sottolineare che non è mai stata applicata prima d'ora l'interferometria di intensità su una baseline così ampia e su un dislivello in altitudine tra i due telescopi di 316 m.

Inoltre Iqueye non è stato progettato per essere installato sul Galileo, ma per il telescopio NTT (350 cm), e quindi, per la prima volta nella storia, si è ricorso al collegamento tramite fibra ottica tra il telescopio e lo strumento.

Questo ha comportato una serie di problemi rilevanti per l'analisi dei dati:

1. Una maggiore baseline comporta un ritardo maggiore del fronte d'onda nel momento in cui viene osservato dal primo telescopio al momento in cui arriva al secondo. Ciò può comportare una maggiore imprecisione sui tempi relativi di arrivo del fronte d'onda;
2. Le condizioni atmosferiche al di sopra di un telescopio possono essere diverse vista la loro distanza, in particolare, come è successo durante le fasi di osservazione, può capitare di non avere le condizioni meteorologiche per osservare in simultanea. Inoltre durante l'osservazione contemporanea dei due telescopi le condizioni atmosferiche possono variare compromettendo la misurazione. In ogni caso la misura dell'interferometria di intensità non viene disturbata dai moti turbolenti dell'atmosfera;

3. Il Galileo è posto più vicino alla città di Asiago rispetto al Copernico per cui l'inquinamento luminoso influisce in maniera diversa sui due telescopi. In particolare si avrà una differenza sui conteggi della luce diffusa misurata dai due strumenti;
4. Come visto il cono di coerenza è inversamente proporzionale al diametro della sorgente, perciò più la sorgente è grande, minore sarà il raggio di coerenza e viceversa. Per cui è possibile osservare con questa baseline solo oggetti aventi diametri angolare piccoli che comportano ampi coni di coerenza. Ma devono essere anche molto luminosi data la grande quantità di flusso richiesta per la misura e visti i diametri dei telescopi molto piccoli;
5. L'utilizzo della fibra ottica per il collegamento di Iqueye al Galileo comporta un ritardo sull'arrivo del fronte d'onda sullo strumento, che deve essere tenuto in considerazione. Inoltre lo spessore della fibra ottica deve essere sufficientemente grande per raccogliere tutta la PSF della sorgente. L'aumentare dello spessore della fibra comporta una maggiore dispersione del fascio in uscita e questo deve essere evitato per non perdere troppo flusso.

4.2 Collegamento di Iqueye al telescopio

4.2.1 Fase I: preparazione di Iqueye

Innanzitutto Iqueye è stato preparato per l'acquisizione dei fotoni all'interno della cupola: è stato fissato tramite viti ad un piano ottico adagiato su un tavolo ed è stato collegato al computer di controllo. In particolare sono stati collegati gli SPAD, la camera di fuoco e i motori per il comando delle ruote in cui vengono posti i vari filtri e i pin hole. Il tutto è stato collegato con l'antenna GPS e con l'orologio atomico [Figura 4.1].



Figura 4.1: Fotografia delle apparecchiature di controllo degli strumenti

Davanti al foro di entrata dello strumento sono state fissate su un apposito profilato: la fibra ottica fissata da un adattatore (SM1FC) e sostenuta da un supporto micrometrico xyz e un doppietto di lenti (da $f/2.3$ a $f/11$) per focalizzare il fascio luminoso uscente dalla fibra all'interno dello strumento [Figura 4.2].

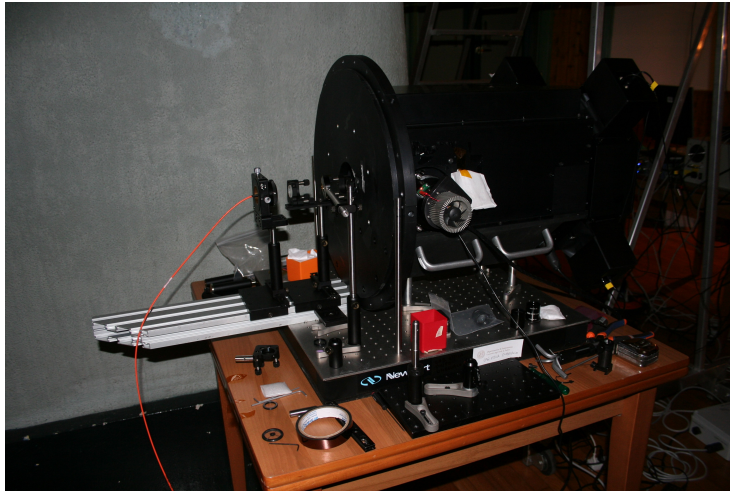


Figura 4.2: Iqueye preparato in cupola del Galileo

Utilizzando la luce di una torcia, puntata verso l'entrata della fibra ottica, e la camera di fuoco di Iqueye si sono aggiustate le distanze tra la l'estremità finale della fibra e del doppietto di lenti. Limitando l'entrata della luce diffusa dalla cupola sullo strumento, è stato allineato il fascio uscente dalla fibra con il foro posto al centro dello specchio inclinato a 45° interno a Iqueye. Successivamente, utilizzando la camera di fuoco laterale dello strumento è stato posto a fuoco il fascio entrante. Cambiando la distanza del doppietto di lenti, il massimo fuoco realizzabile è stato ottenuto con la minima intensità luminosa acquisita dalla camera di fuoco.

Una volta preparato Iqueye con i filtri e i pin hole scelti per l'osservazione, si è passati al collegamento dell'estremità iniziale della fibra ottica con il telescopio.

4.2.2 Fase II: collegamento di Iqueye al Galileo tramite fibra ottica

Per prima cosa è stata rimossa la camera di campo posta lateralmente sul Galileo (focale uscente 1200 mm, $f/10$ e 17.2 secondi d'arco per mm), ossia la camera che permetteva di avere un'immagine di tutta la porzione di cielo inquadrata dal telescopio durante qualsiasi osservazione. Inclinando uno specchio interno allo spettrografo installato sul telescopio, la luce riflessa dallo specchio secondario del Galileo veniva riflessa fuori dallo strumento attraverso un'apertura posta sopra a quella della camera di campo [Figura 4.3].

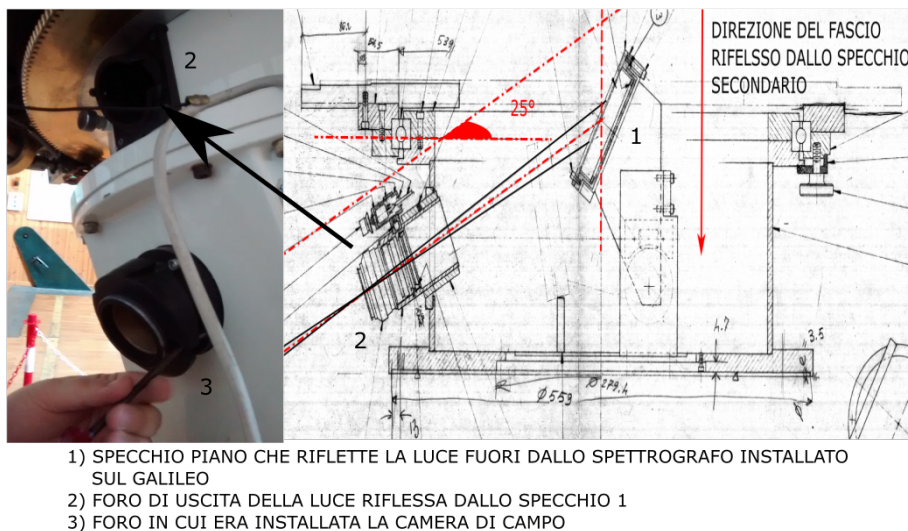


Figura 4.3: A sinistra la foto dei due fori dello spettrografo installato sul Galileo. A destra lo schema interno della parte superiore dello spettrografo

La luce uscente dal foro era quella inquadrata dal telescopio e poteva essere usata per il collegamento tramite fibra ottica. Necessariamente la camera di campo doveva essere riutilizzata altrimenti non si poteva avere un'idea di dove stesse puntando il telescopio [Figura 4.4].



Figura 4.4: A sinistra la camera di campo montata sullo strumento del Galileo. In centro la camera di campo. A destra il foro in cui era fissata

Per fare ciò è stata fissata al foro di uscita della luce dello spettrografo un piano ottico formato da due prifilati ottici disposti a T.

Il piano ottico permette di montare qualsiasi tipo di componente ottica utile ai fini dell'esperimento. Il ramo perpendicolare a quello fissato al foro del Galileo permetterà, come si vedrà successivamente, il montaggio della camera di campo in modo da non perdere l'immagine della parte di cielo inquadrata [Figura 4.5].



Figura 4.5: Profilati disposti a T aggangiati al foro del Galileo

A questo punto si procede con il montaggio del seguente sistema ottico [Figura 4.6]:

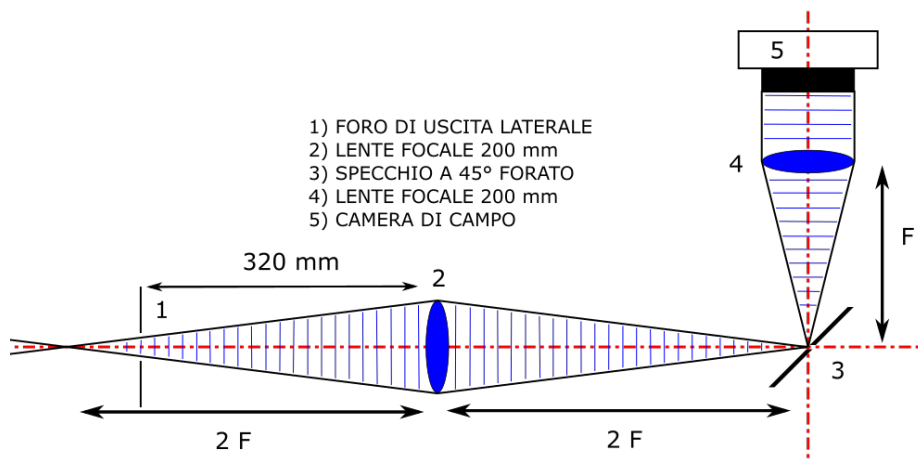


Figura 4.6: Schema del primo sistema ottico montato

Il primo passo è stato il montaggio della prima lente con una focale di 200 mm ad un ingrandimento 1:1 distante circa 32 cm dal foro di uscita del telescopio, la quale avrà il compito di focalizzare la luce uscente su uno specchio forato inclinato a 45° posto sull'incrocio dei profilati. Questa lente è stata montata a una distanza di due volte la focale sia dal fuoco uscente dal telescopio sia dallo specchio forato inclinato a 45° [Figura 4.7].

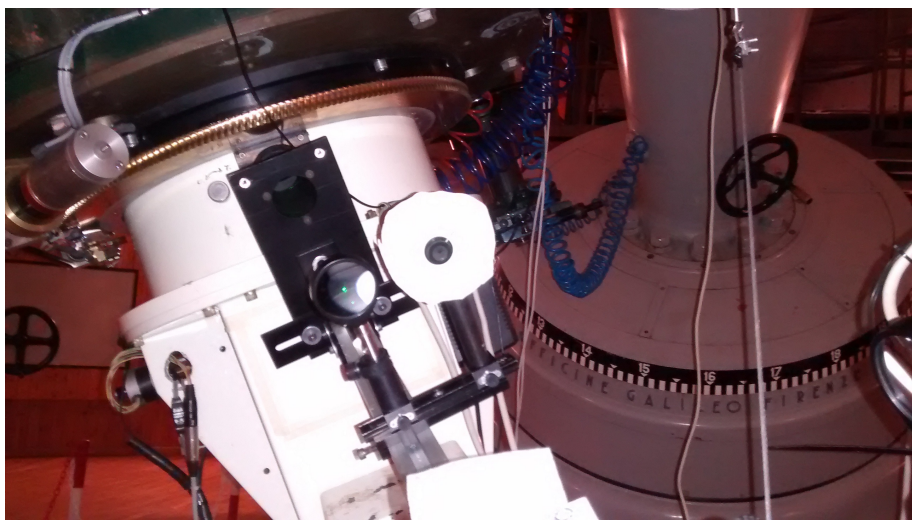


Figura 4.7: Montaggio della prima lente

Ciò permetterà di avere il centro del campo inquadrato, circa 51.6 secondi d'arco, focalizzato sul foro di diametro di 3 mm dello specchio dove andrà posta la fibra ottica. Il resto del campo verrà riflesso lungo il secondo profilato e focalizzato da una seconda lente sulla camera di campo del telescopio [Figura 4.8].

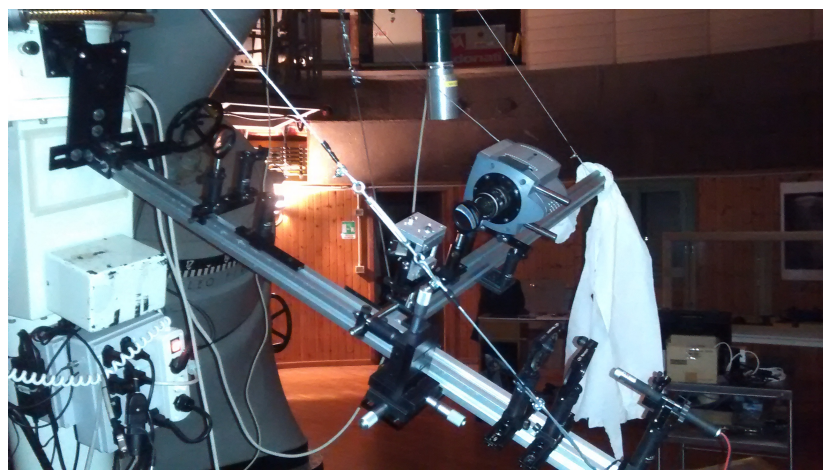


Figura 4.8: Fotografia generale del sistema

L'allineamento ottico viene effettuato ponendo un laser all'estremità opposta al foro del telescopio. Questo invierà il fascio luminoso all'interno del Galileo che verrà riflesso dallo specchio secondario e compierà il percorso inverso. La capacità di riflessione della lente crea dei fasci riflessi dalla luce incidente e l'allineamento ottico avviene quando la luce incide perpendicolarmente sulla lente facendo scomparire i fasci riflessi. Per cui la lente è stata ruotata fino alla scom-

parsa dei fasci riflessi con il conseguente allineamento delle ottiche [Figura 4.9].

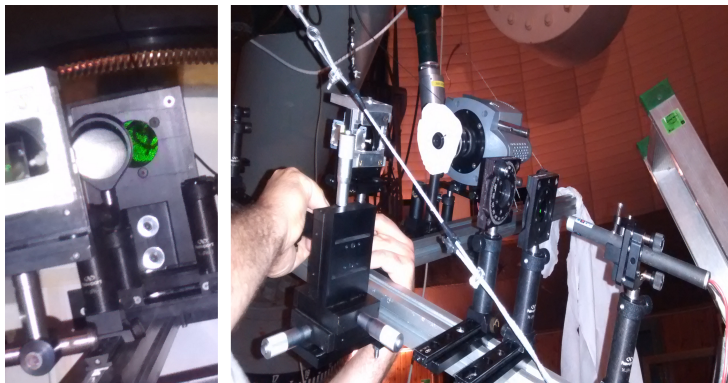


Figura 4.9: A sinistra il fascio laser riflesso dallo specchio secondario del telescopio e uscente dal foro. A destra fasi di allineamento ottico

Ovviamente non si può pretendere che questa struttura resti rigida, sia caricandola del peso delle ottiche sia durante i movimenti del telescopio, perciò sono stati fissati dei cavi di acciaio da vari punti dei profilati alle viti di serraggio della struttura del telescopio. Successivamente i cavi sono stati messi in tensione tramite dei tiranti in modo che le ottiche restino allineate, conferendo sufficiente rigidità alla struttura [Figura 4.8].

Dopo aver fissato sull'incrocio dei profilati lo specchio a 45° rispetto al fascio incidente utilizzando un supporto micrometrico xyz, è stata posta una lente di focale 200 mm nel secondo profilato che focalizza la luce riflessa dallo specchio forato nella camera di campo, anch'essa fissata sul medesimo profilato (vista del campo di 13 deg per asse) [Figura 4.10].



Figura 4.10: La luce riflessa dallo specchio forato viene focalizzata nella camera di campo

Infine usando un supporto adeguato è stata fissata la punta della fibra ottica all'interno del foro dello specchio in modo che la luce al centro del campo osservativo del telescopio venga focalizzata all'interno della fibra ottica. Questo procedimento permette di avere sempre l'immagine del campo inquadrato dal telescopio tramite la camera di campo e di poter misurare usando Iqueye la luce di una sorgente una volta posta all'interno del foro [Figura 4.11].

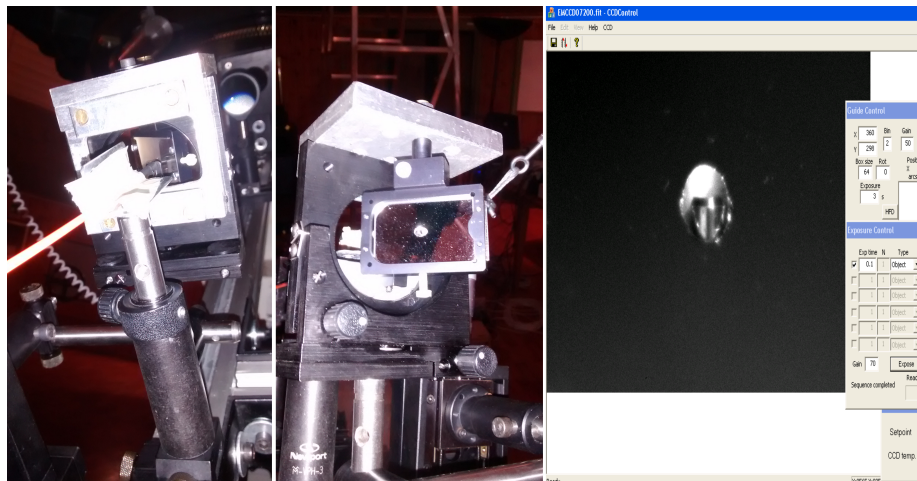


Figura 4.11: A sinistra il supporto della fibra. Al centro la punta della fibra nel foro. A destra l'immagine della camera di campo in cui si può notare il lato della punta della fibra

Si è usato per questo esperimento una fibra ottica di 365 micron lunga 10 metri, che inquadra una porzione di 6 secondi d'arco, sufficientemente grande da non perdere la luminosità sulla PSF della stella e non troppo spessa da avere un'eccessiva dispersione del fascio in uscita.

4.2.3 Fase III: installazione dello specchio con fenditura

Questa configurazione ha comportato un problema: la camera di campo posta lateralmente inquadrava il foro dello specchio ma non la testa della fibra ottica. Ciò non consentiva di centrare perfettamente la sorgente all'interno della fibra ottica. Sapendo che il foro è di 3 mm e la fibra di 365 micron, non era possibile conoscere con esattezza se l'intera PSF della sorgente fosse all'interno del foro della fibra, ma solo ipotizzarne la presenza osservando la fluttuazione dell'intensità misurata dagli SPAD. Questo perché si poteva presumere che la sorgente cadeva all'interno della fibra nel momento di massima luminosità acquisita dallo strumento.

Al fine di risolvere questo problema, il sistema è stato modificato rimuovendo lo specchio forato e inserendo al suo posto una coppia di specchi distanziati quanto basta da far passare la fibra (coppia di specchi da 4x4 cm con fessura da 2.5 mm). Questo permetteva di cambiare l'inclinazione della coppia di specchi e

mantenere la fibra allineata con il fascio incidente usando un supporto micro-metrico [Figura 4.12].



Figura 4.12: Coppia di specchi montata con inclinazione variabile

La coppia di specchi è stata inclinata con un angolo minore di 45° e la luce da essi riflessa fu riallineata con la camera di campo utilizzando due specchi piani. Il primo posto perpendicolarmente al primo profilato e fuori dal campo visivo della prima lente. Il secondo specchio piano è stato posto sul secondo profilato perpendicolarmente alla bisettrice dell'angolo formato tra il secondo profilato e il fascio riflesso dal primo specchio piano [Figura 4.13].

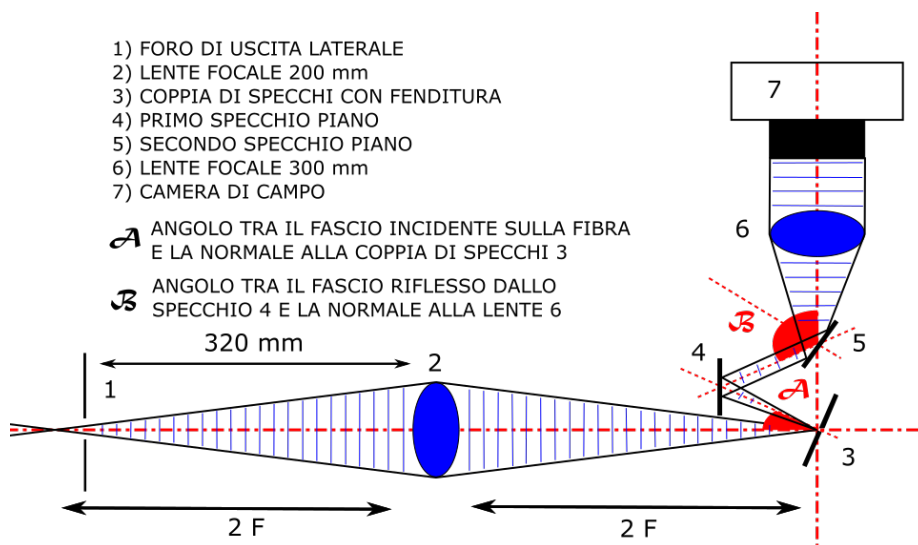


Figura 4.13: Schema del secondo sistema ottico installato

In questo modo la luce riflessa dalla coppia di specchi veniva focalizzata all'infinito da una seconda lente di focale 300 mm posta sul secondo profilato. Infatti il cammino ottico della luce riflessa prima dalla coppia di specchi fino alla seconda lente è esattamente di 300 mm. [Figura 4.14]

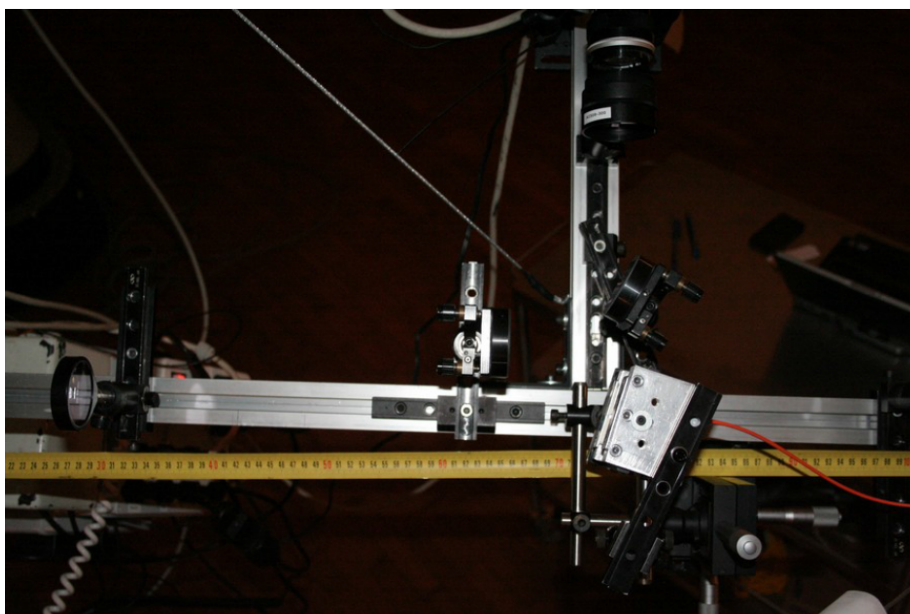


Figura 4.14: Foto del secondo sistema ottico

Ciò permetteva alla camera di campo di inquadrare anche la testa della fibra permettendo alla sorgente di essere posta esattamente all'interno del foro della fibra per non perdere flusso [Figura 4.15].

Ora il sistema è in grado di acquisire l'intensità luminosa di una sorgente e di misurarla usando gli SPAD. Particolare attenzione è stata fatta durante gli spostamenti del telescopio in modo che la fibra ottica non si attorcigliasse o si spezzasse rendendola inutilizzabile.

Un'altra limitazione di questo sistema è che, non essendo lo strumento collegato direttamente al telescopio, l'utilizzo dello SPAD, con il compito di acquisire l'intensità del cielo in una zona senza sorgenti, non è stato possibile in quanto esso inquadrava una zona di cupola.

Più semplice è stata l'acquisizione di dati fotometrici per il Copernico in quanto su di esso era già stato montato un modello di Iqueye costruito appositamente per il telescopio e quindi era regolarmente funzionante.

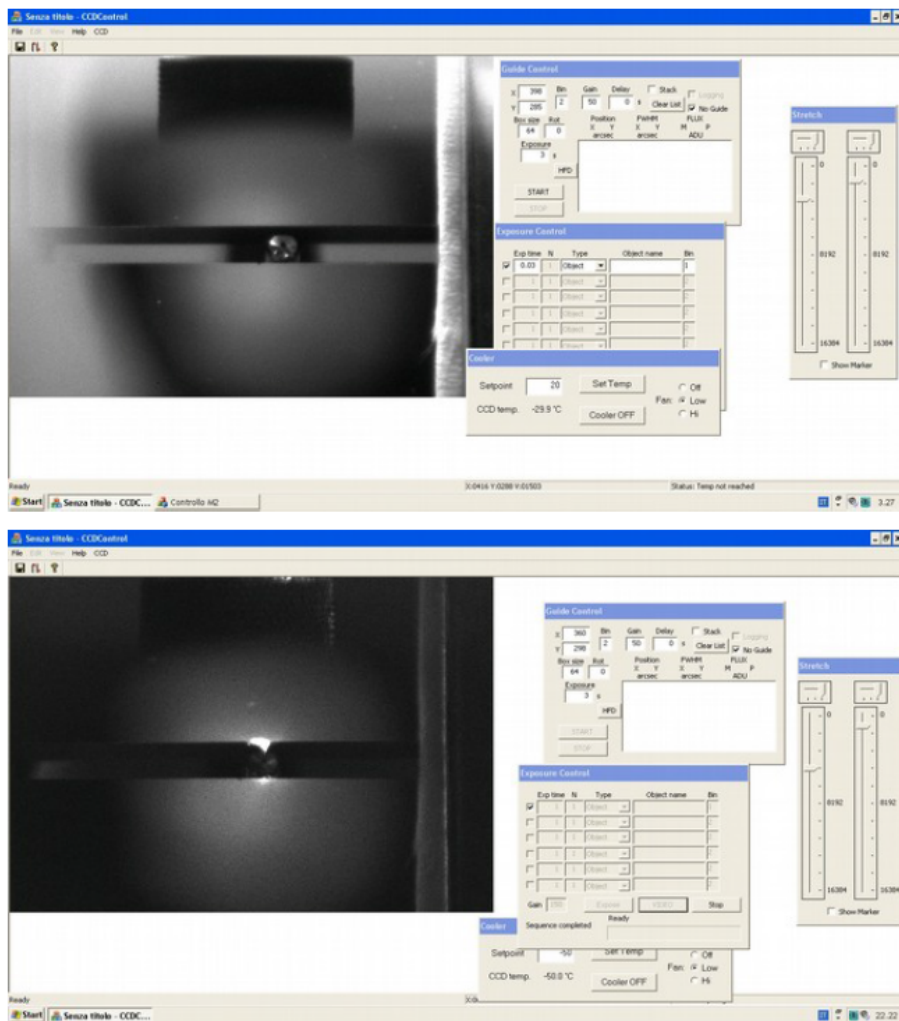


Figura 4.15: Sopra l'immagine della camera di campo con al centro la testa della fibra ottica. Sotto la stessa immagine durante il centramento nella fibra di Deneb

4.3 Acquisizione fotometrica

4.3.1 Test di acquisizione con il Galileo

Dopo aver collegato tramite fibra ottica Iqueye con il Galileo, sono stati fatti dei test per verificare che lo strumento funzionasse correttamente.

Il primo è stato il test di verifica del funzionamento degli SPAD con la cupola chiusa e il diaframma del telescopio chiuso con un tempo di esposizione di 180 secondi [Figura 4.16].

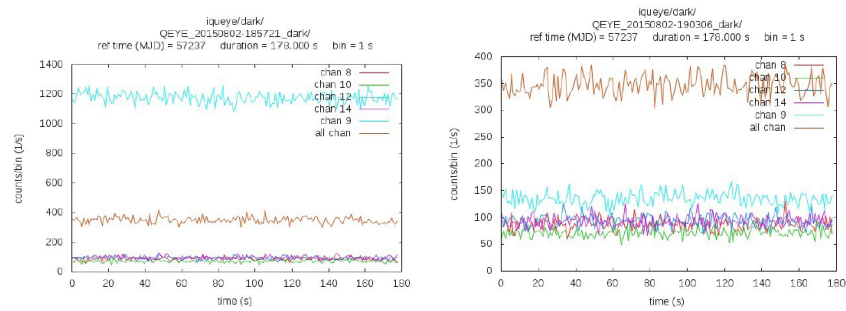


Figura 4.16: A sinistra l'acquisizione con il foro di entrata di Iqueye aperto. A destra l'acquisizione con il foro di entrata dello strumento chiuso

Si può notare che, mentre i 4 SPAD di campionamento della sorgente misurano la stessa intensità nei due casi e di conseguenza la loro somma non varia, lo SPAD per la misura del fondo cielo (Channel 9) misura due valori molto diversi dell'intensità di luce diffusa nella cupola. Nel primo caso un lieve segnale di luce diffusa sulla cupola ha influenzato la misura del canale adibito al fondo cielo, mentre nel secondo caso il foro di entrata di Iqueye era ostruito per cui quest'ultimo SPAD ha misurato un'intensità di buio in linea con quella degli altri detector.

Il secondo test è stato fatto acquisendo la misura della stella Deneb, di magnitudine apparente 1.25 in banda V, con la prima configurazione del sistema ottico, cioè con lo specchio forato in cui era inserita la testa della fibra [Figura 4.17].

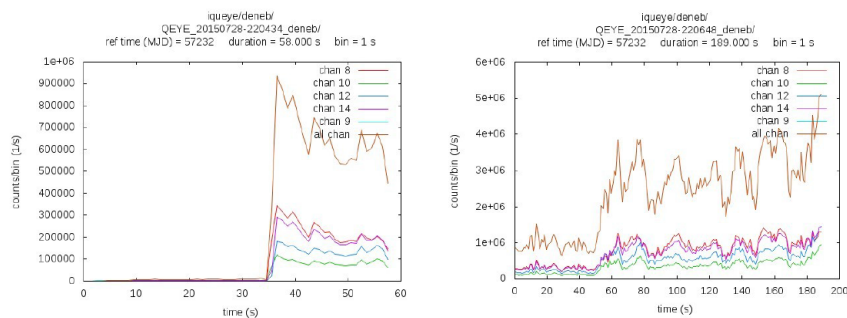


Figura 4.17: A sinistra esposizione di secondi con filtro Edmund in banda V. A destra esposizione di 190 secondi con lo stesso filtro entrambe effettuate su Deneb

Come si può notare le forti fluttuazioni di intensità sono dovute all'incapacità di sapere in anticipo se la stella è centrata all'interno della fibra, in quanto nel primo sistema ottico non si osservava con la camera di campo la testa della fibra ma solo il foro in cui era posizionata. Perciò si è cercato di centrare Deneb muovendo il telescopio e osservando la fluttuazione della misura sugli SPAD, si poteva considerare il miglior centramento della stella all'interno della fibra quando l'intensità misurata era massima. Questo metodo, oltre ad essere impreciso e dispendioso temporalmente, era disturbato anche da variazioni

di luminosità dovute a nubi o foschia che non erano correlate con la posizione della stella sulla fibra. Per questo fu modificato il sistema ottico come descritto precedentemente.

L'ultimo test è stato effettuato su una sorgente più debole, la stella BD+62 249 di magnitudine V [Figura 4.18]:

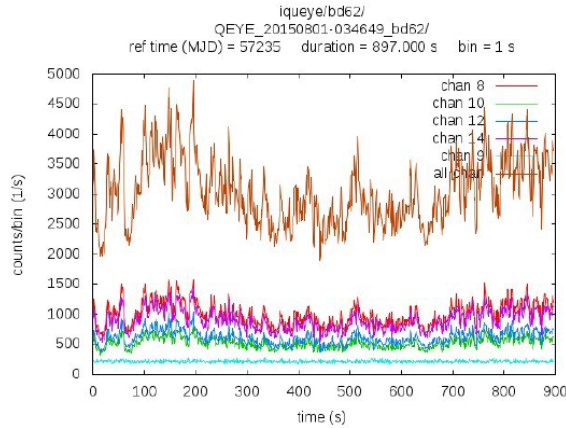


Figura 4.18: Esposizione di 900 secondi con filtro Edmund in banda V

In questo caso si possono ben notare le fluttuazioni di intensità molto simili dei 4 SPAD e di conseguenza la loro somma, mentre lo SPAD del fondo cielo (Channel 9) misura un'intensità piatta e quasi nulla dovuta al fatto che esso sta osservando la superficie della cupola.

4.3.2 Acquisizione dei due telescopi in contemporanea

A causa della difficoltà a mantenere durante l'osservazione la stella di bassa luminosità in centro alla fibra, si è optato per l'acquisizione di una misura contemporanea con i due telescopi su Deneb. Questo era dovuto soprattutto all'impossibilità di usare il programma di guida automatica del telescopio, in quanto l'immagine acquisita dalla camera di campo non era dritta e quindi il programma tendeva a correggere gli spostamenti del telescopio con dei comandi invertiti. Per cui durante l'osservazione le correzioni di movimento furono effettuate manualmente sul programma di movimento del telescopio.

I primi dati acquisiti in contemporanea su Deneb furono fatti la notte del 31 luglio [Figura 4.19].

Questa prima acquisizione è stata fatta con un filtro Edmund in banda V più un filtro neutro con il 10 % di trasmissione per diminuire l'immensa quantità di fotoni raccolti, la durata dell'acquisizione è di 500 secondi.

La sostanziale differenza tra i due grafici è dovuta al segnale ricevuto dal fondo cielo, in quanto nel caso del Copernico essa rimane abbastanza piatta, mentre nel Galileo essa varia in base alle fluttuazione di intensità registrate nella cupola.

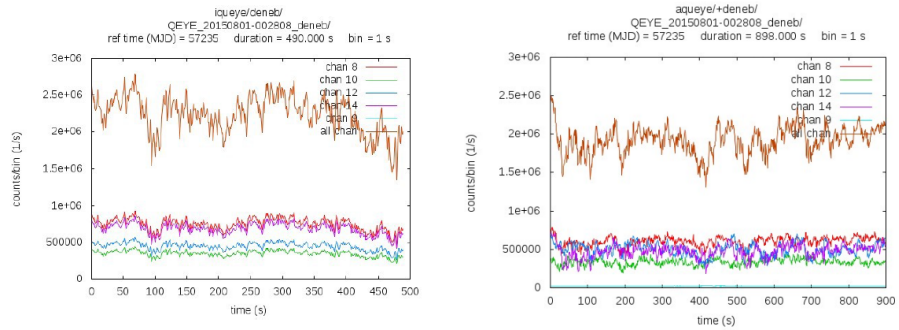


Figura 4.19: A sinistra l'acquisizione di Deneb con il Galileo. A destra l'acquisizione in contemporanea del Copernico

Una seconda acquisizione è stata fatta poco dopo [Figura 4.20]:

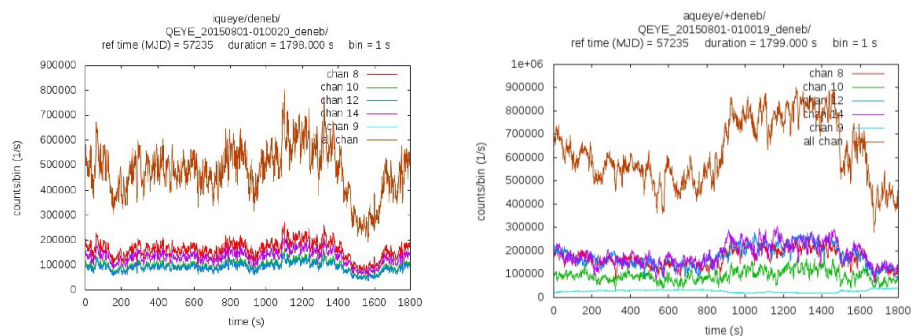


Figura 4.20: A sinistra l'acquisizione di Deneb con il Galileo. A destra l'acquisizione in contemporanea del Copernico

In questo caso è stato usato, per entrambi i telescopi, il filtro Halpha con un tempo di esposizione di 1800 secondi.

Si può notare che l'acquisizione del Copernico è stata influenzata dalle condizioni meteorologiche, in quanto in corrispondenza ad un innalzamento del conteggio sul fondo cielo si è registrata una caduta di conteggio sulla sorgente, e viceversa. Questo può essere ricondotto alla presenza di foschia che disperde la luce in atmosfera alzando il conteggio del cielo e coprendo la sorgente che cala in conteggio.

Capitolo 5

Conclusioni

I dati registrati dalle osservazioni fatte hanno evidenziato la possibilità di collegare uno strumento, in questo caso Iqueye, con il telescopio Galileo tramite fibra ottica. In particolare si può dire che il collegamento sia riuscito, ma si sono riscontrate delle problematiche:

1. La mobilità del telescopio diventa limitata perchè a certe inclinazioni che quest'ultimo può assumere, il peso del piano ottico non tiene più in tensione i cavi d'acciaio e questo lo rende flessibile. Se il piano ottico diventa flessibile le vibrazioni a cui è sottoposto disallineano le ottiche rendendo impossibile la misurazione;
2. Il sistema aveva la camera di campo ruotata di 90° rispetto alla posizione assunta quando era collegato al telescopio. Dato che il programma di auto-guida del telescopio si basava sull'immagine della camera di campo, esso non poteva funzionare in quanto i comandi risultavano ruotati;
3. La fibra ottica è molto delicata e un movimento sbagliato del telescopio durante il puntamento poteva danneggiarla, rendendola inutilizzabile;
4. Si sono riscontrate difficoltà nel mantenimento di stelle poco luminose nel centro della fibra ottica durante l'osservazione e questo è dovuto sia al non utilizzo dell'auto guida del telescopio, sia a limiti strutturali della fibra utilizzata;
5. Il campo inquadrato dalla camera di campo nel secondo sistema era molto ridotto rispetto al primo a causa dell'inserimento degli specchi, questo limitava il numero di stelle inquadrare da utilizzare come punti di riferimento;
6. Lo SPAD che aveva il compito di misurare l'intensità luminosa del fondo cielo era inutilizzabile in quanto puntava verso la cupola.

In ogni caso il sistema si è rivelato valido e può considerarsi da implementare a future osservazioni. Per quanto riguarda l'analisi dei dati per ricavare il diametro apparente, essa è in fase di elaborazione e richiederà del tempo per avere i primi risultati.

Bibliografia

- [1] Max Born, Emil Wolf, Principles of Optics
- [2] D. Dravins, et al.2012, Stellar intensity interferometry, New Astronomy Reviews
- [3] Cesare Barbieri, Aqueye and Iqueye: the fastest astronomical photometers 2012
- [4] Roy J. Glauber, Photon correlations 1962
- [5] Enrico Verroi, Very fast photon counting photometers for astronomical applications

Elenco delle figure

1.1	Frangie di interferenza create con un interferometro di Michelson da due fasci di luce coerente	6
1.2	La coppia di telescopi a Narrabri in Australia	7
1.3	Schema dell'interferometro di Hanbury Brown e Twiss	8
1.4	Esempi di relazione tra baseline e coerenza di alcune stelle misurate: (a) Beta Cru (B0 IV), (b) Alpha Eri (B5 IV) e (c) Alpha Car (F0 II)	8
2.1	Fronte d'onda in arrivo su due telescopi posti a una certa distanza	11
2.2	Angolo formato tra il fronte d'onda che raggiunge un telescopio e la perpendicolare alla baseline	12
2.3	Schema del funzionamento dell'interferometro di Michelson	13
2.4	Limite quantistico sulla coerenza temporale	16
2.5	Grafico temperatura-magnitudine-diametro angolare	16
3.1	Fotografia Iqueye installato al telescopio Galileo di Asiago	19
3.2	Schema della composizione interna di Iqueye	20
3.3	Schema dispersione della luce dovuto dalla piramide nei quattro fasci	20
3.4	Fotografia di uno SPAD	21
3.5	In alto il conteggio di fotoni di un singolo SPAD, in basso il conteggio di fotoni somma di quattro SPAD	22
3.6	Intensità luminosa della pulsar PSR J 0534+2200 con un tempo di integrazione di 1 secondo	24
4.1	Fotografia delle apparecchiature di controllo degli strumenti	26
4.2	Iqueye preparato in cupola del Galileo	27
4.3	A sinistra la foto dei due fori dello spettrografo installato sul Galileo. A destra lo schema interno della parte superiore dello spettrografo	28
4.4	A sinistra la camera di campo montata sullo strumento del Galileo. In centro la camera di campo. A destra il foro in cui era fissata	28
4.5	Profilati disposti a T agganciati al foro del Galileo	29
4.6	Schema del primo sistema ottico montato	29
4.7	Montaggio della prima lente	30
4.8	Fotografia generale del sistema	30

4.9	A sinistra il fascio laser riflesso dallo specchio secondario del telescopio e uscente dal foro. A destra fasi di allineamento ottico	31
4.10	La luce riflessa dallo specchio forato viene focalizzata nella camera di campo	31
4.11	A sinistra il supporto della fibra. Al centro la punta della fibra nel foro. A destra l'immagine della camera di campo in cui si può notare il lato della punta della fibra	32
4.12	Coppia di specchi montata con inclinazione variabile	33
4.13	Schema del secondo sistema ottico installato	33
4.14	Foto del secondo sistema ottico	34
4.15	Sopra l'immagine della camera di campo con al centro la testa della fibra ottica. Sotto la stessa immagine durante il centramento nella fibra di Deneb	35
4.16	A sinistra l'acquisizione con il foro di entrata di Iqueye aperto. A destra l'acquisizione con il foro di entrata dello strumento chiuso	36
4.17	A sinistra esposizione di secondi con filtro Edmund in banda V. A destra esposizione di 190 secondi con lo stesso filtro entrambe effettuate su Deneb	36
4.18	Esposizione di 900 secondi con filtro Edmund in banda V	37
4.19	A sinistra l'acquisizione di Deneb con il Galileo. A destra l'acquisizione in contemporanea del Copernico	38
4.20	A sinistra l'acquisizione di Deneb con il Galileo. A destra l'acquisizione in contemporanea del Copernico	38