

Università degli Studi di Roma

“La Sapienza”

Facoltà di Scienze Matematiche, Fisiche e Naturali

Tesi di Laurea in Fisica

**Misure di anisotropia del fondo cosmico
con Archeops: sistema di controllo
e ricostruzione dell'assetto.**

Relatori

Prof. Paolo de Bernardis

Dott.ssa Silvia Masi

Candidato

Federico Nati

(matricola 11100699)

Anno Accademico 1999-2000

Capitolo 1

L'Universo in espansione e la radiazione di fondo cosmico

1.1 Introduzione

La fisica studia la natura attraverso la raccolta delle informazioni che gli oggetti osservati ci inviano, o in forma di radiazione elettromagnetica, o sotto qualunque altra forma. Tali informazioni giungono ai nostri strumenti dopo un certo cammino spaziale, e, dal momento che non possono viaggiare ad una velocità superiore a quella della luce, anche dopo un certo intervallo temporale che dipende naturalmente sia dalla distanza percorsa che dalla velocità tenuta.

L'astrofisica studia l'Universo, a tutte le scale spaziali, servendosi dell'informazione trasportata dalla luce. Tale informazione viaggia nel vuoto ad una velocità costante in qualunque sistema di riferimento, e dunque arriva a noi dopo un intervallo temporale che dipende dalla distanza a cui si trovano da noi gli oggetti osservati. Maggiore è la distanza, maggiore sarà l'intervallo temporale. La luce che ci arriva dal Sole impiega 8 minuti per coprire la

distanza tra noi e il Sole stesso: il Sole si trova a 8 minuti-luce dalla Terra. L'anno luce è, appunto, la distanza che la luce percorre nel vuoto in un anno. Osserviamo una galassia distante 2 milioni di anni luce da noi nello stato in cui era 2 milioni di anni fa. Si possono raccogliere informazioni sempre più antiche cercando di osservare oggetti sempre più distanti nello spazio.

La cosmologia studia l'Universo alle scale più grandi, attraverso l'osservazione e l'analisi della luce proveniente dalle regioni più lontane, remote quindi sia nello spazio che nel tempo. In altre parole la cosmologia costituisce l'archeologia dell'Universo.

1.2 Cenni teorici

Nell'arco del '900 la cosmologia moderna è nata e si è sviluppata, sia grazie a contributi teorici, a partire dalla Teoria generale della relatività di A. Einstein, sia grazie a contributi osservativi, a partire dalle misure di E. Hubble.

Le equazioni di Einstein sono le equazioni che descrivono il campo gravitazionale, e mettono in relazione la geometria dello spazio-tempo con la presenza di densità di energia. In questo ambito si parla equivalentemente di energia o di massa. Grazie a tale teoria si possono fare delle previsioni sull'evoluzione temporale dell'Universo. Il suo sviluppo più semplice introduce la metrica di Robertson-Walker, che prevede un Universo omogeneo ed isotropo, e l'equazione di Friedmann. Il modello cosiddetto di Friedmann-Robertson-Walker descrive un Universo in espansione decelerata. Quando si parla di espansione dell'Universo ci riferiamo alla sua geometria: si dice infatti che si espande la metrica in cui l'Universo è immerso. Si distingue tra velocità peculiare tra due oggetti, e velocità comovente: la prima è la velocità che si misurerebbe tra i due oggetti se la metrica fosse ferma, la seconda

tiene invece conto dell'espansione della metrica stessa. Le velocità del primo tipo si sommano con le regole di composizione della relatività di Lorentz (e non possono quindi superare la velocità della luce); quelle del secondo tipo si compongono invece con le regole della relatività classica, e possono superare quella della luce.

Negli anni venti le osservazioni di Edwin Hubble hanno dimostrato che gli oggetti esterni alla nostra galassia presentano uno spettro luminoso le cui lunghezze d'onda sono allungate, se confrontate con gli spettri di laboratorio aspettati. Questo effetto prende il nome di *redshift* (il nome si riferisce alle lunghezze d'onda visibili che si spostano verso il rosso), e consiste nell'allungamento delle lunghezze d'onda generato dall'espansione della metrica. Si è potuto stabilire, inoltre, che la velocità con cui tali oggetti si allontanano è direttamente proporzionale alla distanza¹ che ci separa da essi. La legge che le lega prende il nome di legge di Hubble:

$$v = H_0 d \text{ dove } H_0 = 100h \frac{Km}{s \cdot Mpc}$$

H_0 prende il nome di costante di Hubble, il suo valore ha una incertezza indicata dal fattore adimensionale h che è stato a lungo indeterminato tra 0.5 e 1, e oggi è stimato essere 0.75 ± 0.08 (Freedman, 2000). Il *parsec* (nella definizione di H_0 compare il megaparsec, Mpc) è la distanza alla quale un'unità astronomica (UA, la distanza Terra-Sole, 150 milioni di Km) viene vista sotto un angolo di un secondo d'arco. Un parsec vale circa tre anni-luce.

La dimostrazione sperimentale che l'Universo fosse in espansione contri-

¹Distanza, velocità e quindi redshift sono direttamente proporzionali. Ecco perché spesso la distanza di un oggetto dalla terra viene indicata con il suo redshift:

$$z = \frac{\lambda_{osservata}}{\lambda_{emessa}} - 1 = \frac{v}{c} = H \frac{l}{c}$$

dove z è il redshift, H la costante (costante nello spazio, non nel tempo) di Hubble, $l = \frac{a(t)}{a(t_0)}$, ed $a(t)$ indica il fattore di scala per le lunghezze ($H = \frac{\dot{a}}{a}$)

buiva a confermare il modello cosmologico teorico di Friedmann-Robertson-Walker (Peebles, 1993). La misura di H_0 , ovvero della costante H calcolata al presente, stima l'età dell'Universo, che, estrapolando all'indietro l'espansione, deve essere dell'ordine di:

$$t = \frac{d}{v} = H_0^{-1} \simeq 10 - 20 \text{ miliardi di anni}$$

Rimaneva da giustificare l'assunzione della metrica utilizzata: osservando l'Universo a scale medio-piccole esso appare tutt'altro che omogeneo ed isotropo. La materia è distribuita in stelle, galassie, ammassi... Esiste, dunque, una scala alla quale la scelta di una metrica che descriva un Universo omogeneo ed isotropo diviene giustificata?

1.3 La radiazione di fondo cosmico

Osservando il cielo, verso qualunque direzione lontana dal piano galattico, alle lunghezze d'onda millimetriche, esso mostra un'emissione in prima approssimazione uniforme, con una componente dipolare a livello dell'1% dell'emissione, e fluttuazioni a scale inferiori a livello di poche parti su 100.000. La radiazione che si osserva a queste frequenze è dunque estremamente omogenea, e prende il nome di radiazione di fondo cosmico. Essa fu scoperta per caso nel 1965 da Penzias e Wilson (Penzias e Wilson, 1965). In seguito a questa scoperta furono progettati ed effettuati diversi esperimenti per indagarne a fondo le proprietà. Si è potuto quindi stabilire che tale radiazione è stata emessa ad un tempo anteriore alla nascita di qualunque altro oggetto osservabile in cielo, e corrisponde pertanto alle scale più grandi osservabili nell'Universo. A tali scale, corrispondenti ad un raggio di circa 6000 Mpc, l'assunzione di un Universo omogeneo ed isotropo è pienamente giustificata.

Attualmente si ritiene che la nascita dell'Universo abbia avuto luogo con

una singolarità di densità e temperatura iniziale, detta Big Bang (Gamov, 1948a) (Gamov, 1948b), seguita da una fase in cui l'espansione alla Friedmann non è valida², per passare quindi ad una espansione decelerata; gli ultimi modelli prevedono infine un'ulteriore accelerazione dovuta alla presenza della costante cosmologica nelle equazioni di Einstein, che introduce una spinta espansiva opposta all'attrazione gravitazionale. Nella prima fase, l'equazione di stato dell'Universo è dominata prima dalla radiazione, successivamente, a mano a mano che si raffredda, dalla materia; ma radiazione e materia rimangono accoppiate in forma di plasma sino a circa trecentomila anni dopo la nascita dell'Universo. Questo significa che prima di tale età tutta la radiazione emessa non si è potuta propagare liberamente a causa della continua diffusione sugli elettroni del plasma stesso.

Successivamente si sono formati gli atomi neutri, dando luogo a quella che va sotto il nome di ricombinazione. L'Universo non è più ionizzato e i fotoni si possono propagare liberamente. Immaginando che ci sia stato un *istante* in cui si è verificato il disaccoppiamento tra radiazione e materia, oggi potremo osservare una superficie, detta *superficie di ultimo scattering*, che costituisce il più lontano ed antico oggetto osservabile. La radiazione di fondo cosmico è la radiazione proveniente dalla superficie di ultimo scattering. La temperatura della radiazione emessa dalla superficie di ultimo scattering è di circa 3000K; il redshift vale però circa 1100, e quindi oggi la radiazione di fondo cosmico ci appare come la radiazione emessa da un corpo nero a

²se si assumesse infatti valida l'espansione decelerata alla Friedmann fino ai primi istanti dell'Universo, si otterrebbero dei paradossi: il paradosso della curvatura, il paradosso dell'orizzonte, e il problema dei difetti topologici. Si cerca quindi di risolvere il problema introducendo opportunamente una fase di espansione accelerata, detta *inflation*, in cui la metrica si espande più rapidamente dell'orizzonte causale (Guth, 1981) (Kolb e Turner, 1990).

2.7K (Fixsen et al., 1996). Il fatto che essa abbia tale spettro esattamente di corpo nero verso qualunque direzione la si osservi è stato verificato da esperimenti di precisione quali COBE-FIRAS (Smoot, 1991), e dimostra che tale radiazione ha origini cosmologiche; ovvero interessa l'Universo nella sua globalità, e non dipende da processi locali.

1.3.1 Le anisotropie del fondo cosmico

A parte la componente di dipolo, dovuta al moto dell'osservatore rispetto alla superficie di ultimo scattering, il fondo cosmico rimane uniforme finché non lo si osserva con uno strumento che abbia una risoluzione in temperatura $\frac{\Delta T}{T}$ di almeno 10^{-5} . Una volta sottratto il valore medio della temperatura (l'*offset*), esso presenta un'immagine tutt'altro che isotropa. Parlando dello spettro di potenza angolare intrinseco della radiazione di fondo cosmico, va sottratto il momento di dipolo dovuto all'effetto Doppler. Inoltre, vi è naturalmente una porzione di cielo che è oscurata dalla nostra stessa Galassia. Ciò che resta sono le fluttuazioni di temperatura della superficie di ultimo scattering. Usualmente si considerano le deviazioni di temperatura rispetto alla temperatura media, $\frac{\delta T}{T_m}$, in funzione della direzione di osservazione: in questo modo si esprimono le fluttuazioni come funzione di due coordinate angolari, per passare quindi allo sviluppo in armoniche sferiche:

$$\frac{\delta T}{T_m} = S(\theta, \phi) = \sum_{l,m} a_{lm} Y_{lm}(\theta, \phi)$$

Inoltre, se si considerano le fluttuazioni osservabili come una realizzazione di una variabile aleatoria, il nostro Universo va considerato come un singolo elemento di un ensemble di Universi. Si definisce quindi una quantità, $C(\alpha)$, come media su tale ensemble:

$$C(\alpha) = \langle S(\hat{n}) S(\hat{m}) \rangle$$

dove \hat{n} e \hat{m} sono i versori di due direzioni in cielo, e $\alpha = \arccos(\hat{n} \cdot \hat{m})$. Si può quindi sostituire nell'espressione precedente lo sviluppo di $S(\theta, \phi)$ e, utilizzando il teorema di addizione delle armoniche sferiche, scrivere:

$$C(\alpha) = \frac{1}{4\pi} \sum_l \langle a_l^2 \rangle P_l(\cos\alpha)$$

essendo

$$a_l^2 := \sum_m |a_{lm}|^2$$

e $P_l(\cos\alpha)$ i polinomi di Legendre. Nel caso in cui il campo stocastico abbia una distribuzione gaussiana si può eseguire una misura statistica dei coefficienti a_l^2 :

$$\langle a_l^2 \rangle = (2l + 1)C_l$$

e quindi:

$$C(\alpha) = \frac{1}{4\pi} \sum_l (2l + 1)C_l P_l(\cos\alpha)$$

Per convenzione si rappresenta lo *spettro di potenza* delle anisotropie della radiazione di fondo cosmico riportando l'andamento dei coefficienti C_l moltiplicati³ per $l(l + 1)$ in funzione del numero di multipolo l . Lo studio di tali anisotropie permette di stimare i principali parametri cosmologici, e di risalire quindi a proprietà fondamentali dell'intero Universo. L'origine delle anisotropie risiede nelle perturbazioni di densità del plasma primordiale all'epoca della ricombinazione. Attraverso modelli teorici che prevedano la presenza delle varie componenti che contribuiscono alla densità totale dell'Universo, ovvero fotoni, materia barionica, materia oscura calda (neutrini) e fredda (assioni, neutralini, ecc.), si possono fare previsioni sull'aspetto dello spettro di potenza del fondo cosmico al variare dei parametri cosmologici.

³Si rispetta questa convenzione per avere uno spettro piatto nella zona misurata da COBE, in cui i contributi alle anisotropie derivano direttamente dalle perturbazioni iniziali della metrica, e non sono modificate da fenomeni successivi.

Tenendo conto degli ulteriori effetti che la radiazione subisce nel suo cammino sino a noi, si possono confrontare i dati sperimentali con tali modelli e stimare tali parametri, innanzitutto Ω_0 , ovvero il rapporto tra la densità dell'Universo e la densità critica⁴. Considerando le perturbazioni del plasma primordiale (Sakharov, 1970), dobbiamo osservare che zone disposte ad una distanza maggiore della dimensione dell'orizzonte causale all'epoca della ricombinazione non interagiscono; viceversa, al di sotto della dimensione angolare dell'orizzonte causale, il plasma subisce la forza attrattiva della gravità e quella repulsiva dovuta alla pressione di radiazione. La presenza dell'orizzonte causale produce un picco nello spettro angolare isolato rispetto al resto, la cui posizione si può prevedere in base alla velocità del suono e l'età dell'Universo all'epoca della ricombinazione. Lo spazio che ci separa dalla superficie di ultimo scattering influisce però con la sua curvatura sull'aspetto di tale spettro: esso ci filtrerà la radiazione come una lente convergente o divergente a seconda che la curvatura sia positiva o negativa. In caso di curvatura nulla, ovvero $\Omega_0 = 1$, il primo picco si troverà ad un numero di multipolo dell'ordine di 200.

La polarizzazione della radiazione di fondo cosmico

La polarizzazione della CMB viene indotta dallo scattering Thomson, sia al disaccoppiamento che durante l'epoca, più vicina a noi, della reionizzazione (Jaffe et al., 1999), (Chiueh, 2000), (Kosowski, 1999). Il livello di polarizza-

⁴Dalle equazioni di Einstein si può ricavare un parametro, la densità critica, dato con opportune approssimazioni da $\rho_c = \frac{3H_0^2}{8\pi G}$. Questo è legato alla geometria dell'Universo: se la densità totale supera ρ_c allora la curvatura media dell'Universo è negativa; in caso contrario l'Universo ha curvatura positiva. Se la densità corrisponde a quella critica allora si dice che l'Universo è piatto, in quanto lo spazio-tempo diventa euclideo (T.Padmanabhan, 1993).

zione indotto dipende dal momento di quadrupolo nella radiazione incidente sugli elettroni diffondenti, e quindi sonda le disomogeneità della radiazione all'epoca dell'ultimo scattering. Questo meccanismo fornisce una visione dell'universo primordiale complementare a quella dello spettro di potenza. Il livello di polarizzazione atteso è meno del 10% dell'ampiezza della anisotropia di temperatura. La polarizzazione della CMB è un campo vettoriale sulla sfera celeste, e può essere decomposta in due componenti di parità opposta, chiamate B ed E, note anche rispettivamente come componenti rotazionale e irrotazionale. Queste componenti possono essere correlate tra loro e con la temperatura T. Per parità, le correlazioni $\langle EB \rangle$ e $\langle TB \rangle$ sono nulle. La componente $\langle TE \rangle$ produce il maggior segnale tra le statistiche associate alla polarizzazione, ed è la più facile da misurare. La componente $\langle EE \rangle$ è inferiore e più difficile da misurare, mentre la componente $\langle BB \rangle$ è diversa da zero solo se erano presenti onde gravitazionali all'epoca dell'ultimo scattering. La detezione della componente $\langle BB \rangle$ sonda direttamente la teoria dell'inflazione. Misurare lo spettro $\langle EE \rangle$ con buona precisione è un pre-requisito per raggiungere tale ambizioso obiettivo finale. L'informazione aggiunta da misure di polarizzazione è importantissima (White, 1998), permettendo:

- una conferma conclusiva dell'origine delle anisotropie in temperatura;
- una misura dell'epoca della reionizzazione, che si ripercuote sulla componente irrotazionale a larga scala;
- migliore potenza nel misurare i parametri cosmologici, ottenuta usando i dati di polarizzazione per rompere le degenerazioni tra diversi modelli, ed anche riducendo gli effetti della varianza cosmica grazie all'uso di quattro spettri di potenza invece che di uno solo;

- Il sondaggio diretto dell'epoca dell'inflazione, attraverso la misura del contributo di modi tensoriali nello spettro di potenza primordiale.

1.3.2 Esperimenti sulle anisotropie del fondo cosmico su palloni stratosferici

I palloni stratosferici possono trasportare esperimenti pesanti fino a circa 2500 Kg, ad una altitudine di 30-40 Km sul livello del mare, per una durata utile dell'esperimento dalle poche ore a qualche settimana. Il tutto con costi e tempi notevolmente ridotti rispetto ad un esperimento su satellite. Essi hanno una stabilità intrinseca dell'ordine di un arco minuto. Un telescopio così trasportato può osservare il cielo ad elevazioni comprese tra 0° e 65° . Il vantaggio di costruire un esperimento su pallone è nell'enorme riduzione di rumore atmosferico rispetto ad una osservazione terrestre (de Bernardis e Masi, 1998). Tale vantaggio diventa una necessità per esperimenti che osservano frequenze superiori ai 100 GHz (sotto i 40 GHz gli esperimenti a terra possono contare su lunghi tempi di integrazione, e hanno il vantaggio dell'accessibilità all'esperimento stesso). Inoltre, nel caso in cui vengano utilizzati come ricevitori dei bolometri a larga banda, il minore background atmosferico permette di raggiungere temperature più basse per i sensori stessi, aumentando significativamente la sensibilità. Gli svantaggi sono: un accesso più limitato all'esperimento durante le misure, possibile solo grazie alla telemetria; la difficoltà di puntare il telescopio, dovuta anche ai pendolamenti intrinseci dell'intero sistema di volo, combattuta con un apposito sistema di controllo di assetto che utilizza i dati di diversi sensori (sensore stellare, GPS, giroscopi, magnetometri); un tempo limitato per la misura e per la calibrazione.

La configurazione tipica per un esperimento su pallone per la misura

della radiazione di fondo cosmico è la seguente: una navicella (in gergo gondola), normalmente un telaio in alluminio o fibra di carbonio, costituito da due parti principali: un telaio interno contenente il telescopio, il fotometro, un sensore stellare per la ricostruzione del puntamento, e un telaio esterno contenente un sistema di controllo per l'elevazione del telescopio e per l'azimuth, un pivot, che permette all'intera struttura di ruotare rispetto alla catena di volo, l'elettronica di acquisizione dati, le batterie, più la telemetria e tutto l'hardware di navigazione (GPS, zavorra, sensori di altitudine...) L'ultima generazione di tali esperimenti fa uso di tecniche di scansione del cielo per produrre mappe ad alta risoluzione del fondo cosmico. Vengono utilizzati due tipi di ricevitori: la prima alternativa è costituita dai bolometri spider-web: ricevitori a larga banda (30-100 GHz), che lavorano a frequenze maggiori di 90 GHz con basso rumore ($NET_{CMB} \sim 100\mu K\sqrt{s}$). Questi necessitano di temperature estremamente basse (0.3K-0.1K), ottenute con complessi sistemi di criogenia. La seconda alternativa è costituita dai transistor ad alta mobilità elettronica, o HEMTs, che lavorano fino a 50 GHz, con un rumore $NET_{CMB} \sim 500\mu K\sqrt{s}$, necessitano di temperature di circa 4 K, e sono sensori molto veloci ma molto selettivi intorno alla banda richiesta (20 GHz di banda).

Negli anni '90 sono stati effettuati diversi esperimenti su palloni stratosferici con tecnologie differenti, dal momento che numerosi laboratori di tutto il mondo vi hanno partecipato. I principali sono stati:

- ARGO: esperimento della prima generazione, ha volato nel 1993; è stato sviluppato dall'Università di Roma La Sapienza, dall'ENEA di Frascati e dall'IROE-CNR di Firenze (de Bernardis et al., 1993) (de Bernardis et al., 1994a) (de Bernardis et al., 1994b);
- BAM: anch'esso esperimento della prima generazione, del 1995, svilup-

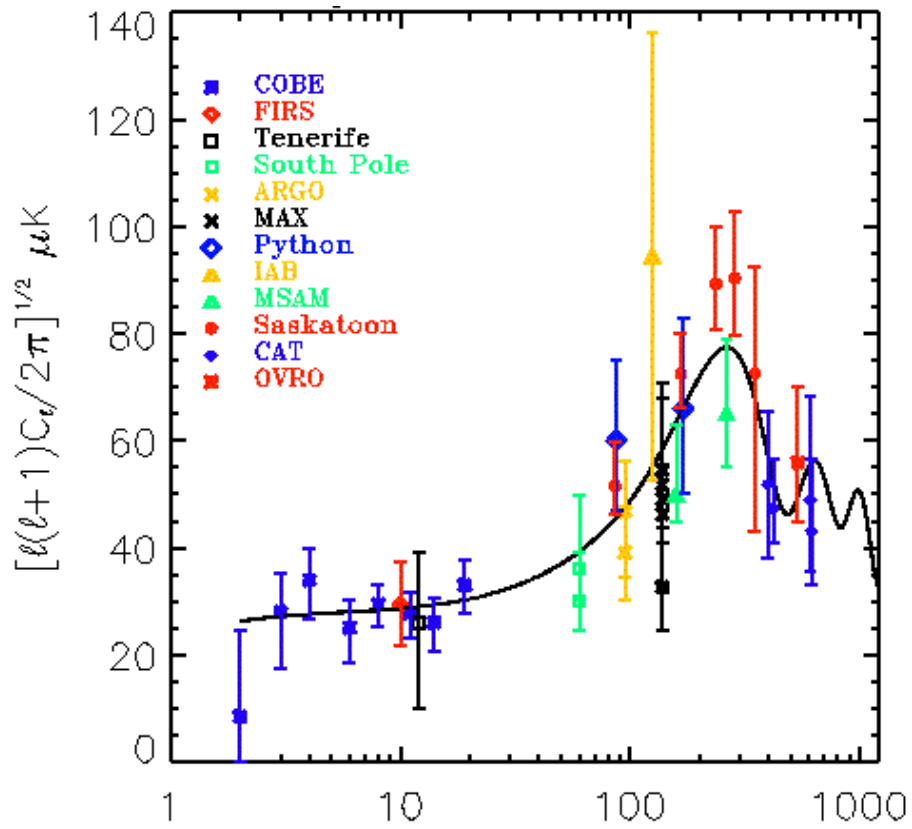


Figura 1.1: *Spettro angolare di potenza misurato dagli esperimenti precedenti a BOOMERanG in funzione del numero di multipolo l ; la curva continua è calcolata scegliendo come parametri: $H_0 = 50 \frac{Km}{sMpc}$, $\Omega_0 = 1$, $\Omega_b = 0.05$*

pato dall'Univ. di British Columbia (Tucker, 1997);

- HACME: esperimento di seconda generazione, sviluppato dall'Università di Santa Barbara; fa uso di ricevitori HEMT su tre canali (39, 41 e 43 GHz) con $\sim 500\mu K\sqrt{s}$ di rumore; utilizza un telescopio gregoriano con 46 arcominuti di beam. La scansione del cielo viene effettuata grazie al movimento di uno specchio piano montato davanti al telescopio, che oscilla con una frequenza di 2.5 Hz (Tegmark, 1997);
- MAX/ACME è un esperimento della prima generazione nato da una collaborazione tra l'Università della California di Berkeley e l'Università della California di Santa Barbara. Ha un telescopio Gregoriano con vari ricevitori bolometrici suddivisi su bande tra 3.3 a 0.8 mm. MAX ha osservato anisotropie in 7 differenti regioni di cielo, con $\frac{\delta T}{T}$ da $1.2_{-0.3}^{+0.4}10^{-5}$ a $2.9_{-1.8}^{+4.3}10^{-5}$ (Fisher, 1992);
- MSAM è un esperimento della prima generazione, sviluppato dall'Università di Chicago e dalla NASA/Goddard SFC. Ha un telescopio Gregoriano fuori asse con un secondario nutante. Ha 4 bolometri tra 2.0 e 0.42 mm. Ha una risoluzione di $\sim 0.5^\circ$ (Fixsen, 1996);
- QMAP è un esperimento con HEMT della seconda generazione sviluppato all'Università di Princeton. Si tratta di un esperimento basato sul sistema usato a Saskatoon ma montato su pallone;
- MAXIMA: progetto di seconda generazione sviluppato dall'Università della California a Berkely, con contributi dal Caltech, QMW, Università di Roma La Sapienza, IROE-CNR Firenze. Ha volato nell'Agosto del 1998, producendo una mappa del fondo cosmico di 122 gradi quadrati, e misurando le anisotropie del fondo cosmico tra $l=80$ e $l=800$; il telescopio è un Gregoriano di 1.3 m di diametro con una risoluzione

angolare di $10'$, e il sensore è costituito da un array di 16 bolometri raffreddati a 100 mK. Le frequenze osservate sono centrate a 150, 240 e 410 GHz (Hanany, 1996).

- BOOMERANG: progetto di seconda generazione nato dalla collaborazione tra l'Università di Roma La Sapienza e il Caltech, con contributi dall'ENEA, dall'IROE-CNR, dal QMWC, UCSB e U. Mass. Ha volato due volte nell'Agosto del 1997 (Lange, 1995) (de Bernardis et al., 1996) (Masi, 1997), dimostrando le ottime performance dei ricevitori e di tutto il sistema. Questa prima fase preparò anche il successivo volo a lunga durata che ha avuto luogo tra Dicembre 1998 e Gennaio 1999, percorrendo in 259 ore il parallelo a 79° S. L'osservazione si è concentrata nella regione centrata su RA 5° e dec. -45° , particolarmente vantaggiosa a causa della bassa emissione della polvere interstellare alle frequenze osservate. Il puntamento del telescopio è stato ricostruito con una incertezza di $2'$ r.m.s.; si sono potute ricostruire mappe ad alta risoluzione della radiazione di fondo cosmico con ottimo rapporto segnale-rumore a 90, 150 e 240 GHz. L'analisi delle misure è tutt'ora in corso, ma si è potuto già confrontare lo spettro di potenza angolare (Fig.1.2) calcolato in base ad una porzione scelta tra i dati più significativi con lo spettro ricavato dalle previsioni teoriche: si osserva in tale misura un evidente picco a $l_{picco} \simeq 200$, in accordo con le previsioni dei modelli inflazionari; a parte problemi di degenerazione di diversi modelli teorici, per la prima volta appare evidente che il valore di Ω_0 è prossimo ad 1, o come si usa dire, che l'Universo è piatto (de Bernardis et al, 2000).

Tra gli esperimenti in progetto per il futuro è qui opportuno menzionare Planck (planck, web): si tratta di un esperimento su satellite il cui lancio

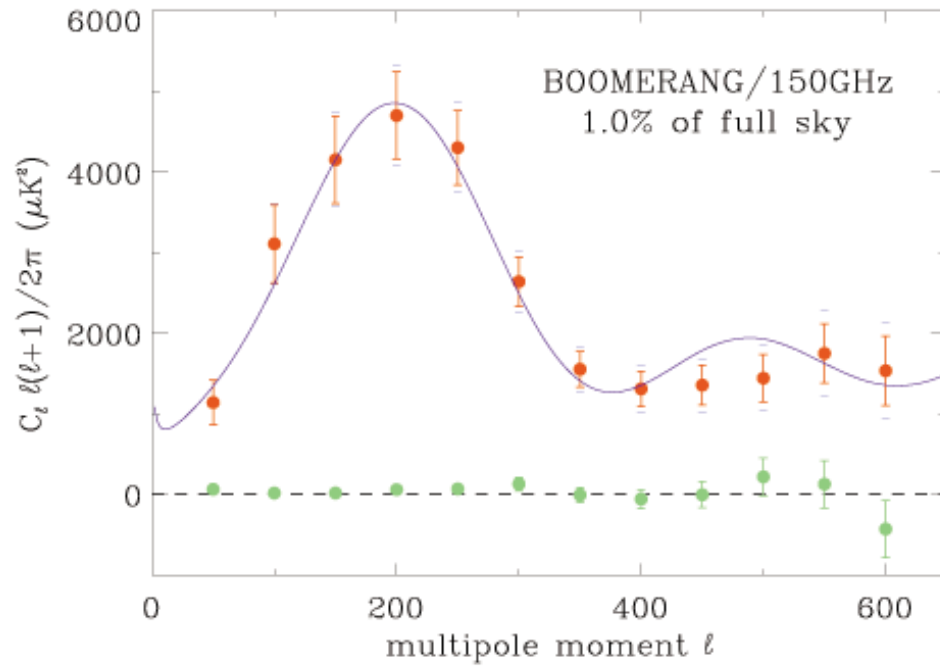


Figura 1.2: *Spettro angolare di potenza misurato da BOOMERanG a 150 GHz.*

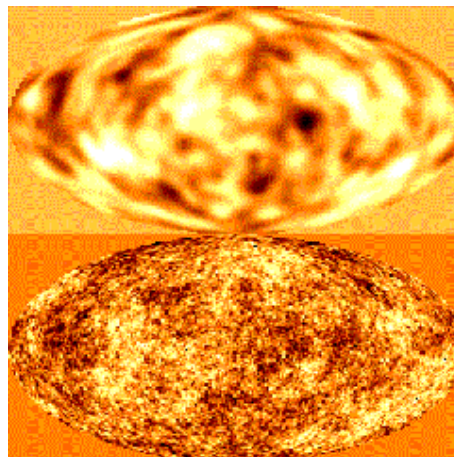


Figura 1.3: *Confronto tra la mappa prevista con la risoluzione di Planck (sotto) e di COBE (sopra).*

è previsto per il 2007. Esso osserverà tutto il cielo con una risoluzione in temperatura di circa due parti su un milione per ciascun pixel, e una risoluzione angolare di circa $10'$. Il telescopio ha un primario di 1.5 m, e coprirà un ampio spettro di frequenze; è previsto l'utilizzo di due strumenti separati: uno sensibile alle alte frequenze (HFI), i cui sensori sono bolometri operanti a 100 mK, e sensibili a frequenze dai 100 agli 850 GHz, ed uno sensibile a frequenze più basse ed operante a 20 K.

L'oggetto del presente lavoro riguarda l'esperimento su pallone Archeops, che viene descritto in dettaglio nel seguente capitolo.

Capitolo 2

Archeops

Archeops è un esperimento per la misura delle anisotropie del fondo cosmico dell'ultima generazione. Nasce da una collaborazione tra diversi laboratori, tra i quali alcuni di quelli che collaborano per la realizzazione di Planck HFI: CRTBT di Grenoble, Università di Roma "La Sapienza", IROE-CNR di Firenze, Università del Minnesota a Minneapolis, California Institute of Technology, Jet Propulsion Laboratory di Pasadena, Queen Mary College di Londra, Osservatorio di Grenoble, Collège de France di Parigi, Laboratoire de l'accélérateur linéaire e Centre de spectrométrie nucléaire et de spectrométrie de masse di Orsay, Service d'Aéronomie Verrière le Buisson, Osservatorio di Strasburgo, Osservatorio di Parigi, Istituto di astrofisica Spaziale di Orsay, Centre d'Etude Spatiale des Rayonnements di Tolosa, Istituto di Scienze Nucléaires di Grenoble.

Nel Luglio 1999 si è svolto un volo di test da Trapani, i cui dettagli verranno descritti in seguito. Nel Marzo 2000 hanno volato dalla base di lancio di Esrange (Kiruna, Svezia) alcune sottoparti, tra cui il sensore stellare sviluppato nell'ambito di questa tesi, mentre il volo definitivo ha appena effettuato (il 29 Gennaio 2001), sempre da Kiruna, una scansione del cielo

artico della durata di 7 ore e trenta minuti. La misura viene eseguita facendo ruotare la navicella su sé stessa intorno all'asse verticale, ruotando di 360° in azimuth circa due volte in un minuto, ad una elevazione di 41° , coprendo così ben il 25% della volta celeste. L'esperimento unisce al valore scientifico delle misure la possibilità di avere dati reali su un'ampia porzione di cielo, da poter utilizzare per sperimentare le tecniche di analisi dati necessarie per Planck.

Il telescopio è un Gregoriano composto da due specchi in alluminio, e replica la configurazione prevista per gli specchi di Planck. Il primario ha un diametro di 1,50 m. L'esperimento ha una risoluzione di circa $10'$, e una sensibilità per *sky pixel* di $20'$ di $\frac{\Delta T}{T} \sim 3 \cdot 10^{-5}$. I ricevitori sono bolometri *spider web* raffreddati a 0.1 K, mediante un criostato ad elio liquido associato con un refrigeratore a diluizione; i canali previsti per il volo di Kiruna sono 8 a 143 GHz, 8 a 217 GHz e 6 a 353 GHz. La ricostruzione della posizione e del puntamento è affidata ai dati provenienti dal GPS e da tre giroscopi, e soprattutto dal sensore stellare. Essendo quest'ultimo l'argomento principale della tesi, sarà descritto in dettaglio nei prossimi capitoli.

La navicella ruota di moto circolare uniforme attorno all'asse verticale ad una velocità angolare di circa 2 giri al minuto (rpm). Il criterio usato per questa scelta è il seguente: la frequenza di campionamento, limitata dalla costante di tempo dei bolometri e dall'elettronica, corrisponde circa a $f=160$ Hz (analoga a quella prevista per Planck). La distanza angolare D_1 in cielo tra due campionamenti è data da:

$$D_1 = 2\pi \cos(e) \cdot \frac{\omega}{f}$$

essendo ω la velocità angolare della navicella ed e l'elevazione del telescopio.

Alla latitudine L , la distanza tra due rotazioni successive in cielo è data da:

$$D_2 = \frac{\omega_T \cos(L)}{\omega}$$

essendo ω_T la velocità di rotazione terrestre (15° all'ora). Per ottimizzare il campionamento del cielo si deve scegliere ω in modo che $D_1 = D_2$; per Trapani è stata dunque scelta una velocità di rotazione di circa 3 rpm, mentre per Kiruna si può scendere sino a 1.9 rpm. Volando per molte ore in assenza di sole, Archeops potrà osservare un'ampia regione di cielo, riducendo in questo modo la varianza dovuta al campionamento.

2.1 La varianza cosmica

La *varianza cosmica* è una incertezza intrinseca nelle misure di CMB. In questo ambito l'Universo che osserviamo è una singola realizzazione di una variabile aleatoria; se fossimo in presenza di un campo stocastico ergodico, mediare su tutto lo spazio i valori di una singola realizzazione equivarrebbe a mediare su tutte le possibili realizzazioni, ovvero su tutti i possibili universi. Ciò però non è possibile nel nostro caso: anche in presenza di un campo gaussiano (quindi ergodico) le osservazioni vengono effettuate sulla superficie di una sfera (la superficie di ultimo scattering) che naturalmente non è tutto lo spazio. Da ciò deriva la presenza nelle misure di una varianza minima che non tende a zero anche riuscendo ad osservare l'intera volta celeste. Campionando una regione di cielo minore di 4π avremo dunque una varianza che maggiora la varianza cosmica, spesso indicata con *sample variance*; la relazione che le lega, come ci si aspetta, è ben approssimata da (Scott et al., 1994) :

$$\sigma_{sample}^2 \simeq \frac{4\pi}{A} \sigma_{cosmic}^2$$

dove A è l'angolo solido osservato dall'esperimento. Per mettere in relazione σ_{sam} con C_l , si considera il valore quadratico medio delle deviazioni di

temperatura dal valor medio:

$$\Delta_A = \frac{1}{A} \int_A \left(\frac{\delta T}{T_m} \right)^2 d\Omega$$

Per definizione σ_{sam}^2 è il momento centrale di ordine 2 per Δ_A :

$$\sigma_{sam}^2 = \Delta_A^{(2)} = \langle \Delta_A^2 \rangle - \langle \Delta_A \rangle^2 = \frac{1}{A^2} \int_A d\Omega_1 d\Omega_2 C^2(\hat{n}_1 \cdot \hat{n}_2)$$

e, ricordando l'espressione di $C(\hat{n}_1 \cdot \hat{n}_2)$ in funzione dei C_l e dei polinomi di Legendre, si può sfruttare la relazione di ortogonalità:

$$P_l \cdot P_m = \frac{2}{2l+1} \delta_{lm}$$

e scrivere infine:

$$\sigma_{sample}^2 = \frac{4\pi}{A} \frac{C_l^2}{2l+1}$$

da cui si osserva che, fissata la dimensione A della regione osservata, la varianza cosmica tende ad aumentare agli l più bassi (ovvero alle scale angolari più grandi). Volendo portare un esempio, BOOMERanG ha osservato circa l'1% del cielo, pertanto in Archeops la varianza dovuta al campionamento incompleto del cielo e' ridotta rispetto a BOOMERanG¹ di:

$$\sigma_{Archeops}^2 \simeq \frac{1}{25} \sigma_{BOOMERanG}^2$$

2.2 Descrizione dell'esperimento

2.2.1 Telescopio

Si tratta di un telescopio Gregoriano fuori asse composto da due specchi in alluminio (un primario parabolico ed un secondario ellittico), simile a quello

¹La stima non tiene conto del fatto che vi sono delle regioni opache alla CMB, in particolare il piano galattico.

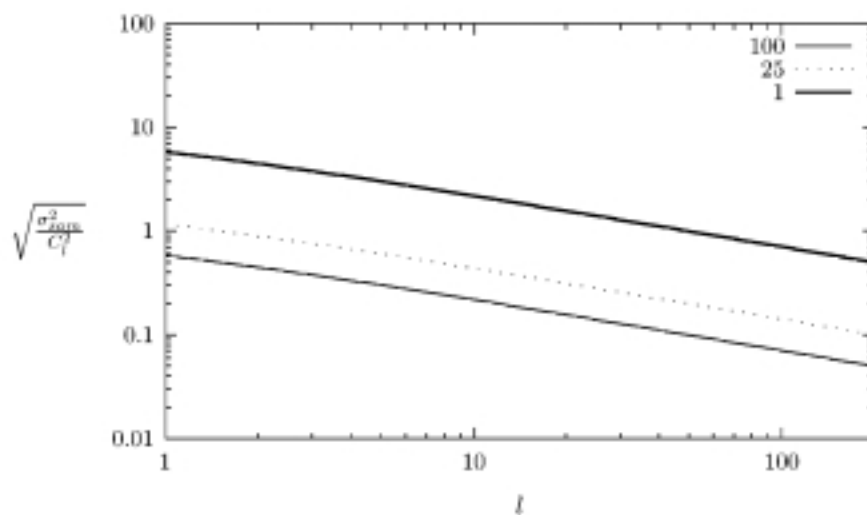


Figura 2.1: *Andamento della radice del rapporto tra la varianza dovuta al campionamento incompleto del cielo e C_l , in funzione del numero di multipolo, per diversi valori (100%, 25%, 1%) della copertura del cielo (scala bilogarithmica). Si tenga inoltre conto del fatto che solitamente non si misurano i singoli C_l , ma si media su valori vicini di l (pertanto il valore della varianza viene ridotto della radice del numero di multipoli che si mediano).*

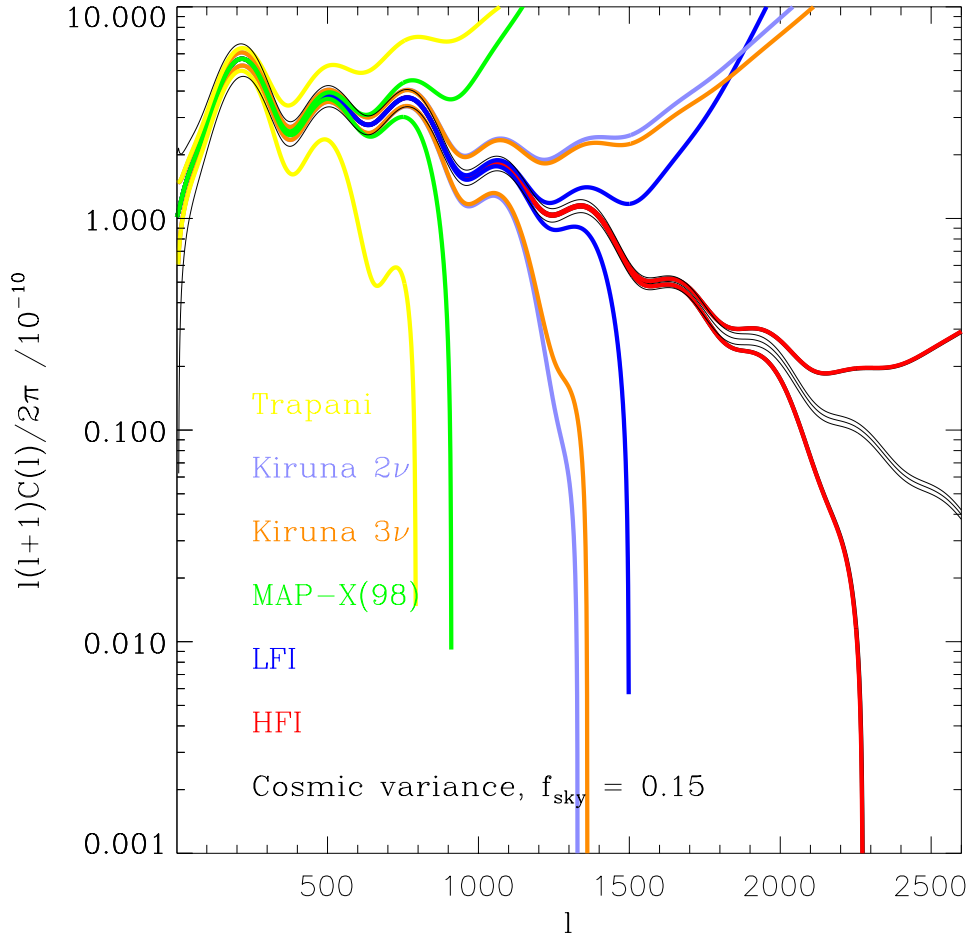


Figura 2.2: *Previsione sull'accuratezza del calcolo dello spettro di potenza del fondo cosmico determinato dalle misure di Archeops. Lo spettro teorico è calcolato dal modello standard con $H_0 = 50 \frac{Km}{sMpc}$, $\Omega_0 = 1$, e $\Omega_b h^2 = 0.05$; le curve in arancione mostrano le barre di errore ($\pm 1\sigma$) apsettate con un volo di 24h, calcolate tenendo conto realisticamente dei foregrounds e della loro rimozione.*

Kiruna flight

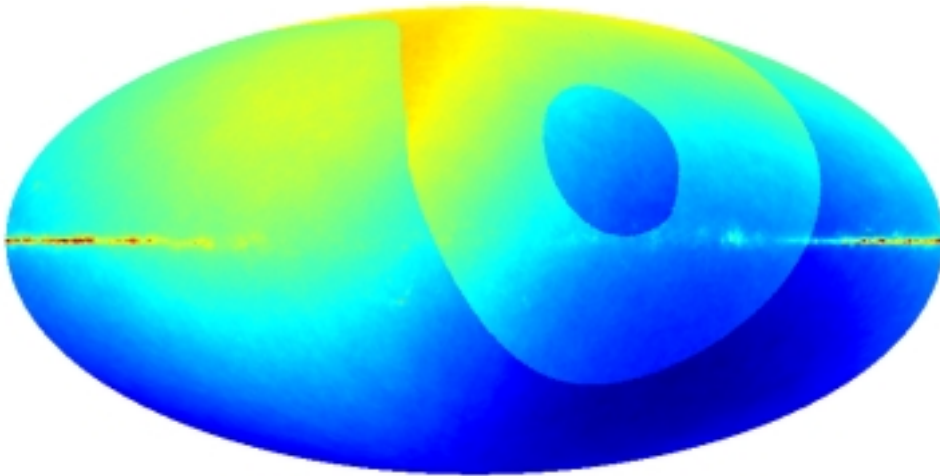


Figura 2.3: *Copertura del cielo prevista per il volo dalla base di Esvinge (Kiruna, Svezia) di Dicembre 2000.*

previsto per Planck. La forma del primario è definita dall'intersezione di un cilindro di diametro 1.5 m, e un paraboloide fuori asse (l'asse maggiore così risultante è di 1.8 m).

2.2.2 Piano focale

Per ogni canale vi sono tre antenne corrugate: il fuoco del telescopio si trova all'entrata della prima antenna (back-to-back horn). All'uscita della seconda antenna trova posto l'alloggiamento per i filtri e le lenti. La radiazione passa infine attraverso l'ultima antenna ed è focalizzata sul bolometro. Ogni stadio di questa configurazione è posto ad una diversa temperatura, in modo da creare delle interruzioni termiche e ridurre il livello del background sul bolometro e sul refrigeratore. L'antenna back-to-back è raffreddata a non meno di 10 K, risentendo direttamente dell'emissione del telescopio e dell'atmosfera residua. In ogni caso il limite viene da queste ultime sorgenti

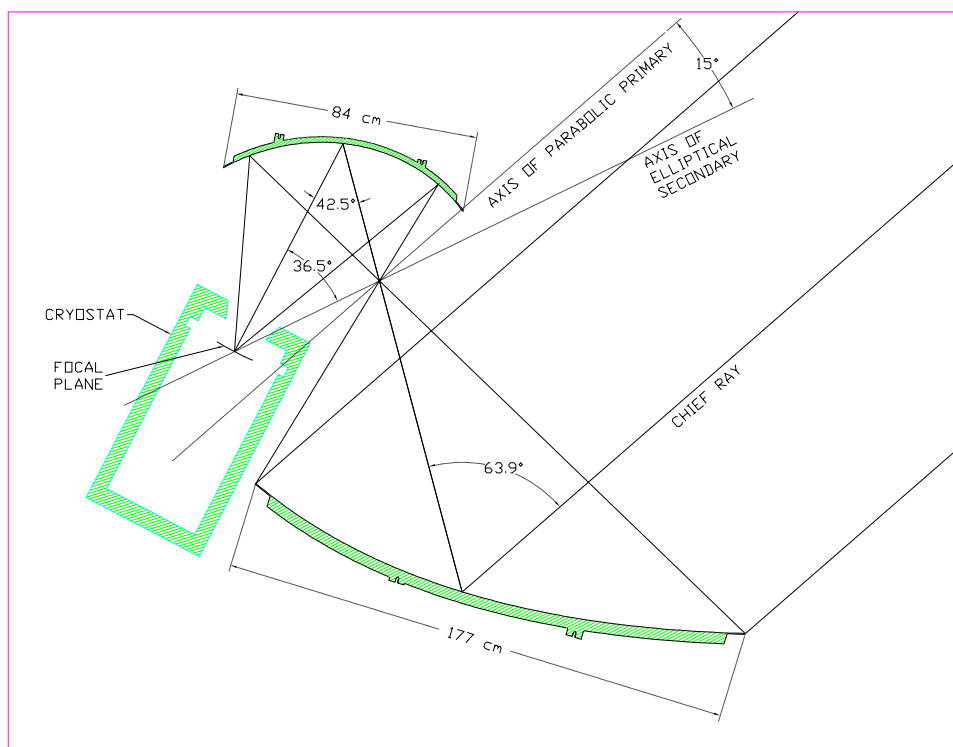


Figura 2.4: Vista laterale del telescopio di Archeops. Si tratta di un gregoriano fuori asse, costituito da un primario parabolico ed un secondario ellittico.

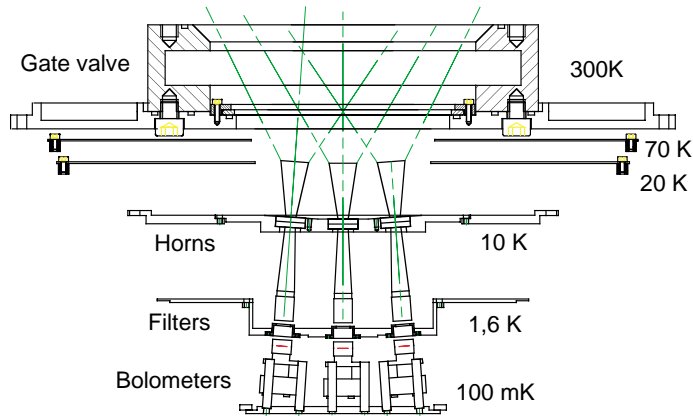


Figura 2.5: *Il piano focale e i vari stadi dell'ottica.*

di background, rendendo superfluo un ulteriore raffreddamento. La prima antenna controlla sidelobes, beam e spillover. La coppia di antenne è unita da una guida d'onda, che definisce la frequenza di taglio e controlla i modi di oscillazione permessi alla radiazione entrante. Il refrigeratore è ulteriormente schermato da uno stadio a 1.6 K. Un'ultima lente di fronte allo stadio a 100 mK, che comprende l'ultima antenna, focalizza la radiazione senza modificarne ulteriormente i modi di propagazione. Nel volo di Trapani il piano focale conteneva 6 pixel: tre pixel a 143 GHz, due a 217 GHz ed uno a 353 GHz. Ogni canale contiene dei filtri (mesh metal interference filters (Davis, 1980)) che impediscono il passaggio delle lunghezze d'onda UV, ottiche e IR, selezionando solo una banda con $\frac{\Delta\nu}{\nu_0} \simeq 0.1$ intorno a ν_0 .

I bolometri spider-web (Mauskopf et al., 1997) sono stati sviluppati al JPL/Caltech, all'interno del progetto per Planck HFI. Sono ottimizzati per

operare a 100 mK e per l'utilizzo su Archeops, dove il background è previsto intorno a $1.5 \cdot 10^{-17} \frac{W}{\sqrt{Hz}}$, e con una costante di tempo di 1.6 ms necessaria per la velocità di rotazione prevista.

2.2.3 Criostato

I bolometri sono raffreddati a 100 mK mediante un refrigeratore a diluizione a ciclo aperto sviluppato al CRTBT (Lounasmaa, 1974). Lo stadio a diluizione è posto all'interno di un bagno di elio a 4.2 K. Sulla parte superiore trovano posto i coni di entrata e da qui entrano 300-700 mW di radiazione infrarossa. Pertanto è stato posto uno scambiatore di calore che utilizza i vapori di elio della tank per raffreddare il coni a 10 K. I filtri sono posti sui coni a 10 K, sullo stadio a 1.6 K e su quello a 100 mK. Lo stadio a 100 mK su cui si trovano i bolometri è sorretto da cavi di kevlar.

2.2.4 Elettronica di bordo

L'esperimento trasporta un insieme di apparati elettronici sia allo scopo di controllarne alcuni parametri durante il volo, che di acquisire i dati. I controlli possibili sono:

- controllo della modulazione per 24 canali (bolometri e termometri)
- controllo della temperatura del piano focale
- velocità di rotazione della gondola
- valvola di sfogo
- 6 riscaldatori sulla scatola del fotometro.

I canali di acquisizione sono:

- 24 canali per i bolometri (per il volo di Trapani solo 6)

- 8 canali per la misura della temperatura del piano focale
- 4 canali per la misura della temperatura dei vari stadi del criostato
- 3 canali per i giroscopi (campionati a 160 Hz)
- 46 canali per i dati del sensore stellare (campionati a 160 Hz)
- 1 per i dati del GPS
- 8 sensori di pressione
- 6 termometri all'interno della scatola del fotometro
- 8 termometri per il livello dell'elio.

La frequenza di campionamento si può calibrare tra i 100 e i 200 Hz (ovvero un periodo P_s che può variare tra 5 e 10 ms). L'acquisizione viene eseguita a 64 bit, così distribuiti:

- 16 bit: raw data da un bolometro: viene trasmesso solo un bolometro alla volta, dopo ogni periodo di demodulazione l'acquisizione passa al bolometro successivo. In questo modo vengono effettuate 2.5 misure al secondo (corrispondente a $36 P_s$).
- 16 bit: dati del sensore stellare; vengono letti 48 canali ADC di 12 bit, in totale, quindi, 576 bit; vengono spediti come stringhe di 16 bit in 36 digitalizzazioni.
- 21 bit: dati dei bolometri demodulati
- 2 bit: sincronizzazione: sono bit usati per risincronizzare il transputer e per verifica della catena di acquisizione.
- 1 bit: stato di vari parametri statici (valvole, riscaldatori...)

- 8 bit: giroscopi, pressione, temperatura, GPS.

I dati vengono spediti in tempo reale dalla telemetria di bordo, e salvati su una EPROM da 1 Gbit a bordo della gondola. I dati del sensore stellare vengono inoltre compressi con una perdita di informazione, poichè la digitalizzazione a 12 bit viene riconvertita a 4 bit. Per non perdere, però, le stelle più deboli, il cui segnale viene confrontato con una scala di tensioni che cresce logaritmicamente, permettendo ai segnali più deboli di essere rivelati.

2.2.5 Calibrazione a terra

Durante il periodo di integrazione del volo di prova a Trapani sono state eseguite misure di calibrazione delle varie parti dell'esperimento. E' stata utilizzata una sorgente di corpo nero con temperatura variabile per misurare le curve di carico dei ricevitori bolometrici; è stata effettuata una misura dei *side-lobes* con una sorgente artificiale puntata attraverso una base mobile per la gondola. Test più accurati sono previsti per il volo di Kiruna.

2.3 Il volo di Trapani

Il volo si è svolto il 17/7/1999. Le fasi principali si sono svolte come segue:

- 21:22 Lancio
- 23:55 Inizio della rotazione della gondola a 3 rpm
- 23:58 Apertura della valvola di protezione (la valvola si apre automaticamente quando la pressione al di fuori del criostato scende sotto 20 mb)
- 01:00 Il piano galattico è visto da tutti i bolometri

Archeops test flight 17–18/7/1999, Trapani–Granja de Torre Hermosa

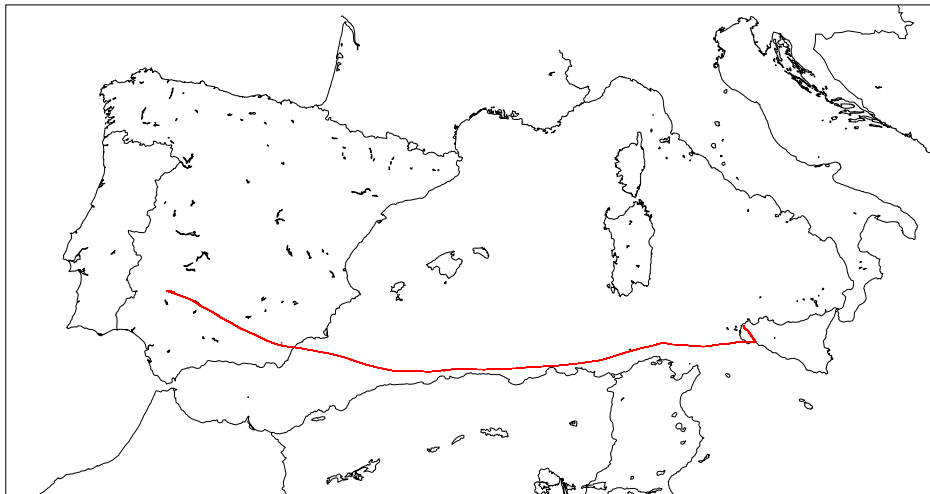


Figura 2.6: *Traiettoria del volo di Archeops da Trapani alla Spagna, Luglio 1999.*

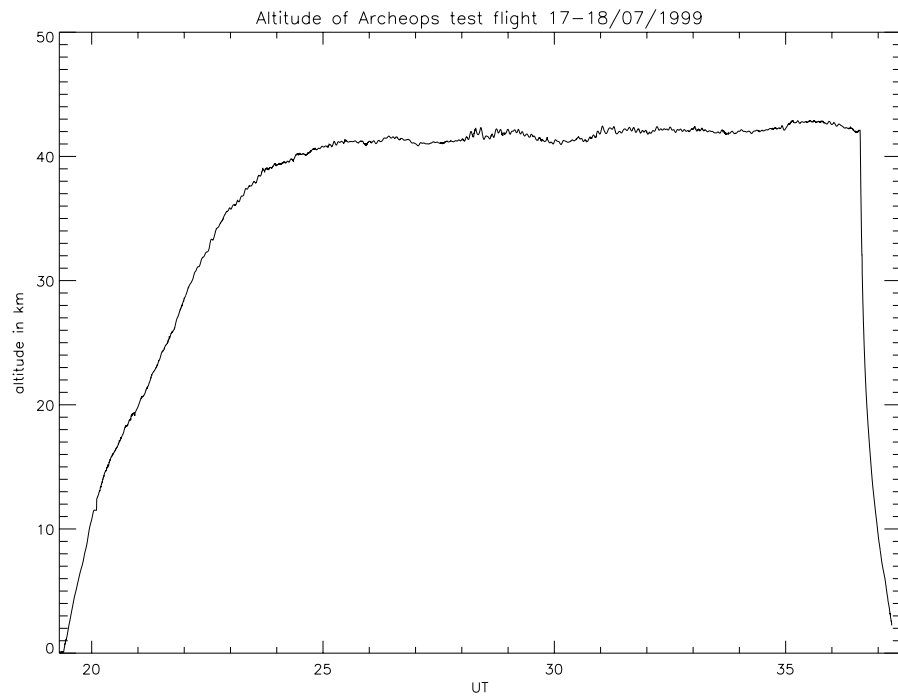


Figura 2.7: *Altitudine del pallone stratosferico durante il volo di trapani.*

- 01:27 Il payload raggiunge la quota massima; il criostato si stabilizza intorno a 113 mK
- 06:00 Alba
- 09:32 La valvola di protezione si chiude automaticamente quando la temperatura dello stadio a 10 K supera 13 K.
- 12:00 L' ${}^3\text{He}$ è esaurito
- 14:22 Separazione del payload dal pallone
- 15:23 Atterraggio in Spagna.

La traiettoria ha seguito il corso solito per questo tipo di voli trans-mediterranei (Fig. 2.6), e l'osservazione ha potuto coprire circa un quinto del cielo. La temperatura dei vari stadi si è mantenuta piuttosto stabile; i bolometri hanno raggiunto la temperatura di 112 mK. Dei 6 bolometri, uno del canale a 143 GHz ha smesso di funzionare poco dopo il lancio, ed uno del canale a 217 GHz ha funzionato ma con alto rumore. Entrambi i problemi sono da imputare a malfunzionamenti di connettori nel sistema elettronico. I restanti 4 hanno funzionato in maniera continua e soddisfacente. L'oscillazione che modula tutto il segnale è un disturbo che si è mantenuto per tutto il volo le cui origini non sono del tutto chiare. Esso ha un andamento sinusoidale con una frequenza pari alla velocità angolare della gondola, ma con una fase variabile, in modo indipendente dalle coordinate celesti; esso non è in fase con le variazioni di elevazione, come mostra la ricostruzione della direzione di osservazione effettuata con l'analisi dei dati del sensore stellare. Esso non è pertanto indotto dal rollio o dal beccheggio della gondola. L'andamento del disturbo, inoltre, esclude che esso sia dovuto alla presenza di particolari addensamenti nuvolosi o disturbi atmosferici di qualunque genere, poiché essi dovrebbero avere una distribuzione veramente improbabile

per riprodurlo. L'ipotesi più credibile è che esso sia dovuto alla riflessione non simmetrica dell'emissione atmosferica o terrestre sul pallone. Per questo il nuovo schermo anteriore della gondola, per il volo di Kiruna, è stato ridisegnato per limitare al massimo l'entrata di segnali parassitici.

La ricostruzione dell'assetto è stata effettuata osservando l'attraversamento del piano galattico nei dati del telescopio millimetrico, e utilizzando i dati del GPS, dei tre giroscopi, e soprattutto del sensore stellare. La direzione di osservazione è stata ricostruita con l'accuratezza di $1'$.

La calibrazione dell'esperimento è stata ultimata con i dati del volo, in tre modi indipendenti; è stato possibile osservare Giove (Figura 2.8), in

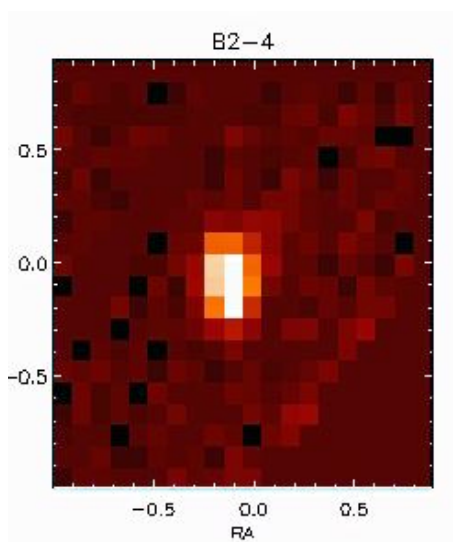


Figura 2.8: *Immagine di Giove, il cui segnale è importante per la calibrazione dell'esperimento.*

quanto l'osservazione del pianeta è stata una delle richieste di cui si è tenuto conto nella strategia di volo e di progettazione; attraverso l'osservazione della galassia, confrontando i dati con quelli di FIRAS (Wright, 1991); infine attraverso il segnale dovuto al dipolo.

L'analisi dati è tutt'ora in corso, ma il volo di Trapani ha già fornito risultati importanti per il volo di Kiruna. Inoltre, in questo volo per la prima volta è stato montato un refrigeratore a diluizione su un esperimento su pallone stratosferico, e per la prima volta sono stati utilizzati tre metodi indipendenti per la calibrazione attraverso i dati del volo stesso. La mappa prodotta (figure 2.9 e 2.10) è molto interessante anche per la risoluzione di evidenti complessi di nubi molecolari: osservazioni di questo tipo a lunghezze d'onda millimetriche sono importanti per stimare la temperatura dei cores freddi all'interno di tali nubi.

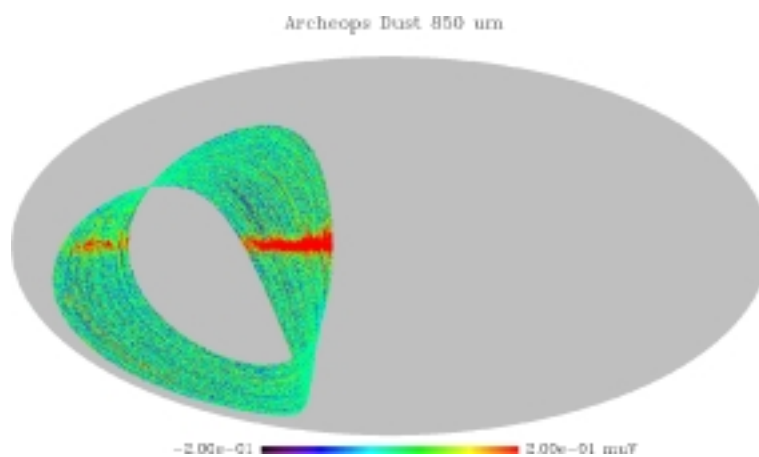


Figura 2.9: *Mappe di Archeops nel volo di Trapani 1999 ad 850 μm .*

2.4 Il volo di prova da Kiruna

Nel Marzo 2000 è stato effettuato un volo di prova da Kiruna in cui hanno volato il sensore stellare e parti della nuova telemetria prevista per il volo di Dicembre. Il sensore stellare è stato modificato per assicurare il funzionamento alle temperature più basse rispetto a Trapani, e per migliorare il funzionamento durante le ore diurne. Esso ha funzionato anche al sorgere del

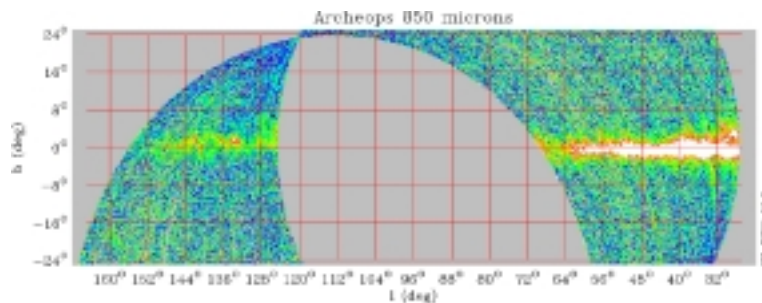


Figura 2.10: *Mappa di Archeops prodotta nel volo di Trapani 1999: dettaglio del piano galattico a 850 μm .*

sole, permettendo di osservare circa 20 stelle per rotazione. Il volo ha permesso di provare i cambiamenti apportati al telescopio stellare, confermando l'hardware che verrà utilizzato nel volo di Gennaio 2001. I dettagli sono descritti nel capitolo seguente. In figura 2.11 è visibile il payload utilizzato in questo volo, dal quale sporge lo schermo anteriore del sensore stellare.

2.5 Il volo definitivo da Kiruna

Acheops è stato integrato nei mesi di Ottobre/Novembre 2000 al CRTBT di Grenoble. Esso è stato quindi trasportato a Kiruna per volare tra Dicembre 2000 e Gennaio 2001. Dopo un primo volo il 12 Gennaio 2001, durato non più di 3 ore a causa di un guasto all'impianto criogenico, esso è stato recuperato velocemente e preparato per un successivo volo. Archeops ha quindi volato con successo il 29 Gennaio 2001, rimanendo in quota per oltre 7 ore e osservando più del 25 percento del cielo (in figura 2.12 è visibile il momento del lancio). Il numero di bolometri che hanno osservato il cielo è stato aumentato a 19 suddivisi nei 4 canali (141, 217, 353, e 545 GHz), e per la prima volta sono stati utilizzati alcuni bolometri sensibili alla polarizzazione. L'importanza di misure di polarizzazione della radiazione di



Figura 2.11: *Fotografia della gondola utilizzata nel volo di Aprile 2000, per provare le prestazioni del sensore stellare (del quale si vede sporgere lo schermo anteriore dalla gondola, sulla parte destra dell'immagine) dopo alcuni cambiamenti.*



Figura 2.12: *Fotografia del lancio di Archeops avvenuto il 29 Gennaio 2001 a Kiruna.*

fondo cosmico è stata evidenziata nel paragrafo 1.3.1: è difficile prevedere la sensibilità finale di questa misura. Mentre la sensibilità istantanea dei rivelatori è estremamente elevata, e sufficiente per una detezione con alto rapporto segnale rumore della polarizzazione in poche ore di volo, gli effetti sistematici sono veramente difficili da quantificare. La polarizzazione spuria (polarizzazione indotta dallo strumento su radiazione perfettamente non polarizzata) è stata minimizzata realizzando un telescopio fuori asse nella configurazione di Dragone. Ma il piano focale è sufficientemente esteso da produrre una polarizzazione spuria residua dell'ordine di una parte su centomila. Il background radiativo sui rivelatori è dell'ordine di qualche K, ma le sue fluttuazioni durante la rotazione della navicella sono difficili da quantificare. Comunque si comporti lo strumento durante il volo, le informazioni di polarizzazione spuria dello strumento saranno estremamente importanti per lo sviluppo futuro di questo settore di ricerca, e ci sono buone speranze di riuscire ad ottenere almeno una detezione del livello rms della polarizzazione.

Capitolo 3

Ricostruzione dell'assetto dell'esperimento

3.1 Premessa

L'assetto di un esperimento montato su un pallone stratosferico, e quindi le coordinate del puntamento del telescopio, può essere controllato solo parzialmente durante il volo. E' dunque necessario prevedere un sistema di sensori che permetta di ricostruire precisamente la direzione dell'osservazione successivamente al volo. La soluzione più ovvia per la ricostruzione del puntamento di osservazioni notturne da pallone stratosferico si avvale di una CCD di medio formato (circa 500x500 pixel), accoppiata con un obiettivo di elevata luminosità. Con una CCD a video rate è possibile osservare stelle di magnitudine $m_{limite} \sim 5$, con un obiettivo fotografico di circa 40 mm di diametro. Nel campo osservato, che può essere di alcune decine di gradi quadrati, si trovano sempre almeno due stelle che permettono, per confronto con cataloghi stellari, di ricostruire azimuth, beccheggio (*pitch*) e rollio (*roll*) della navicella. Purtroppo la velocissima (12-18 °/s) scansione del cielo di

Archeops rende questa soluzione non praticabile. In un frame CCD (30 ms) la stella si muoverebbe di molti pixel, diluendo il segnale e rendendo difficile la ricostruzione della posizione.

Abbiamo quindi deciso di sviluppare un sensore stellare veloce, i cui dati verranno confrontati con i cataloghi stellari dopo il volo; per avere una prima stima della direzione di osservazione e per interpolare i dati del sensore stellare stesso si utilizzano tre giroscopi, sensibili alle variazioni di velocità angolare lungo tre assi ortogonali; il GPS fornisce posizione e coordinata temporale, e, infine, si osserva il passaggio del piano galattico dai dati del telescopio millimetrico.

3.2 Il sensore stellare

Per ricostruire l'assetto dell'esperimento è stato utilizzato un sensore stellare, interamente progettato e realizzato all'Università di Roma La Sapienza. Si tratta di un telescopio ottico allineato con il telescopio millimetrico, dotato di uno specchio parabolico di 1.8 m di focale, che ha nel fuoco un array lineare di 46 fotodiodi disposto ortogonalmente all'orizzonte; ciascun fotodiodo è lungo 1 mm nella direzione dell'array (verticale), ed è largo 4 mm nella direzione della scansione (orizzontale). L'elettronica di amplificazione deve essere relativamente veloce, a causa della velocità di rotazione scelta per l'esperimento, di 2-3 giri al minuto ($\nu \simeq 5 \cdot 10^{-2} Hz$, $P \simeq 20-30s$); infatti ogni pixel è lungo 4 mm nella direzione della scansione, e sottende, in azimuth, circa 4': una stella che transita nell'angolo di vista θ_s del pixel, vi rimarrà per un tempo T_i dato da:

$$T_i = \frac{\theta_s}{2\pi \cdot \cos(\theta_{el})} \cdot P \simeq 12 \text{ ms}$$

con θ_s calcolato in radianti, ed essendo θ_{el} l'angolo di elevazione di 41° . Esso deve avere un'alta risoluzione angolare, dell'ordine di $1' - 2'$ per pixel. Il sistema dovrà essere in grado di rivelare stelle sino alla sesta o settima magnitudine. Ad ogni rotazione della navicella viene campionata una regione di cielo alta $\theta_{tot} = 1.46^\circ$, centrata sull'angolo di elevazione scelto per l'osservazione dell'esperimento di 41° . In questo modo si hanno a disposizione per la ricostruzione dell'assetto dalle 50 alle 100 stelle per ogni giro.

3.2.1 Lo specchio

E' richiesta una risoluzione angolare dell'ordine di $\theta_s \sim 2' = 5.6 \cdot 10^{-4} \text{ rad}$. Il sensore scelto è dotato di pixel di area $A_p = d_p \cdot D_p = 1 \times 4 \text{ mm}^2$. Ciò impone una focale minima, poiché:

$$f_{min} \simeq \frac{d_p}{\theta_s} \simeq 1800 \text{ mm}$$

Questo introduce quindi un primo vincolo sulle caratteristiche ottiche del sistema. Nel caso in cui si volesse utilizzare uno specchio sferico, anziché parabolico, si otterrebbero ulteriori limitazioni: infatti l'utilizzo di specchi non parabolici introduce delle aberrazioni, dovute al fatto che l'immagine di un fascio di raggi paralleli provenienti dall'infinito non viene focalizzata in un unico punto. Si viene pertanto a creare un cerchio di minima confusione, e normalmente si calcola l'ampiezza di questa aberrazione, detta aberrazione sferica trasversa, eseguendo uno sviluppo in serie sino al terzo ordine; il raggio di tale cerchio, indicato con TSA3, per uno specchio sferico di raggio R , è dato da (Schroeder, 1987):

$$\text{TSA3} = \frac{\rho^3}{2R^2}$$

dove ρ è la coordinata radiale in coordinate cilindriche (l'asse z orientato secondo l'asse ottico). Il calcolo di questo tipo di aberrazioni per uno specchio

sferico di $D=40$ cm di diametro mostra che la focale limite, oltre la quale cioè il raggio del cerchio di minima confusione R_m supera la dimensione del pixel, è data da:

$$R_m = \frac{1}{64} \frac{D^3}{(2f)^2} < 1 \text{ mm} \Rightarrow f > 1 \text{ m}$$

Commercialmente è comunque possibile reperire, piuttosto facilmente e con costi relativamente contenuti, specchi in vetro alluminato di forma parabolica; in base alle considerazioni precedenti viene pertanto scelto uno specchio parabolico di 1.8 m di focale. Il diametro del primario viene scelto di 40 cm: i motivi di questa scelta sono spiegati nel paragrafo successivo, in quanto sono strettamente collegati alla responsività ed al rumore dei sensori utilizzati. La configurazione scelta per il sostegno dei sensori permette di collocare la scatola dell'elettronica e il relativo sistema di fuoco direttamente di fronte allo specchio (Figura 3.1), senza oscurarne più del 4% dell'area, e senza quindi richiedere uno specchio secondario.

Una simile configurazione è tra le più semplici ottenibili, ma si devono comunque tenere in considerazione le aberrazioni fuori asse, dovute alla distanza dei pixel dall'asse ottico. Il pixel più distante si trova a 23 mm dall'asse ottico, e quindi il massimo angolo fuori asse è $\Theta_{max} = \arctan(\frac{23}{1800})$. Le aberrazioni fuori asse dominanti in questa configurazioni sono coma e astigmatismo, indicate rispettivamente con ASC e AAS. Esse sono date da (de Bernardis,):

$$ASC = \frac{\Theta}{16F^2}$$

$$AAS = \frac{\Theta^2}{2F}$$

con $F = \left| \frac{R}{4y} \right|$, detto *focal ratio*. Per la nostra configurazione valgono le approssimazioni:

$$\text{Dimensione coma} \simeq 3 \cdot f \cdot ASC = 0.15 \text{ mm}$$

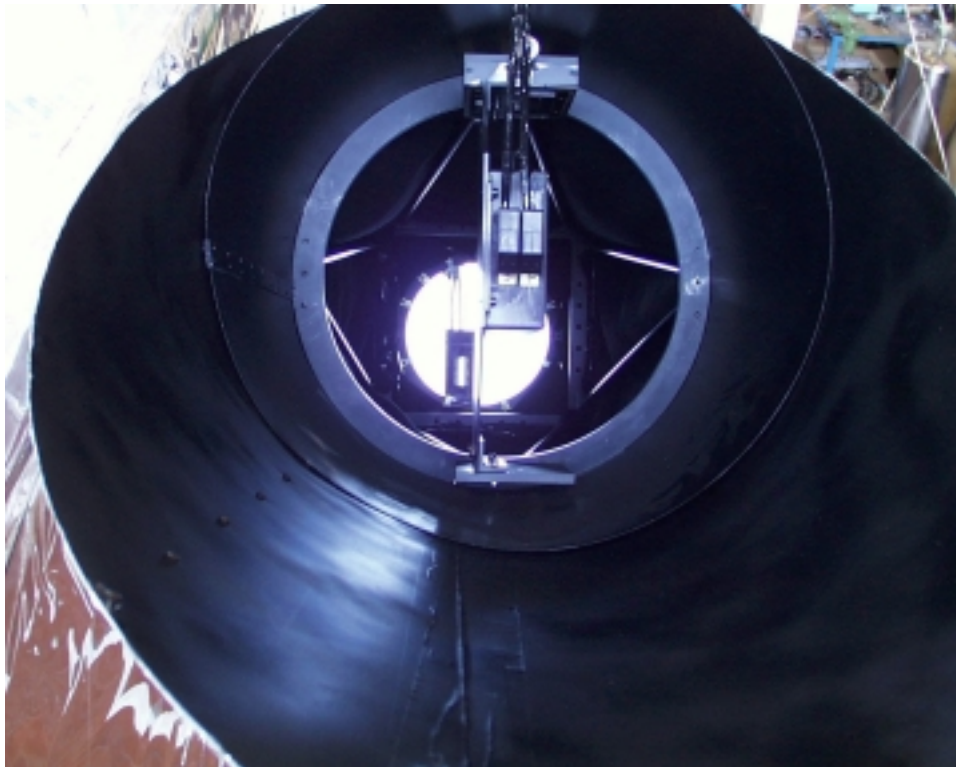


Figura 3.1: *Fotografia del sensore visto da davanti al telescopio. In primo piano si vede la scatola dei fotodiodi e dello stadio di preamplificazione posta direttamente davanti allo specchio, con i rivelatori nel fuoco. Si nota anche il sistema per fuocheggiare l'apparato. La foto è stata scattata subito prima del volo di Trapani.*

$$\text{Dimensione astigmatismo} \simeq f \cdot AAS = 0.015 \text{ mm}$$

da cui si vede che il contributo al cerchio di minima confusione viene principalmente dal coma, ma la dimensione dell'aberrazione è ben contenuta nella dimensione del pixel di 1 mm.

3.2.2 Il telaio

Il telaio è costituito da un traliccio di Serrieur in lega di alluminio (anticorodal), una struttura tipica che viene scelta per l'alta rigidità e per particolare leggerezza. La scatola con l'elettronica e con i sensori è posta di fronte allo specchio, e i sensori vengono posizionati nel fuoco grazie ad un sistema di fuoco che è costituito da due slitte di cui una dotata di una manopola per il trascinamento micrometrico. Tutto il telaio è anodizzato nero e per

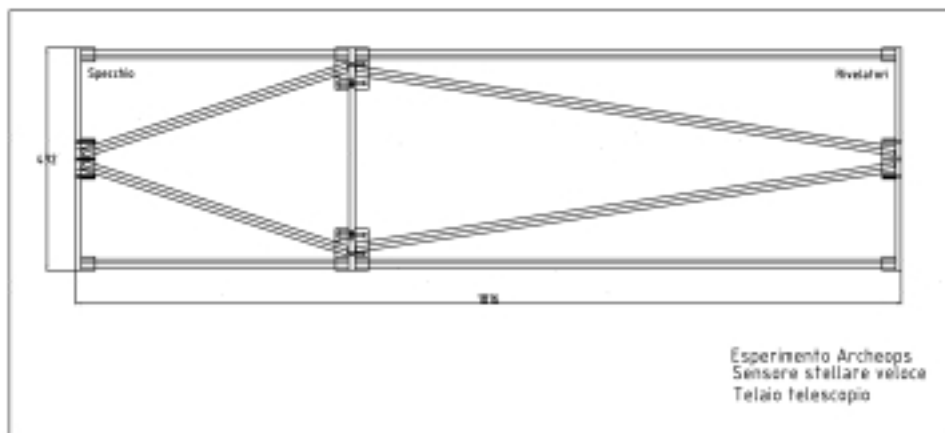


Figura 3.2: *Progetto del telaio in anticorodal del sensore stellare.*

il volo di Kiruna sono state prese ulteriori misure per limitare la riflettività interna verniciando di nero con vernice opaca e ricoprendo ove possibile con tessuto nero a bassa riflettività; lo stesso tessuto ricopre interamente il telescopio. Di fronte all'entrata del telescopio è stato posto uno schermo per limitare ulteriormente le riflessioni della luce proveniente dalla gondola. Il

telescopio non necessita di una montatura dal momento che verrà affiancato solidalmente alla gondola.

Nel progettare la struttura di sostegno di un telescopio si deve sempre tenere conto della possibile dilatazione termica, che potrebbe influenzarne le proprietà ottiche. Se tutte le parti del telescopio, compreso lo specchio, fossero dello stesso materiale, il problema verrebbe meno, poichè, ad esempio, una contrazione dovuta all'abbassamento di temperatura della struttura avvicinerrebbe i sensori allo specchio, ma la distanza focale si accorcerebbe in egual misura, a causa della contrazione dello specchio, e i sensori rimarrebbero fuocheggiati. Nel nostro caso, però, lo specchio è in vetro, e il coefficiente di dilatazione termica del vetro è trascurabile rispetto a quello dell'alluminio: pertanto si deve tenere conto della differenza di temperatura che si troverà durante il volo e vedere quanto ciò influisce sulla distanza dei sensori dallo specchio. Per la distanza focale si ha:

$$f' = f(1 + C_{vetro}\Delta T)$$

e considerando una differenza di temperatura massima di 100 K, e la costante di dilatazione termica lineare del vetro $C_{vetro} \simeq 3 \cdot 10^{-6} \frac{mm}{K}$, si ha $\Delta f \simeq 0.54 \text{ mm}$. Per la struttura, invece, dobbiamo considerare l'allungamento lungo l'asse ottico del traliccio di alluminio; si ha:

$$l' = l(1 + C_{Al}\Delta T)$$

e dal momento che $C_{Al} \simeq 2 \cdot 10^{-5} \frac{mm}{K}$, viene $\Delta l \simeq 3.6 \text{ mm}$. In totale, pertanto, i sensori andranno fuori fuoco al massimo di circa 3 mm. L' *f number*, o $f\#$, del telescopio, definito come il rapporto tra la focale e il diametro dello specchio, è di 4.5; per avere l'allargamento dello spot sul pixel dovuto alla posizione fuori fuoco, è sufficiente dividere la distanza fuori fuoco per l' $f\#$; pertanto il massimo allargamento sarà di circa 0.65 mm, e,

anche senza compensare prima del volo la posizione del fuoco di circa 3 mm, l'allargamento dello spot rimane all'interno della dimensione del pixel di 1 mm.

3.2.3 L'elettronica

I sensori sono fotodiodi a semiconduttore disposti su un *array* lineare di 46 pixel, modello Hamamatsu S4111. Tale array è disposto sull'apertura della scatola in alluminio contenente l'elettronica di amplificazione, in modo da essere posto direttamente nel fuoco dello specchio del telescopio; la scatola contiene il primo stadio di amplificazione del segnale inviato dai fotodiodi: la corrente di ciascun pixel è amplificata da un circuito a bassissimo rumore, realizzato utilizzando un amplificatore operazionale Burr Brown OPA129. Tutto il sistema deve essere relativamente veloce: il tempo tra una acquisizione e l'altra è di circa 5 ms; inoltre deve avere un rumore sufficientemente basso da poter rivelare la luce di stelle di almeno sesta o settima magnitudine.

I fotodiodi

I fotodiodi sono rivelatori in grado di convertire un flusso di fotoni in corrente proporzionalmente al flusso incidente sulla finestra sensibile (Saleh e Teich, 1997). Essi possono avere una elevata sensibilità, rivelando flussi radiativi inferiori ad 1 pW/cm^2 , e hanno un alto intervallo di linearità. Si tratta di diodi costruiti con giunzioni P-N (Kittel, 1971): su di un supporto di semiconduttore di tipo N, tipicamente il silicio, viene depositato un sottile strato (lo spessore e' dell'ordine del μm) di tipo P: ciò viene fatto tipicamente utilizzando il boro. L'area su cui è presente tale deposito è la parte del rivelatore che riceve la luce direttamente (Figura 3.3). Essa è trattata in modo da ridurre al minimo la riflessione della luce, per ottimizzarne la penetrazione

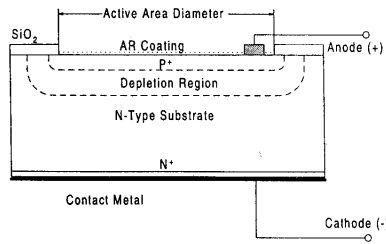


Figura 3.3: *Schema della sezione di un fotodiode con substrato in silicio, su cui è stato diffuso uno strato di boro.*

all'interno del rivelatore. Inoltre vi sono dei depositi su entrambi i lati del diodo per permettere di realizzare i contatti elettrici.

Il substrato di silicio ha una energia di gap, E_g , tra la banda di valenza e quella di conduzione di 1.12 eV, a temperatura ambiente. Gli elettroni del materiale possono transire dalla banda di valenza alla banda di conduzione per energia termica, oppure grazie all'energia depositata da un fotone di lunghezza d'onda inferiore a 1100 nm. Anche senza tensioni applicate ai capi del diodo, e senza passaggio di fotoni, intorno alla giunzione si viene a creare una regione priva di cariche in banda di conduzione, delimitata da due zone, una con addensamento di elettroni, l'altra di lacune; essa prende il nome di *depletion region*, regione o zona di svuotamento. Infatti i portatori di carica positiva del layer P e quelli di carica negativa del layer N, si diffondono per agitazione termica attraverso la giunzione. La diffusione viene rallentata dall'interazione elettrostatica delle cariche stesse: nel layer P, infatti, gli elettroni risentiranno del campo creato dalle lacune diffuse nel layer N, e viceversa. All'equilibrio si crea pertanto una zona in corrispondenza della giunzione in cui non sono presenti cariche, delimitata da una zona contenente cariche positive nel semiconduttore di tipo N, e una con cariche negative nel semiconduttore di tipo P. Queste due zone realizzano così a tutti gli effet-

ti un condensatore tra le cui facce si presenta una differenza di potenziale ΔV (Figura 3.4). Un fotone entrante nel rivelatore che viene assorbito all'interno

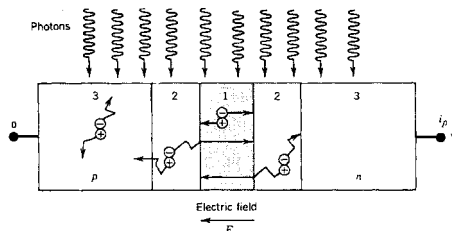


Figura 3.4: *Schema ideale del funzionamento di un fotodiodo a giunzione P-N. Il campo presente nella regione di svuotamento esiste anche in assenza di una tensione esterna. La zona 1 è la regione di svuotamento; le zone contrassegnate con 2 sono regioni vicine ai bordi della zona 1, e i portatori di carica generati in queste regioni possono diffondere sino ad entrarvi.*

della regione di svuotamento crea una coppia elettrone-lacuna: grazie alla differenza di potenziale ΔV , l'elettrone viene attratto verso il layer N e la lacuna verso il layer P. Inoltre, questo processo avviene proporzionalmente all'intensità della luce che arriva sul rivelatore. Le cariche che si accumulano sui rispettivi layer possono diffondere sino agli elettrodi, generando una corrente proporzionale all'intensità della luce rivelata. Le cariche prodotte all'esterno della regione di svuotamento non contribuiscono alla corrente, poiché esse non sono soggette alla differenza di potenziale ΔV e si muovono per agitazione termica sino a ricombinarsi, a meno che non si trovino sufficientemente vicino al limite della zona di svuotamento, ed in questo caso possono entrarvi ed essere trasportate di conseguenza. L'assorbimento della radiazione dipende molto dalla frequenza della stessa; il coefficiente di assorbimento del materiale cambia con la lunghezza d'onda: i fotoni ultravioletti vengono assorbiti nel primissimo strato di materiale, mentre fotoni di energia

inferiore a quella di gap non possono creare la coppia elettrone-lacuna e non vengono assorbiti. Più avanti viene data la definizione di responsività, e la sua dipendenza dalla lunghezza d'onda della radiazione.

Efficienza quantica

Un parametro che stima la bontà di simili rivelatori è l'efficienza quantica, η , definita come il rapporto tra il numero di cariche prodotte dal passaggio della radiazione ed il numero di fotoni incidenti; questo parametro tiene conto sia della possibile riflessione di alcuni fotoni sulla superficie di entrata del rivelatore, sia della natura probabilistica dei processi all'interno del materiale, sia della possibile ricombinazione delle coppie di cariche prima del loro arrivo sui contatti elettrici.

Responsività

La responsività, \mathfrak{R} , invece, è il rapporto tra la corrente generata all'interno del rivelatore e la potenza ottica incidente. Come spiegato più avanti, quando un fotone genera una coppia elettrone-lacuna, la carica che si accumula ai capi del diodo è pari ad e . Se tutti i fotoni incidenti generassero una carica e , allora indicando con Φ il numero di fotoni per secondo che arrivano sul rivelatore, la corrente sarebbe $I = e\Phi$; quindi una potenza radiativa $P = h\nu\Phi$ darebbe luogo ad una corrente $I = \frac{eP}{h\nu}$. In effetti come già detto il rapporto tra numero di fotoni incidenti e portatori di carica prodotti non è uno, ma è proprio l'efficienza quantica. Si ha pertanto l'espressione della responsività, misurata in $\frac{W}{A}$

$$\mathfrak{R} = \frac{\eta e}{h\nu} = \eta \frac{\lambda_{in}}{1.24}$$

essendo λ_{in} la lunghezza d'onda dei fotoni entranti in μm , e la corrente

prodotta sarà:

$$I = \frac{\eta e P}{h\nu} = \mathfrak{R}P$$

Come si vede \mathfrak{R} cresce linearmente con la lunghezza d'onda (Figura 3.5), il che mostra come la responsività dei fotodiodi dipenda dal flusso fotonico

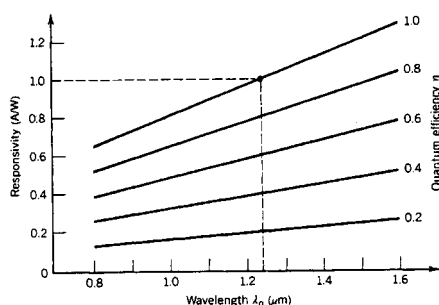


Figura 3.5: Responsività ($\frac{A}{W}$) in funzione della lunghezza d'onda parametrizzata con diversi valori dell'efficienza quantica η . $\mathfrak{R} = 1 \frac{A}{W}$ in $\lambda_0 = 1.24 \mu m$ quando $\eta = 1$.

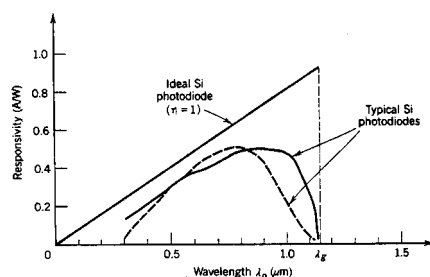


Figura 3.6: Responsività in funzione della lunghezza d'onda per un fotodiode reale in silicio.

piuttosto che dalla potenza ottica: al crescere di λ_{in} , per avere una potenza fissata dovrà crescere il numero di fotoni, e quindi crescerà la corrente prodotta. La figura 3.6 mostra l'andamento della responsività relativa in funzione della lunghezza d'onda per un fotodiode reale, in cui l'efficienza quantica non è sempre uno, e dove esiste una lunghezza d'onda massima

rivelabile, corrispondente all'energia minima E_g . Essa come già detto ha un andamento approssimativamente lineare con la lunghezza d'onda, finché λ non diviene troppo grande e la radiazione non è più in grado di creare la coppia elettrone-lacuna perché la sua energia è minore di quella di gap.

Tempo di risposta

Come detto in precedenza, la carica prodotta da un singolo fotone non è $2e$; inoltre essa non viene raccolta istantaneamente sugli elettrodi, ma vi si deposita in un intervallo detto tempo di transito, che limita il *tempo di risposta* del rivelatore. Consideriamo lo schema riportato in figura 3.7, e sia w

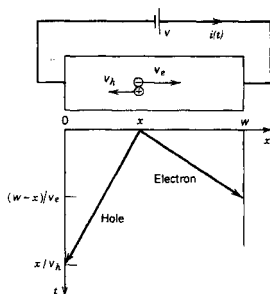


Figura 3.7: *All'interno della regione di svuotamento larga w viene creata una coppia elettrone-lacuna nel punto x . In ordinate il tempo impiegato dalle cariche per raggiungere i rispettivi bordi della regione di svuotamento.*

la lunghezza della zona di svuotamento; inoltre, limitiamoci a considerare il moto delle cariche lungo l'asse x . Una coppia elettrone-lacuna generata dal passaggio di un fotone in x (all'interno della regione di svuotamento) risentirà della differenza di potenziale, e ciascun portatore di carica Q genererà una corrente pari a

$$i(t) = -\frac{Q}{w}v(t)$$

essendo $v(t)$ la velocità del portatore. Ciò si può dimostrare con argomenti

energetici: se la carica si muove di una distanza dx nel tempo dt sotto l'influenza del campo $E = \frac{\Delta V}{w}$, il lavoro fatto sarà

$$-QE dx = -\frac{QV}{w} dx$$

Questo dovrà eguagliare l'energia dovuta alla corrente elettrica $i(t)$:

$$i(t)\Delta V dt = -\frac{QV}{w} dx$$

da cui si ricava direttamente l'espressione di $i(t)$ scritta sopra.

In presenza di un campo E le cariche nel semiconduttore si muovono ad una velocità media v proporzionale al campo: $E = \mu v$; la costante di proporzionalità μ si chiama mobilità e dipende dal tipo di portatore carica. Indicando con v_e e con v_l le velocità degli elettroni e delle lacune rispettivamente, avremo che le correnti generate sono rispettivamente:

$$i_e = \frac{ev_e}{w}$$

$$i_h = \frac{ev_h}{w}$$

Nei semiconduttori la mobilità delle lacune è trascurabile rispetto a quella degli elettroni; pertanto il tempo di transito è essenzialmente dato da $t_t = \frac{x}{v_h}$.

La carica totale q generata è quindi data da:

$$q = e \frac{v_h}{w} \frac{x}{v_h} + e \frac{v_e}{w} \frac{w-x}{v_e} \equiv e$$

e non $2e$, come già detto. Sin qui abbiamo considerato una singola coppia generata in un solo punto del rivelatore: ma il tempo di risposta dello stesso salirà ulteriormente se le cariche, come in effetti accade, vengono generate in più punti: il tempo di attraversamento del materiale sarà pertanto il tempo impiegato dalla lacuna più lontana dal bordo della regione di svuotamento ad attraversare tutta la lunghezza w . Un ulteriore allungamento del tempo

di risposta è dato dalla diffusione delle cariche prodotte al di fuori della regione di svuotamento, ma abbastanza vicine da entrarvi prima di ricombinarsi. Infine, il tempo di risposta è limitato dalla costante di tempo RC formata dalla resistenza e dalla capacità del diodo stesso.

Rumore

Parte della corrente prodotta nel fotodiodo non è generata dal segnale che si vuole osservare, ma da alcuni contributi di rumore. Innanzitutto c'è il rumore fotonico, dovuto al rumore intrinseco dei fotoni provenienti dalle sorgenti esterne. Nell'impiego previsto per il sensore stellare, il rumore intrinseco della luce proveniente dalle stelle fornisce un contributo trascurabile rispetto al rumore totale. Fanno parte del rumore dovuto a sorgenti esterne al rivelatore il background dovuto all'atmosfera residua e le riflessioni della luce proveniente dal sole e dalla terra sulle varie parti dell'esperimento: il pallone, la gondola, e le superfici interne del telescopio stesso; questi background possono influenzare molto il segnale, ma agiscono essenzialmente modulandolo con una frequenza pari a quella di rotazione della gondola.

A tutto ciò si aggiunge il rumore dovuto a processi interni al fotodiodo. Lo *shot noise*, dovuto al rumore fotoelettronico, intrinseco nel carattere aleatorio dei processi che inducono la formazione di coppie elettrone-lacuna; è presente anche in assenza di fotoni incidenti, poichè delle coppie di cariche si possono creare per agitazione termica, e dar luogo ad una corrente detta *dark current*, I_d . Lo *shot noise* corrisponde ad un rumore in corrente dato da:

$$I_{sn} = \sqrt{\frac{2e(I_f + I_d)}{\Delta f}}$$

dove I_f è la corrente prodotta dai fotoni incidenti, e Δf la larghezza di banda di misura del rumore. Questo tipo di rumore è dominante se si fa

operare il fotodiodo applicandovi una tensione esterna, o come si dice, in modalità fotoconduttiva piuttosto che fotovoltaica. Fornire una tensione al sensore influisce solo sulla forma della sua risposta all'impulso (o *pulse shape*) mentre non fa variare in modo apprezzabile la sua responsività'. Poichè l'applicazione di una corrente di bias renderebbe il rivelatore troppo rumoroso decidiamo di far operare il sensore stellare in modalità fotovoltaica. Per il rivelatore scelto in questo esperimento, lo shot noise si ricava quindi dalla corrente di buio che è di 10 pA, e vale $I_{sn} \sim 1.7 \cdot 10^{-15} \frac{A}{\sqrt{Hz}}$.

Il circuito equivalente di un fotodiodo è quello riportato in figura 3.8, in

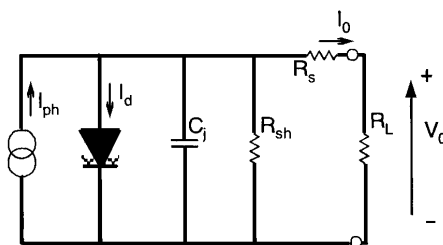


Figura 3.8: *Circuito equivalente per un fotodiodo in silicio*

cui:

- R_{sh} , la resistenza di *shunt*, è definita come la pendenza della curva caratteristica $\frac{V}{I}$ in corrispondenza di $V=0$ e $I = I_d$ (in effetti il costruttore definisce tale resistenza nel punto $V=10$ mV, che corrisponde ad una tensione minima utilizzata dal circuito di lettura esterno).
- R_s , la resistenza in serie, è la somma della resistenza dei contatti e della regione del semiconduttore esterna alla zona di svuotamento; essa è quindi data da:

$$R_s = \frac{(w_{tot} - w)\rho}{A} + R_c$$

dove w_{tot} è la lunghezza totale del substrato, w la lunghezza della

regione di svuotamento, ρ la resistività del semiconduttore, A l'area su cui è diffusa la giunzione ed R_c la resistenza dei contatti elettrici.

- C_j , la capacità della giunzione, è la capacità prodotta dalle regioni che delimitano la zona di svuotamento, che agiscono come due facce di un condensatore.

Questo circuito, avendo una resistenza di shunt, produce *rumore Johnson*.

L'espressione del rumore in corrente è:

$$I_j = \sqrt{\frac{4k_B T \Delta f}{R_{sh}}}$$

in cui k_B è la costante di Boltzmann ($k_B = 1.38 \cdot 10^{-23} \frac{J}{K}$), T indica la temperatura in K , Δf è la larghezza di banda delle misure di rumore. Il rumore Johnson è il rumore dominante; il rumore totale presente nel segnale che giunge allo stadio di amplificazione¹ è infine dato da:

$$I_{rumore} = \sqrt{I_{sn}^2 + I_j^2} \simeq I_j$$

Si definisce infine il *NEP*, *noise equivalent power*, come la potenza di un segnale fotonico incidente in grado di generare in un secondo di integrazione una fotocorrente pari alla corrente di rumore totale, I_{rumore} . Esso è dato da:

$$NEP = \frac{I_{rumore}}{\mathfrak{R}}$$

dove \mathfrak{R}_λ è la responsività, che come detto in precedenza dipende dalla lunghezza d'onda della luce incidente; il *NEP* è espresso in $\frac{W}{\sqrt{Hz}}$. Questo parametro permette di stimare il limite inferiore di segnale luminoso rivelato dal fotodiode.

¹Lo stadio di amplificazione aggiungerà naturalmente altre sorgenti di rumore. Esso non dovrà superare il rumore prodotto all'interno del rivelatore.

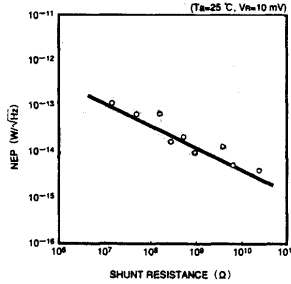


Figura 3.9: *NEP in funzione della resistenza di shunt del fotodiode.*

$\Delta\lambda$ (nm)	\mathcal{R}_{max} ($\frac{A}{W}$)	λ_p	I_d	R_{sh}	τ_r	NEP
190 - 1100	0.58	960 nm	10 pA	30 G Ω	$\sim 1\mu s$	$2 \cdot 10^{-15} \frac{W}{\sqrt{Hz}}$

Tabella 3.1: *Caratteristiche principali Hamamatsu S4111 (array di 46 fotodiode)*

Vediamo infine di utilizzare tutte queste informazioni per scegliere la configurazione ottica opportuna, in grado di rivelare stelle fino alla settima magnitudine.

Ricordiamo innanzitutto la relazione di Pogson (1856), che lega la magnitudine di una stella al suo flusso:

$$m - m_0 = -2.5 \log \frac{F}{F_0}$$

dove F_0 ed m_0 sono flusso e magnitudine di riferimento. Il flusso corrispondente a magnitudine nulla, nella banda fotometrica standard R, corrispondente alla lunghezza d'onda $\lambda_0 = 0.7 \mu m$, è $F_0 = 1.76 \cdot 10^{-8} \frac{W}{m^2 \mu m}$. Inoltre, il flusso di una stella è il risultato dell'integrazione delle sue componenti alle varie lunghezze d'onda su tutto lo spettro della radiazione emessa:

$$F = \int_{\Lambda} F(\lambda) d\lambda$$

La potenza raccolta dallo specchio sarà quindi:

$$P = \int_{A_s} F ds = \int_{A_s} \int_{\Lambda} F(\lambda) d\lambda ds$$

essendo A_s l'area dello specchio. Per conoscere la corrente generata dal fotodiodo, si deve tenere conto della responsività (3.2.3), e sarà:

$$I = A_s \int_{\Lambda} F(\lambda) \mathfrak{R}_\lambda d\lambda$$

I rivelatori hanno un rumore che limita il segnale misurabile dato da:

$$NEP = 2 \cdot 10^{-15} \frac{W}{\sqrt{Hz}}$$

il che, tradotto in rumore in corrente vale circa $1 \frac{fA}{\sqrt{Hz}}$, e una *dark current* di 10 pA. Questo rumore limita quindi il segnale minimo misurabile: avremo un flusso limite visibile, e infine una magnitudine limite, che dipende, fissati gli altri parametri, dalla scelta dello specchio. Il segnale viene integrato per un periodo di campionamento Δt di 5 ms. Una stella di magnitudine 0 produce un flusso di $4 \cdot 10^{-9} \frac{W}{m^2}$. Se sceglie uno specchio di 40 cm di diametro, ovvero di area $A_s = 0.12 m^2$, dalla relazione tra flusso e magnitudine scritta in precedenza si ha che la magnitudine limite è:

$$m_l = 9.5 + 2.5 \log(Eff)$$

in cui Eff è l'efficienza con cui la luce delle stelle viene rivelata dal telescopio; sin qui non si è ancora considerato il rumore dell'elettronica di lettura dei fotodiodi. Se l'efficienza totale fosse di 0.5, risulterebbe $m_l=8.8$. Il sistema richiede una sensibilità tale da rivelare stelle sino alla settima magnitudine, pertanto tali parametri sono sufficienti per soddisfare tali requisiti. In effetti, il rumore dell'elettronica di lettura non è trascurabile rispetto a quello del rivelatore, specialmente nel volo di Trapani, e la magnitudine limite osservata è stata di 6-7, comunque più che sufficiente per ricostruire l'assetto con

una accuratezza di un arcominuto. Infine, il *throughput* di ciascun diodo è di $1.5 \cdot 10^{-7} \text{ m}^2 \text{sr}$. Il sistema è quindi sensibile a variazioni di background dell'ordine di $1 \cdot 10^{-12} \frac{\text{W}}{\text{cm}^2 \text{sr} \sqrt{\text{Hz}}}$, ovvero a $2 \cdot 10^{-10} \frac{\text{W}}{\text{cm}^2 \text{sr}}$ per campionamento.

Tutto ciò spiega e giustifica la scelta delle varie parti del telescopio, dall'ottica ai sensori: la configurazione progettata ha le caratteristiche necessarie richieste dall'esperimento, e i dati del volo dovranno confermare la sensibilità prevista, mostrando il segnale delle stelle di magnitudine uguale o inferiore alla settimana.

L'elettronica di amplificazione

La scatola che contiene i fotodiodi ha al suo interno il primo stadio dell'elettronica di lettura ed amplificazione del segnale inviato dai sensori. Come detto in precedenza, i fotodiodi sono dispositivi che generano una corrente direttamente proporzionale all'intensità della luce incidente. Un circuito di lettura di tale segnale in corrente deve avere un'impedenza di ingresso trascurabile rispetto all'impedenza di uscita del fotodiodo, per sfruttare interamente il segnale prodotto. Inoltre, il segnale inviato dal fotodiodo presenterà ripidi picchi in corrispondenza del passaggio delle stelle, con offset lentamente variabile nel tempo dovuto al fondo-cielo. Data la notevole area sensibile dei fotodiodi, tale offset può predominare sul segnale, saturando lo stadio di amplificazione, e deve essere rimosso prima che giunga all'operazione. La maniera più semplice è quella di inserire un circuito RC prima dell'amplificatore. In questo modo vengono tagliate le frequenze più basse, ma il segnale impulsivo stellare viene attenuato solo leggermente, avendo uno spettro piuttosto piatto sino a frequenze dell'ordine dell'inverso della durata del segnale stesso, che è di circa 10 ms (quindi circa 100 Hz), mentre l'offset ha frequenze molto basse, e viene quindi attenuato moltissimo. In partico-

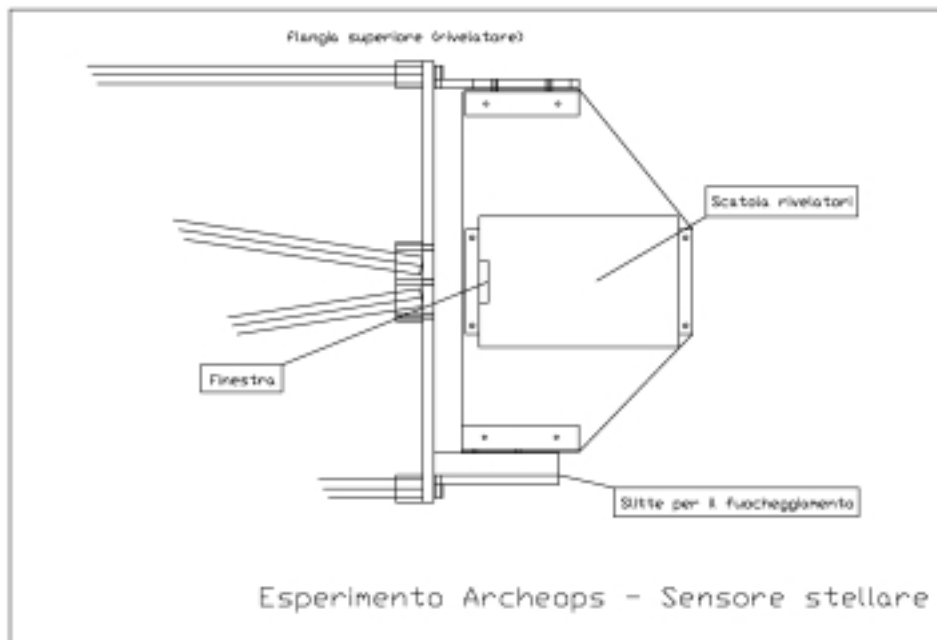


Figura 3.10: *Progetto della scatola dell'elettronica e relativo sostegno con sistema per la messa a fuoco.*

lare, si ha che la tensione in uscita dal circuito RC è data da (de Bernardis,) (Millman, 1979):

$$V_{out} = \frac{R_1}{R_1 + \frac{1}{j\omega C_1}} V_{in}$$

L'attenuazione in funzione della frequenza è quindi:

$$\frac{V_{out}}{V_{in}} = \frac{\omega C_1 R_1}{\sqrt{1 + (\omega C_1 R_1)^2}}$$

e scegliendo $C_1 = 1 \text{ nF}$, $R_1 = 100 \text{ M}\Omega$ si ha che la frequenza di taglio $f_0 = \frac{1}{2\pi RC}$ è di circa 1.6 Hz. Essa è dunque ben maggiore della frequenza di rotazione della navicella, di circa 0.05 Hz, alla quale si manifesta la maggiore componente del disturbo dovuto al fondo del cielo. Il passa-alto di ingresso permette inoltre di rimuovere la maggior parte del rumore $\frac{1}{f}$ presente nei fotodiodi. Lo schema utilizzato è riportato in figura 3.11 ed è dunque un circuito RC seguito da un classico convertitore corrente-tensione ad operazionale. Questo converte la corrente del fotodiodo in una tensione pari alla corrente stessa moltiplicata per la resistenza di feedback. L'ingresso non invertente è a massa, in modo che la tensione sull'ingresso invertente sia anch'essa nulla per le proprietà dell'operazionale. L'operazionale non assorbe corrente, ed è stato scelto il modello Burr-Brown OPA129 che ha le seguenti caratteristiche essenziali per i nostri scopi:

- ridottissima corrente di bias ($I_{bias} < 100 \text{ fA}$);
- basso rumore: $15 \text{ nV}/\sqrt{\text{Hz}}$ a 10 KHz;
- basso drift con la temperatura: $< 10 \text{ }\mu\text{V}/^\circ\text{C}$
- temperatura di funzionamento da $-40 \text{ }^\circ\text{C}$ a $+85 \text{ }^\circ\text{C}$.

L'equazione della somma delle correnti al nodo invertente è dunque:

$$I_{in} + \frac{V_{out}}{R_{feedback}} + I_{bias} = 0$$

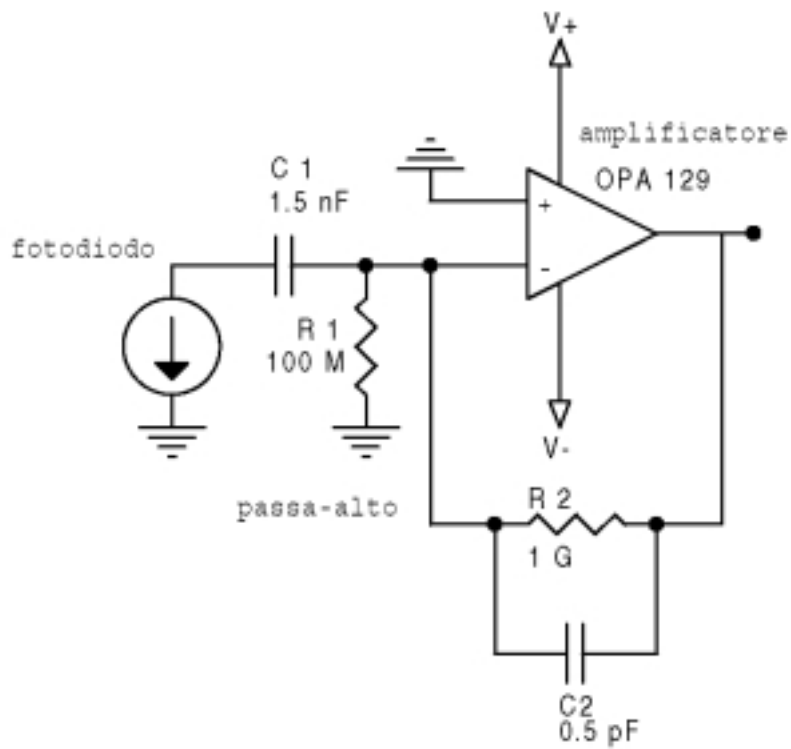


Figura 3.11: *Primo stadio del circuito di lettura del segnale dei fotodiodi, costituito da un passa-alto e un convertitore corrente/tensione a bassissimo rumore, realizzato con un operazionale Burr-Brown OPA129. Il circuito è schermato con un piano di massa.*

che, trascurando I_{bias} diventa:

$$V_{out} = -I_{in}R_{feedback}$$

Il guadagno in tensione e' pertanto uguale a $R_{feedback}$, che viene scelta pari a $1\text{ G}\Omega$. La resistenza di feedback pu' avere in parallelo un condensatore di capacit' dell'ordine del pF, che evita distorsioni del segnale dette *gain peaking*, che si manifestano come evidenti oscillazioni o accentuati *ringing* nell'impulso amplificato. Tale difetto e' stato riconosciuto su alcuni canali di amplificazione, ed e' stato risolto con un condensatore da 0.5 pF .

Inoltre, la resistenza R_1 e' necessaria in quanto senza di essa la costante di tempo del circuito RC dipenderebbe dalla resistenza del fotodiode, che dipende a sua volta dal background della luce incidente sul fotodiode e quindi sarebbe fortemente variabile. Il suo valore va pero' massimizzato per limitare il rumore in corrente:

$$I_{R_1} = \sqrt{\frac{4KT}{R_1}}$$

Per Trapani e' stata scelta $R_1 = 100\text{ M}\Omega$: in tal caso la configurazione non e' ottimale poich' il rumore prodotto dalla resistenza e' maggiore del rumore dell'operazionale e del rumore dei fotodiode. Risulta infatti $I_{R_1} = 13 \frac{\text{fA}}{\sqrt{\text{Hz}}}$, mentre per i fotodiode S-4111 della Hamamatsu si ha $I_{photo} = 1 \frac{\text{fA}}{\sqrt{\text{Hz}}}$, e per l'operazionale Burr-Brown OPA 129 si ha: $I_{OPA} = 0.1 \frac{\text{fA}}{\sqrt{\text{Hz}}}$. Nel volo di Kiruna questo contributo e' stato ridotto scegliendo un valore per R_1 di $1\text{ G}\Omega$, e di conseguenza $I_{R_1} = 3.9 \frac{\text{fA}}{\sqrt{\text{Hz}}}$.

Il segnale cos' amplificato in alternata viene inviato ad una semplice scheda che contiene un filtro passa-basso, che deve limitare la banda alle frequenze del segnale e tagliare tutto il rumore a frequenze superiori, e uno stadio di post-amplificazione che ha il compito di raggiungere livelli di segnale sufficienti a riempire la dinamica del convertitore ADC usato nel sistema di acquisizione dati su Archeops. Lo schema e' riportato in figura 3.12. Tale

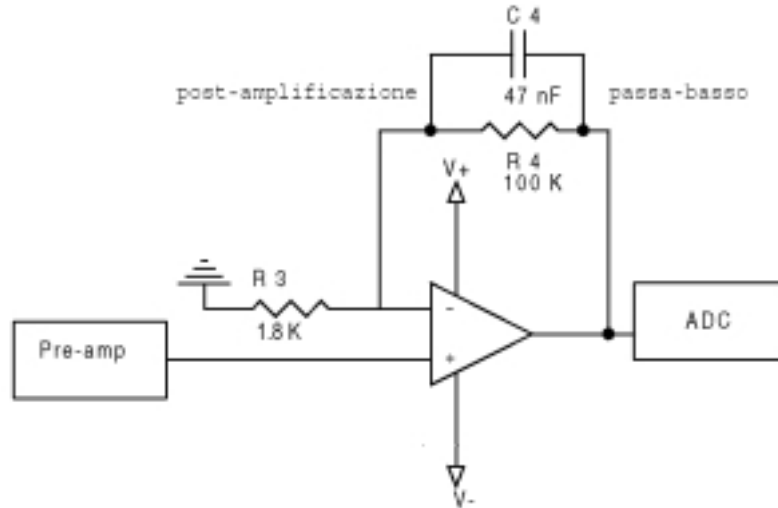


Figura 3.12: *Schema elettrico del circuito di post-amplificazione, contenente anche un filtro passa-basso.*

circuito è un amplificatore in configurazione non invertente; la tensione sull'ingresso invertente dell'operazionale proviene da un partitore costituito da R_3 ed R_4 , e, ricordando che le tensioni sui due ingressi devono essere uguali e che l'operazionale non assorbe corrente, deve risultare

$$V_- = \frac{R_3 V_{out}}{(R_3 + R_4)}$$

ma $V_{in} = V_+ = V_-$, da cui

$$G = 1 + \frac{R_4}{R_3}$$

essendo G il guadagno di amplificazione. Fissati i parametri della preamplificazione, durante i test fatti nella fase di integrazione di Trapani, è stata modificata opportunamente la scheda di postamplificazione in base alle caratteristiche ed al rumore dell'ADC.

E' stato simulato il segnale di ingresso come un impulso della durata di

$$\Delta T_{in} = \frac{P_{rotazione}}{\Omega_{rotazione} \cdot \cos(\theta_{el})} \cdot D_p = 12ms$$

essendo $P_{rotazione}$ e $\Omega_{rotazione}$ il periodo totale di rotazione (25 s) e l'angolo totale di rotazione (2π) rispettivamente, θ_{el} l'angolo di elevazione (41°) e D_p la dimensione lungo la direzione della scansione del pixel (4 mm). Il segnale di uscita passa attraverso gli stadi del circuito di lettura riportati in figura 3.13: il passa-alto si trova nello stadio di preamplificazione e serve ad elimi-



Figura 3.13: *Schema a blocchi del circuito di lettura del segnale dei fotodiodi. Lo schema elettrico corrispondente è visibile in figura 3.15*

nare il rumore a basse frequenze e l'offset del segnale, il primo passa-basso si trova nella scheda di post-amplificazione e serve a tagliare il rumore residuo a frequenze superiori a quelle caratteristiche del segnale (rumore bianco), e l'ultimo passa-basso si trova prima dell'ADC che campiona il segnale con un *sample rate* di 171 Hz ed una dinamica di 12 bit per pixel (vedi 2.2.4). Per simulare il segnale di uscita si considera la trasformata di Laplace del segnale di entrata, la si moltiplica per la funzione di trasferimento di tutto il sistema, e si calcola l'antitrasformata: questa è proprio il segnale di uscita. La funzione di trasferimento è data dal prodotto delle funzioni di trasferimento dei tre stadi, a loro volta dipendenti dalle tre costanti di tempo legate ai valori delle resistenze e delle capacità. Considerando fissati a $R = 100 M\Omega$ e $C = 1.5 nF$ i parametri per lo stadio di preamplificazione, vogliamo variare

le costanti di tempo dei due passabasso in modo che il segnale di uscita non diminuisca troppo rispetto al segnale di entrata. Variando tali valori simuliamo il segnale di uscita ed i risultati sono visibili in figura 3.14. Vengono

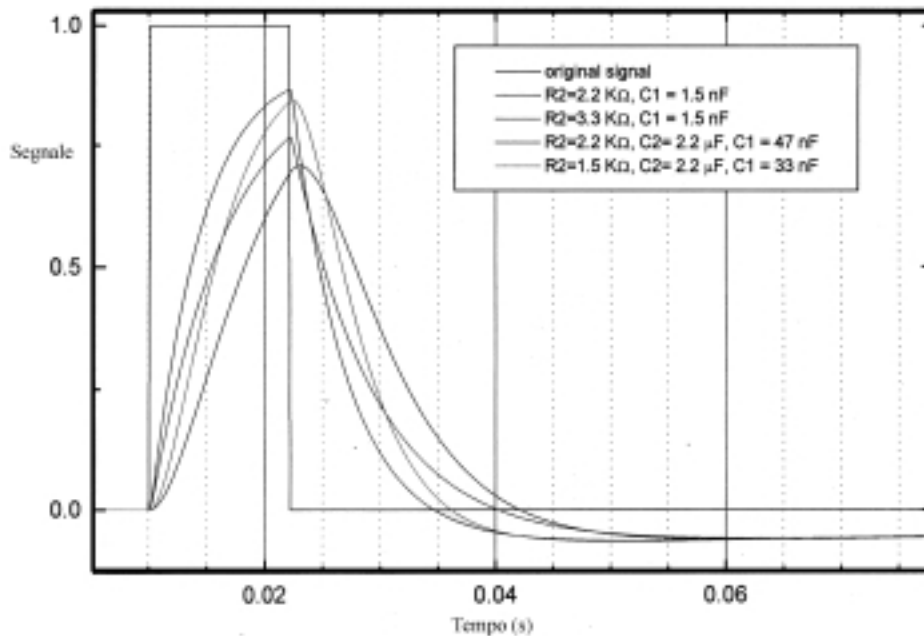


Figura 3.14: *Simulazione del segnale in uscita dal sistema composto dal passa-alto e dai due passa-basso al variare delle costanti di tempo. Il segnale in entrata è un impulso della durata di 12 ms.*

pertanto scelti i valori per la scheda di post-amplificazione:

- $R_3 = 1.8 \text{ K}\Omega$
- $R_4 = 100 \text{ K}\Omega$
- $C_4 = 47 \text{ nF}$

che fissano il guadagno a $G=56$, e i valori per il secondo passabasso:

- $C_5 = 2.2 \text{ }\mu\text{F}$

- $R_5 = 2.2 \text{ K}\Omega$

il che fissa le due costanti di tempo rispettivamente a $\tau_1 = 4.7 \text{ ms}$ e $\tau_2 = 4.8 \text{ ms}$.

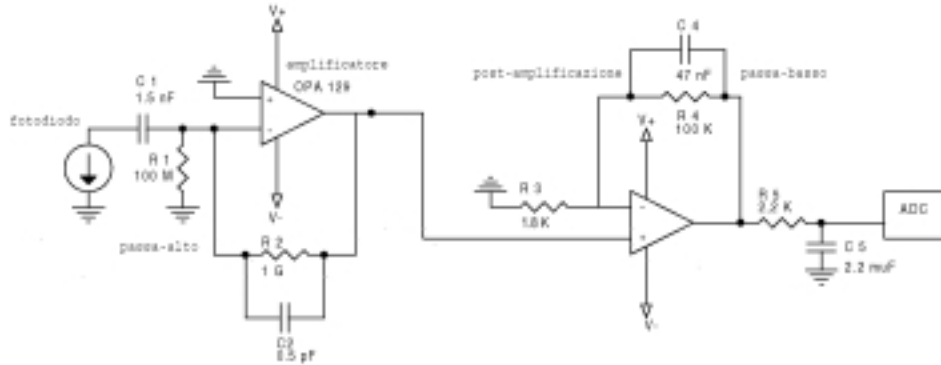


Figura 3.15: *Schema elettrico dell'elettronica di lettura: il segnale proveniente dal fotodiode passa attraverso un circuito passa-alto ($\tau_0 = 0.15 \text{ s}$), un amplificatore a bassissimo rumore realizzato con un OPA129, uno stadio di post-amplificazione che contiene un filtro passa-basso ($\tau_1 = 4.7 \text{ ms}$), e un ultimo stadio passa-basso ($\tau_2 = 4.8 \text{ ms}$) che si interfaccia con l'ADC.*

3.2.4 Le modifiche per il volo di Kiruna

Il sensore stellare ha funzionato secondo quanto era stato previsto nel volo di Trapani, rivelando dalle 50 alle 100 stelle per ogni giro. Verso la fine del volo, al sorgere del Sole, il segnale ha iniziato a presentare delle oscillazioni via via crescenti, impedendo la ricostruzione del puntamento nelle ultime ore di volo (Figura 3.16). Questo fenomeno e' probabilmente in gran parte dovuto alle riflessioni della luce solare e al fondo diffuso sulle pareti interne del telescopio. Esso infatti ha una andamento periodico con una frequenza pari a quella di rotazione, e la sua ampiezza cresce nel tempo a mano a mano che l'elevazione del Sole cresce. Anche se a Kiruna ($67^{\circ}53' \text{ N}$, $21^{\circ}05' \text{ E}$), nel

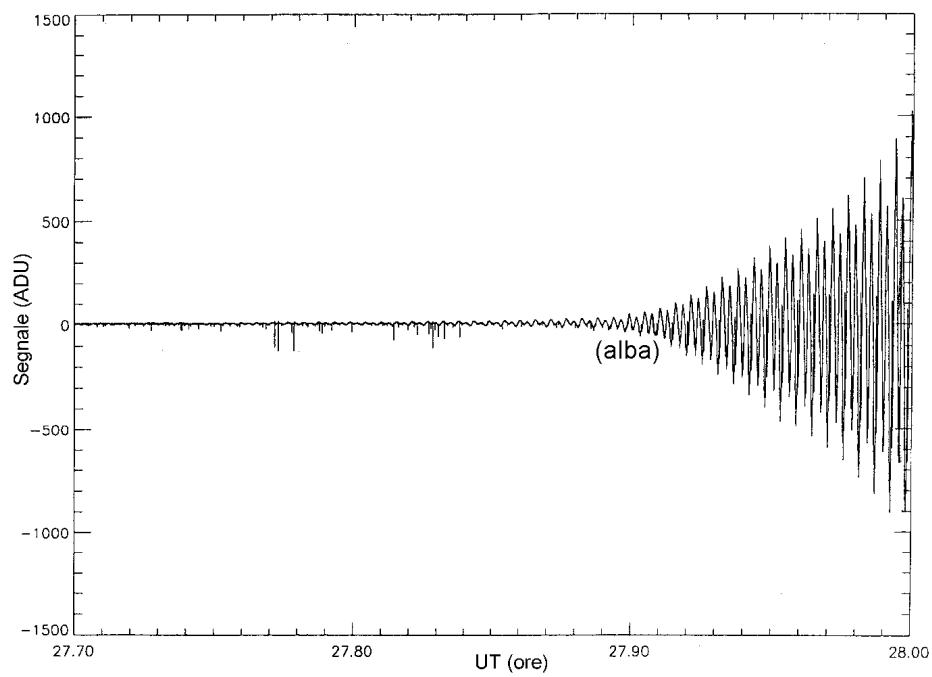


Figura 3.16: *Andamento del segnale dei fotodiodi al sorgere del Sole: nella prima metà del grafico si notano vari picchi dovuti al passaggio di stelle, mentre verso la fine, dopo il sorgere del Sole, le oscillazioni divengono così ampie da impedire il riconoscimento delle stelle.*

periodo di Dicembre-Gennaio, quando cioè e' previsto il volo, il sole ha una elevazione molto più bassa, si deve tentare di limitare il più possibile tale sorgente di rumore, cercando innanzitutto di minimizzare la riflettività interna del telescopio. Inoltre e' stato previsto l'inserimento di un filtro davanti alla finestra dei sensori, che limiti notevolmente il passaggio della luce solare, evitando quanto più possibile la perdita del segnale stellare. A questa modifica si aggiunge la necessita' di assicurare al circuito di preamplificazione le condizioni di temperatura necessarie al suo funzionamento, essendo la temperatura dell'atmosfera durante il volo di Kiruna di circa 200 K contro i 240 K del volo di Trapani.

La nuova implementazione del preamplificatore

L'elettronica di preamplificazione del circuito di lettura per il volo di Kiruna e' stata ricostruita con lo stesso schema, ma utilizzando componenti SMD (Surface Mounted Device), che hanno lo stesso schema elettrico dei normali componenti ma un *package*, ovvero un contenitore, molto più compatto. In figura 3.17 è visibile la scatola dei sensori con il circuito di preamplificazione utilizzata a Trapani, e in figura 3.18 si vedono le dimensioni della basetta stampata utilizzata nei voli di Kiruna. L'unica modifica allo schema elettrico e' nella resistenza di carico, che e' stata portata da $100\text{ M}\Omega$ a $1\text{ G}\Omega$, il che presenta alcuni vantaggi ed alcuni svantaggi. I vantaggi sono nell'abbassamento del rumore in corrente come spiegato nel precedente paragrafo. Lo svantaggio ha invece a che fare con l'offset lentamente variabile che si somma al segnale al sorgere del Sole, a causa della lenta dipendenza della luce riflessa e diffusa dalla direzione. Il circuito di preamplificazione contiene uno stadio passa-alto, ed aumentare la resistenza R_1 significa abbassare la frequenza di taglio, riducendo quindi l'attenuazione del disturbo a basse frequenze. L'ot-

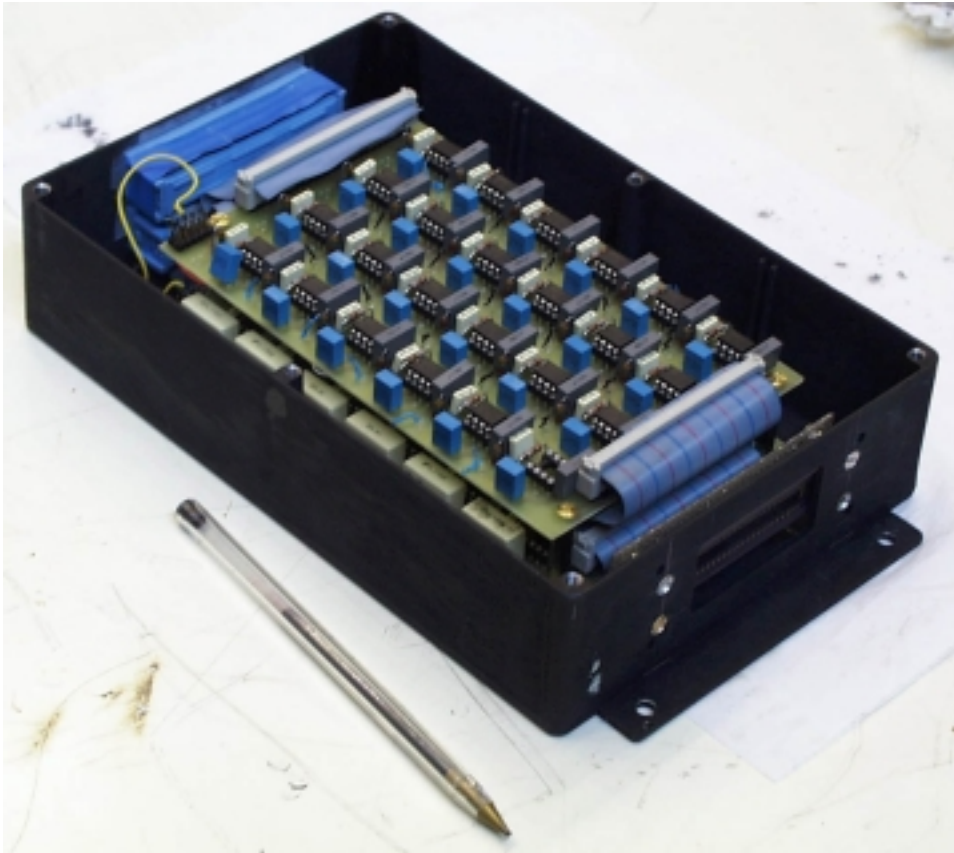


Figura 3.17: *Foto della scatola dei sensori con l'elettronica di preamplificazione utilizzata nel volo di Trapani.*

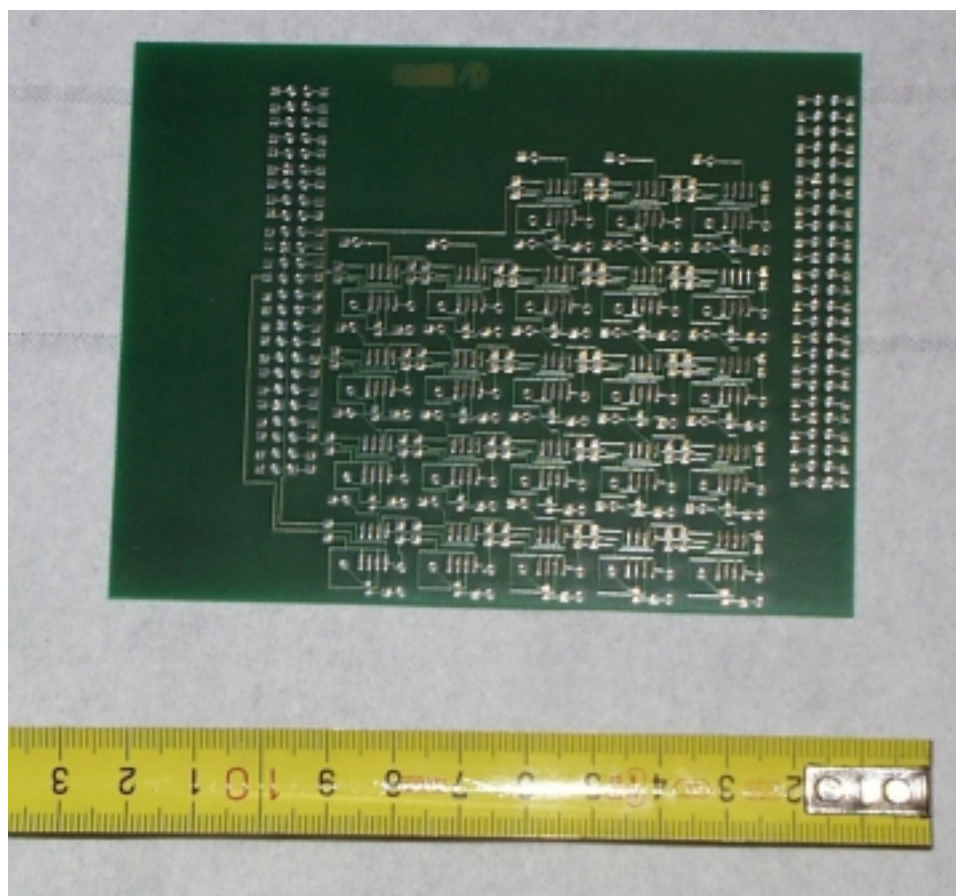


Figura 3.18: *Fotografia della basetta stampata utilizzata per gli stadi di preamplificazione nei voli di Kiruna, per ridurre significativamente la dispersione del calore.*

timizzazione di questo compromesso e' stata raggiunta scegliendo il valore della resistenza a $1\text{ G}\Omega$. In questo modo la frequenza di taglio viene di circa 0.16 Hz , e risulta ancora molto maggiore della frequenza caratteristica del disturbo, pari a $1/20\text{ Hz}$, la frequenza di rotazione della navicella.

Per la costruzione del preamplificatore e' stato progettato ed ottimizzato un circuito stampato utilizzando il programma OrCad, uno strumento software che permette di realizzare, a partire dallo schema elettrico, dei file in formato Gerber (contenenti il *layout* dei collegamenti), che si possono consegnare alle ditte che si occupano di stampare la basetta. Esso inoltre permette di ottimizzare in modo automatico o manuale sia il passaggio delle tracce elettriche che la disposizione dei componenti, scegliendo con dettaglio tutti i parametri necessari al disegno del circuito. In questo modo e' stato possibile, inoltre, inserire un piano di massa sulla faccia inferiore della basetta. Un piano di massa e' una zona della basetta completamente riempita di rame, che rimane a contatto con alcune tracce del circuito, nella fattispecie con quelle collegate a massa. Tale accorgimento assicura una protezione aggiuntiva contro i disturbi elettromagnetici e le oscillazioni indesiderate, schermando maggiormente gli ingressi ad alta impedenza dell'operazionale.

Inoltre, utilizzando componenti SMD ed un circuito stampato, le 2 basette che contengono i 46 stadi di amplificazione sono piu' piccole di quelle utilizzate a Trapani (circa la metà). Le due basette sono montate all'interno della scatola e avvolte con alcuni strati di mylar alluminato che limita la dispersione di calore. In questo modo il circuito risulta funzionare anche alle basse temperature polari senza aggiungere strati di polistirolo espanso o altro materiale isolante all'esterno della scatola contenente l'elettronica, che, essendo disposta direttamente di fronte allo specchio primario, ne oscurerebbe una porzione maggiore del 5 %.

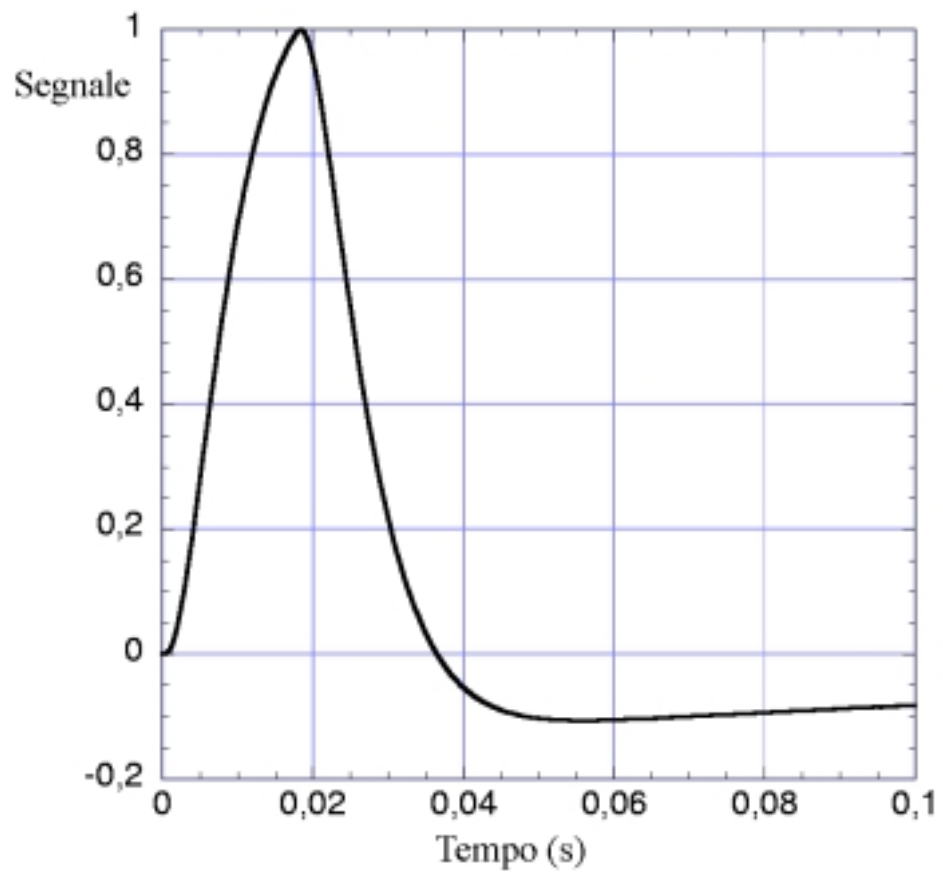


Figura 3.19: *Risposta al segnale di entrata prevista per il volo di Kiruna con il nuovo circuito.*

Analisi termica

Il volo notturno di Kiruna presenta infatti condizioni di temperatura estreme: ci si aspettano $-90\text{ }^{\circ}\text{C}$ in tropopausa e da $-60\text{ }^{\circ}\text{C}$ a $-80\text{ }^{\circ}\text{C}$ in stratosfera. Questo fatto obbliga ad un accurato controllo termico dell' elettronica di volo. Nel nostro caso la parte piu' delicata e' quella dei preamplificatori dei fotodiodi, che devono necessariamente essere alloggiati nella stessa scatola dei fotodiodi per ridurre l'interferenza elettromagnetica.

Abbiamo quindi dovuto miniaturizzare il circuito di preamplificazione, ottenendo cosi' lo spazio necessario per un adeguato isolamento termico. Questo e' stato ottenuto diminuendo l' irraggiamento grazie alle ridotta area del circuito ed all'interposizione di alcuni strati di superinsulation, e riducendo la conduzione grazie all' uso di colonnine in teflon per il supporto meccanico della scheda e di conduttori a sezione ridotta per i connettori d'ingresso e di uscita.

Inoltre, al ground plane ramato che ricopre la parte inferiore delle schede abbiamo avvitato una resistenza di potenza ed un sensore di temperatura tipo PT100. Il sensore viene letto durante il volo, e se necessario viene dissipata una potenza adeguata nella resistenza, in modo da mantenere la scheda all' interno dell' intervallo di funzionamento dei preamplificatori ($-40\text{ }^{\circ}\text{C}$, $+85\text{ }^{\circ}\text{C}$).

Il bilancio termico della scheda si puo' scrivere² :

$$W_{heater} + W_{diss} = N_{Cu} \frac{A_{Cu}}{L_{Cu}} \int_{T_1}^{T_2} \lambda_{Cu}(T) dT + \\ + N_{Tf} \frac{A_{Tf}}{L_{Tf}} \int_{T_1}^{T_2} \lambda_{Tf}(T) dT + 2A_{sk} \sigma (T_2^4 - T_1^4) F$$

²viene trascurato il contributo della dissipazione dovuta all'aria, in quanto l'atmosfera è estremamente ridotta in quota.

dove W_{heater} e W_{diss} sono rispettivamente la potenza dissipata dalla resistenza di riscaldamento e dal circuito di preamplificazione, $N_{Cu} \simeq 700$ è il numero di fili che collegano le basette al connettore esterno (ciascun cavo è costituito da vari trefoli), $A_{Cu} \simeq 8 \cdot 10^{-3} \text{ mm}^2$ è la sezione di tali conduttori, $L_{Cu} \simeq 10$ cm la loro lunghezza, $T_1 \simeq -80 \text{ }^\circ\text{C}$ e $T_2 \simeq 0 \text{ }^\circ\text{C}$ la temperatura esterna e la temperatura del circuito rispettivamente, λ_{Cu} la conducibilità termica del rame (che integrata dà circa $1 \cdot 10^5 \frac{W}{m}$), $N_{Tf} = 4$ il numero di colonnine di teflon che sorreggono le basette, $A_{Tf} \simeq 20 \text{ mm}^2$ la sezione di tali colonnine, $L_{Tf} \simeq 2$ cm la loro lunghezza, λ_{Tf} la conducibilità termica del teflon (che integrata dà circa $70 \frac{W}{m}$), $A_{sk} \simeq 100 \text{ cm}^2$ la superficie della scheda, $\sigma = 5.67 \cdot 10^{-8} \frac{W}{m^2 K^4}$ la costante di Stefan-Boltzmann, ed F un fattore dell'ordine dell'inverso del numero di strati di mylar alluminato con cui viene avvolto il circuito. Al primo membro il termine di dissipazione degli amplificatori è di circa 1 W; a secondo membro il termine di dissipazione dovuto ai supporti in teflon è di circa 0.27 W, mentre i due termini rimanenti forniscono un contributo di circa 5 W ciascuno. Per mantenere dunque la temperatura intorno allo $0 \text{ }^\circ\text{C}$ è necessario dimensionare la resistenza di riscaldamento in modo che fornisca almeno 10 W. Dal momento che è possibile decidere via software in base alla temperatura rivelata dal termometro PT100 l'accensione e lo spegnimento di tale resistenza, essa viene dimensionata a 20 W. Il circuito ha funzionato bene durante i voli di Kiruna, permettendo al circuito di rimanere all'interno dell'intervallo di temperature operative (la temperatura si è mantenuta intorno allo 0°C).

Il filtro

Per limitare le oscillazioni del segnale del sensore stellare dovute alle riflessioni di luce solare all'interno del telescopio, si inserisce un filtro sulla finestra

dei sensori. Questo deve limitare il meno possibile la luce proveniente dalle stelle, mentre deve attenuare molto quella solare riflessa e diffusa dall'atmosfera. Il problema, come detto nel paragrafo precedente, si e' manifestato a Trapani nelle ultime ore di volo: i sensori in quel volo non erano schermati da alcun filtro, e guardavano direttamente lo specchio, ricevendo naturalmente anche la luce che si rifletteva sulle superfici interne al telescopio. L'unica protezione era costituita da uno schermo opaco posto direttamente attorno alla finestra dei pixel che intercettava raggi molto sghembi, ma questa soluzione non permette di oscurare la vista di tutte le pareti del telescopio, in quanto lo schermo deve essere ridotto in modo da non oscurare lo specchio piu' di quanto non lo faccia la scatola dei sensori (Figura 3.20). Prendiamo in considerazione lo spettro della luce solare riflesso dall'atmosfera residua. Esso si puo' simulare assumendo che sia dovuto alla diffusione alla Rayleigh della luce proveniente da un corpo nero alla temperatura della superficie del Sole, circa 5800 K. In questo modo lo spettro, come ben noto, presenta un picco alle frequenze piu' vicine al violetto e al blu. Prendendo un catalogo di stelle si puo' fare una statistica sul loro spettro, che risulta in media essere più "rosso" di quello della luce solare diffusa (Figura 3.21). Si sceglierà quindi un filtro passa basso, in modo che esso tagli il piu' possibile la luce solare diffusa senza perdere troppe stelle. Per non perdere più del 5% delle stelle, si sceglie il filtro Schott OG530, un filtro passa basso (in frequenza), il cui coefficiente di trasmissione e' superiore a 0.99 per lunghezze d'onda superiori a λ_{cut} , con una lunghezza d'onda di taglio λ_{cut} ben individuata a 530 nm (Figura 3.22). Da un catalogo di 10272 stelle visibili senza filtro (le stelle sono selezionate in base alla porzione di cielo osservata, ovvero una striscia di cielo a 41° di elevazione e alta 1.46° , e in base alla magnitudine: la magnitudine limite prevista per il telescopio è 7), si possono estrarre 9718 stelle visibili con tale



Figura 3.20: *Fotografia della scatola dei sensori montata sul telescopio con il supporto per il fuoco; è visibile lo schermo attorno alla finestra rivolta verso lo specchio.*

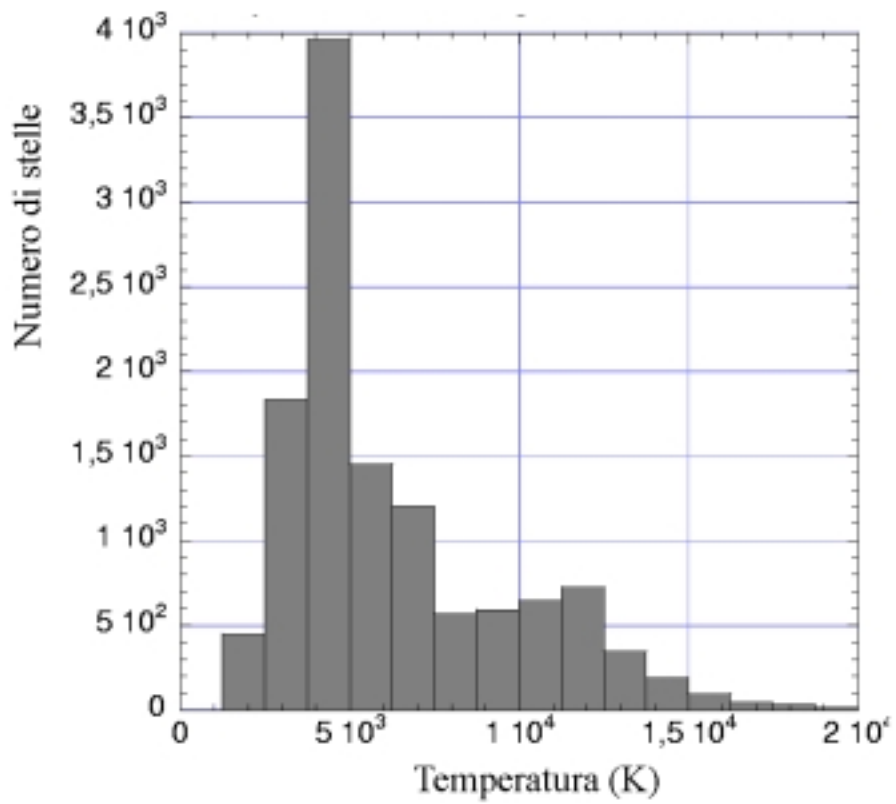


Figura 3.21: *Distribuzione della temperatura delle stelle secondo il catalogo Hipparcos/Tycho. Si nota il picco sul rosso, che fa sperare che il grosso del segnale stellare sia “più rosso” del cielo.*

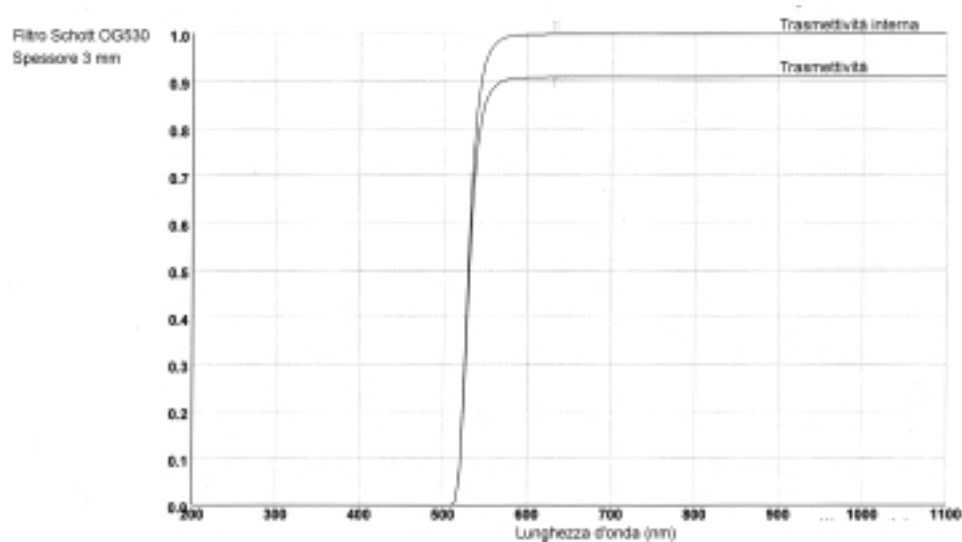


Figura 3.22: *Andamento della trasmittività del filtro in funzione della lunghezza d'onda. Esso taglia nettamente le lunghezze d'onda in corrispondenza di 530 nm.*

filtro posto davanti ai sensori. La perdita nel numero di stelle è di circa il 5%, come richiesto. Il segnale dovuto alle oscillazioni del background diffuso, invece, si riduce del 30%. Se si volessero ridurre tali oscillazioni di un fattore 7, si dovrebbe optare per un filtro con una lunghezza d'onda di taglio a 630 nm (l' OG630), con una perdita per il segnale stellare del 27%. Nel volo di test di aprile viene provato l'effetto del filtro OG530, con buoni risultati: durante il volo diurno il segnale presenta oscillazioni, senza tuttavia saturare lo stadio di amplificazione, e rendendo ancora possibile il riconoscimento del segnale stellare (sono visibili circa 20 stelle in una rotazione di 360°). Questo filtro verrà pertanto utilizzato anche nel volo definitivo da Kiruna a Gennaio.

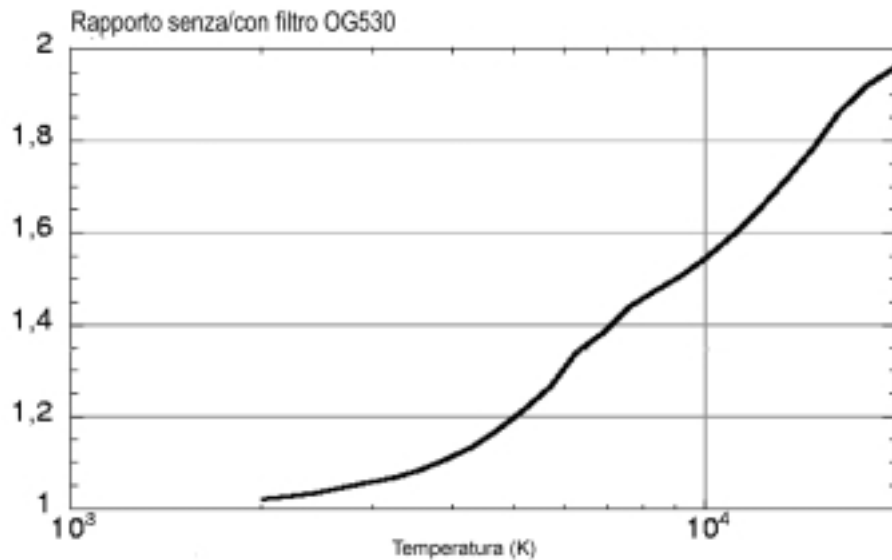


Figura 3.23: *Rapporto del segnale atteso senza il filtro OG 530 sul segnale atteso con il filtro in funzione della temperatura stellare.*

Il rivestimento: riduzione della riflettività interna

Al fine di ridurre gli effetti di disturbo dovuti alle riflessioni sulle pareti interne del telescopio durante le ore diurne del volo, la struttura va verniciata, o rivestita, o comunque trattata in modo da essere non riflettente nel visibile. Per questo scopo sono state esaminate varie soluzioni. Al fine di confrontarle, e scegliere quella che offre la minore riflettività, esse sono state provate montando un banco ottico, il cui schema è riportato in figura 3.25. Viene utilizzato un LED rosso (intensità 2 mcd, lunghezza d'onda di picco 630 nm): il segnale del led viene riflesso sul materiale che si vuole provare, e rivelato dai sensori. Il segnale proveniente dal circuito di lettura dei fotodiodi e' quindi inviato all'ingresso segnale di un lock-in. L'ingresso di riferimento, e' invece collegato al generatore d'onda che alimenta il led.

Per misurare il segnale riflesso e' necessario l'utilizzo del metodo di modulazione del segnale, che permette di massimizzare il rapporto segnale rumore.



Figura 3.24: *Fotografia della finestra dei sensori (è visibile l'array di 46 fotodiodi) con il filtro Schott OG530 montato. Questo è il filtro scelto per il volo di Kiruna per ottimizzare il numero di stelle visibili nelle ore diurne.*

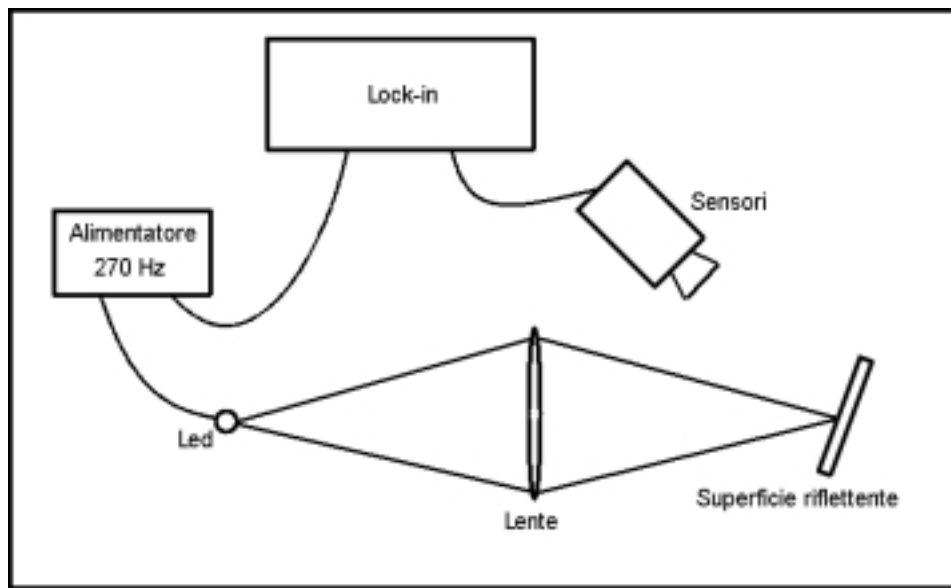


Figura 3.25: Schema del set-up utilizzato per confrontare la riflettività di diversi materiali per rivestire il telescopio. Il LED rosso (intensità 2 mcd, lunghezza d'onda di picco $\lambda_p = 630 \text{ nm}$) è alimentato in alternata con una frequenza di 270 Hz; lo stesso segnale di alimentazione viene inviato al lock-in come riferimento. Una lente focalizza la luce del LED sul materiale, e la luce riflessa viene osservata con gli stessi sensori del telescopio stellare. Il lock-in estrae il segnale in fase col riferimento ed elimina tutti i disturbi ad altre frequenze, dovuti ad esempio all'illuminazione artificiale residua.

Il rumore contenuto nel segnale inviato dal circuito di lettura e' approssimativamente la sovrapposizione di rumore eventualmente proveniente dalla rete elettrica a 50 Hz, segnale da luce artificiale residua a 100 Hz, rumore bianco e rumore $\frac{1}{f}$. Il metodo di modulazione permette di estrarre il segnale dal rumore alimentando il led con una tensione alternata di frequenza opportunamente scelta. Tale frequenza modula il segnale luminoso inviato dal led sul materiale di cui si vuole studiare la riflettivita', e quindi con tale frequenza sara' modulato anche il segnale che il circuito di lettura invia al lock-in. Il lock-in confronta il segnale inviato dai fotodiodi con il segnale che modula, inviato direttamente dal generatore d'onda che alimenta il led. Il lock-in utilizza le informazioni di frequenza e di fase del segnale di riferimento per riconoscere il segnale dal rumore (Meade, 1983). E' chiaro che la luce riflessa proveniente dal led avra' la stessa frequenza e la stessa fase dell'alimentazione: il lock-in estrae quindi solo questa frequenza con questa fase, e filtra tutto il resto, ovvero la maggior parte del rumore. E' quindi opportuno scegliere la frequenza di accensione distante dai 50 Hz della rete elettrica, e da tutti i suoi multipli. Il LED viene quindi alimentato con un'onda sinusoidale di 270 Hz di frequenza.

Nel volo di Trapani il telaio in alluminio del telescopio era stato anodizzato di colore nero opaco. Viene confrontata la riflettivita' dell'alluminio non verniciato ne' anodizzato con quella del tubo anodizzato, e con altri due tipi di materiale: due tipi di vernice nera opaca e la superficie di un tessuto di velluto nero che è stato selezionato per rivestire esternamente il telescopio. Il lock-in integra il segnale su 3 s, e fornisce i seguenti valori per l'ampiezza del segnale riflesso, a parità di condizioni geometriche dell'apparato e di alimentazione del led:

- Alluminio non trattato: (35 ± 2) mV

- Alluminio anodizzato nero: (3.7 ± 0.3) mV
- Alluminio vernice nera: (3.2 ± 0.3) mV
- Alluminio vernice nera opaca: (0.9 ± 0.2) mV
- Telo nero: (0.4 ± 0.2) mV

e rileva un segnale inferiore a $10 \mu\text{V}$ a LED oscurato.

Risulta quindi evidente che la soluzione migliore e' quella di rivestire tutta la struttura, compresi i tubi e le flange del telaio, avvolgendovi il tessuto nero, e verniciare eventuali punti scoperti con la vernice nera opaca. In questo modo la riflettività interna del telescopio per il volo di Kiruna si riduce rispetto all'alluminio grezzo di un fattore circa 90, e rispetto al volo di Trapani di un fattore circa 8.

Infine, lo stesso apparato viene utilizzato per verificare la trasmittività del filtro OG530: nominalmente essa è di circa 0.99 per lunghezza d'onda superiori a 530 nm, e il LED ha una lunghezza d'onda di picco di 630 nm con un'ampiezza di banda di 45 nm. Il rapporto tra il segnale misurato con il filtro e senza filtro fornisce un valore per la trasmittività di 0.96 ± 0.03 , compatibile con il valore nominale di 0.99.

3.2.5 Calibrazione e prestazioni del telescopio

Il telescopio è stato provato per la prima volta nel volo di Trapani, nel luglio 1999. Esso è stato fuocoheggiato osservando l'immagine della Luna sui sensori, e la corretta posizione del fuoco è stata verificata osservando alcune stelle da terra, come Vega (Figura 3.26).

Per il volo di Kiruna il fuoco è stato controllato analizzando i dati di un *raster scan* eseguito a Dicembre, osservando un laser posto a circa 1.5 Km dal telescopio. La larghezza in azimuth della scansione è di 20 arcominuti, e i 160

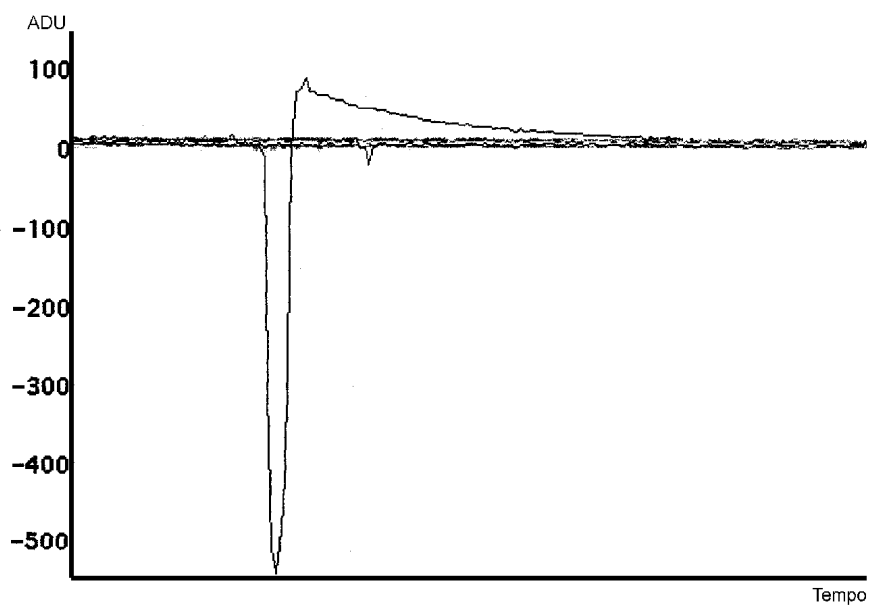


Figura 3.26: *Durante le prove a terra, prima del volo di Trapani, sono state eseguite alcune osservazioni con in telescopio stellare. Il segnale riportato in figura corrisponde ad una osservazione di Vega, e mostra come esso sia ben riconoscibile su di un solo pixel (sono riportati i segnali di molti pixel adiacenti).*

subscan sono separati da 0.5 arcominuti in elevazione. Per ciascun subscan vi sono 11 o 12 campionamenti di tutti i pixel. Si individua il massimo per ogni subscan, quindi si controlla quanti differenti campionamenti dello stesso pixel presentano il segnale, e quanti differenti diodi vedono la sorgente nello stesso subscan. Quindi si mediano questi valori su tutti i subscan. Si trova che il numero medio di differenti pixel che vedono il segnale è 1.3, e lo stesso pixel osserva il segnale su 3.4 differenti campionamenti. I pixel sono larghi 4 mm in azimuth, pertanto il *beam* aspettato in azimuth è di 7.8 arcominuti, mentre è di circa 2' in elevazione. I campionamenti sono separati da circa 1.8 arcominuti, pertanto ciò corrisponde a un *beam* di $3.4 \cdot 1.8' = 6.1'$, addirittura minore di quello aspettato. Questo ci permette di concludere che il telescopio è a fuoco. Osserviamo che la sorgente non è collimata, e va trattata come una sorgente puntiforme che si trova a 1.5 Km dallo specchio. Ciò significa che in effetti l'immagine viene focalizzata circa 3 mm più lontano dallo specchio rispetto alla posizione vera del fuoco. D'altra parte, la contrazione termica del telaio in alluminio durante il volo riporterà i diodi più vicino allo specchio proprio di 3 mm, e il telescopio sarà quindi a fuoco durante il volo. I dati presi durante un volo svoltosi a Gennaio, ma interrotto dopo poche ore a causa di un problema all'impianto criogenico, confermano il corretto funzionamento e la messa a fuoco del telescopio, come si vede nelle figure 3.27, 3.28 e 3.29.

Stima del numero di stelle osservabili

Ciascun pixel ha un campo di vista di 1.9 arcominuti in elevazione e di 7.9 arcominuti in azimuth; la porzione di cielo osservata in un giro di 360° è alta 1.46° . Si può dunque effettuare una statistica sulle stelle osservabili in base alla magnitudine estraendole da un catalogo. Utilizzando il catalogo SAO

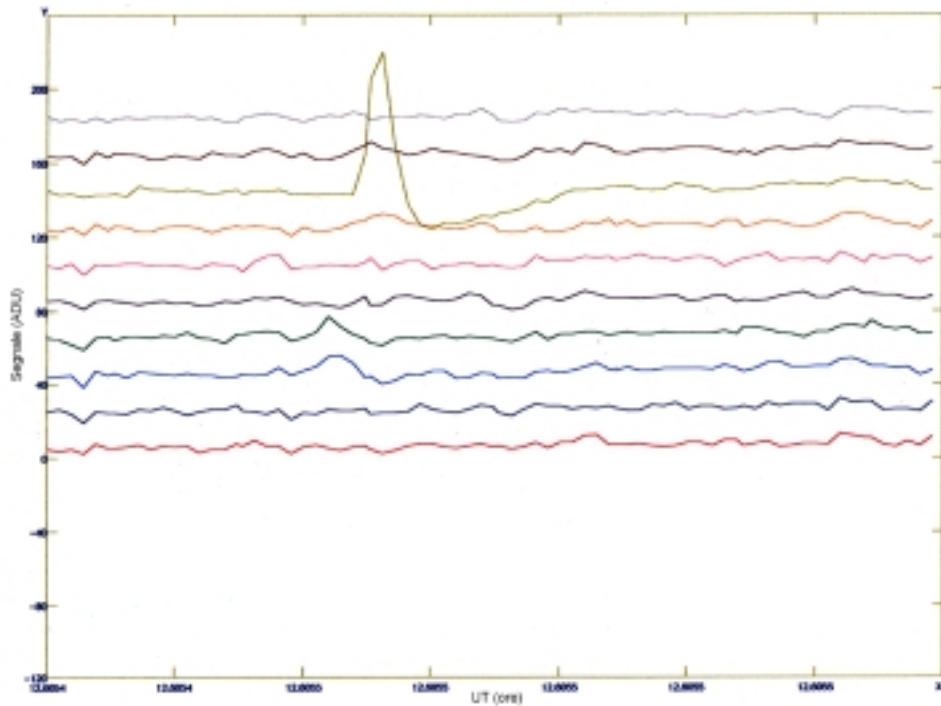


Figura 3.27: *In questo grafico sono riportati i segnali di pixel adiacenti durante il primo volo di Gennaio 2001 da Kiruna. Si nota chiaramente il passaggio di una stella su di un solo pixel, che conferma la corretta messa a fuoco. Notare inoltre che tali dati sono presi in pieno giorno, intorno a mezzogiorno, e sebbene in questo grafico siano già filtrati in modo da eliminare le oscillazioni a bassa frequenza, dimostrano che è possibile riconoscere numerose stelle anche durante le ore diurne (si contano circa 20 stelle a rotazione).*

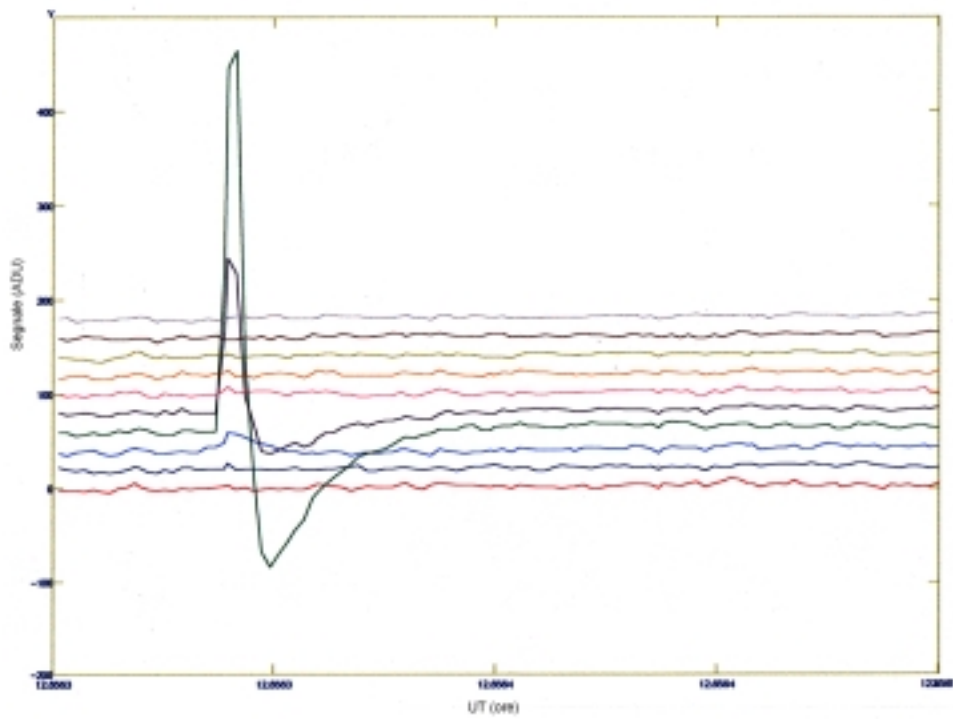


Figura 3.28: *Un altro esempio di segnale stellare acquisito durante il primo volo di Gennaio 2001 da Kiruna che dimostra il corretto funzionamento del telescopio anche durante il giorno.*

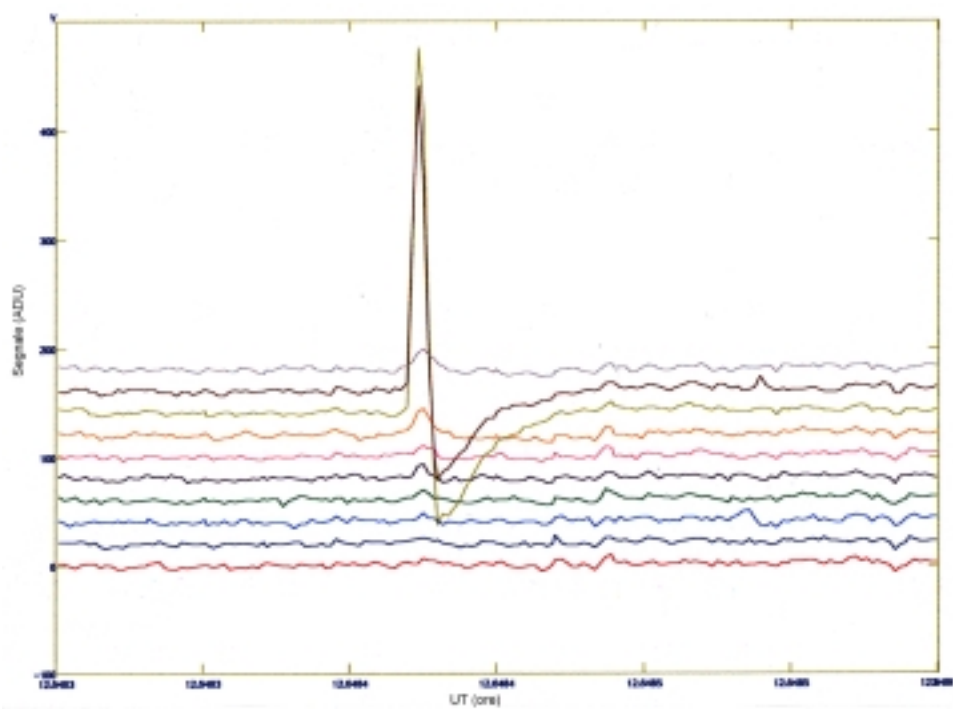


Figura 3.29: *Il segnale acquisito durante il primo volo di Kiruna nel Gennaio 2001 dimostra la corretta messa a fuoco del telescopio: il segnale stellare è ben riconoscibile su non più di tre pixel adiacenti.*

di trova quanto riportato in tabella 3.2.5. Ogni fotodiodo ha funzionato

Magnitudine limite	Numero di stelle
4	0-5
5	5-10
6	20-40
7	70-150

Tabella 3.2: *Numero di stelle estratte dal catalogo in un striscia di cielo a 41° di elevazione e alta 1.46° , al variare della magnitudine limite osservabile.*

correttamente durante il volo notturno di Trapani e i voli diurni di Kiruna.

L'analisi dati sviluppata seguendo diversi approcci ha dimostrato in tutti i casi le ottime prestazioni del telescopio, che ha potuto osservare stelle sino alla settima magnitudine, come richiesto, e ha permesso di ricostruire la direzione di osservazione con la precisione di $1'$. Sommando su tutti i fotodiodi, otteniamo circa 50 stelle per rotazione, che corrispondono a magnitudine 6-7 come ci si aspettava (Figura 3.30). Il segnale stellare è ben riconoscibile nonostante la digitalizzazione, ed è normalizzabile e sincronizzabile con la forma aspettata dalle costanti di tempo del circuito di lettura, come mostrato in figura 3.31 e in figura 3.32. Inoltre, è possibile riconoscere le stelle più brillanti ad ogni rotazione della navicella, e osservarne lo spostamento lungo i pixel nel tempo, dovuto allo spostamento del cielo osservato dal telescopio (Figura 3.33).

Analisi preliminare on-board

Nel volo di Kiruna i dati del sensore stellare vengono anche parzialmente interpretati durante il volo, per estrarre dal segnale solo gli impulsi candidati come possibili stelle in modo da usare una telemetria satellitare a banda

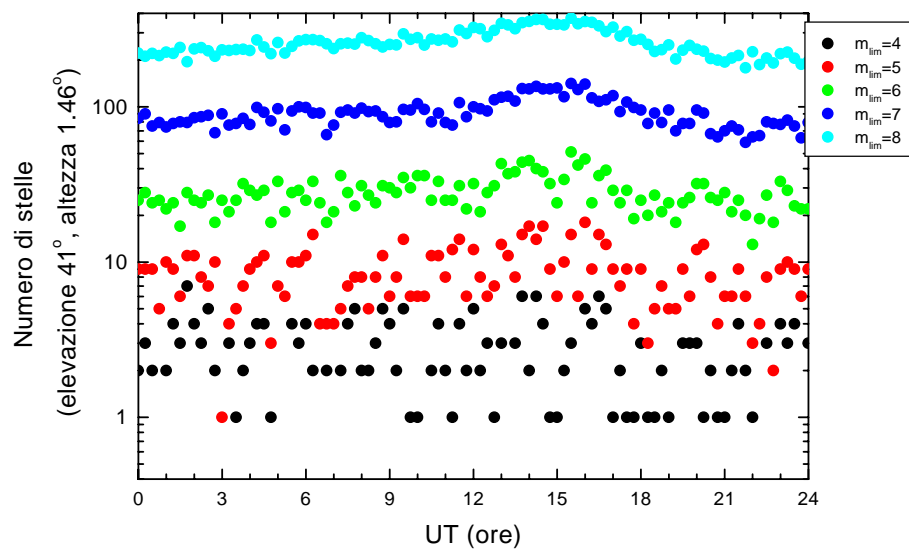


Figura 3.30: *Il numero di stelle per ogni giro corrisponde al numero aspettato se il telescopio riuscisse a rivelare il segnale di stelle sino alla sesta o settima magnitudine.*

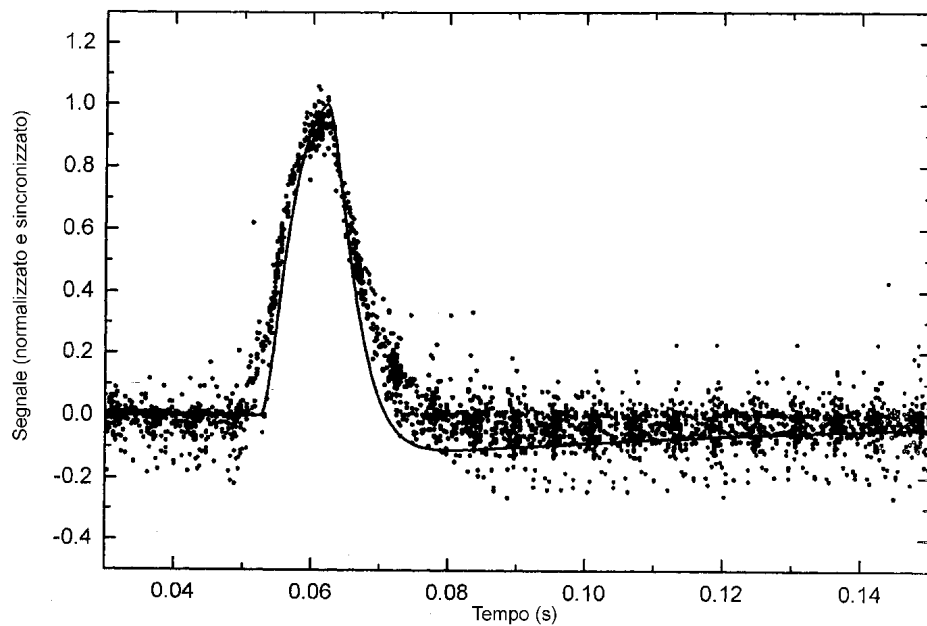


Figura 3.31: *Dai dati è possibile eseguire una prima analisi per riconoscere gli impulsi stellari, verificando che la funzione di uscita (rinormalizzata) è quella aspettata dalle costanti di tempo del circuito, e per contare le stelle osservate. Il numero di stelle corrisponde a quelle osservabili sino alla sesta o settima magnitudine, e la curva riportata è calcolata con le costanti di tempo del circuito di lettura nominali (passa-alto: $\tau_0 = 0.15$ s, passa-basso: $\tau_1 = 4.7$ ms, passa-basso: $\tau_2 = 4.8$ ms).*

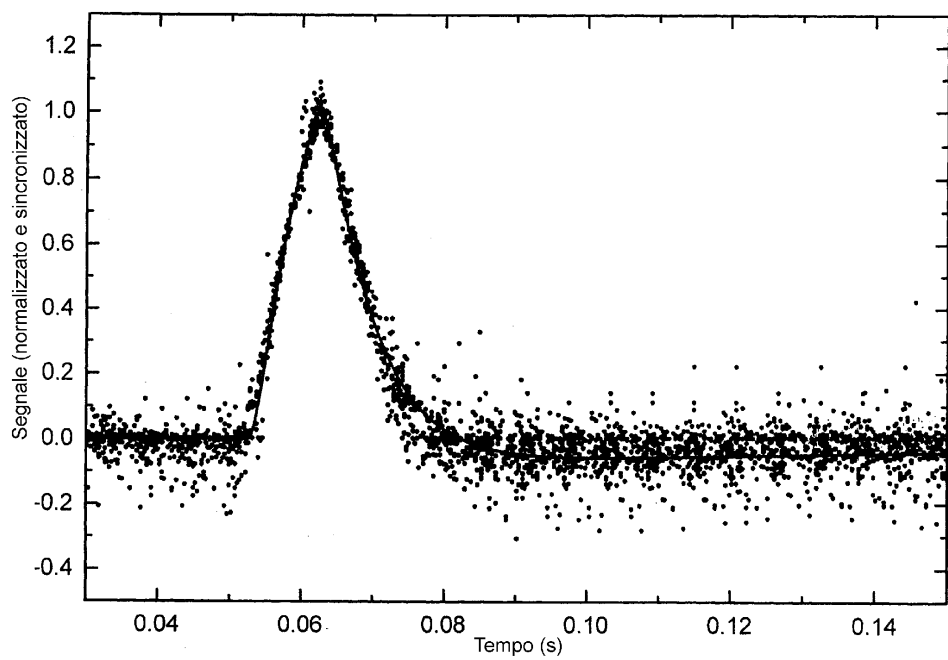


Figura 3.32: *Il fit dei dati con la curva aspettata in uscita dal circuito di lettura mostra che le costanti di tempo sono prossime a quelle nominali (passa-alto: $\tau_0 = 0.33$ s, passa-basso: $\tau_1 = 13.5$ ms, passa-basso: $\tau_2 = 2.9$ ms).*

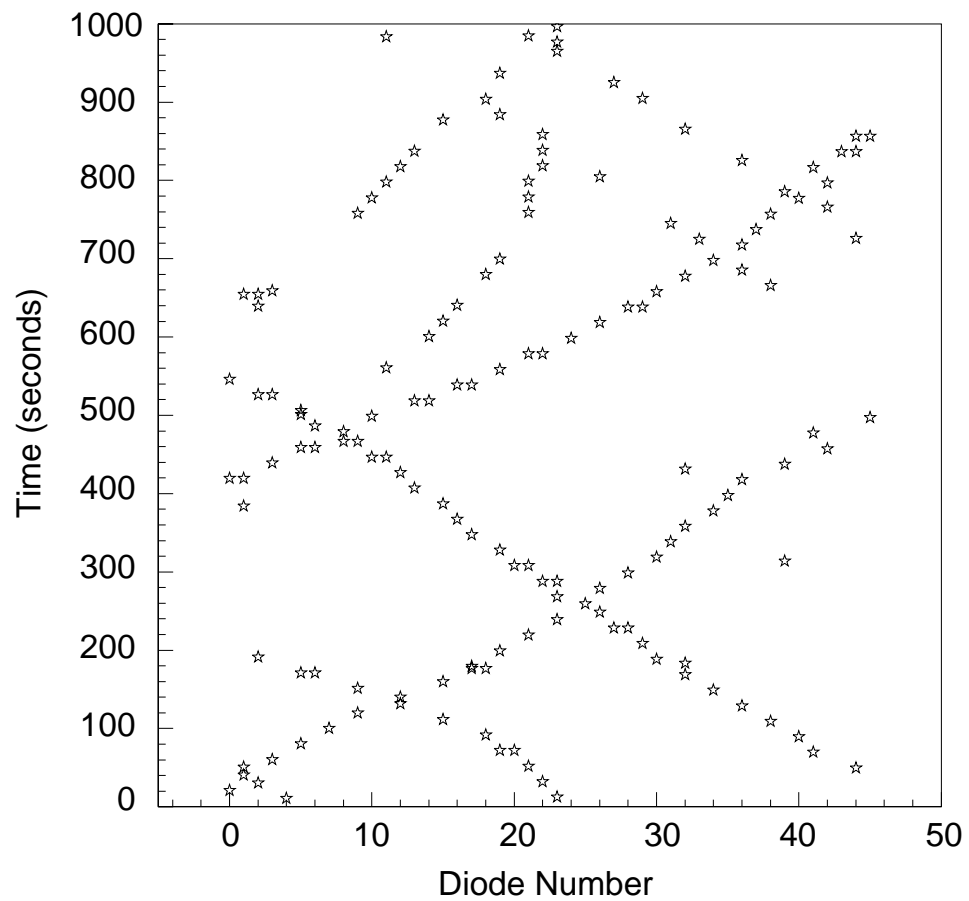


Figura 3.33: *Grafico dei segnali dovuti alle stelle più luminose, in cui viene riportato il tempo in funzione del numero di pixel. Le tracce che si vedono sono dovute alla rotazione diurna del cielo.*

moderata. Il computer di bordo è quindi programmato con un semplice algoritmo (deve essere veloce per permettere la detezione, la compressione e l'invio dei dati in tempo reale attraverso la telemetria satellitare) che applica un filtro passa-alto per eliminare le oscillazioni dovute al background (oscillazioni che per quanto limitate dalle modifiche al telescopio rispetto a Trapani non sono completamente eliminate durante il giorno). Si considera una soglia che viene stabilita dinamicamente considerando il segnale di un pixel: se esso ha un valore confrontabile con i pixel non immediatamente adiacenti significa che si sta osservando rumore, e la soglia si alza; se invece il segnale è confrontabile solo con i pixel adiacenti allora si tratta di un impulso visto al massimo da tre pixel consecutivi, ed è una possibile stella. Si acquisiscono i dati relativi (ampiezza, numero di pixel e tempo universale) e la soglia si pone all'incirca all'80% del valore dell'impulso, e quindi si abbassa monotonamente nel tempo. Tale algoritmo viene inoltre migliorato eseguendo una correlazione con il tipo di impulso aspettato, per esaltare il segnale dovuto al passaggio di una stella. Questo sistema è stato testato sia sui dati del volo di prova di Kiruna ad Aprile che sui dati presi nel volo di Gennaio da Kiruna³ e mostra che anche durante il giorno sono visibili e riconoscibili almeno 20 stelle per giro.

Analisi e ricostruzione dell'assetto

I dati vengono quindi analizzati *off-line* attraverso un confronto con un catalogo stellare e le prestazioni del volo di Trapani dimostrano che il sistema permette di ricostruire la direzione di puntamento con una precisione di un

³Archeops ha volato per alcune ore il 12 Gennaio 2001, senza poter completare il volo a causa di problemi all'apparato criogenico. Esso è stato recuperato e preparato per un nuovo volo. Il 29 Gennaio 2001, mentre questo lavoro viene ultimato, si è svolto il volo definitivo.

arcominuto, come richiesto ed aspettato. L'idea è di confrontare e far combaciare la mappa prodotta dal telescopio con un catalogo (Guide Star Catalogue, GSC). Dopo una prima stima della direzione di osservazione, eseguita assumendo che i pendolamenti siano trascurabili, utilizzando le informazioni di posizione e tempo fornite dal GPS, e sulla fase azimuthale fornite dal passaggio del piano galattico attraverso il telescopio millimetrico, si confronta la mappa misurata con il catalogo e si associano i segnali che si trovano a meno di 2° dalla posizione nominale. Le corrispondenze migliori avranno un peso statistico più alto rispetto alle stelle che risultano più lontane dalla posizione indicata dal catalogo. Si prende come sistema di riferimento la terna ortogonale che ha origine nel baricentro della gondola, l'asse z è l'asse del pivot e l'asse ottico del sensore stellare è parallelo al piano xz . Se ψ , θ e ϕ sono gli angoli di Eulero, chiamiamo θ l'angolo di *tilt*, $-\phi$ è l'azimuth, e $-\psi-\phi = \xi$ è la rotazione totale della gondola. Per un punto nel piano xz , di elevazione h_0 iniziale, l'azimuth e l'elevazione al variare degli angoli di Eulero sono:

$$a = \xi + \theta \cos(\xi - \phi) \tan(h_0)$$

$$h = h_0 - \theta \sin(\xi - \phi)$$

da cui si osserva che l'effetto di θ è quello di modulare l'azimuth e l'elevazione. Questo si può utilizzare per calcolare tale angolo di tilt.

Si osserva, quindi, la differenza tra l'azimuth teorico del catalogo e quello della stella osservata dal telescopio in funzione del tempo, e lo spostamento della stella osservata in elevazione, ovvero lo spostarsi del segnale lungo differenti pixel. Per stelle reali si devono avere andamenti smussati di queste funzioni (Figure 3.34 e 3.35). In particolare l'elevazione deve essere un seno, la cui fase e ampiezza variano lentamente nel tempo (a causa del tilt), mentre le variazioni del parametro dato dalla differenza degli azimuth sono una

combinazione di modulazioni dovute al tilt, variazioni di velocità di rotazione della gondola, ed errori nella stima iniziale. E' possibile ripulire questi

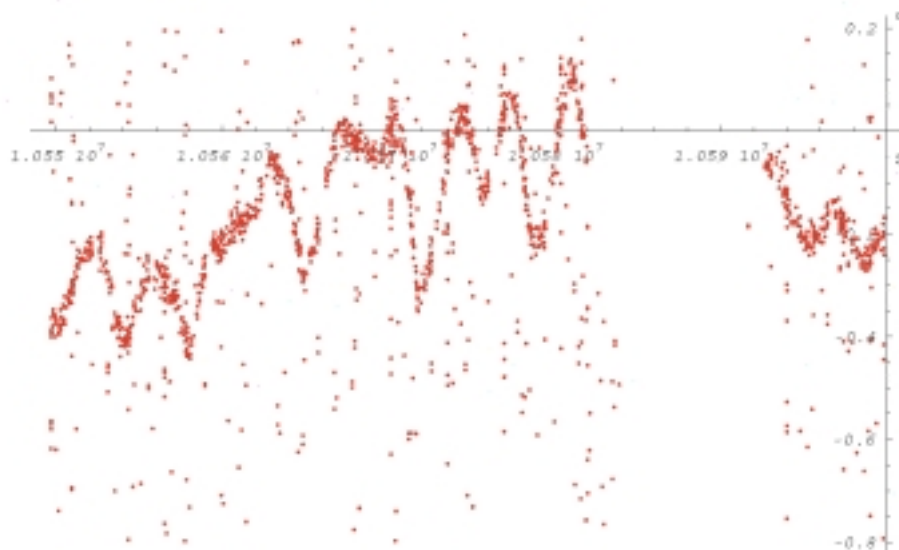


Figura 3.34: *Grafico della differenza in azimuth (in gradi) tra il segnale e il catalogo GSC.*

plot utilizzando l'andamento del segnale reale: utilizzando intervalli di dati di alcuni secondi, viene effettuato un fit polinomiale per avere una funzione smussata, e nel risultato vengono eliminate le corrispondenze sbagliate che si presentavano in modo casuale nel primo plot: il risultato è visibile nelle figure 3.36 e 3.37.

Nel successivo passo dell'algoritmo, si fa uso solo dell'elevazione. Su intervalli di dati di circa un periodo, si esegue un fit sinusoidale, e quindi si trovano ampiezza e fase, da cui si può ricavare il tilt. L'ultimo passo è quello di trovare l'azimuth, ovvero il valore istantaneo della velocità angolare e la fase della rotazione, dalla posizione delle stelle individuate. Come verifica, la posizione così ricostruita del diodo 0 viene sovrapposta alle stelle osservate dal sensore stellare (Figure 3.38 e 3.39). Come si vede in questi plot,

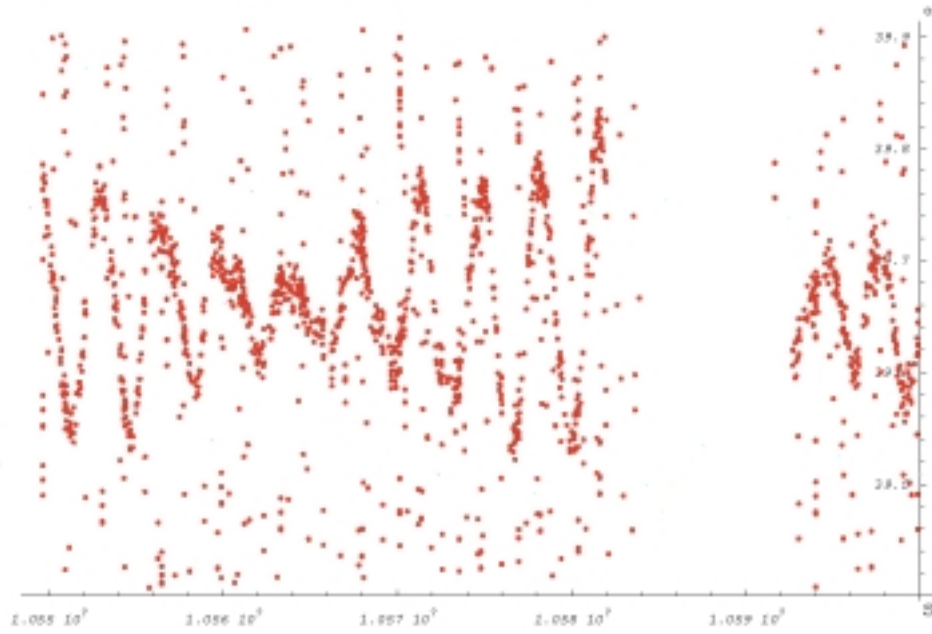


Figura 3.35: *Elevazione delle stelle (in gradi) corrette secondo il numero di fotodiode.*

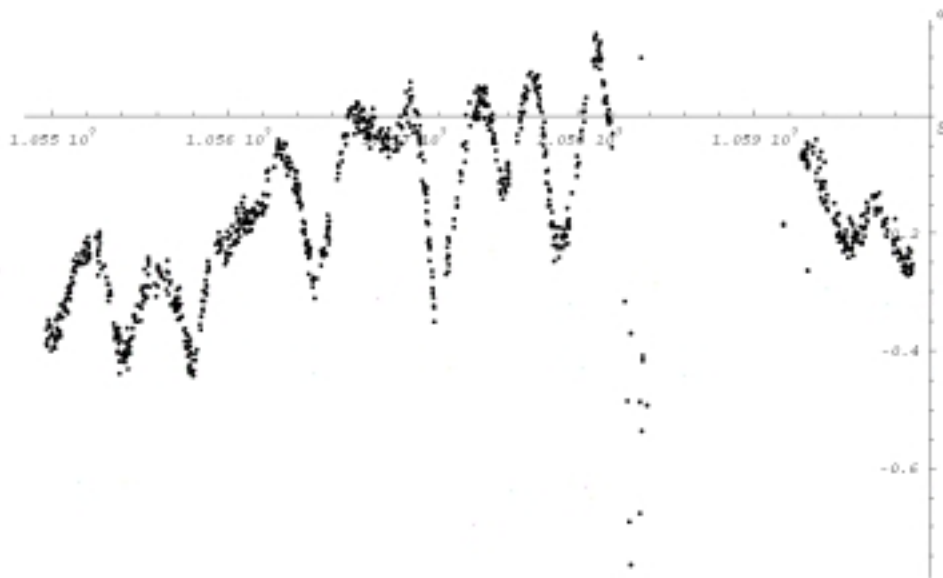


Figura 3.36: *Come in figura 3.34 ma dopo il fit.*

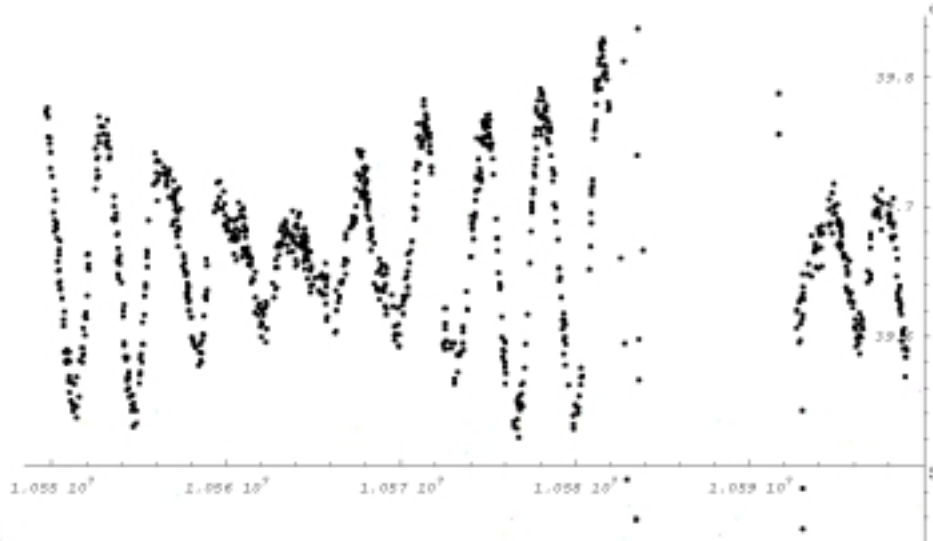


Figura 3.37: *Come in figura 3.35 ma dopo il fit.*

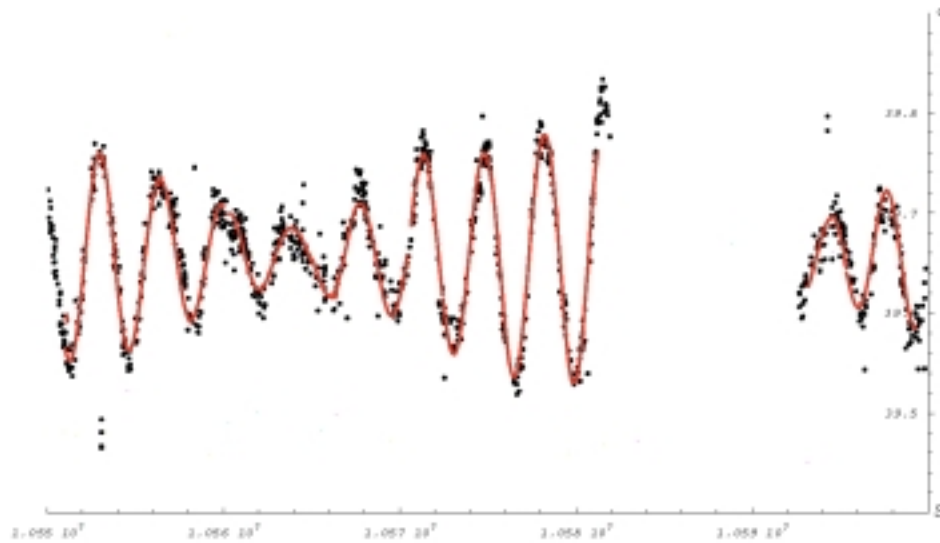


Figura 3.38: *Ricostruzione finale del puntamento sovrapposta alle stelle osservate dal sensore stellare (elevazione).*

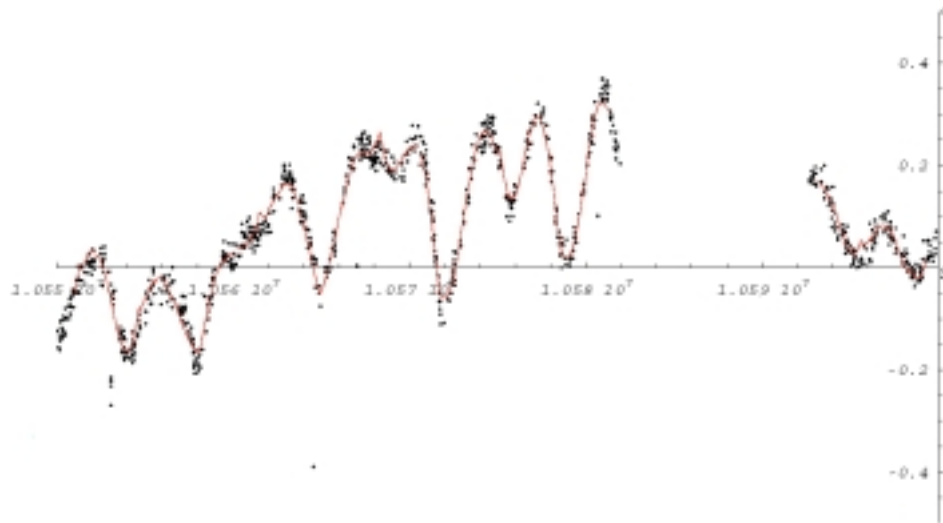


Figura 3.39: *Ricostruzione finale del puntamento sovrapposta alle stelle osservate dal sensore stellare (azimuth).*

il puntamento viene ricostruito con una accuratezza di circa 1 arco minuto. Utilizzando questo risultato, inoltre, si può risalire alla geometria del telescopio: nel volo di Trapani, il diodo 0 ha un'elevazione di 39.65° , e l'altezza del diodo è di 0.031° che corrisponde al valore nominale di circa 1.9 arcominuti.

Inoltre, sui dati dell'azimuth delle stelle ben riconosciute, viene eseguito un fit (lineare) per alcuni secondi, che permette di predire per estrapolazione il suo valore con grande precisione: questo serve per stimare la posizione iniziale nell'algoritmo: anche quando il piano galattico viene usato come prima stima, appena l'algoritmo ha sufficienti dati esso diventa molto più efficiente del passaggio del piano galattico sul telescopio millimetrico.

Nel caso in cui non si abbiano dati esterni, come quelli provenienti dall'attraversamento del piano galattico, si può usare un altro algoritmo per calcolare la posizione iniziale dell'azimuth. Il primo passo è quello di stimare il periodo. Si costruisce un istogramma delle differenze di tempo tra i segnali

del sensore stellare; in questo modo appare immediatamente un picco corrispondente al periodo (Figura 3.40). Il secondo passo è quello di ricostruire la

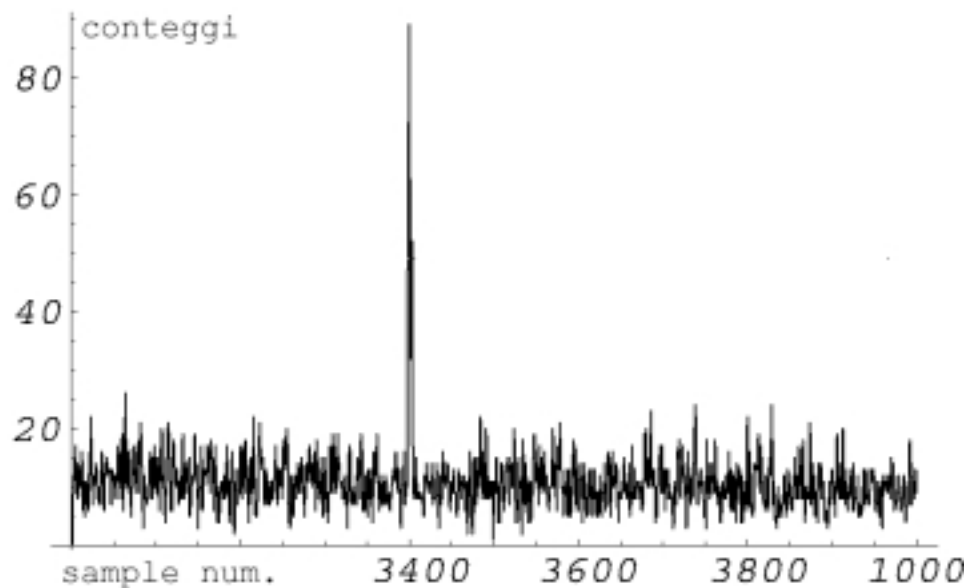


Figura 3.40: *Ricostruzione del periodo di rotazione.*

fase azimutale: tutti i segnali del sensore stellare sono confrontati con con le stelle del catalogo GSC di qualunque azimuth, ma con una elevazione vicina a quella del pixel. Quindi si esegue un plot della fase azimutale di tutte le corrispondenze, e si trova il picco corrispondente alla fase reale. I dati di periodo e fase vengono quindi utilizzati per inizializzare l'algoritmo descritto in precedenza.

3.3 Altri sistemi di ricostruzione del puntamento

I dati del sensore stellare vengono affiancati da quelli di altri dispositivi che permettono di ricostruire la direzione di osservazione con un'accuratezza, però, molto minore. Essi servono tuttavia ad avere un confronto e ad aiutare la ricostruzione dopo il volo attraverso alcune informazioni come la posizione

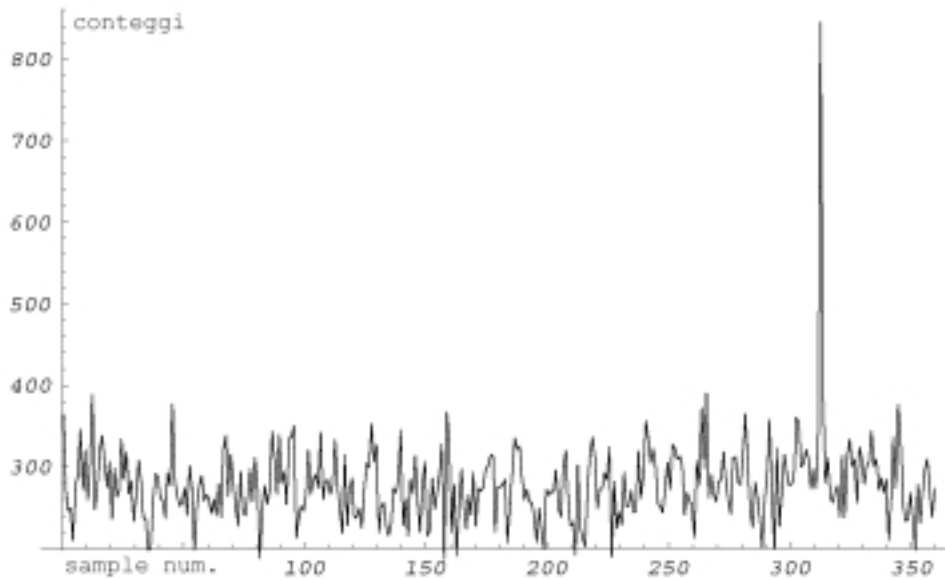


Figura 3.41: *Fase di tutti i tentativi di corrispondenze con il catalogo GSC. Il picco corrisponde alla corrispondenza migliore.*

indicata dal GPS o i pendolamenti lungo i tre assi di inerzia della gondola indicati da tre giroscopi. Una prima stima dell'angolo in azimuth di osservazione si ha dal passaggio del piano galattico attraverso il beam del telescopio millimetrico (Figura 3.42). Assumendo che non ci siano pendolamenti, si confrontano i dati del telescopio millimetrico (in particolare il canale a 353 GHz) con le mappe di IRAS per ricostruire l'azimuth; in questo modo l'angolo viene ricostruito con un'accuratezza di circa 30 arcominuti. I pendolamenti della gondola e la rotazione lungo l'asse verticale vengono misurati da tre giroscopi (Vibrating structure gyroscope, bipolar version (29964x-0100), British aerospace systems & equipments) montati su una struttura che ne permette l'allineamento con l'asse verticale (Figura 3.44), attraverso l'utilizzo di una livella elettronica, e soprattutto di mantenere la temperatura dei sensori costante attraverso l'utilizzo di resistenze di potenza. Questo è importante data la forte dipendenza dalla temperatura del segnale fornito dai

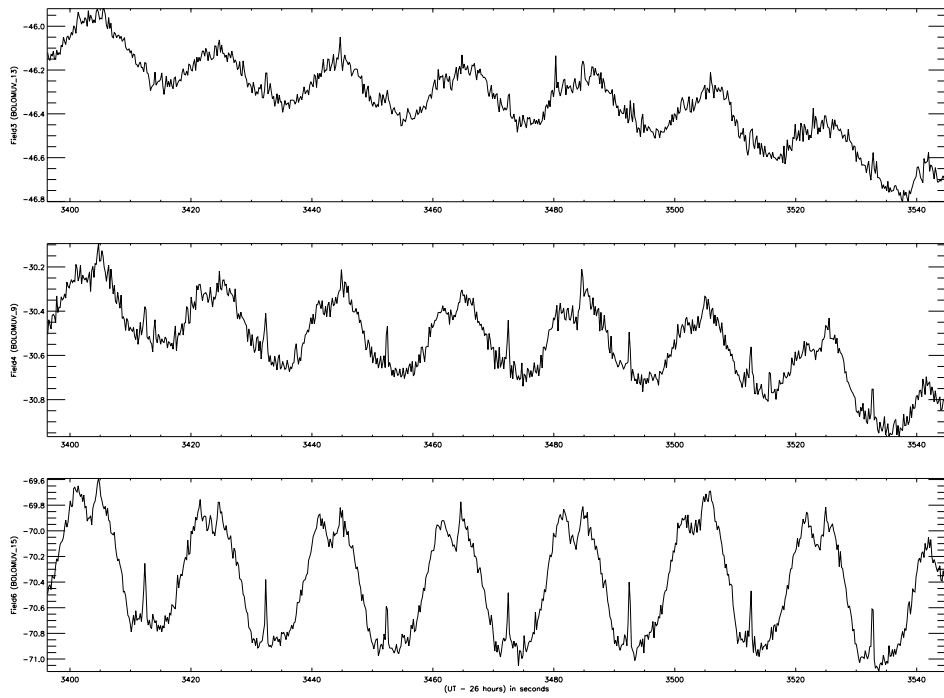


Figura 3.42: *Segnali in μV dei tre bolometri in funzione del tempo dal volo di Trapani. Dall'alto, i grafici corrispondono ai canali a 143 GHz, 217 GHz e 353 GHz. Si notano 8 rivoluzioni della navicella, e il picco dovuto all'attraversamento del piano galattico. Da questo si ha una prima stima del periodo e della fase della rotazione.*

giroscopi. Essi forniscono una tensione in uscita proporzionale alla velocità angolare lungo l'asse normale alla base dello strumento (la rotazione viene avvertita attraverso le forze di Coriolis da un cilindro in ceramica vibrante). I tre giroscopi hanno una risoluzione di $5 \cdot 10^{-3} \text{ }^\circ/\text{s}$ e sono lineari entro lo 0.25% nel range di velocità angolari a cui siamo interessati. Infine, per

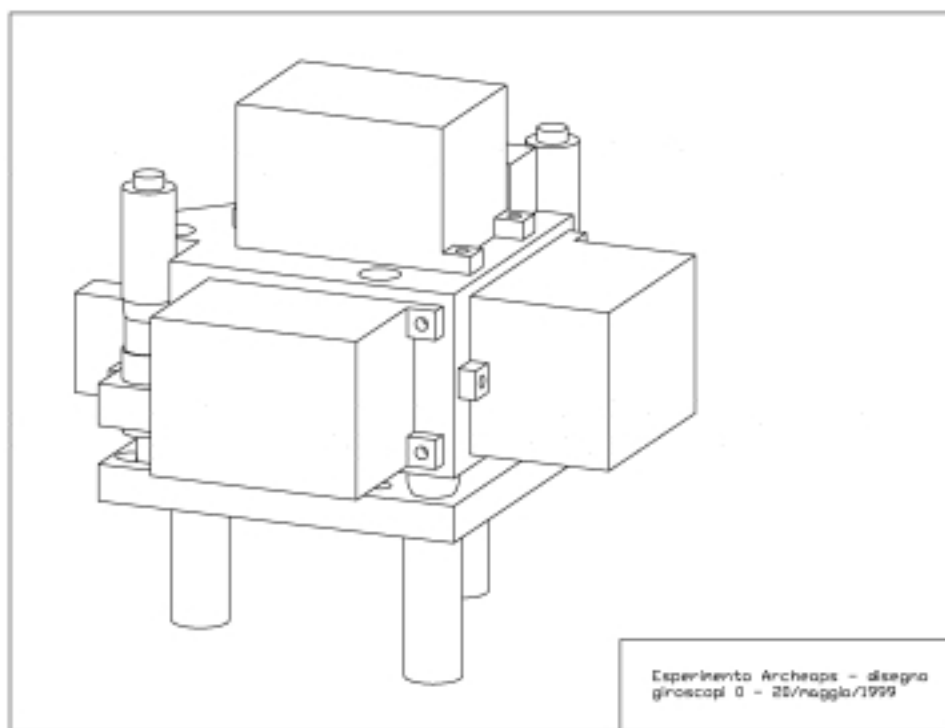


Figura 3.43: *Disegno schematico dal progetto per il supporto dei giroscopi. La base ricavata da un unico pezzo di alluminio è necessaria, oltre che per permettere l'allineamento preciso attraverso dei distanziatori micrometrici e una livella elettronica, per mantenere costante la temperatura di tutto il sistema (tramite delle resistenze di riscaldamento) a causa della dipendenza della risposta dei sensori dalla temperatura.*

il nuovo volo sono stati aggiunti un magnetometro sensibile alla rotazione rispetto al campo magnetico terrestre, e un sensore sensibile alla velocità



Figura 3.44: *In questa foto sono visibili i tre giroscopi utilizzati come sensori di rotazione della navicella. Essi sono montati secondo tre assi ortogonali su una base che ne permette l'allineamento con la gondola; una livella elettronica permette la regolazione precisa dell'asse verticale. Inoltre il tale supporto, progettato nell'ambito di questa tesi, permette ai sensori di rimanere a temperatura costante (grazie all'uso di resistenze di riscaldamento), poichè il segnale dipende molto dalla temperatura.*

di rotazione della gondola rispetto al pallone. Un plot preliminare dei dati acquisiti durante il primo volo di Gennaio 2001 è visibile in figura 3.45.

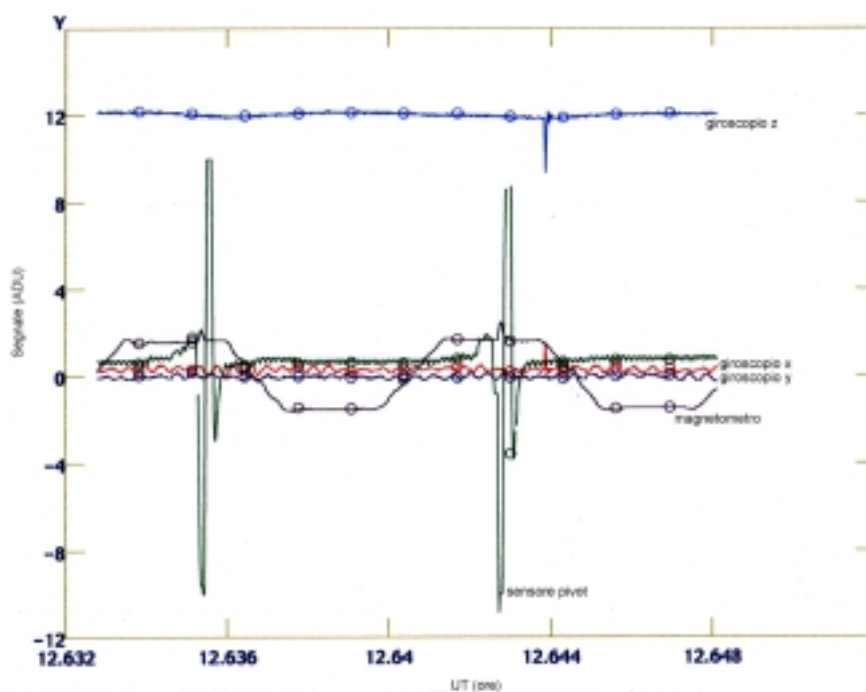


Figura 3.45: *Grafico dei sensori utilizzati per permettere una ricostruzione preliminare del puntamento. Sono visibili i segnali dei tre giroscopi (quello sensibile alla rotazione lungo l'asse z ha un valore costante corrispondente al moto circolare uniforme della gondola attorno all'asse verticale a 2 rpm, mentre quelli orientati nel piano orizzontale, x e y, presentano un debole segnale dovuto principalmente a piccoli pendolamenti, detti beccheggio e rollio), il segnale periodico del magnetometro che è sensibile alla rotazione rispetto al campo magnetico terrestre lungo l'asse verticale, e il segnale di un sensore posto sul pivot che permette di misurare la rotazione della gondola rispetto alla catena di volo.*

Capitolo 4

Controllo dell'assetto dell'esperimento durante il volo

4.1 Premessa

L'esperimento è montato su di un telaio, detto in gergo gondola, collegato al pallone stratosferico alltraverso dei cavi (catena di volo), e il moto della gondola è possibile grazie ad un motore (pivot). Per consentire il corretto funzionamento dell'esperimento e agevolare la ricostruzione dell'assetto, il progetto di queste parti deve ottimizzare la stabilità del moto.

4.2 La gondola

La gondola per il volo di Trapani (Figura 4.1) è stata progettata nell'ambito di questa tesi, facendo uso di software per progettazione CAD (Autocad). Essa si compone di due parti: un telaio esterno, o *outer frame*, e un telaio interno, o *inner frame*. Il telaio esterno (in alluminio, tubo quadro 50mm x 50 mm x 2 mm) trasporta le batterie di volo, il sensore stellare, la zavorra (*ballast*), la telemetria, l'antenna GPS; esso ha montato al suo interno l'inner

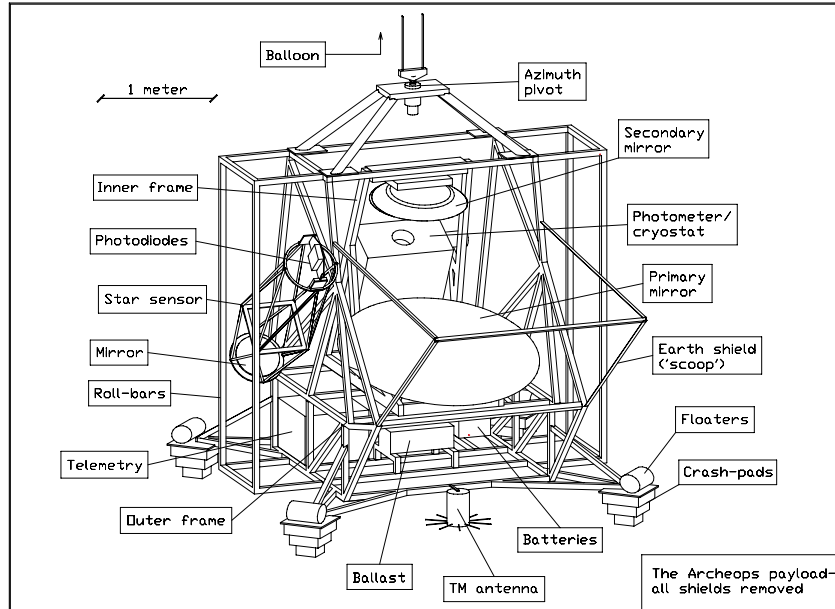


Figura 4.1: *Disegno schematico del progetto della gondola con tutte le parti relative all'esperimento.*

frame, e sulla parte anteriore uno schermo per la radiazione terrestre detto *scoop*.

L'outer frame è direttamente collegato al pivot attraverso una struttura rigida chiamata *spider*. Lo spider nel volo di Kiruna è stato riprogettato e realizzato nell'officina meccanica del Dipartimento di Fisica: per renderlo molto più leggero i tubi di anticorodal sono stati sostituiti da cavi di acciaio impiombati che sopportano trazioni di oltre 5000 Kg. In questo modo il peso dello spider si è dimezzato e delle barre in alluminio leggere dotate di molle in acciaio permettono di assorbire la caduta del motore che altrimenti precipiterebbe sul payload. Nelle figure 4.2 e 4.3 sono visibili i payload pronti per il lancio rispettivamente a Trapani (1999) e Kiruna (2001). L'inner frame è una struttura più rigida (profilato C, dello stesso materiale degli specchi), in



Figura 4.2: *Fotografia della gondola poco prima del lancio di Trapani 1999. Sul fianco della gondola è montato il sensore stellare veloce. Sullo sfondo il monte Erice.*



Figura 4.3: *Fotografia del payload subito prima del lancio (29 Gennaio 2001). Sopra la gondola si nota la struttura leggera che collega la gondola al pivot, e sul fianco della gondola il telescopio stellare.*

quanto deve trasportare il telescopio millimetrico e il criostato. Esso permette al sistema di rimanere a fuoco nonostante la contrazione termica dovuta all'abbassamento di temperatura in quota.

La massa totale del payload a trapani era di 1000 Kg, incluso il ballast di 250 Kg. Per studiare alcune proprietà meccaniche del sistema è stato sviluppato un algoritmo che permette, dal progetto, di ottimizzare la matrice di inerzia di tutto il *payload* in modo che gli elementi fuori dalla diagonale abbiano un valore piccolo rispetto a quelli della diagonale, e di posizionare il baricentro sull'asse del pivot. Esso calcola in base alla densità dei materiali e alla loro posizione tali parametri. Il progetto è stato ottimizzato ottenendo le seguenti stime per la matrice di inerzia baricentrale: $I_{zz} \simeq 1073Kg \cdot m^2$, $I_{xx} \simeq 881Kg \cdot m^2$, $I_{yy} \simeq 728Kg \cdot m^2$, mentre i valori fuori dalla diagonale sono circa un fattore 50 più piccoli. Quindi ci aspettiamo una frequenza di risonanza (calcolata tenendo conto della costante di richiamo della catena di volo) di circa 1 Hz, significativamente minore delle frequenze ($> 4-6$ Hz) alle quali i picchi acustici della CMB vengono acquisiti dalle scansioni a 2-3 rpm.

4.3 Il pivot

L' esperimento deve ruotare continuamente per eseguire le scansioni. Il nostro gruppo ha realizzato un pivot azimutale per espletare questa funzione al meglio. Il sistema meccanico, realizzato da A. Boscaleri all' IROE di Firenze, e' composto da un albero a cui e' collegata la catena di volo ed il rotore di un motore di coppia, ruotante grazie ad un cuscinetto reggispira e due cuscinetti assiali in una sede solidale con la navicella e con lo statore del motore di coppia (Figura 4.4).

Alimentando il motore si trasferisce momento angolare dalla navicella al

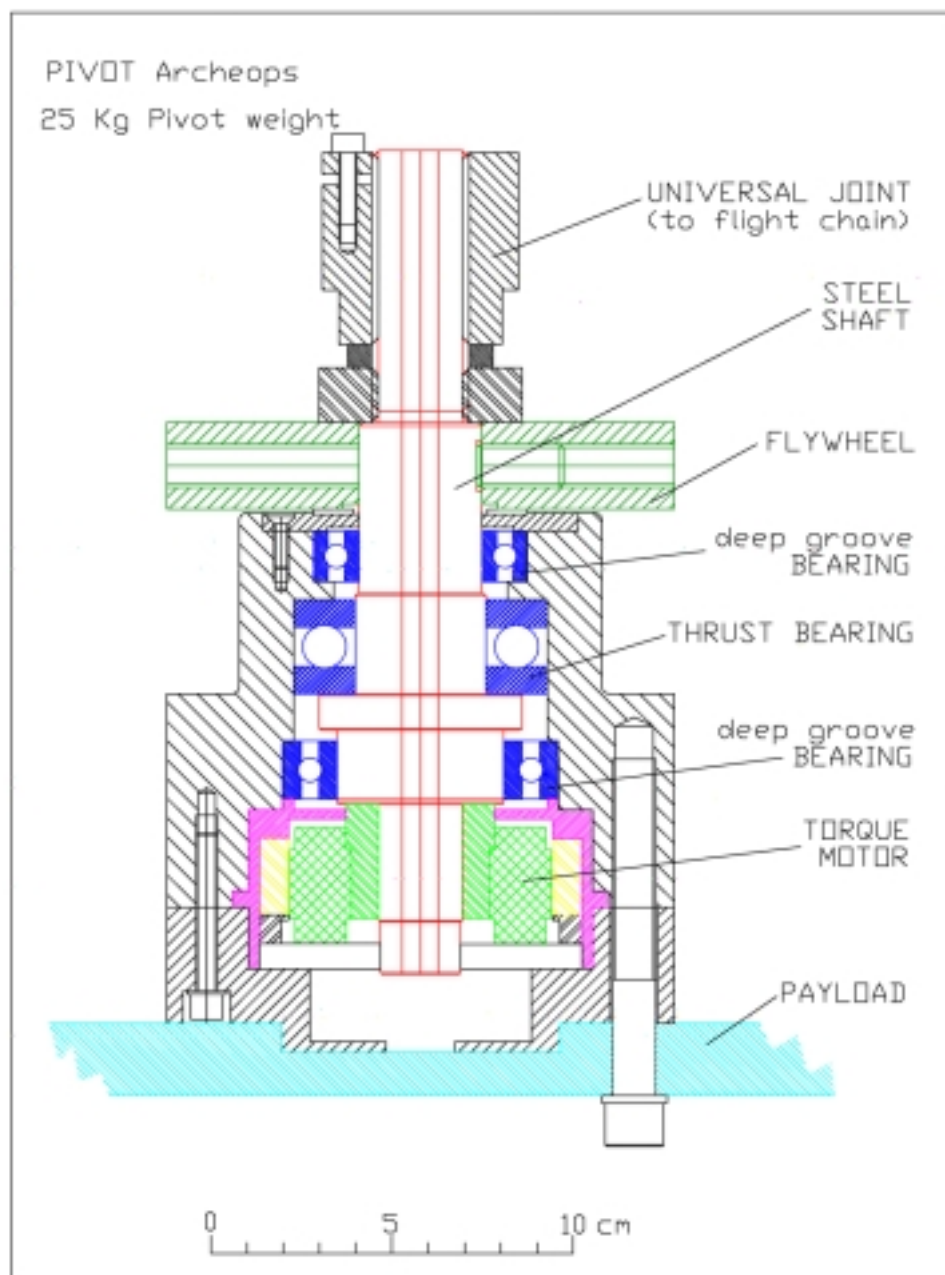


Figura 4.4: *Schema delle parti che costituiscono il pivot di Archeops.*

pallone, ottenendo una rotazione relativamente veloce della navicella a spese di una lentissima rotazione in senso opposto del pallone stratosferico.

Ci siamo chiesti (ed e' stato richiesto formalmente dall'agenzia spaziale responsabile del lancio e del volo) per prima cosa se questo sistema fosse pericoloso per la catena di volo. Ad esempio un momento troppo elevato porterebbe ad attorcigliare il cavo bifilare in acciaio della catena di volo. Questo non succede per i motivi che seguono.

4.3.1 Analisi della torsione della catena di volo

L' esperimento osserva il cielo eseguendo rotazioni continue della navicella a 2 giri al minuto. Le rotazioni vengono iniziate quando la navicella e' gia' in quota, mentre durante la fase di salita il sistema di controllo di assetto rimane spento. Il sistema e' composto da:

- Gondola con pivot e motore di coppia che agisce direttamente sulla catena di volo
- sistema di sostegno costituito da due cavi uniti orizzontalmente da sbarre orizzontali
- motore responsabile della rotazione della gondola rispetto ai cavi di sostegno
- pallone a cui i cavi sono attaccati

Il problema e' sapere di che angolo si torce il sistema di sostegno a causa dell'accelerazione angolare da una velocita' angolare iniziale nulla ad una velocita' di regime di 2 rpm e dell'attrito dinamico dovuto ai cuscinetti a sfera quando il sistema e' alla velocita' angolare di regime di 2 rpm Si vuole inoltre avere una stima della velocita' angolare acquistata dal pallone durante

la fase di regime a causa del momento dell'attrito dinamico dei cuscinetti. I parametri meccanici del sistema sono i seguenti:

- Lunghezza cavi di sostegno: $L=40$ m
- Lunghezza sbarre orizzontali: $l=0.3$ m
- Massa gondola: $m=700$ Kg
- Momento d'inerzia gondola: $I=400 \text{ Kg} \cdot \text{m}^2$
- Costante del motore = $0.24 \frac{\text{Nm}}{\text{A}}$
- Diametro pallone: $D=100$ m
- Massa pallone: $M=1000$ Kg

Nella prima fase il sistema accelera da una velocità angolare nulla ad una velocità angolare $v_r=2$ rpm. Per avere contemporaneamente una semplificazione del problema ed una sovrastima dell'angolo di torsione θ_r supponiamo che i cavi non siano uniti dalle sbarre orizzontali e che il momento dell'attrito sia trascurabile. Supponiamo inoltre che il pallone non acquisti mai velocità angolare, e che la gondola sia vincolata. In questo modo il motore fornisce tutto il momento necessario ad accelerare la gondola per torcere la catena di volo. Dalla geometria del sistema si vede che per una rotazione di un angolo θ_r dell'ultima sbarra (solidale con il rotore del motore) la gondola si solleva di:

$$y = L\sqrt{L^2 - (4l^2 \sin^2(\frac{\theta_r}{2}))} \simeq \frac{l^2 \theta_r^2}{2L}$$

Dove sono state fatte le seguenti approssimazioni: $l/L \ll 1$, e $\theta_r = \sin(\theta_r)$.

Il momento torcente di richiamo del sistema può essere schematizzato come un momento elastico, pertanto la conservazione dell'energia porta a scrivere:

$$mgy = \frac{1}{2}k\theta_r^2$$

dove k e' una costante elastica determinabile dalle due relazioni scritte sopra:

$$k = mg \frac{l}{L^2} = 15.5 \frac{Nm}{rad}$$

Uguagliando il momento del motore γi (proporzionale alla corrente i che supponiamo minore di 1 A) al momento di richiamo, si ha:

$$k\theta_r = \gamma i \Rightarrow \theta_r = \frac{i\gamma}{k} < 1^\circ$$

L'angolo di torsione e' dunque trascurabile nella fase di accelerazione, che durera' circa 5 minuti con una corrente di 3 A.

Calcoliamo ora l'angolo massimo di torsione nella fase di regime. Confrontiamo il momento dinamico dei cuscinetti reggispinta con il momento dovuto all'accelerazione angolare del motore. Dalla documentazione dei costruttori dei cuscinetti si trova che il momento dovuto all'attrito in condizioni di basse velocita' angolari (condizioni in cui tale momento si puo' considerare indipendente dalla velocita' angolare) vale $M=0.14$ Nm, quindi molto meno del momento che agisce durante la fase dinamica. Conseguentemente l'angolo di cui si torce il sistema di sostegno e' ancora piu' piccolo di 1° in questa fase.

Infine, calcoliamo la rotazione del pallone. Il momento di inerzia del pallone I_p e' approssimativamente quello di una sfera di raggio $R=50$ m e massa $M=1000$ Kg, ed e' quindi dato da

$$I_p = \frac{2}{5}MR^2 \simeq 10^6 \text{ Kg} \cdot \text{m}^2$$

Durante la fase di rotazione uniforme il momento agente sul pallone e' dato dal momento M dell'attrito dinamico, che dai dati forniti dal costruttore dei cuscinetti si vede essere pari a $M=0.14$ Nm. Pertanto dalla seconda equazione cardinale della dinamica si ha:

$$M = I_p \dot{\omega} \Rightarrow \dot{\omega} = \frac{M}{I_p} = 1.4 \cdot 10^{-7} \frac{rad}{s}$$

essendo ω la velocità angolare del pallone. Pertanto, integrando dopo 24 ore di volo, si ha:

$$\omega_{max} = 1.2 \cdot 10^{-2} \frac{rad}{s}$$

In questo calcolo non si è tenuto conto dell'attrito viscoso dell'aria, che riduce ulteriormente la velocità angolare del pallone; in altre parole il dato da noi ricavato, già di per sé trascurabile, è una sovrastima del dato reale.

4.3.2 L'elettronica di controllo

Il controllo della velocità di rotazione è abbastanza importante. Infatti il campionamento a intervalli di tempo costanti deve corrispondere ad un campionamento il più possibile equidistante in angolo nel cielo, per ottenere una copertura equa della zona osservata semplificando così l'analisi statistica dei dati. Nel nostro caso abbiamo costruito un semplice loop di reazione in cui il sensore è un giroscopio allineato all'asse z (giroscopio di azimuth, montato sulla stessa piattaforma di quelli di pitch e roll); l'attuatore è il motore di coppia ed il controllo del loop avviene via software, attraverso una scheda di conversione A/D che legge il segnale analogico del giroscopio, lo confronta con un livello costante corrispondente alla velocità di rotazione voluta, ed una il segnale differenza per generare un segnale PWM (pulse width modulation) che pilota il ponte ad H a cui è collegato il motore.

L'hardware del ponte ad H (Figura 4.5) è stato realizzato ad hoc in laboratorio data la notevole corrente richiesta per il funzionamento del motore e le peculiari condizioni di funzionamento del circuito: era essenziale progettare fin dall'inizio il driver per funzionare in assenza d'aria con la minima dissipazione di potenza possibile.

Il ponte ad H è formato concettualmente da 4 interruttori ed un motore come in figura 4.6. I 4 interruttori vengono chiusi alternativamente a due

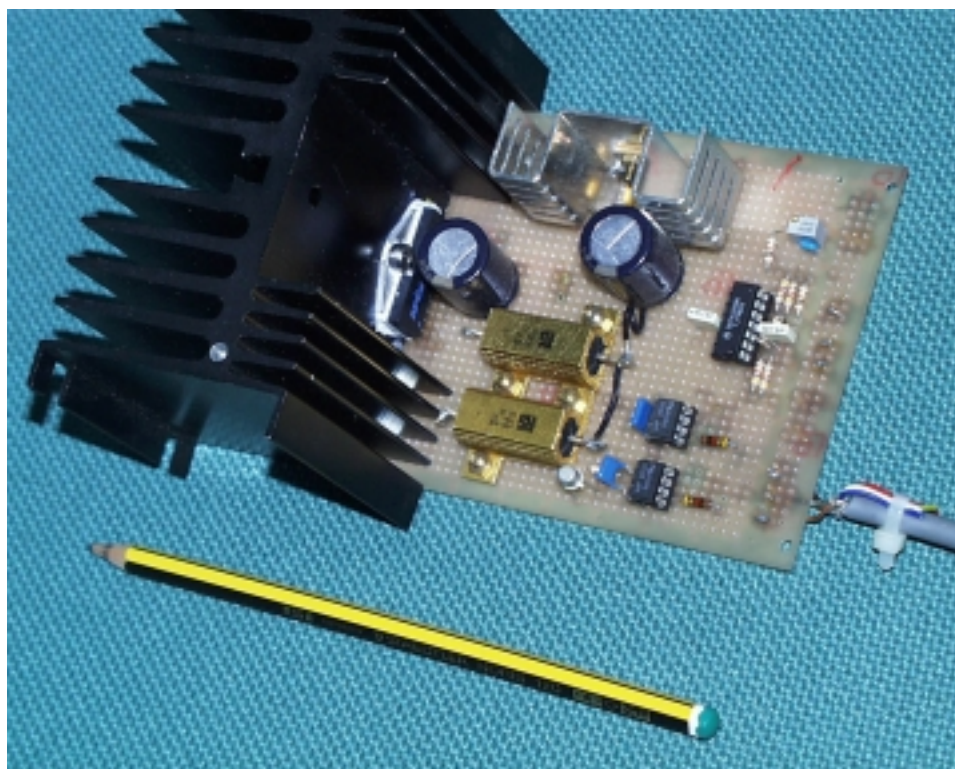


Figura 4.5: *Fotografia del driver del motore del pivot di Archeops, realizzato con il chip SA-60 della Apex Microtechnology. Il dissipatore nero è dimensionato per operare in atmosfera ridotta.*

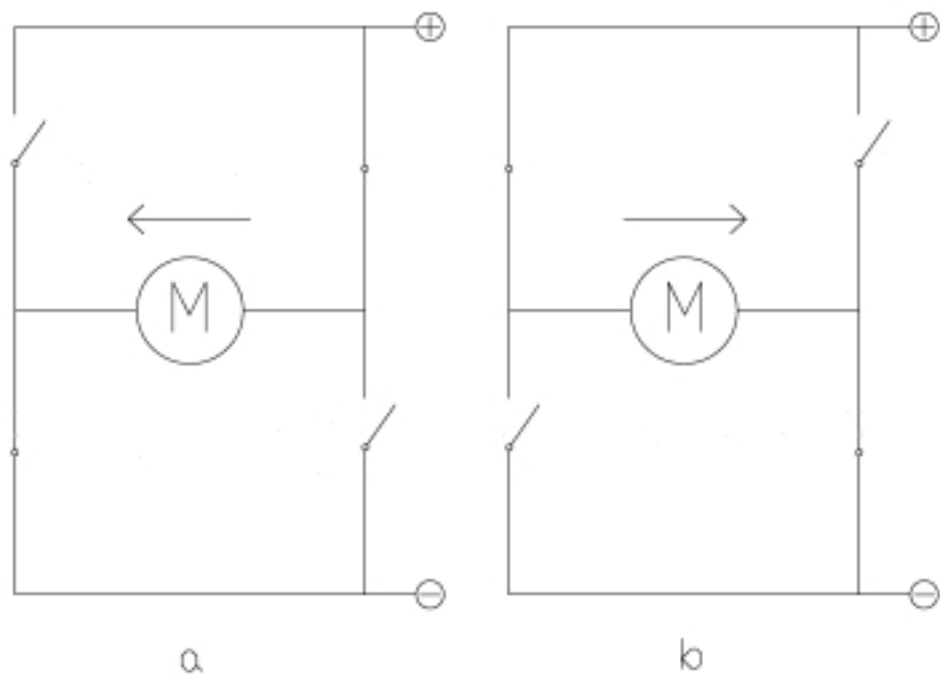


Figura 4.6: Schema di un ponte ad H: la corrente attraversa il motore indicato con M in un verso o in quello opposto a seconda di quale coppia di interruttori viene chiusa.

a due come in figura 4.6, facendo scorrere una corrente alternata ad alta frequenza (periodo molto inferiore alla costante di tempo del motore comprensivo di carico). Se si privilegia il tempo di chiusura di una delle due configurazioni rispetto al tempo di chiusura dell'altra, si privilegia un verso della corrente rispetto all'altro, ed il motore ruota nel verso corrispondente.

Nel circuito reale gli interruttori sono sostituiti da JFET di potenza, nei quali viene dissipata una potenza minima, perché o sono aperti (e quindi non ci scorre corrente) o conducono completamente (e ci scorre un'alta corrente ma la loro resistenza è estremamente bassa).

Controllando quindi i due tempi di conduzione nei due rami del ponte ad H si ottiene il controllo della velocità e del verso di rotazione del motore. Si utilizza a questo scopo un impulso a duty cycle variabile (PWM) (Figura 4.7):

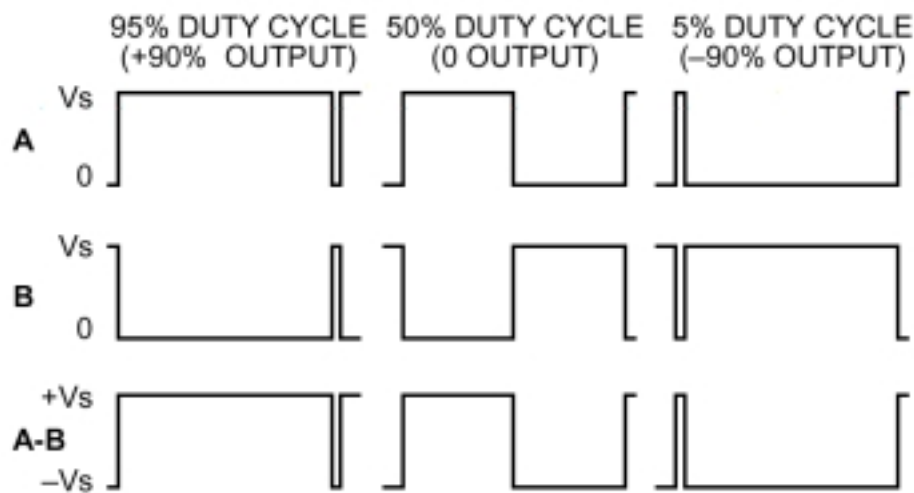


Figura 4.7: *Duty cycle variabile utilizzato per controllare il ponte ad H che regola il moto del motore.*

quando è basso scorre corrente in uno dei due rami, quando è alto scorre corrente nell'altro.

Nel nostro caso l'impulso PWM viene generato direttamente via software dal computer di assetto. Il ponte ad H e' integrato nel chip SA-60 della APEX, che ha le seguenti caratteristiche:

- alimentazione massima motore 80 V
- output continuo di 10 A
- alta efficienza (sino a 97%)
- ponte ad H integrato, particolarmente adatto ai torque-motor
- generatore interno/programmabile di PWM di frequenza massima di 250 KHz
- temperatura di funzionamento da -25 °C a +80 °C

Lo schema utilizzato è riportato in figura 4.8

A terra la rotazione della navicella e' fortemente smorzata dall' attrito viscoso dell' aria. Anche con una corrente media di 10A nel motore non siamo riusciti a ruotare con un periodo inferiore a 24 s con una corrente di 6 A. Durante il volo abbiamo ottenuto una rotazione a 3 rpm con una corrente media di 2 A.

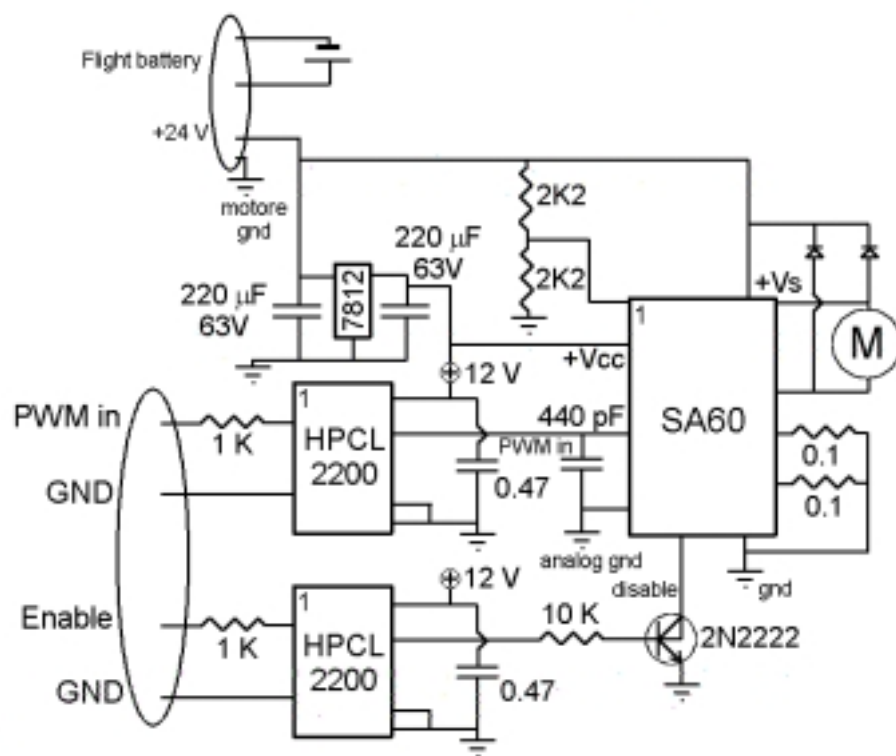


Figura 4.8: *Schema del circuito utilizzato per pilotare il motore (indicato con M), che fa uso del chip SA60.*



Figura 4.9: *Il pallone stratosferico, subito prima del lancio di Trapani.*

Conclusioni

In questa tesi abbiamo sviluppato, ottimizzato, calibrato e utilizzato un sensore stellare veloce che permette di ricostruire l'assetto di un payload da pallone stratosferico in rapida rotazione. La semplicità è la vera forza del sistema che

- non ha parti in movimento;
- non richiede processori veloci a bordo per l'operazione durante il volo;
- è affidabile, dato il basso numero e la semplicità dei componenti;
- è economico per lo stesso motivo.

Per la sua natura, il sensore può essere usato solo su navicelle in moto di rotazione veloce, ma lo spin del payload è molto comune negli esperimenti spaziali. Il maggiore svantaggio del sensore sono le sue dimensioni, che lo rendono utilizzabile solo su payloads di dimensioni maggiori di qualche metro.

Il sistema ha già volato 4 volte in condizioni ambientali diverse. Le prestazioni ottenute sono state conformi alle aspettative: il sensore ha osservato stelle di magnitudine 6-7, permettendo un'accurata (circa 1 arcmin) ricostruzione dell'assetto della navicella anche in condizioni di non completa oscurità.

Abbiamo sviluppato anche parte del sistema di controllo d'assetto: una semplice elettronica di pilotaggio del motore azimutale, un sottosistema a giroscopi a tre assi, ed una navicella ottimizzata per ospitare tutti i sottosistemi dell'esperimento. Queste apparecchiature hanno sempre funzionato in modo pienamente soddisfacente.

Il volo da Trapani di Archeops ha prodotto una interessante mappa del cielo, in cui sono evidenti numerosi complessi di nubi molecolari. Queste osservazioni a lunghezze d'onda millimetriche sono particolarmente importanti perche' permettono di stimare la temperatura dei cores freddi all'interno delle nubi.

Il piu' recente volo di Archeops (29 Gennaio 2001) e' riuscito, e dai dati raccolti dai rivelatori millimetrici e dal sensore stellare sara' possibile elaborare la piu' grande mappa del cielo a microonde ad alta risoluzione mai osservata. L'analisi dei dati e' appena cominciata. Grazie alla maggiore copertura di cielo ed alla precisione di calibrazione ottenibile con le osservazioni di Giove, questo insieme di dati promette di ottenere lo spettro di potenza della radiazione cosmica a microonde a multipoli tra 20 e 300 con precisione migliore delle gia' straordinarie mappe di BOOMERanG, e di avere primi risultati sulla polarizzazione.

Bibliografia

- Chiueh, T.: 2000, *astro-ph/0010433*
- Davis, S.: 1980, *IR Phys.* **20**, 287
- de Bernardis, P., *Dispense del corso di Laboratorio di Fisica II*
- de Bernardis, P. e Masi, S.: 1998, *astro-ph/9804138*
- de Bernardis et al.: 1993, *Astron. Astrophys.* **271**, 683
- de Bernardis et al.: 1994a, *Ap.J.Lett.* **L33**, 422
- de Bernardis et al.: 1994b, *Ap.J.Lett.* **L1**, 433
- de Bernardis et al.: 1996, *Microwave Background Anisotropies* p. 155
- de Bernardis et al.: 2000, *Nature* **404**, 955
- Fisher, M.: 1992, *Ap.J.* **388**, 242
- Fixsen, D., Cheng, E., Gales, J., Mather, J., Shafer, R., e Wright, E.: 1996,
ApJ **473**, 576
- Fixsen, D. J.: 1996, *Ap.J.* **470**, 63
- Freedman, W. L.: 2000, *astro-ph/0012376*
- Gamov, G.: 1948a, *Nature* **162**, 680
- Gamov, G.: 1948b, *Phys. Rev.* **74**, 505
- Guth, A.: 1981, *Phys. Rev. D* **23**, 347
- Hanany, S.: 1996, *Microwave background anisotropies* p. 143
- Jaffe, A. H., Kamionkowski, M., e Wang, L.: 1999, *astro-ph/9909281*
- Kittel, C.: 1971, *Introduzione alla fisica dello stato solido*

- Kolb, E. e Turner, M.: 1990, *The Early Universe*, Addison-Wesley
- Kosowski, A.: 1999, *astro-ph/9904102*
- Lange, A.: 1995, *Space science reviews* **74**, 1
- Lounasmaa, O.: 1974, *Experimental principles and methods below 1 K*
- Masi, S.: 1997, *Topological Defects in Cosmology*
- Mauskopf, P. D., Bock, J. J., DelCastillo, H. M., Holzappel, W. L., e Lange, A. E.: 1997, *Applied optics* **36**, 765
- Meade, M.: 1983, *Lock-in Amplifiers: principles and Applications*, Peter Peregrinus Ltd.
- Millman, J.: 1979, *Microelectronics*
- Peebles, P.: 1993, *Principles of Physical Cosmology*, Princeton Univ. Press
- Penzias, A. A. e Wilson, R. W.: 1965, *Apj* **142**, 419
- planck: sito web, <http://astro.estec.esa.nl/Planck/>
- Sakharov, A.: 1970, *JETP Letters* **5**, 24
- Saleh, B. E. A. e Teich, M. C.: 1997, *Fundamentals of Photonics*
- Schroeder, D.: 1987, *Astronomical Optics*, Academic Press
- Scott, D., Srednicki, M., e White, M.: 1994, *The Astrophysical Journal* **421**, L5,L7
- Smoot, G.: 1991, in *The Infrared and Submillimeter Sky After COBE*
- Tegmark, M.: 1997, *astro-ph/9711076*
- T.Padmanabhan: 1993, *Structure formation in the universe.*, Cambridge University Press
- Tucker: 1997, *Ap.J.* **475**, L73
- White, M.: 1998, *astro-ph/9810506*
- Wright, E.: 1991, *ApJ* **381**, 200

Indice

1	L’Universo in espansione e la radiazione di fondo cosmico	2
1.1	Introduzione	2
1.2	Cenni teorici	3
1.3	La radiazione di fondo cosmico	5
1.3.1	Le anisotropie del fondo cosmico	7
1.3.2	Esperimenti sulle anisotropie del fondo cosmico su pal- loni stratosferici	11
2	Archeops	18
2.1	La varianza cosmica	20
2.2	Descrizione dell’esperimento	22
2.2.1	Telescopio	22
2.2.2	Piano focale	22
2.2.3	Criostato	26
2.2.4	Elettronica di bordo	27
2.2.5	Calibrazione a terra	28
2.3	Il volo di Trapani	29
2.4	Il volo di prova da Kiruna	33
2.5	Il volo definitivo da Kiruna	36

3 Ricostruzione dell'assetto dell'esperimento	38
3.1 Premessa	38
3.2 Il sensore stellare	39
3.2.1 Lo specchio	40
3.2.2 Il telaio	43
3.2.3 L'elettronica	45
3.2.4 Le modifiche per il volo di Kiruna	65
3.2.5 Calibrazione e prestazioni del telescopio	82
3.3 Altri sistemi di ricostruzione del puntamento	99
4 Controllo dell'assetto dell'esperimento durante il volo	106
4.1 Premessa	106
4.2 La gondola	106
4.3 Il pivot	110
4.3.1 Analisi della torsione della catena di volo	112
4.3.2 L'elettronica di controllo	115
Conclusioni	122
Ringraziamenti	124
Bibliografia	126