

---

**Università di Bologna**  
Dipartimento di Fisica e Astronomia  
Laurea Triennale in Fisica

---

**Misura del Tasso di Accrescimento  
nelle Stelle in Formazione**

Candidato:  
Samuele Gozzi

Relatore:  
Leonardo Testi

# Indice

<b>1</b>	<b>Dischi Protoplanetari</b>	<b>2</b>
1.1	Formazione Stellare . . . . .	2
1.2	Evoluzione della Protostella . . . . .	3
1.3	Interazione Disco-Protostella . . . . .	5
1.4	Accrescimento negli oggetti di Classe I . . . . .	7
<b>2</b>	<b>Raccolta dei Dati</b>	<b>9</b>
2.1	Strumentazione . . . . .	9
2.2	Osservazione . . . . .	12
2.3	Osservazioni effettuate . . . . .	14
2.4	Riduzione dei Dati . . . . .	16
<b>3</b>	<b>Analisi e Risultati</b>	<b>18</b>
3.1	Classi II . . . . .	18
3.2	Classi I . . . . .	23
	<b>Conclusioni</b>	<b>31</b>
<b>A</b>	<b>Codice Python</b>	<b>32</b>

## Sommario

Le prime fasi di vita di una stella, quelle che portano a definire i parametri iniziali che determinano poi in gran parte tutta l'evoluzione successiva della stella, sono ricche di aspetti che conosciamo ancora in maniera approssimativa. L'accrescimento di una protostella è proprio uno di questi aspetti. Durante la formazione di una stella, come verrà esposto in maniera più dettagliata di seguito, si forma un oggetto che non ha ancora condizioni di temperatura e pressione sufficienti ad attivare le reazioni termonucleari che definiscono una stella a tutti gli effetti, detto protostella. Per poter arrivare alle condizioni di densità necessarie per l'innesco delle reazioni termonucleari, la protostella deve raffreddarsi e contrarsi. Questa fase è la cosiddetta fase di pre-Sequenza Principale della vita di una stella e può durare fino a qualche centinaio di milioni di anni, a seconda della massa finale della stella. La fase di formazione della stella avviene mediante il collasso gravitazionale di una nube molecolare, ed è un processo molto più rapido, di durata inferiore a  $10^5$  anni. In questa fase l'autogravità della nube ha sopraffatto i termini di pressione termica, magnetica e turbolenta, che normalmente la bilanciano, ed il materiale è in caduta libera verso l'oggetto centrale. Non tutto il materiale può però accrescere direttamente sulla protostella: una parte avrà un momento angolare iniziale sufficiente da non riuscire ad accrescere direttamente sull'oggetto centrale. L'accrescimento di questo materiale deve avvenire attraverso processi peculiari che conservano il momento angolare totale del sistema. La materia in caduta verso la protostella centrale si dispone in una struttura circolare appiattita, in rotazione attorno ad un asse orientato nella direzione del momento angolare originario. Questa struttura viene denominata disco "di accrescimento" o "protoplanetario" a seconda di quale aspetto della sua natura si voglia sottolineare: infatti questo disco raccoglie il materiale che poco a poco sarà assorbito dalla stella in un processo detto appunto *accrescimento* e al tempo stesso è teatro di molti processi ed è il luogo in cui si possono formare i sistemi planetari. Di particolare interesse, per quanto concerne la ricerca in cui questa tesi si inserisce marginalmente, è il primo processo e nello specifico la quantità di materia che la stella riesce ad accrescere dal disco per unità di tempo, ovvero il **tasso di accrescimento**  $\dot{M}_{acc}$ . La difficoltà principale che si incontra nella misura del tasso di accrescimento nelle protostelle deriva dalla loro stessa natura: sono oggetti ancora all'interno delle nubi nelle quali si sono formati e non sono quindi osservabili con le tradizionali tecniche di spettroscopia nelle regioni visibile e ultravioletta dello spettro elettromagnetico. In questa tesi verifichiamo la possibilità di utilizzare tecniche di spettroscopia nell'infrarosso termico, divenuto facilmente accessibile grazie al lancio dell'osservatorio spaziale James Webb Space Telescope (JWST). Prima di poter usare queste tecniche con JWST è però necessario verificarne l'applicabilità e l'efficacia utilizzando strumentazione da Terra su un campione ridotto di oggetti. In questa tesi affronteremo il problema della caratterizzazione sperimentale del metodo: utilizzando stelle giovani, di cui sia ben noto il tasso di accrescimento, verificheremo l'efficacia della spettroscopia infrarossa per la misura; in seguito, utilizzeremo le calibrazioni effettuate sulle stelle note per estrarre i parametri fisici nelle protostelle.

# Capitolo 1

## Dischi Protoplanetari<sup>1</sup>

### 1.1 Formazione Stellare

La nostra conoscenza sui processi che portano alla formazione delle stelle è ancora ridotta. Le ragioni sono molteplici: le tecniche osservazionali sono limitate, i processi in gioco sono molti e la nostra conoscenza delle nubi di gas e delle condizioni iniziali in cui queste si devono trovare per generare delle stelle sono ancora in parte da confermare. È evidente che, dati i limiti tecnici e le difficoltà computazionali che caratterizzano questi studi, per espandere la nostra conoscenza in tale ambito è necessaria la combinazione di un impianto teorico, tecniche e modelli computazionali, numerose osservazioni che possano dare risultati con un minimo valore statistico e contributi sperimentali in laboratorio. Non è uno sforzo fine a se stesso: nuove scoperte su un fenomeno così fondamentale per l'aspetto dell'intero universo potrebbero condurre ad una conoscenza più profonda della forma delle galassie, della loro età e della storia del nostro universo, oltre che sull'origine e la diversità dei sistemi planetari e del nostro Sistema Solare..

Ad oggi è assodato che le stelle si formino in zone specifiche dette, per l'appunto, di *formazione stellare*. Si tratta in pratica di regioni di mezzo interstellare caratterizzate da densità elevate e temperature relativamente basse: le cosiddette *nubi molecolari*; queste infatti rappresentano l'ambiente ideale per l'addensamento di materiale gassoso, che costituisce la condizione di partenza per la formazione di una stella. Una volta presente all'interno di una nube un ammasso di gas particolarmente denso, l'accrescimento di questo ammasso è principalmente dovuto all'interazione gravitazionale che porta il gas nei dintorni a scivolare nella buca di potenziale; questo processo è parzialmente contrastato dagli altri fenomeni che si verificano nel gas, quali la pressione del gas, le turbolenze (nonostante in un primo momento le instabilità generate dalle turbolenze favoriscano la creazione di ammassi densi, contribuendo perciò alla formazione di un oggetto potenzialmente pre-stellare), la rotazione e il campo magnetico. Un sistema di interazioni molto complesso da descrivere.

Globalmente le condizioni di massa, densità e dimensioni critiche per attivare il collasso gravitazionale sono riassunte nei *criteri di instabilità di Jeans*, che, pur discendendo da un modello molto semplificato e trascurando una serie di contributi, forniscono con una certa approssimazione quando può verificarsi la formazione

---

<sup>1</sup>La trattazione in questo capitolo rappresenta una sintesi dell'esposizione più completa dell'argomento in Manara 2014(12) e De Simone 2018(4)

di nuove stelle nelle nubi molecolari.

Il collasso del nucleo di una nube molecolare porta dunque alla formazione di uno o più "oggetti" detti protostelle, di fatto nuclei in equilibrio idrostatico<sup>2</sup> di massa molto inferiore a quella che sarà la massa della stella, che sono ancora immerse nella nube genitrice. Ogni piccola velocità di rotazione iniziale della nube viene amplificata dal rapido collasso e per conservare il momento angolare il sistema evolve formando un disco di gas e polvere attorno alla protostella centrale. Questi dischi, nei quali sotto certe condizioni può avvenire la formazione dei pianeti, sono detti *dischi protoplanetari* e la loro interazione con la protostella determina la storia futura del sistema, dalla massa della stella alla presenza di un sistema planetario. In particolare il processo fondamentale che guida lo sviluppo del sistema in queste fasi è l'*accrescimento*, ovvero l'assorbimento del materiale del disco da parte della stella.

## 1.2 Evoluzione della Protostella

Gli stadi evolutivi di una protostella vengono classificati dal punto di vista osservativo in base agli spettri di emissione. Si distinguono dunque diverse tipologie di oggetto, che, benchè osservate in parallelo<sup>3</sup>, sono riconducibili alle fasi in sequenza di un unico processo, ovvero la vita di una protostella. In Figura 1.1 sono riassunte e schematizzate le fasi descritte di seguito.

- **Nucleo pre-stellare:** si dice di un nucleo di una nube molecolare che si evolverà poi in una stella. È semplicemente una parte della nube di maggiore densità che risulta ormai legata dall'interazione gravitazionale e non può disperdersi nuovamente. Evolve invece verso un addensamento nelle aree centrali, benché non sia ancora presente un oggetto centrale in equilibrio idrostatico ( $M_{\star} = 0$ ). Ordini di grandezza caratteristici di questi cores sono  $M_{core} \approx 1 - 5M_{\odot}$ , temperature sui 10 – 20K e dimensioni di  $\approx 0.1pc$ . Questa fase ha una durata attorno ai  $10^6yr$ .
- **Classe 0:** sono oggetti con emissioni molto simili a quelle di una nube molecolare fredda identificabile come un nucleo pre-stellare, ma nei quali è già presente un oggetto centrale in equilibrio idrostatico. In questo caso, oltre alla solita emissione di corpo nero di bassa temperatura ( $< 30K$ ) proveniente dalla nube circostante, si osserva un'emissione di continuo alle frequenze radio proveniente dalle aree centrali e, spesso, dei getti collimati di monossido di carbonio, emessi simultaneamente al collasso e dunque testimoni di un collasso in atto. Spesso quando si osservano questo tipo di oggetti, si trova che sono in realtà sistemi multipli che condividono il medesimo involucro,

<sup>2</sup>In questo caso l'equilibrio idrostatico è dato dalla pressione generata dalla radiazione a causa dell'opacità della protostella alla radiazione da essa stessa prodotta, differentemente da quanto avviene nel passaggio alla Main Sequence, che comincia quando si attivano nel nucleo stellare le reazioni termonucleari generando ancora un equilibrio idrostatico ma dovuto al flusso di energia generata dalle reazioni verso la superficie stellare.

<sup>3</sup>Si intende che non osserviamo lo stesso oggetto nei suoi diversi passaggi evolutivi in sequenza (la scala temporale su cui questi processi avvengono ci impedisce infatti di procedere così), bensì oggetti diversi che possono essere ricondotti ad un unico modello.

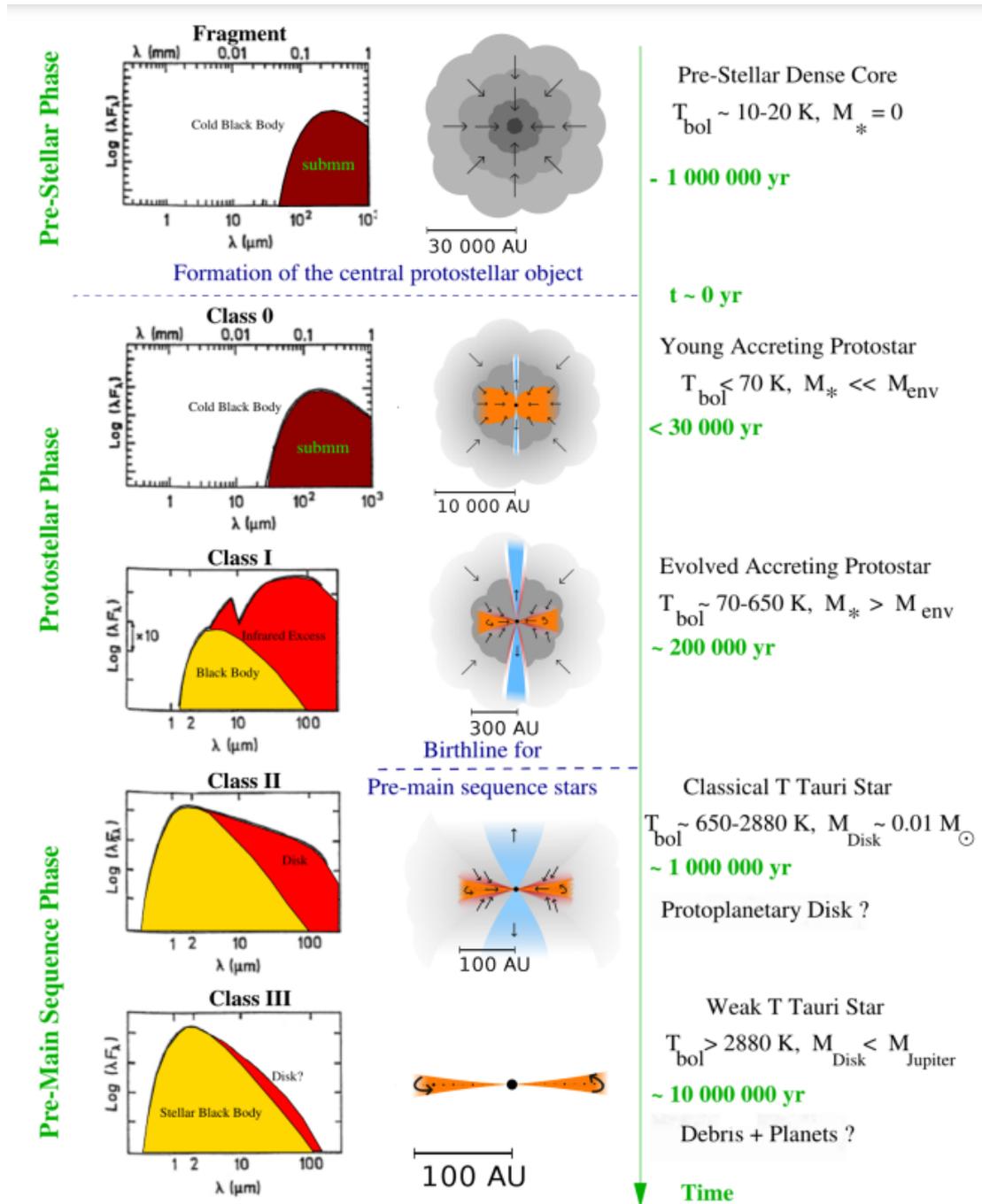


Figura 1.1: Rappresentazione dell'evoluzione di uno YSO (Young Stellar Object).  
Da André 2002 (2).

talvolta persino dischi circumbinari. Questa seconda fase ha una durata molto breve, solitamente non oltre qualche unità di  $10^4$ yr.

- **Classe I:** la loro Spectral Energy Distribution (SED) mostra un eccesso nell'infrarosso rispetto alla radiazione di corpo nero di una stella isolata e si presentano come protostelle in una fase avanzata, circondate da un disco di accrescimento, ma ancora immerse in una nube molecolare (la cui massa è tuttavia ormai ridotta in proporzione a quella totale del sistema) in rapida dispersione. A causa dell'estinzione prodotta dalla polvere nell'involuppo della nube questi oggetti non sono direttamente osservabili nelle bande ottiche ed ultraviolette dello spettro elettromagnetico e, nonostante sia previsto, non è possibile osservare un eccesso di emissione nell'ultravioletto dovuto all'accrescimento, perché viene quasi completamente assorbito dalla nube che ancora ingloba il sistema stella-disco. Una protostella resta in questa fase per circa  $10^5$ yr.
- **Classe II:** l'involuppo che circondava la stella si è dissolto rendendola ormai visibile in banda ottica, ma rimane un eccesso infrarosso otticamente spesso emesso dal disco di accrescimento. In questo genere di oggetti è facile vedere il picco di emissione in banda ultravioletta dovuto agli *hot spot* di accrescimento ed è quindi la fase in cui è più semplice la stima del tasso di accrescimento  $\dot{M}_{acc}$ , come sarà approfondito successivamente. Ha una durata dell'ordine di  $10^6$ yr.
- **Classe III:** la stella è ormai formata e nel pieno della sua PMS (Pre-Main Sequence). Il profilo spettrale è quello di un corpo nero alla temperatura corrispondente alla temperatura efficace della fotosfera stellare e gli eccessi e i picchi dovuti all'accrescimento e al disco sono scomparsi, in quanto i suddetti processi sono stati completati.

### 1.3 Interazione Disco-Protostella

Una volta formato il disco di accrescimento è teatro di due processi: la dispersione del momento angolare e l'accrescimento di massa sulla protostella.

La comprensione dei meccanismi che rendono il disco protoplanetario uno dei mezzi più efficaci di dissipazione del momento angolare è espressa dal modello proposto da Lynden-Bell e Pringle nel 1974 (11): particelle di massa infinitesima trasportano tutto il momento angolare fino ad un'orbita circolare di raggio infinito, mentre la restante massa viene trasportata verso le regioni interne del disco dopo aver trasferito il proprio momento angolare alle particelle sopraccitate e viene poi assorbita dalla protostella centrale dando origine al secondo processo. Introduciamo quindi la teoria corrente e ampiamente accettata per descrivere l'interazione tra le regioni interne del disco e la protostella: l'*accrescimento magnetosferico* (Hartmann 2016 (9)).

Ad una certa distanza dalla superficie stellare, pari a  $\approx 4R_\star^4$ , dove  $R_\star$  è detto

---

<sup>4</sup>Questo valore dipende in generale dall'intensità del campo magnetico stellare e più debolmente anche dal tasso di accrescimento  $\dot{M}_{acc}$  e dalla massa stellare  $M_\star$ , ma viene comunemente assunto il suddetto valore.

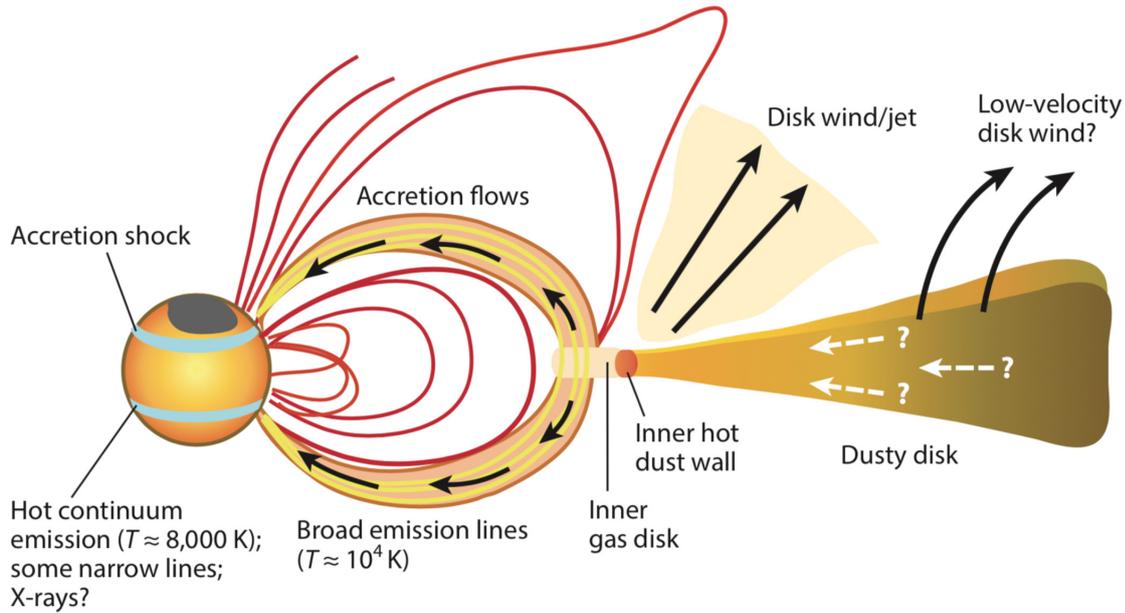


Figura 1.2: Rappresentazione dell'accrescimento. Sono indicati l'interruzione del disco e il disco interno di gas ionizzato, i flussi di accrescimento del materiale del disco lungo le linee di campo magnetico stellare e gli hot spot sulla superficie stellare. Da Ray e Ferreira 2021 (14).

*raggio stellare* ed è la distanza dal centro della superficie di emissione di radiazione della protostella, l'intenso campo magnetico della protostella disgrega il disco; a distanze inferiori al raggio di sublimazione delle polveri questo è infatti composto esclusivamente di gas, perlopiù ionizzato dalla forte radiazione emessa dalla superficie della protostella. Il materiale ionizzato viene incanalato dal campo magnetico stellare lungo le linee di campo e cade nel corpo centrale in aree specifiche dette *hot spot*, che nel caso in cui il campo magnetico sia semplicemente bipolare coincidono con due anelli distanti dall'equatore stellare. In Figura 1.2 una rappresentazione del fenomeno come è stato descritto. Il materiale incanalato, accelerato dal campo magnetico, emette in una banda ampia di frequenze e raggiunge quasi la velocità di caduta libera, riscaldando all'impatto la superficie stellare per dissipare localmente l'energia cinetica persa (si raggiungono temperature dell'ordine di  $8000 - 10000K$  o superiori): questo giustifica il nome *hot spot* per le aree di impatto e genera un picco di intensità di emissione nell'ultravioletto, che può essere osservato e correlato in questo modo al tasso di accrescimento. Possiamo infatti osservare e misurare la **luminosità di accrescimento**  $L_{acc}$ :

$$L_{acc} = \frac{GM_{\star}\dot{M}_{acc}}{R_{\star}} \left(1 - \frac{R_{\star}}{R_m}\right) \quad (1.1)$$

dove  $R_m$  è il raggio a cui il disco viene troncato; assumendo  $R_m \approx 4R_{\star} + R_{\star} = 5R_{\star}$ :

$$\dot{M}_{acc} = \frac{L_{acc}R_{\star}}{0.8GM_{\star}} \quad (1.2)$$

L'equazione (1.2) ci permette, misurando la luminosità di accrescimento, di calcolare il tasso di accrescimento, ovvero l'aumento di massa della stella.

È necessario specificare che non siamo in grado di misurare direttamente la luminosità bolometrica, dato che non possiamo osservare la radiazione emessa dalla stella in ogni direzione, bensì solo quella emessa nella nostra direzione, ovvero un angolo solido molto piccolo rispetto al totale; assumiamo perciò che la radiazione emessa sia isotropa, permettendoci di fare una semplice proporzione. Inoltre non tutte le frequenze ci arrivano allo stesso modo, dato che interagiscono prima di tutto con l'atmosfera e secondariamente con tutto ciò che si frappone fra noi e la stella. Su questo problema verte la trattazione seguente.

## 1.4 Accrescimento negli oggetti di Classe I

### Estinzione

Il problema principale che si deve superare quando si affronta lo studio di un oggetto di classe I è l'assorbimento di un'ampia parte della radiazione emessa dalle regioni centrali da parte della nube che circonda il corpo centrale in equilibrio idrostatico e che interagisce con il disco di accrescimento. Questo fenomeno è detto **estinzione**: la polvere nel mezzo interstellare e attorno alla stella giovane assorbe parte della radiazione in modo selettivo con la lunghezza d'onda (una trattazione più completa dell'argomento, con lo studio della forma della funzione di estinzione  $A(\lambda)$ , può essere trovata in Cardelli 1989(3); la relazione ottenuta verrà utilizzata anche per l'analisi dei dati in questa ricerca). Per ottenere i valori intrinseci di flusso e luminosità è quindi necessario stimare l'estinzione e correggere per i suoi effetti. Questo fenomeno non è da trascurare nemmeno nello studio delle protostelle di classe II, ma, per oggetti ancora molto incorporati nelle nubi genitrici come quelli di classe I, da fattore correttivo indispensabile diventa un ostacolo vero e proprio alle osservazioni. Lo studio dell'accrescimento in questi oggetti è molto importante per l'evoluzione di stelle e dischi, ma di difficile esecuzione a causa dell'estinzione che rende inaccessibili la parte UV e ottica dello spettro. Nello specifico la radiazione nell'ultravioletto causata dalla caduta di materiale del disco nella protostella in corrispondenza degli *hot spot* viene assorbita completamente non consentendo di misurare la luminosità di accrescimento e in generale di osservare effettivamente il fenomeno oggetto di studio. Tuttavia la nube non assorbe allo stesso modo tutte le lunghezze d'onda e in particolare le frequenze nella banda IR, pur se attenuate, riescono ad attraversarla e giungere fino a noi e possono essere perciò osservate e le loro intensità misurate, previa un'opportuna stima dell'estinzione che caratterizza anche il medio infrarosso. I lavori fatti finora (Fiorellino et al.(6)) utilizzano un metodo iterativo per stimare l'estinzione a partire dalla luminosità totale dell'oggetto. Un'altra possibile soluzione per studiare l'accrescimento potrebbe essere di misurare le intensità di eventuali indicatori secondari del tasso di accrescimento che emettano nella banda per cui la nube è più trasparente, assumendo che sia nota la relazione tra queste intensità e quelle nella banda UV dovute all'emissione degli *hot spot*. Degli ottimi candidati sono le righe di emissione dell'idrogeno: infatti il gas che dal disco viene accresciuto sulla stella è composto quasi completamente da atomi di idrogeno con l'elettrone in uno stato eccitato e facilmente propenso a spostarsi fra i livelli energetici; in particolare nel vicino - medio infrarosso risultano particolarmente evidenti le righe Br- $\alpha$  e Br- $\gamma$  della serie Brackett (che comprende le righe corrispondenti alle transizioni dagli

stati  $N > 4$  fino allo stato 4). In questa tesi si vuole quindi testare la fattibilità di un metodo alternativo basato su  $\text{Br-}\gamma$  e  $\text{Br-}\alpha$  e il loro rapporto intrinseco. Questo metodo potrebbe permettere di stimare  $A_V$  (l'estinzione in banda ottica) con più precisione e derivare una stima dell'accrescimento più attendibile.

## Stimare l'Accrescimento dalle Luminosità di Riga

Il problema che resta da risolvere è che non esiste un modello teorico affidabile che legghi le intensità delle righe di emissione dell'idrogeno con quella della radiazione UV dagli *hot spot*. Occorre perciò trovare una relazione empirica.

L'idea è di calibrare questa relazione utilizzando gli oggetti di classe II. Per questi ultimi, infatti, l'assenza della nube otticamente spessa che nelle classi I si frappone tra il fenomeno da osservare e l'osservatore permette di misurare direttamente la luminosità di accrescimento in banda UV, oltre alle righe di emissione dell'idrogeno sopracitate. Per gli oggetti di classe II, dunque, è immediato misurare indirettamente il tasso di accrescimento ed è possibile desumere, se esiste, una relazione empirica tra la luminosità di accrescimento e l'intensità delle righe di emissione nell'infrarosso che possiamo misurare anche negli oggetti di classe I. Assumendo quindi che la relazione empirica tra queste due quantità sia invariata tra gli oggetti di classe I e di classe II si potrebbe applicare la stessa per ottenere una stima del tasso di accrescimento nelle protostelle di classe I misurando solo l'intensità delle righe in banda IR. Questa assunzione è piuttosto verosimile, se si considera che gli oggetti delle due classi sono in realtà fasi diverse di sviluppo della stessa tipologia di oggetto e che i fenomeni che danno luogo all'emissione di radiazione sono gli stessi e non vengono influenzati significativamente dalla presenza o meno della nube (è infatti la propagazione della radiazione a risentire del mezzo). Se si osservano dunque oggetti di classe II e I nella stessa regione di formazione stellare si può supporre che le condizioni di formazione non siano dissimili e che dunque si possa derivare la relazione tra  $\text{Br-}\alpha$  e banda UV dai primi e applicarla nei secondi. Nel nostro caso utilizzeremo la relazione nella forma

$$\log \frac{L_{acc}}{L_{\odot}} = a \log \frac{L_{line}}{L_{\odot}} + b \quad (1.3)$$

come ottenuto da Alcalà 2017 (1).

L'ultimo passaggio da discutere per una trattazione completa degli oggetti di classe I è la derivazione dell'estinzione, ovvero la stima della frazione di radiazione assorbita alle lunghezze d'onda d'interesse. Si usano le classi II per derivare un rapporto intrinseco medio  $L_{\text{Br-}\alpha}/L_{\text{Br-}\gamma}$ , poi si usa questo rapporto "intrinseco" per derivare l'estinzione da quello osservato, sfruttando il fatto che la legge di estinzione (ovvero come varia  $A$  con la lunghezza d'onda) è nota, e stimare dai flussi misurati i valori flussi alla sorgente per le due righe. In questo modo si possono ottenere le luminosità dai flussi e utilizzare la relazione (1.3), con i parametri stimati dallo studio degli oggetti di classe II, per calcolare la luminosità di accrescimento.

# Capitolo 2

## Raccolta dei Dati

### 2.1 Strumentazione

Le osservazioni e misure oggetto dell'analisi descritta in questa tesi sono state compiute utilizzando il NASA Infra-Red Telescope Facility (o IRTF), gestito dall'Istituto di Astronomia di Honolulu, dell'Università delle Hawaii. Il telescopio si trova nei pressi della vetta del Mauna Kea, a circa  $4200m$  s.l.m., all'interno dell'Osservatorio del Mauna Kea, sulla grande isola di Hawaii, negli Stati Uniti, ed è ottimizzato per l'osservazione nelle finestre<sup>1</sup> del vicino e medio infrarosso. Trae infatti vantaggio prima di tutto dalla sua posizione geografica, che lo colloca in un'atmosfera con bassa umidità, visuale eccellente per l'assenza di inquinamento luminoso e ostacoli naturali, basso background termico e lieve attenuazione atmosferica, grazie all'elevata quota dell'osservatorio. Inoltre è possibile osservare in remoto connettendosi al telescopio da qualunque parte del mondo in cui sia presente connessione internet a banda larga; questo consente, unito alla possibilità di effettuare alcune osservazioni anche di giorno, di ottimizzare la programmazione delle osservazioni. Quest'ultima è organizzata in maniera classica, cioè ogni slot è assegnato ad un osservatore, che è responsabile della gestione della propria osservazione, consentendo una risposta pronta alle decisioni che è necessario prendere in tempo reale durante questo genere di osservazioni, che spesso necessita di correzioni in corso d'opera. Queste caratteristiche, unite alla strumentazione avanzata per le osservazioni nell'infrarosso, che sarà esposta più nel dettaglio poco oltre, fanno dell'IRTF una buona scelta per le osservazioni necessarie a questa ricerca.

### SpeX<sup>2</sup>

Uno spettrografo è uno strumento che consente di disperdere la luce raccolta dal telescopio in funzione della lunghezza d'onda (o equivalentemente della sua frequenza) e di registrare lo spettro delle sorgenti celesti così ottenuto. Dal punto di vista pratico la luce si fa passare attraverso un sistema di lenti, che producono un raggio collimato, e poi attraverso un prisma o un reticolo di diffrazione, che separa

---

<sup>1</sup>Si parla di finestre facendo riferimento a bande di radiazione che non vengono assorbite dalla nostra atmosfera (o comunque solo in parte) e che possono quindi essere osservate anche dalla superficie terrestre.

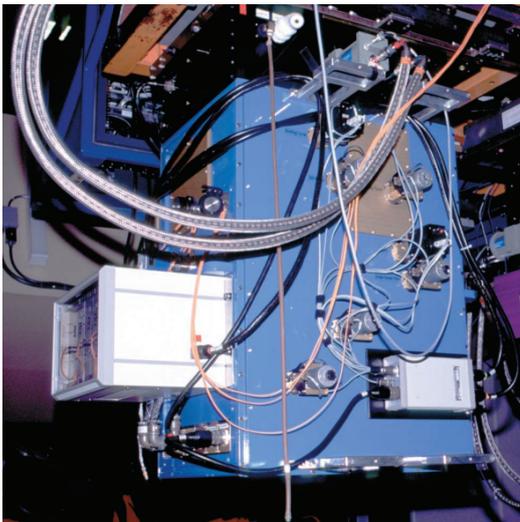
<sup>2</sup>Informazioni da *SpeX: A Medium-Resolution 0.8–5.5 Micron Spectrograph and Imager for the NASA Infrared Telescope Facility* (15)



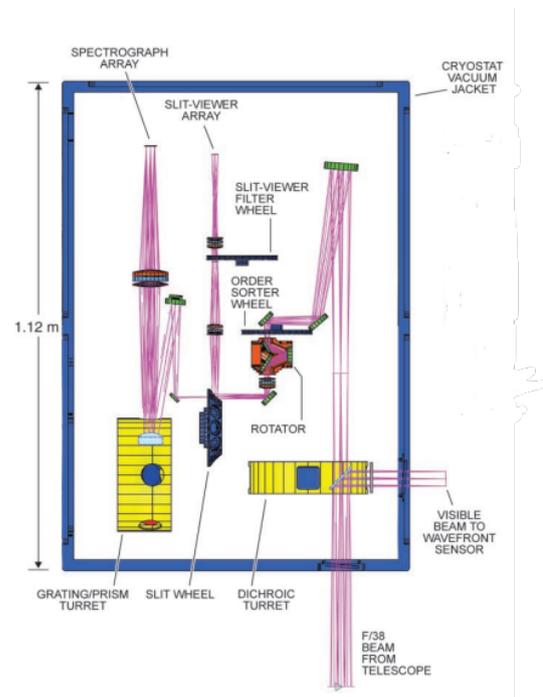
Figura 2.1: Una fotografia della struttura che ospita il telescopio, dal sito <http://irtfweb.ifa.hawaii.edu/>

le componenti a diverse lunghezze d'onda deviandole di angoli diversi; l'immagine in funzione della lunghezza d'onda viene poi ricollocata da un sistema di ottiche che forma lo spettro sul rivelatore panoramico, che rivela i fotoni e registra i dati per l'analisi successiva. Gli spettrografi trovano estesa applicazione in astronomia, in quanto consentono di visualizzare lo spettro della radiazione emessa dal corpo celeste osservato, per studiarne la temperatura tramite la legge di Planck del corpo nero, la composizione chimica mediante l'identificazione delle righe di emissione o anche la distanza e la velocità radiale rispetto alla Terra misurando il redshift dal confronto con le righe emesse dallo stesso fenomeno riprodotto in laboratorio. Nel nostro caso, come si è visto, si ha la necessità di misurare contemporaneamente linee di emissione dell'idrogeno relativamente distanti in lunghezza d'onda per poter stimare adeguatamente l'estinzione ( $\text{Br-}\gamma$  a  $2.166\mu\text{m}$  e  $\text{Br-}\alpha$  a  $4.051\mu\text{m}$ ), per derivare l'estinzione dovuta al cammino ottico che la radiazione deve percorrere dall'emissione all'osservazione, senza che questa misura subisca l'interferenza dovuta a variazioni dell'atmosfera nel tempo o a variazioni temporali della luminosità di accrescimento (che può essere modificata da eventi effettivi che modificano l'accrescimento o dalla prospettiva da cui vediamo la stella ed è quindi soggetta a variazioni dovute anche solo alla rotazione della stella).

Il NASA IRTF è attrezzato con uno spettrografo e imager a risoluzione moderata (fino a  $R = 2000$ ) che opera su lunghezze d'onda tra  $0.8 - 5.5\mu\text{m}$ , chiamato **SpeX**. Questo diffrange la luce incidente tramite una combinazione di prismi e reticoli di diffrazione che consente di rilevare uno spettro ampio suddiviso in tratti più sottili che vengono osservati (diffratti e misurati) contemporaneamente. In questo modo sono sufficienti due modalità "Cross-Dispersed" (SXD per lunghezze da  $0.8 - 2.4\mu\text{m}$  e LXD da  $1.9 - 5.4\mu\text{m}$ ) per coprire l'intero range, riducendo



(a) Ecco come appare SpeX attaccato a IRTF: la scatola blu è il criostato, mentre la scatola nera contiene l'unità di calibrazione.



(b) Schema della struttura interna del criostato di SpeX.

Figura 2.2: Da *SpeX: A Medium-Resolution 0.8–5.5 Micron Spectrograph and Imager for the NASA Infrared Telescope Facility* (15)

perciò sensibilmente i tempi di misura per ogni oggetto e ottimizzando dunque ulteriormente l'utilizzo del telescopio durante le osservazioni.

Seguiamo ora il percorso di un raggio che raggiunge il telescopio: prima di entrare nel criostato di SpeX, passa attraverso un sistema di calibrazione contenente ottica di trasferimento, lampade per il flat-field e una lampada arc; l'utilizzo del sistema di calibrazione sarà più chiaro nella sezione successiva. Una volta entrato nel criostato, il raggio incontra prima di tutto una torretta dicroica, che seleziona la radiazione ottica e la collima verso un visore a fessura: questa immagine viene utilizzata per guidare dinamicamente il telescopio e "mirare" correttamente l'oggetto da osservare per tutto il tempo necessario all'osservazione<sup>3</sup>. Il resto della radiazione viene deviata tramite una parabola fuori asse e poi collimata prima di entrare nella torretta di diffrazione; quest'ultima può essere posizionata in vari modi, ciascuno dei quali corrisponde ad una delle modalità dello spettrografo: due modalità con prismi per la dispersione incrociata, una per la bassa risoluzione e due modalità *long-slit*. La figura diffratta uscente dalla torretta viene poi digitalizzata e visualizzata dalla parte software su un PC collegato.

Essendo interessati in questa ricerca ad osservare le linee di emissione della serie Brackett, in particolare  $\text{Br-}\alpha \approx 4.051\mu\text{m}$  e  $\text{Br-}\gamma \approx 2.166\mu\text{m}$ , e ad osservarle in contemporanea, come specificato poco sopra, la modalità di SpeX adatta è evidentemente la *Long Crossed-Dispersed*, che copre in un'unica misurazione le lunghezze d'onda nell'intervallo  $1.9 - 5.4\mu\text{m}$ , includendo entrambe le linee.

<sup>3</sup>Si deve infatti considerare che, data la rotazione terrestre e la ridottissima ampiezza angolare degli oggetti in osservazione, "seguire" l'obiettivo con il telescopio è un compito non banale

## 2.2 Osservazione

In questa sezione verrà descritta nei dettagli la procedura utilizzata per le osservazioni e verranno poi riportate le scalette degli oggetti osservati e, per ciascuno di essi, i dati noti<sup>4</sup> e misurati.

### Calibrazione

La calibrazione del telescopio avviene in due passaggi e deve essere riefettuato un ciclo di calibrazioni ogni 60 – 90 minuti. Per la calibrazione sono già incluse in SpeX (come accennato nella sezione precedente) lampade all'Argon (arc) e per i flat field (QTH): le prime ad essere utilizzate in un ciclo di calibrazioni sono quelle per i flat field, che, producendo un'illuminazione uniforme del rivelatore permettono di calibrare l'efficienza di ogni pixel uniformando le misure di flusso; in seguito si usano le lampade ad Argon per la calibrazione in lunghezza d'onda, infatti si identificano con precisione i pixel su cui viene diffratta ogni lunghezza d'onda dopo essere stata dispersa dal prisma utilizzando lo spettro di emissione noto dell'Argon.

### Ciclo ABBA

Completata la calibrazione dello strumento si comincia ad osservare, ma prima di puntare il telescopio sui target è necessario considerare in qualche modo le condizioni del cammino ottico (umidità dell'aria e spessore atmosferico) per poterli eliminare nel processo di elaborazione dei dati. Questo obiettivo viene conseguito puntando il telescopio verso stelle dallo spettro noto e confrontando lo spettro osservato con quello previsto, così da misurare gli effetti atmosferici ed eventuali ulteriori effetti dovuti allo strumento o al telescopio che potrebbero falsare l'intera misura. Questi stelle sono solitamente di tipo spettrale A0, perché hanno principalmente righe dell'idrogeno e la stessa magnitudine per le bande fotometriche (utilizzando il sistema di magnitudini "Vega", che è appunto una stella di tipo A0), in parole povere un flusso uniforme rispetto alla lunghezza d'onda. Queste stelle di calibrazione sono chiamate in gergo *telluriche* e se ne effettuano in genere 1 o 2 per notte, a meno che non si cambi di molto l'angolo di osservazione (e quindi vari di molto lo spessore atmosferico) o ci siano altri disguidi o condizioni che richiedono una nuova tellurica per risultati più attendibili.

L'ultimo aspetto da considerare ed "eliminare" per una misura il più possibile pulita degli spettri dei target utili è il cosiddetto *rumore del cielo*: un'osservazione come quella che si sta effettuando, che misura il flusso di energia al variare della lunghezza d'onda, consiste di fatto nel contare i fotoni che colpiscono in un certo lasso di tempo, detto *tempo di integrazione*, il rivelatore in determinati pixel che assegniamo ad una certa lunghezza d'onda in base a come i fotoni vengono diffratti dai prismi; osservazioni di questo tipo sono di carattere intrinsecamente statistico e sono soggette perciò a variazioni temporali dovute al rate di accadimento di una serie di possibili eventi (in questo caso gli eventi sono gli arrivi dei

---

<sup>4</sup>La bibliografia sui target è stata dedotta da SIMBAD (<https://simbad.u-strasbg.fr/simbad/sim-basic>), ulteriori informazioni in *The SIMBAD astronomical database-The CDS reference database for astronomical objects*(16)

fotoni sul rivelatore). Nel nostro caso, atmosfera e telescopio, in virtù della loro temperatura, emettono un numero significativo di fotoni alle lunghezze d'onda che ci interessano. Anche osservando lo spazio vuoto si misura un flusso di radiazione non nullo e variabile nel tempo che se trascurato può inficiare significativamente la misura: nel nostro caso, in particolare, ci si trova in una situazione *background limited*, dato che il rumore del cielo domina lo spettro rischiando di annullare completamente la validità delle osservazioni.

La soluzione adottata sfrutta quest'ultimo fatto (che il rumore sia dominante) per assumere che in un tempo di integrazione ridotto la variazione del rumore sia, in proporzione, piccola e approssimabile a lineare. Si struttura poi l'osservazione in un ciclo con la sequenza "a rima incrociata" A-B-B-A, dove A e B indicano due diverse disposizioni del telescopio: è necessario specificare che la porzione di cielo osservata consiste in una fessura (*slit*), dove la radiazione ricevuta viene memorizzata considerando anche da quale punto viene dell'apertura, considerandola unidimensionale; le due disposizioni A e B consistono perciò nel porre il target in due posizioni diverse all'interno dell'apertura. Così facendo, seguendo il ciclo ABBA, è poi possibile sommare algebricamente gli spettri osservati nelle due impostazioni (semplicemente sottrarre agli spettri "A" gli spettri "B") e ottenere uno spettro finale che presenta lo spettro effettivo del target in positivo, nella posizione della fessura in cui si trovava il target nella configurazione A, e in negativo, nella posizione della fessura in cui si trovava il target nella configurazione B. È poi possibile sommare lo spettro in A con il negativo dello spettro in B per avere infine lo spettro effettivo su tutto il tempo di integrazione<sup>5</sup>. La durata di un ciclo ABBA è di circa 2 minuti (tra i 20s e i 30s di integrazione per ciascuna delle 4 fasi, a cui vanno aggiunti i tempi di spostamento da una configurazione all'altra, ridotti ma pur sempre presenti); un'osservazione ha una durata chiaramente maggiore, perché, data la grande emissione di radiazione del cielo e telescopio, ciascuna integrazione è limitata dal rumore dei fotoni del cielo, e perciò consiste in una sequenza di molti cicli ABBA. È quindi possibile sommare tra loro tutte le integrazioni della sequenza per migliorare il rapporto segnale/rumore di un fattore proporzionale alla radice quadrata del tempo totale di integrazione (o del numero di integrazioni).

---

<sup>5</sup>In effetti è proprio questo il vantaggio significativo della modalità descritta di ripulire l'osservazione dal rumore sistematico causato dalla variazione dell'emissività del cielo, oltre a permettere di allungare il tempo effettivo di integrazione. Altri metodi sono possibili, come osservare il cielo per un certo tempo e poi mirare il target e sottrarre lo spettro del cielo osservato prima, ma i vantaggi del ciclo ABBA sono significativi: l'approssimazione sulla variazione temporale del rumore del cielo risulta più precisa che nel secondo metodo qui proposto e in più il target viene osservato per tutto il tempo di integrazione e non solo per una porzione di esso, ottenendo spettri più leggibili e risultati statisticamente più significativi.

## 2.3 Osservazioni effettuate

Sono di seguito riportati in Tabella 2.1 gli ordini di osservazione delle sessioni durante le quali sono stati raccolti i dati che saranno in seguito analizzati e discussi; personalmente ho partecipato attivamente alle sessioni del 26 e 27 Aprile 2023, ma per completezza sono riportati gli ordini di osservazione anche delle sessioni del 19 e 20 Luglio 2022. Come già specificato, la configurazione di SpeX utilizzata è la *LongXD\_short*, che include le lunghezze d'onda di entrambe le righe a cui siamo interessati.

Data Osservazione	Target	Tipo
19/07/2022	HD_145127	Tellurica
	J162556.1-242048	Classe II
	Argon + QTH	Calibrazioni
	HD_145127	Tellurica
	J162642.9-242030	Classe II
	Argon + QTH	Calibrazioni
	J162721.7-242953	Classe I
	HD_145127	Tellurica
	Argon + QTH	Calibrazioni
	J162621.3-242304	Classe I
J162623.4-242101	Classe II	
20/07/2022	Argon + QTH	Calibrazioni
	HD_145127	Tellurica
	J163200.9-245642	Classe I
	J162617.1-242021	Classe II
	Argon + QTH	Calibrazioni
	J162727.9-243933	Classe I
	J162702.3-243727	Classe I
	J162726.9-244050	Classe I
	Argon + QTH	Calibrazioni
	HD_145127	Tellurica
	J162623.4-242101	Classe II
	J162709.4-243718	Classe I
Argon + QTH	Calibrazioni	
26/04/2023	Argon + QTH	Calibrazioni
	HD_145127	Tellurica
	J162816.7-240514	Classe II
	J162644.1-243448	Classe I
	Argon + QTH	Calibrazioni
	J162644.1-243448	Classe I
	J162706.7-243814	Classe I
	Argon + QTH	Calibrazioni
	J163135.6-240129	Classe I
	HD_152071	Tellurica
Argon + QTH	Calibrazioni	
HD_163296	Classe II	
	Argon + QTH	Calibrazioni

Data Osservazione	Target	Tipo
27/04/2023	HD_145127	Tellurica
	J162717.5-242856	Classe I
	Argon + QTH	Calibrazioni
	J162721.4-244143	Classe I
	J162755.6-242618	Classe II
	J162730.1-242743	Classe I
	Argon + QTH	Calibrazioni
	HD_152071	Tellurica
	HD_169142	Classe II

Tabella 2.1: Scaletta delle osservazioni effettuate in ordine temporale per ogni data di osservazione.

## Oggetti osservati di classe II

Sono di seguito (Tabella 2.2) tabulate le caratteristiche identificative degli oggetti di classe II osservati che saranno considerati nel capitolo successivo.

Nome	Coordinate	$S.T.$	$M_K$	$M_{W2}$	$A_j$	$L_{acc}$
J162556.1-242048	16 25 56.17, -24 20 48.2	K6	7.518	5.835	0.89	-0.12
J162642.9-242030	16 26 42.85, -24 20 29.9	K7	7.878	6.355	2.6	-1.11
J162623.4-242101	16 26 23.37, -24 20 59.6	K0	6.571	4.341	2.6	-0.81
J162617.1-242021	16 26 17.07, -24 20 21.6	K6	8.063	7.168	0.97	-1.59
J162816.7-240514	16 28 16.74, -24 05 14.4	K5	8.860	7.499	1.95	-1.88
HD_163296	17 56 21.29, -21 57 21.9	A1	4.779		0.0	0.08
J162755.6-242618	16 27 55.58, -24 26 18.0	M2	8.896	7.625	0.32	-1.37
HD_169142	18 24 29.78, -29 46 49.3	F1	6.410			

Tabella 2.2: Tutti gli oggetti di classe II osservati nelle 4 sessioni durante le quali sono stati raccolti i dati discussi in questa tesi.  $S.T.$  sta per *Spectral Type*; la luminosità di accrescimento è espressa come logaritmo della luminosità misurata in unità di luminosità solari.

## Oggetti osservati di classe I

Sono di seguito (Tabella 2.3) tabulate le caratteristiche identificative<sup>6</sup> degli oggetti di classe I osservati che saranno considerati nel capitolo successivo.

Nome	Coordinate	$M_K$	$M_{W2}$	$L_{bol}$	$T_{bol}$
J162721.7-242953	16 27 21.80, -24 29 53.4	10.827	5.020	1.2	480
J162621.3-242304	16 26 21.38, -24 23 04.1	8.835	4.007	11.0	250
J163200.9-245642	16 32 01.00, -24 56 42.0	10.726	5.922	2.8	180
J162727.9-243933	16 27 28.03, -24 39 33.5	10.379	4.144	7.1	280
J162702.3-243727	16 27 02.34, -24 37 27.2	8.064	5.111	4.8	520
J162726.9-244050	16 27 26.94, -24 40 50.8	9.745	4.996	3.3	300

<sup>6</sup>Le luminosità e temperature bolometriche indicate sono estratte da Dunham 2015 (5)

Nome	Coordinate	$M_K$	$M_{W2}$	$L_{bol}$	$T_{bol}$
J162709.4-243718	16 27 09.43, -24 37 18.8	7.140	2.800	?	420
J162644.1-243448	16 26 44.20, -24 34 48.3	11.62	5.96	1.4	380.0
J162706.7-243814	16 27 06.78, -24 38 15.0	10.971	7.819	0.64	420
J163135.6-240129	16 31 35.66, -24 01 29.5	9.19	5.68	2.0	390.0
J162717.5-242856	16 27 17.57, -24 28 56.3	11.55	7.33	0.61	260.0
J162721.4-244143	16 27 21.47, -24 41 43.1	8.48	5.13	1.8	720.0
J162730.1-242743	16 27 30.18, -24 27 43.4	9.05	5.44	1.5	620.0

Tabella 2.3: Tutti gli oggetti di classe I osservati nelle 4 sessioni durante le quali sono stati raccolti i dati discussi in questa tesi. La luminosità bolometrica è espressa come logaritmo della luminosità misurata in unità di luminosità solari e la temperatura bolometrica in K.

## 2.4 Riduzione dei Dati

L'output di un'osservazione di SpeX è una sequenza di immagini, ciascuna delle quali riporta una serie di bande in scala di grigi; ogni banda è di fatto una "fotografia" della fessura effettuata ad una certa lunghezza d'onda e l'intensità di grigio è indicativa della quantità di fotoni rilevati a quella lunghezza d'onda. In Figura 2.3 è riportata un'immagine ottenuta da uno dei passaggi intermedi della riduzione, quindi in uno stadio successivo, ma può rendere l'idea dell'aspetto dell'immagine iniziale, perché sono riconoscibili le bande e sono indicati a fianco i valori di lunghezza d'onda che quelle bande identificano, proprio nella configurazione (*LXD1*) utilizzata per le osservazioni discusse in questa tesi. Questa sequenza di immagini deve essere trasformata in uno spettro vero e proprio che sia possibile analizzare. Questo passaggio, detto appunto "riduzione dei dati", viene svolto dal software **xspextool** in una serie di passaggi che vengono descritti di seguito:

1. Per prima cosa il programma identifica gli "ordini" dello spettro all'interno delle immagini e assegna a ciascuno il range di lunghezze d'onda che include.
2. Il secondo passaggio consiste nella somma algebrica di ogni ciclo ABBA esposta nella sezione precedente: identifica le immagini corrispondenti alle due configurazioni e per ogni ciclo sottrae a quelle di tipo A quelle di tipo B, ottenendo un'immagine con uno spettro in positivo e uno in negativo come nella Figura 2.3.
3. Vengono identificate (mediando su tutti gli ordini dell'immagine ottenuta nel punto precedente) le posizioni all'interno dell'apertura del target nelle due configurazioni A e B, ora rappresentate dalle posizioni in cui lo spettro è in positivo e in negativo rispettivamente.
4. Si sommano (in modulo) i due spettri e si sottrae lo spettro dei settori rimanenti dell'apertura (per completare l'eliminazione del rumore del cielo) ottenendo uno spettro per ogni ciclo ABBA.
5. Si sommano infine tutti gli spettri ottenuti dai cicli ABBA per un certo oggetto di osservazione per amplificare i valori di flusso dello spettro consi-

derando l'intero tempo di integrazione dell'oggetto, ottenendo così infine lo spettro osservato di quel target.

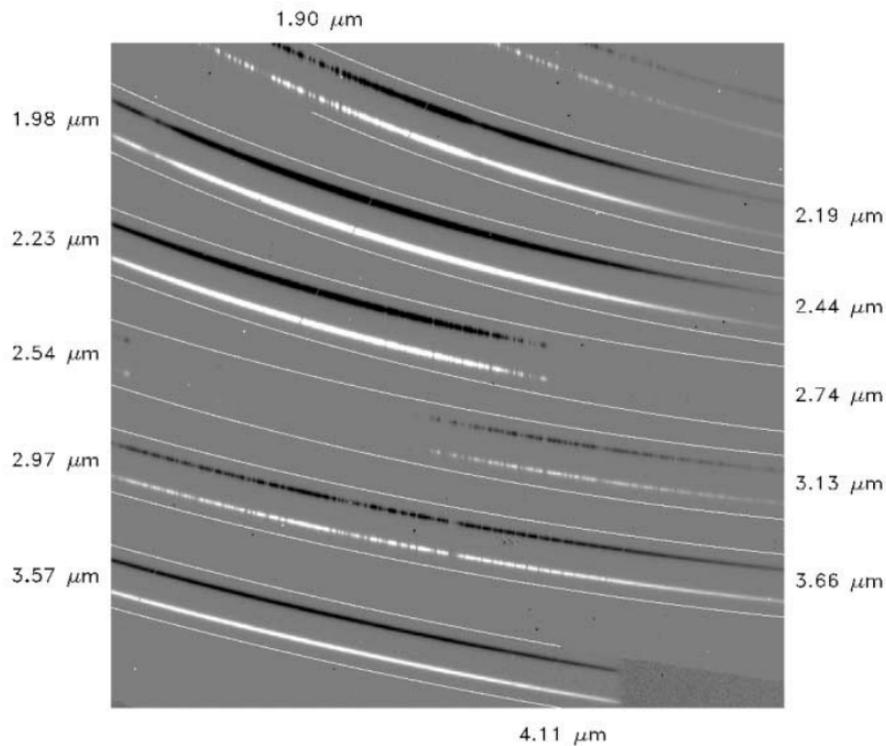


Figura 2.3: Un'immagine tratta da Rayner 2003(15) che rappresenta una delle immagini prodotte durante il processo di riduzione dei dati, ottenuta dalla somma algebrica di 4 immagini prodotte da SpeX in un ciclo ABBA: nella posizione A dell'apertura è possibile visualizzare lo spettro in positivo (in bianco) e nella posizione B quello negativo (in nero). Inoltre per ogni ordine di dispersione sono indicati i valori di lunghezza d'onda degli estremi; l'immagine rispecchia la configurazione utilizzata.

Questa procedura viene ovviamente svolta non solo per i target, ma anche per le telluriche, che dal punto di vista della strumentazione sono oggetti da osservare come gli altri. L'eliminazione poi dell'effetto dell'assorbimento atmosferico viene svolta da un altro programma, **xtellcor**, che, dati lo spettro osservato e il codice identificativo (che gli permette di risalire nel database allo spettro previsto) di una tellurica, calcolando per ogni lunghezza d'onda il rapporto tra flusso previsto e flusso misurato ottiene l'efficienza dell'apparato sperimentale come funzione della lunghezza d'onda. A questo punto è sufficiente moltiplicare lo spettro del target per l'efficienza per ricavare lo spettro finale da analizzare, rappresentato da una serie di punti che hanno per ascissa la lunghezza d'onda in micrometri ( $\mu\text{m}$ ) o la frequenza in Hertz (Hz) e per ordinata il flusso misurato per ogni lunghezza d'onda ( $\text{W} \cdot \text{m}^{-2} \cdot \mu\text{m}^{-1}$ ) o per ogni frequenza ( $\text{W} \cdot \text{m}^{-2} \cdot \nu^{-1}$ ).

# Capitolo 3

## Analisi e Risultati

Per l'analisi dei dati si è utilizzato un programma Python scritto appositamente, ulteriori dettagli sul codice in Appendice A; in questa sezione si ripercorreranno i passaggi che svolge il programma e saranno riportati i valori intermedi utili alla comprensione di ogni fase dell'analisi e i risultati finali rilevanti ai fini della ricerca.

La prima operazione svolta dal programma è integrare le righe di emissione di interesse (le solite Br- $\alpha$  e Br- $\gamma$ ) per tutti gli oggetti di entrambe le classi. I flussi integrati  $F_\alpha$  e  $F_\gamma$  misurati sulle due righe di emissione hanno dimensione  $\text{W} \cdot \text{m}^{-2}$ , sono infatti il prodotto dei flussi misurati direttamente da SpeX ( $\text{W} \cdot \text{m}^{-2} \cdot \mu\text{m}^{-1}$  in lunghezza d'onda o  $\text{W} \cdot \text{m}^{-2} \cdot \nu^{-1}$  in frequenza) per le lunghezze d'onda o le frequenze a cui si riferiscono. Questi rappresentano i dati di partenza su cui operare per elaborare i passaggi successivi.

Per assolvere questo compito il programma considera una porzione dello spettro finale completamente calibrato in unità fisiche come misurato fuori dall'atmosfera terrestre attorno a ciascuna delle due righe, esegue un fit lineare sul continuo che precede e segue il picco della riga, sottrae il risultato del fit al flusso misurato e integra sulle lunghezze d'onda che presentano valori di flusso al di sopra del continuo riconducibili al picco della riga, ottenendo così il flusso integrato; ovviamente associa ad esso l'incertezza corrispondente.

### 3.1 Classi II

In Figura 3.1 sono riportati gli spettri misurati attorno alle righe di emissione per ciascuna delle protostelle di classe II che sono state considerate nell'analisi successiva; alcuni campioni non sono stati utilizzati perché l'analisi è complicata da due fattori: il fatto che alcuni di questi oggetti sono in realtà stelle binarie non facilmente risolvibili e la presenza di contaminazione da assorbimento fotosferico nella Br- $\gamma$ , che richiede una analisi di tipo diverso (e.g. Garcia Lopez et al. 2006(7)). Una volta ottenuti  $F_\alpha$  e  $F_\gamma$  misurati per ciascun oggetto di classe II, bisogna prima di tutto valutare l'estinzione  $A(\lambda)$ , in modo da stimare i flussi all'emissione  $F_\alpha^0$  e  $F_\gamma^0$ , invertendo l'equazione dell'estinzione (3.1):

$$F_\lambda = F_\lambda^0 e^{-\tau_\lambda} \quad (3.1)$$

con

$$\tau_\lambda = \frac{A_\lambda}{1.086} \quad (3.2)$$

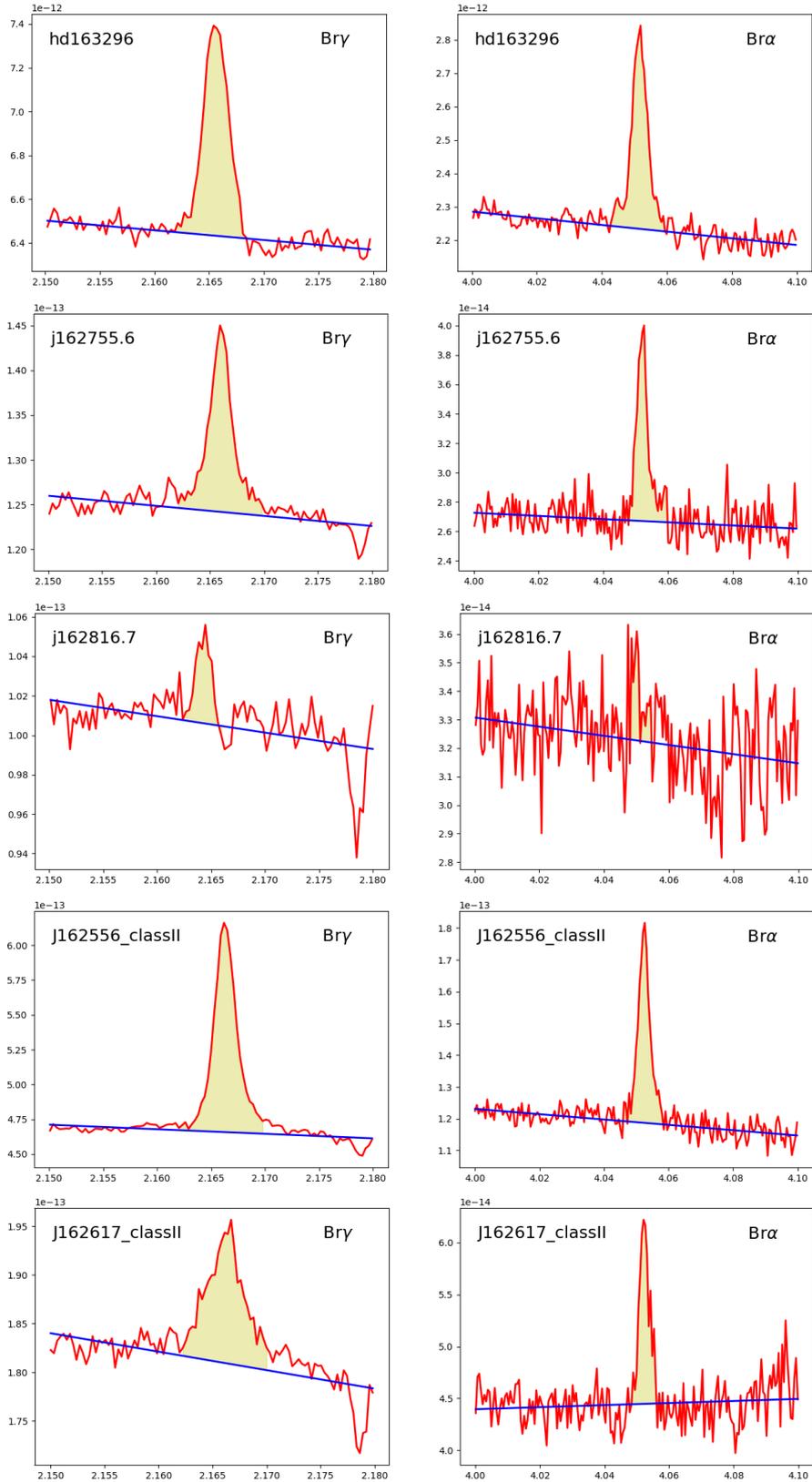


Figura 3.1: Le porzioni di spettro considerate attorno alle due righe di emissione per ciascuno dei target di classe II: in ascissa le lunghezze d'onda in  $\mu\text{m}$ , in ordinata il flusso misurato  $F_\lambda$  in  $\text{W} \cdot \text{m}^{-2} \cdot \mu\text{m}^{-1}$ . In blu è indicato il fit lineare sul continuo che circonda le righe, mentre l'area riempita in giallo è quella di integrazione.

Per derivare l'estinzione alle lunghezze d'onda corrispondenti alle due righe il programma utilizza una funzione di calcolo dell'estinzione normalizzata a quella nel visibile  $A_V$  (derivata da Cardelli 1989(3)); tuttavia nel database in Tabella 2.2 si vede che l'estinzione di riferimento è quella in banda J ( $\lambda_J = 1.25\mu\text{m}$ ), il programma ricava dunque innanzitutto  $A_V$  per ogni oggetto, per poi utilizzare la funzione e ottenere  $A_{Br\gamma}$  e  $A_{Br\alpha}$ , da cui i flussi alla sorgente tramite la (3.2) e la (3.1) invertita.

## Rapporto delle Luminosità delle Righe

Una volta ottenuti i flussi alla sorgente, è possibile calcolare il rapporto intrinseco tra le luminosità di riga: è sufficiente calcolare il rapporto tra i flussi ottenuti e si mediare i risultati dei vari oggetti di classe II osservati: l'aspettativa è che, considerando l'incertezza, siano assimilabili ad un valore medio che si possa applicare nell'analisi delle classi I. Il risultato non è banale, poiché il rapporto delle due righe non può essere ricavato teoricamente, dato che dipende dai dettagli della geometria dell'accrescimento e della formazione delle righe nelle colonne di accrescimento dal disco alla stella. Per questo motivo bisogna verificare sperimentalmente se un rapporto medio sia ben definito e possa essere usato per la nostra analisi.

In Figura 3.2 sono riportati i valori calcolati di rapporto  $R_{II} = \frac{F_{Br\alpha}^0}{F_{Br\gamma}^0}$  con associate le relative incertezze per ciascuna delle stelle di classe II osservate per cui le righe di emissione fossero entrambi visibili (ovvero 5 degli 8 target) e viene visualizzato il valore medio (3.3), che verrà poi utilizzato nell'analisi degli oggetti di classe I.

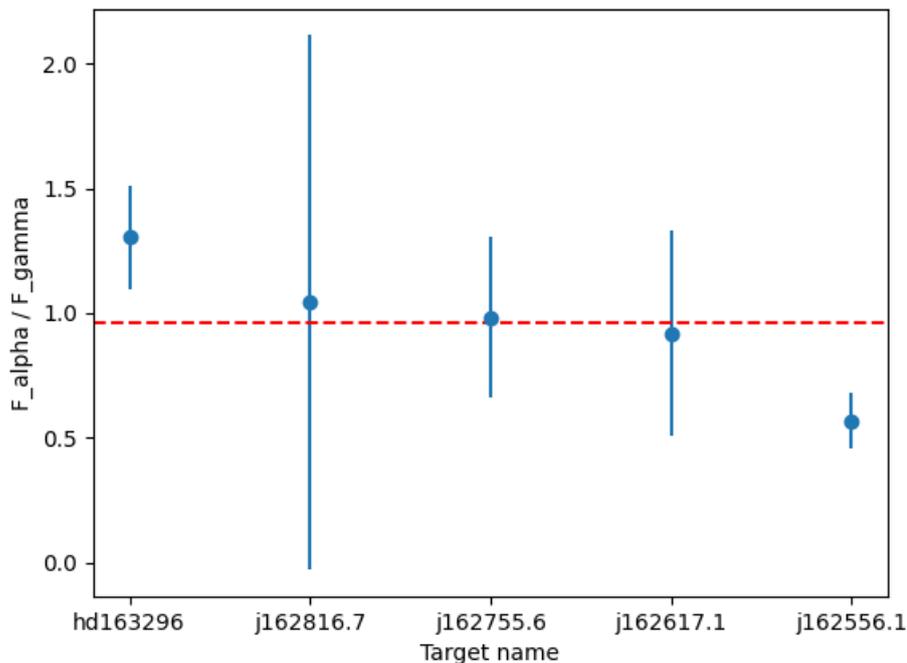


Figura 3.2: I valori misurati del rapporto intrinseco  $\frac{F_{Br\alpha}}{F_{Br\gamma}}$  per ciascuna delle classi II, in rosso il valore medio che verrà poi considerato per le fasi successive.

$$R_{II} = 1.0 \pm 0.4 \quad (3.3)$$

Sul valore di questo rapporto non esistono misure su un ampio set di dati e in generale i riferimenti sono pochi e tratti da misure non simultanee delle due righe, qualche referenza si può trovare in Nisini 1995(13) e Giovanardi 1991(8) ed è possibile notare che il valore misurato è compatibile con quelli delle ricerche precedenti e probabilmente ripetere questa procedura su un numero maggiore di target consentirebbe una stima più attendibile del valore vero rispetto a quelle ottenute finora. Non è possibile usare i dati di letteratura assieme ai nostri perché il fatto che le misure siano simultanee è importante per il rapporto. I flussi di riga misurati possono avere variazioni causate dalla variazione dell'accrescimento di fattori 2, importanti quando si vuole ricavare un rapporto di riga per misurare l'estinzione.

Assumendo dunque che questo valore rimanga invariato per gli oggetti di entrambe le classi, l'estinzione e conseguentemente il flusso alla sorgente per le classi I saranno ricavate utilizzandolo come rapporto  $\frac{F_{Br\alpha}^0}{F_{Br\gamma}^0}$ , come indicato nella sezione successiva.

### Relazioni $L_{acc} - L_{Br\gamma}$ e $L_{acc} - L_{Br\alpha}$

Quello che rimane da valutare per le classi II sono i parametri della relazione (1.3) sia per la Br- $\gamma$ , che saranno poi da confrontare con quelli ottenuti da Alcalà 2017 (1) ( $a = 1.19 \pm 0.10$  e  $b = 4.02 \pm 0.51$ ), sia per la Br- $\alpha$ , così da poter utilizzare questa seconda relazione nelle classi I per derivare la luminosità di accrescimento a partire dal flusso integrato sulla Br- $\alpha$ . Per ottenere la luminosità di riga si assume isotropia della radiazione e si moltiplica quindi il flusso per l'area alla distanza di osservazione  $d \approx 139.4\text{pc}$ , come indicato nella (3.4), mentre la luminosità di accrescimento per questo tipo di oggetti viene misurata direttamente ed è riportata in Tabella 2.2 per ciascun target considerato.

$$L_{\lambda} = 4\pi d^2 \cdot F_{\lambda} \quad (3.4)$$

Il fit lineare da effettuare tra i due logaritmi deve in qualche modo tenere conto delle incertezze sui valori di partenza e di conseguenza restituire un certo errore da associare ai parametri del fit. Questi sono stati stimati mediando in quadratura la deviazione dei valori misurati da quelli previsti dai parametri del fit e il risultato viene riportato di seguito, in (3.5) e (3.6). La procedura più corretta per assolvere questo compito prevederebbe in realtà un calcolo probabilistico che tiene conto delle incertezze su entrambe le variabili in ingresso: questo approccio Bayesiano può essere approfondito in Kelly 2007(10) ed è stato utilizzato nel programma senza studiarne l'algoritmo, semplicemente come verifica della coerenza dei risultati del primo metodo; i risultati prodotti in questo modo sarebbero  $a_{Br\gamma} = 1.0 \pm 0.6$  e  $b_{Br\gamma} = 3.0 \pm 2.2$  per la Brackett- $\gamma$ ,  $a_{Br\alpha} = 0.9 \pm 0.9$  e  $b_{Br\alpha} = 2.8 \pm 3.5$  per la Brackett- $\alpha$ . È evidente che le migliori stime sono compatibili con il metodo algebrico, mentre le incertezze sono molto più grandi, questo fatto è riconducibile al fatto che il database consiste in solo 5 coppie di valori, che in un'impostazione statistica del calcolo comportano necessariamente un'incertezza elevata: in una successiva ricerca che osservi e consideri una quantità statisticamente significativa di protostelle di classe II si potrebbe utilizzare questo secondo meto-

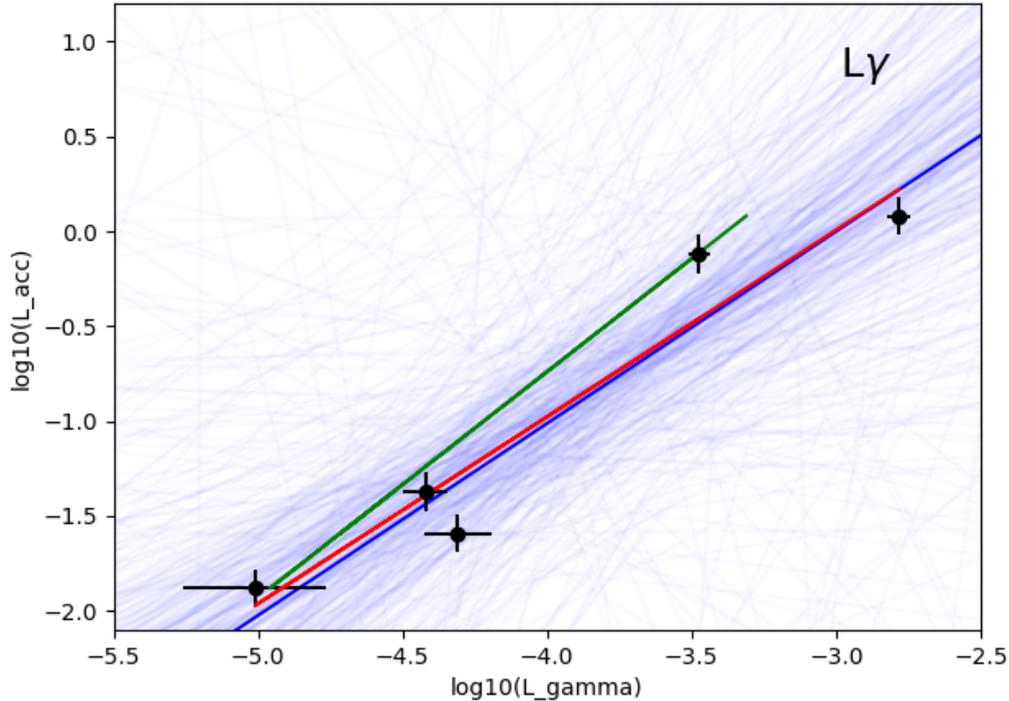


Figura 3.3: Plot prodotto dal programma per la relazione tra luminosità di accrescimento e luminosità in Brackett- $\gamma$ : in nero i valori misurati per i target con le relative incertezze, in verde, rosso e blu i fit ottenuti con i metodi descritti in seguito; per le luminosità di accrescimento si è assunta un'incertezza del 30%.

do per stimare meglio i parametri del fit, ma per quanto riguarda questo primo tentativo verranno utilizzati i valori in (3.6) nelle analisi degli oggetti di classe I.

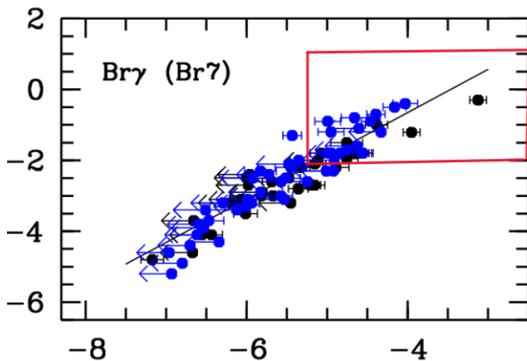


Figura 3.4: Il grafico analogo in Alcalà 2017(1), è possibile notare che gli ordini di grandezza delle luminosità di riga nella Figura 3.3 rappresentano una sezione del grafico di Alcalà poco popolata (quadrata in rosso), estendendo l'andamento riscontrato da Alcalà a target più luminosi.

$$\begin{aligned} a_{Br\gamma} &= 1.0 \pm 0.2 \\ b_{Br\gamma} &= 3.0 \pm 0.7 \end{aligned} \quad (3.5)$$

In Figura 3.3 è possibile visualizzare i risultati dei vari parametri considerati del fit per la relazione con la Brackett- $\gamma$ : in rosso il fit algebrico, che verrà utilizzato nelle fasi successive, in blu il fit Bayesiano (la "nuvola" di linee blu chiaro rappresenta le elevate incertezze predette dal fit probabilistico associato alle poche misure disponibili) e in verde il fit di Alcalà 2017(1). Nella Figura 3.4 si possono vedere gli oggetti considerati per il fit di Alcalà 2017(1) e si può quindi notare che gli ordini di grandezza delle luminosità dei target in Figura 3.3 sono fuori scala per il fit di Alcalà, che potrebbe essere dunque migliorato aggiungendo un set di oggetti più luminosi per effet-

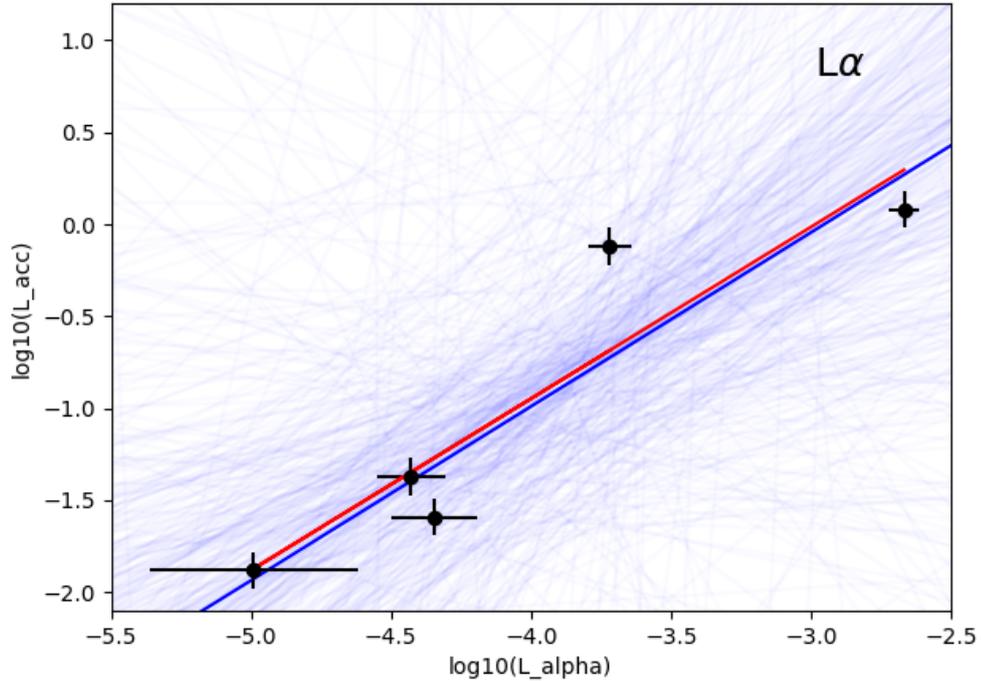


Figura 3.5: Plot prodotto dal programma per la relazione tra luminosità di accrescimento e luminosità in Brackett- $\alpha$ : legenda e incertezze sulle  $L_{acc}$  sono analoghe alla Fig. 3.3.

tuare il fit su una gamma più ampia di valori di luminosità.

Per quanto riguarda invece la relazione (nella letteratura fino ad oggi mai considerata) con la luminosità della Brackett- $\alpha$ , il fit algebrico ha prodotto i seguenti risultati (3.6), che confermano la possibilità di derivare anche per questa riga una relazione analoga a quelle valide per varie altre righe di emissione, come osservato in Alcalà 2017(1).

$$\begin{aligned} a_{Br\alpha} &= 0.9 \pm 0.2 \\ b_{Br\alpha} &= 2.8 \pm 0.9 \end{aligned} \tag{3.6}$$

Come si può notare nella Figura 3.5, anche in questo caso il fit Bayesiano (la riga blu) è compatibile con quello algebrico (riga rossa).

## 3.2 Classi I

L'analisi delle classi I vuole condurci ad avere una stima della luminosità di accrescimento (come al solito normalizzata alla luminosità solare ed espressa in forma logaritmica) e dell'errore associato per ciascuna delle stelle osservate. Come per le classi II, si riportano in Figura 3.6 e 3.7 le porzioni attorno alle righe di emissione degli spettri misurati in funzione della lunghezza d'onda, con indicati per ogni immagine il fit lineare sul continuo e l'area di integrazione del flusso.

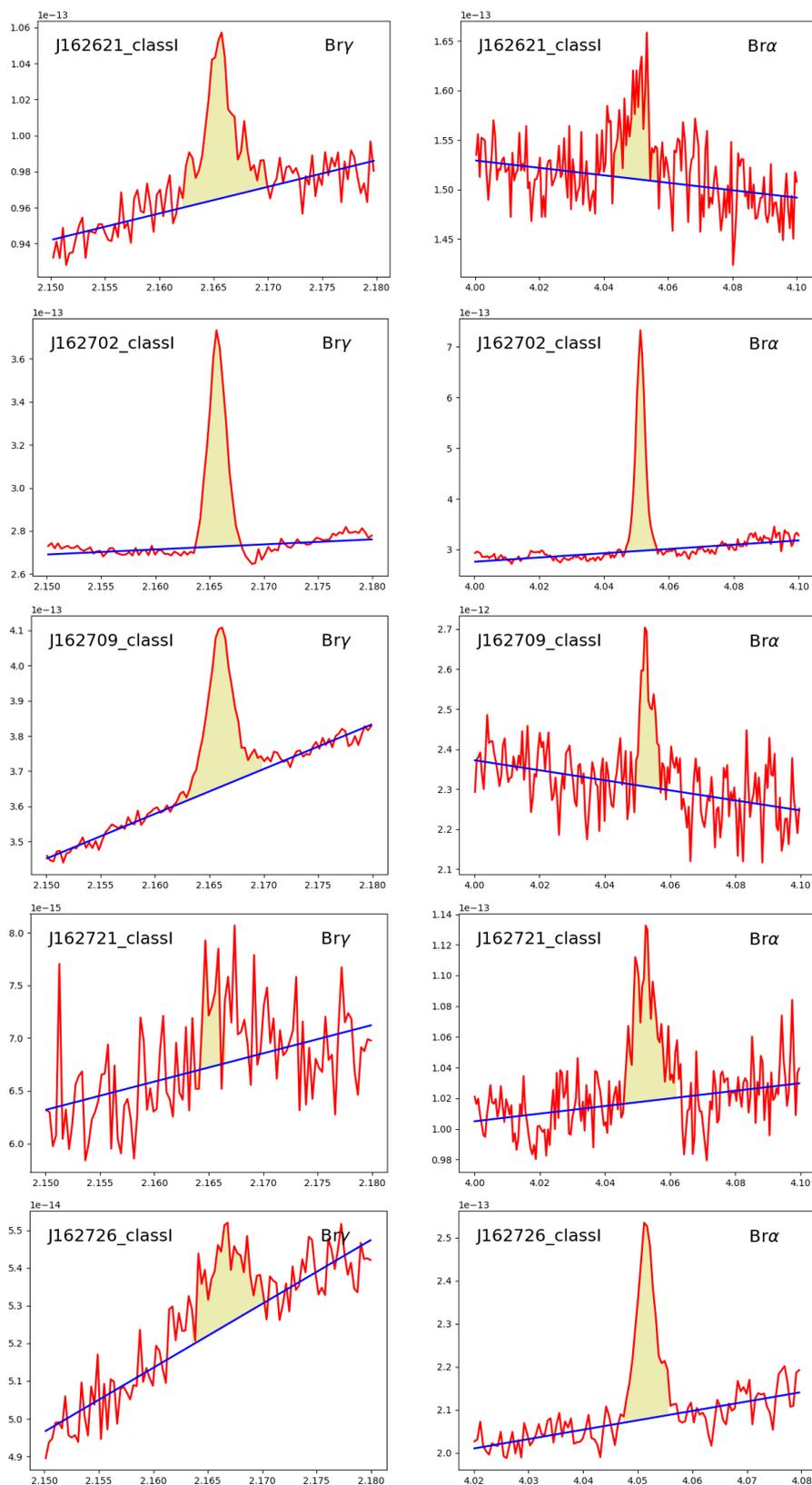


Figura 3.6: Le porzioni di spettro considerate attorno alle due righe di emissione per ciascuno dei target di classe I: in ascissa le lunghezze d'onda in  $\mu\text{m}$ , in ordinata il flusso misurato  $F_\lambda$  in  $\text{W} \cdot \text{m}^{-2} \cdot \mu\text{m}^{-1}$ . In blu è indicato il fit lineare sul continuo che circonda le righe, mentre l'area riempita in giallo è quella di integrazione.

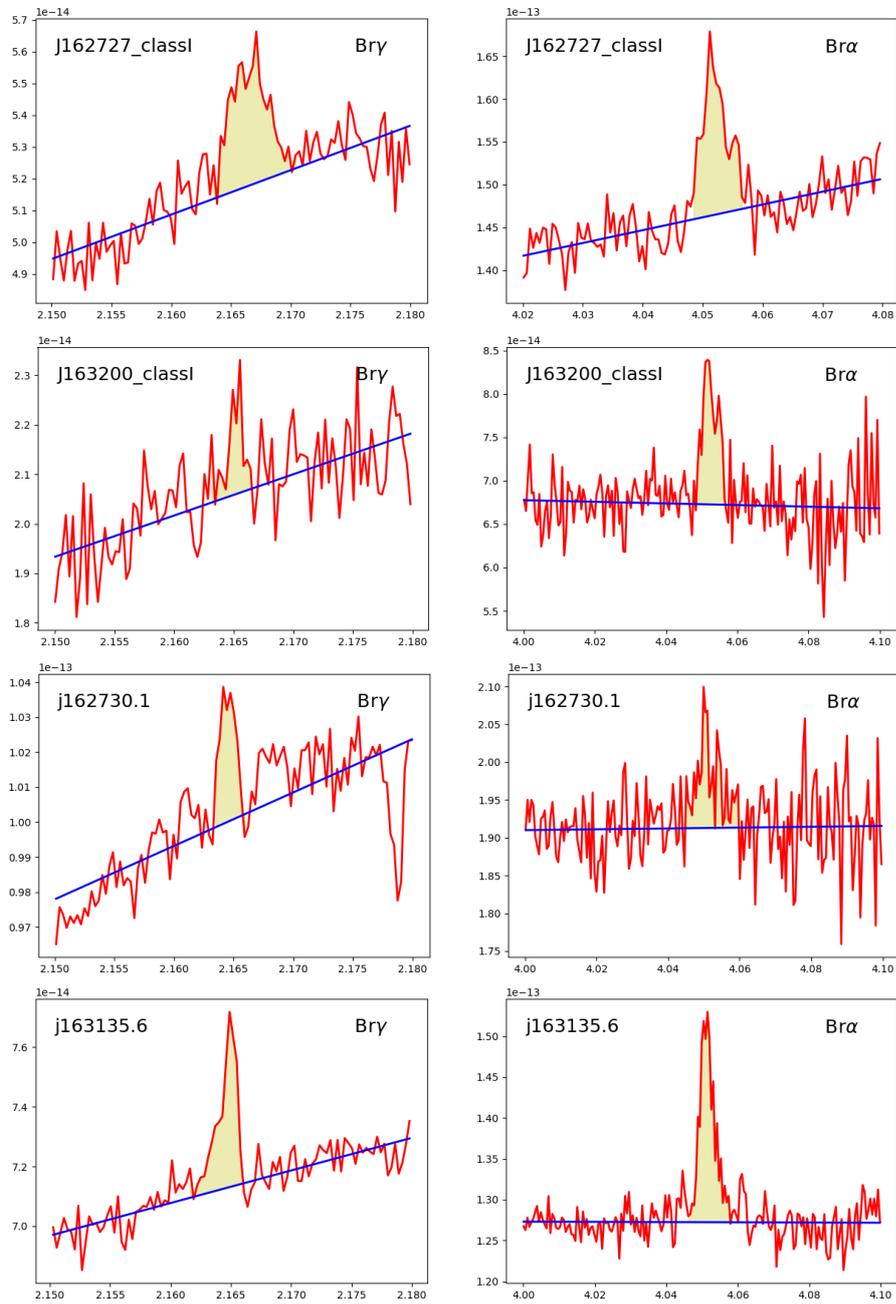


Figura 3.7: Le porzioni di spettro considerate attorno alle due righe di emissione per ciascuno dei target di classe I: in ascissa le lunghezze d'onda in  $\mu\text{m}$ , in ordinata il flusso misurato  $F_\lambda$  in  $\text{W} \cdot \text{m}^{-2} \cdot \mu\text{m}^{-1}$ . In blu è indicato il fit lineare sul continuo che circonda le righe, mentre l'area riempita in giallo è quella di integrazione.

## Estinzione

Prima di tutto è necessario derivare una stima per l'estinzione nel visibile  $A_V$  nella direzione delle colonne di accrescimento dove si sviluppa l'emissione in Br- $\gamma$  e Br- $\alpha$ . Tenendo conto di un fattore moltiplicativo  $k = 11.611534699039854$ , dovuto semplicemente a come è stata definita la funzione nel programma<sup>1</sup>, l'estinzione in banda visibile si ottiene con la (3.7):

$$A_V = 1.086 \cdot k \cdot \ln \frac{F_{Br\alpha}}{R_{II} F_{Br\gamma}} \quad (3.7)$$

I valori ricavati sono riportati in Tabella 3.1 con le relative incertezze<sup>2</sup> e rappresentati in Figura 3.8 in funzione della luminosità bolometrica e della temperatura bolometrica rispettivamente.

Nome	$A_V$	$\pm$	$\Delta A_V$
J162721.7-242953	52	$\pm$	13
J162621.3-242304	14	$\pm$	9
J163200.9-245642	41	$\pm$	12
J162727.9-243933	23	$\pm$	8
J162702.3-243727	26	$\pm$	6
J162726.9-244050	38	$\pm$	8
J162709.4-243718	32	$\pm$	8
J163135.6-240129	33	$\pm$	7
J162730.1-242743	35	$\pm$	14

Tabella 3.1: I risultati per ogni oggetto di classe I considerato. Anche in questo caso, come nelle classi II, non tutti gli oggetti osservati hanno prodotto spettri soddisfacenti, infatti quattro dei target (J162644.1-243448, J162706.7-243814, J162717.5-242856 e J162721.4-244143) non hanno mostrato righe dell'idrogeno sufficientemente evidenti da essere integrate per ottenere il flusso e sono stati perciò esclusi da questa tabella.

Volendo confrontare i risultati ottenuti con stime precedenti delle stesse grandezze, gli unici valori di riferimento in merito si trovano in Dunham 2015(5), ma per tutti i target comuni alle due ricerche il valore riportato nella referenza è

<sup>1</sup>La funzione di Cardelli(3) per l'estinzione, che si può trovare in A.2, chiede il valore di riferimento in ingresso  $A_V$ , ovviamente ignoto a priori. Constatando che, restando invariati gli altri parametri, il rapporto tra l'estinzione ad una determinata lunghezza d'onda e quella nel visibile resta costante, è possibile ottenere tale rapporto (che chiamiamo  $A_\lambda^{(1)}$ ) passando in input alla funzione  $A_V^{(1)} = 1$  e calcolare poi l'estinzione come  $A_V = \frac{A_\lambda}{A_\lambda^{(1)}}$ . Nel caso della (3.7) questo si ripercuote sull'equazione come un fattore  $k = \left(A_\gamma^{(1)} - A_\alpha^{(1)}\right)^{-1} = 11.611534699039854$ , assunto senza incertezza.

<sup>2</sup>La stima dell'incertezza, in questa equazione come in generale nei vari passaggi dell'analisi se non è indicato diversamente, viene effettuata secondo la formula di propagazione dell'errore generica (3.8):

$$\Delta f(x_1, x_2, \dots) = \sqrt{\left(\frac{\partial f}{\partial x_1} \cdot \Delta x_1\right)^2 + \left(\frac{\partial f}{\partial x_2} \cdot \Delta x_2\right)^2 + \dots} \quad (3.8)$$

con  $\Delta x_i$  incertezza associata alla variabile  $x_i$ .

$A_V = 9.8$ , molto inferiore ai valori stimati dall'applicazione dell'andamento previsto da Cardelli(3) ai valori misurati; questo fatto, unito all'uniformità per tutti i target, indica che probabilmente nel 2015 è stato utilizzato un valore medio che tiene conto evidentemente anche di altri oggetti con estinzione minore e dunque i valori ottenuti durante queste osservazioni sono un miglioramento netto dei dati a disposizione.

Prima di procedere, è utile soffermarsi sul significato delle grandezze in ascissa nei grafici di questa sezione, per poter avanzare ipotesi e riflessioni su quello che si può osservare nei grafici. La **luminosità bolometrica** è la luminosità totale emessa dalla superficie della stella e in quanto tale è associata alla massa della stella; la **temperatura bolometrica**, invece, rappresenta una sorta di temperatura efficace di corpo nero equivalente per la distribuzione spettrale di energia emessa dalla sorgente: le protostelle in realtà non emettono esattamente come corpi neri, ma in una certa approssimazione è possibile definire una temperatura che risulta in questo modo rappresentativa della temperatura a cui si trova l'oggetto e dunque alla sua età, dato che con il passare del tempo una protostella si scalda avviandosi verso le condizioni necessarie ad entrare nella MS. Per quanto

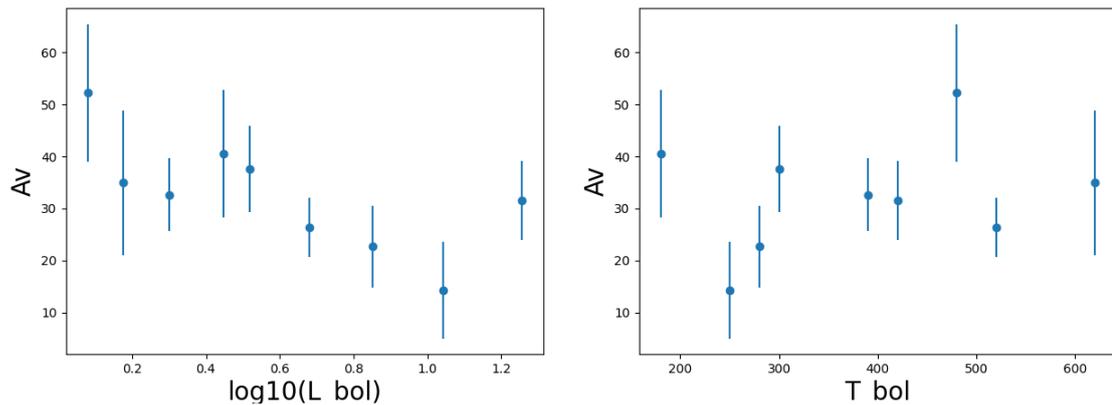


Figura 3.8: Nei due grafici sono rappresentati i valori stimati di estinzione nel visibile in funzione del logaritmo della luminosità bolometrica (a sinistra) e della temperatura bolometrica (a destra).

riguarda, dunque, la temperatura bolometrica, si potrebbe pensare di vedere un decrescere dell'estinzione all'aumentare della temperatura, perché protostelle più giovani sono circondate da una nube ancora spessa, che va assottigliandosi nel tempo. Nella Figura 3.8, però, questo non avviene; per affermare con maggiore sicurezza questa apparente indipendenza delle due quantità sarà necessario uno studio che coinvolga una misura dell'estinzione per un numero esteso di oggetti di questo tipo. Sempre in Figura 3.8 notiamo invece che sembra a colpo d'occhio esserci una parvenza di trend discendente di  $A_V$  all'aumentare della luminosità bolometrica: un andamento inaspettato, dato che non sembra esserci ragione per cui le due quantità non dovrebbero essere indipendenti. Si possono fare a riguardo le seguenti considerazioni: prima di tutto, considerando le incertezze, un qualsiasi fit su questo database avrebbe un'incertezza troppo elevata per essere in qualche modo rappresentativo di un'effettiva correlazione, ancora una volta sarà necessario considerare un campione più numeroso per avere risultati attendibili; in secondo luogo, va considerata la provenienza dei valori di luminosità bolometrica riportati

nel grafico, ovvero il database di Dunham 2015(5). I valori di  $L_{bol}$  in Tabella 2.3 sono infatti stati stimati con un valore di estinzione scorretto e andrebbero perciò ricalcolati considerando i valori di estinzione in Tabella 3.1. Questo potrebbe essere lo scopo di un'estensione del presente lavoro di tesi.

## Luminosità di Accrescimento

A partire dai valori di  $A_V$  è ora possibile stimare l'estinzione  $A_\alpha$  a  $4.051\mu\text{m}$  utilizzando ancora Cardelli 1989 (3), per poi sfruttarla per calcolare il flusso alla sorgente secondo (3.9):

$$F_{Br\alpha}^0 = F_{Br\alpha} \cdot e^{\tau_\alpha} \quad (3.9)$$

con  $\tau_\alpha$  come nella (3.2).

Come per le classi II, si ottiene poi la luminosità della riga tramite l'equazione (3.4) e si ricava la luminosità di accrescimento invertendo la relazione (1.3) con i parametri (3.6) ottenuti per le classi II. La stima dell'incertezza su questi ultimi risultati è stata eseguita trascurando le incertezze sui parametri del fit, che avrebbero condotto a barre di errore eccessivamente grandi rendendo il grafico poco leggibile. Si tratta d'altra parte di una discussione in prima approssimazione dei dati, propedeutica ad una ricerca più approfondita che possa avvalersi di un campione statisticamente rilevante per ottenere incertezze più congrue. Sono state quindi semplicemente sommate in quadratura l'incertezza derivante dal flusso (calcolata con (3.8)) e quella sull'estinzione; su quest'ultima è opportuno precisare che, non conoscendo la propagazione dell'incertezza attraverso la funzione di Cardelli(3), si è calcolata la distanza dei valori di luminosità di accrescimento  $L_{acc}^+$  e  $L_{acc}^-$  (calcolati assumendo l'estinzione agli estremi dell'intervallo di confidenza in Tabella 3.1) dal valore di miglior stima e si è utilizzato quello più "grande" dei due per la somma in quadratura. Sono riportati nella Tabella 3.2 i risultati per ogni oggetto con associata la relativa incertezza.

Nome	$L_{acc}$	$\pm$	$\Delta L_{acc}$
J162721.7-242953	-0.3	$\pm$	0.3
J162621.3-242304	-0.9	$\pm$	0.3
J163200.9-245642	-0.5	$\pm$	0.3
J162727.9-243933	-0.8	$\pm$	0.2
J162702.3-243727	0.4	$\pm$	0.1
J162726.9-244050	-0.20	$\pm$	0.16
J162709.4-243718	0.6	$\pm$	0.2
J163135.6-240129	-0.46	$\pm$	0.16
J162730.1-242743	-0.5	$\pm$	0.4

Tabella 3.2: I risultati per ogni oggetto di classe I considerato. Anche in questo caso, come nelle classi II, non tutti gli oggetti osservati hanno prodotto immagini soddisfacenti, infatti quattro dei target (J162644.1-243448, J162706.7-243814, J162717.5-242856 e J162721.4-244143) non hanno mostrato righe dell'idrogeno sufficientemente evidenti da essere integrate per ottenere il flusso e sono stati perciò esclusi da questa tabella. Le luminosità di accrescimento sono riportate in unità di luminosità solari.

In Figura 3.9 i vari valori ottenuti per il logaritmo della luminosità di accrescimento in unità di masse solari sono confrontati con i valori corrispondenti di luminosità bolometrica (sempre in forma logaritmica in unità di luminosità solari) e di temperatura bolometrica. Non sembra esserci nessuna dipendenza dalla

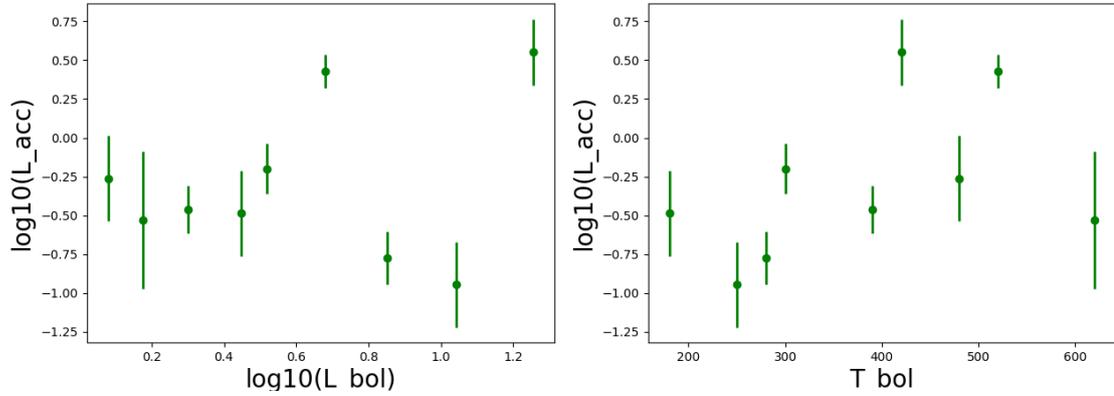


Figura 3.9: I valori misurati per  $\log_{10} L_{acc}$  plottati rispetto a  $\log_{10} L_{bol}$  (a sinistra) e  $T_{bol}$  (a destra).

luminosità o dalla temperatura bolometriche, tuttavia i valori non sono distribuiti in modo uniforme: di 9 risultati delle osservazioni, solo 2 si discostano significativamente da una luminosità di accrescimento dell'ordine di  $10^{-0.5}$  e si possono trovare entrambi ad un ordine di grandezza di  $\approx 10^{0.5}$ . Questo risultato potrebbe sostenere l'ipotesi che si va consolidando che negli oggetti più giovani l'accrescimento attraversi fasi di intensità significativamente maggiore rispetto ai valori più frequenti; i dati raccolti sono coerenti con l'ipotesi che le protostelle di classe I trascorrono circa un 20% del tempo in fasi di accrescimento intenso, superiore ai valori soliti di circa un ordine di grandezza, ma sono tutte supposizioni piuttosto azzardate che necessitano di campioni statisticamente rilevanti per essere sostenute.

Sulla scia di quanto fatto da Fiorellino et al. (Fiorellino 2023(6)) si è scelto di calcolare anche il rapporto tra luminosità di accrescimento e luminosità bolometrica  $\frac{L_{acc}}{L_{bol}}$  (questa volta non in logaritmo) e di confrontarlo con i soliti valori di ascissa in Figura 3.10: Le incertezze su questi risultati li rendono poco leggibili e di scarso

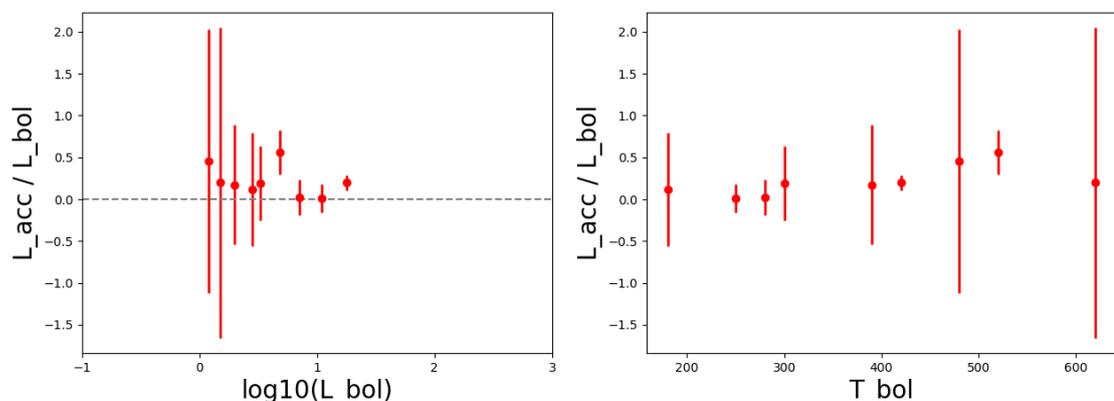


Figura 3.10: I valori del rapporto  $\frac{L_{acc}}{L_{bol}}$  con le relative incertezze in funzione di  $\log_{10} L_{bol}$  (a sinistra) e  $T_{bol}$  (a destra).

significato, ma ci permettono di confrontare questi risultati con quelli ottenuti da Fiorellino et al. per una quantità più elevata e più diversificata di target, anche se tutti protostelle di classe I. In particolare è possibile notare che il primo grafico mostra (trascurando le barre di errore) risultati consistenti con quelli in Figura 3.11, fornendo una conferma ulteriore dell'applicabilità e dell'efficacia della procedura di osservazione progettata per sfruttare JWST per un'osservazione su scala più ampia.

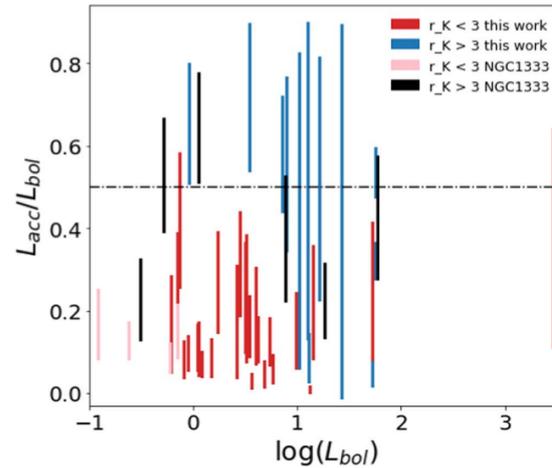


Figura 3.11: Un grafico analogo a quello in Figura 3.10 tratto da Fiorellino 2023(6).

# Conclusioni

Riassumiamo ora brevemente le conclusioni che si possono trarre dai risultati ottenuti:

- I risultati confermano che è possibile utilizzare le protostelle di classe II per calibrare i parametri della relazione tra luminosità di accrescimento e luminosità di riga per la Brackett- $\gamma$ , per cui i valori trovati sono coerenti con quelli già esistenti (Alcalà et al.(1)) ed estendono la validità del fit a luminosità maggiori, e indicano che è possibile anche per la Brackett- $\alpha$ , fornendo una prima stima dei valori da migliorare con ulteriori osservazioni.
- Il metodo testato per derivare l'estinzione in target di classe I appare più efficace di quelli utilizzati fino ad oggi e applicabile anche per ottenere stime migliori di altri parametri, come la luminosità bolometrica o la luminosità di accrescimento.
- I risultati per le luminosità di accrescimento, benché le incertezze associate siano da ridurre, sono consistenti con i dati a disposizione (quali Fiorellino et al.(6)), sostenendo l'applicabilità di questa procedura sperimentale in ricerche successive.

# Appendice A

## Codice Python

Sono di seguito riportate alcune sezioni di codice estratte dal programma utilizzato per l'analisi dei dati.

In A.1 si riporta la funzione "plot\_line", che prende in ingresso i dati dei grafici di SpeX (x, y), gli estremi dei range di fit del continuo e di integrazione della riga (in forma di una *tuple* contenente i valori in micrometri) e una referenza ad un grafico, riporta sul grafico i dati come nelle Figure 3.1, 3.6 e 3.7 e restituisce una *tuple* i cui elementi rappresentano nell'ordine: un booleano che attesta l'attendibilità della riga confrontando la distanza del picco di flusso dal flusso continuo, il valore di picco del flusso (a cui è stato sottratto il valore del flusso continuo), la deviazione standard associata al flusso continuo, il flusso integrato e la sua incertezza.

```
1 def plot_line(x, y, ranges, graph, graphIdx, graphName, src)
2     :
3     xp_a, yp_a = get_data(x, y, (ranges[0], ranges[3]))
4
5     ## PLOT ##
6     graph[graphIdx].plot(xp_a, yp_a, color='r', linewidth=2)
7     graph[graphIdx].text(0.05, 0.9, src, horizontalalignment='
8     left',
9     verticalalignment='center', transform=graph[
10    graphIdx].transAxes, size=18)
11    graph[graphIdx].text(0.9, 0.9, graphName,
12    horizontalalignment='right',
13    verticalalignment='center', transform=graph[
14    graphIdx].transAxes, size=18)
15
16    ## PLOT CONTINUUM ##
17    first_int_x, first_int_y = get_data(xp_a, yp_a, (ranges
18    [0], ranges[1]))
19    second_int_x, second_int_y = get_data(xp_a, yp_a, (ranges
20    [2], ranges[3]))
21    cont_x = np.concatenate((first_int_x, second_int_x))
22    cont_y = np.concatenate((first_int_y, second_int_y))
23    m_y, q_y = linear_fit(cont_x, cont_y)
```

```
17 continuum = m_y * xp_a + q_y
18 graph[graphIdx].plot(xp_a, continuum, color='blue', label=
    'Regression Line', linewidth=2)
19
20 ## RMS ##
21 cont_line = m_y * cont_x + q_y
22 y_dev = np.subtract(cont_y, cont_line)
23 rms = np.sqrt(np.mean(y_dev**2))
24
25 ## FLUX ##
26 y_sub = np.subtract(yp_a, continuum)
27 sum_int_x, sum_int_y = get_data(xp_a, y_sub, (ranges[1],
    ranges[2]))
28 flux, flux_err = integrate(sum_int_x, sum_int_y, rms)
29
30 line_cont = m_y * sum_int_x + q_y
31 fill_x, fill_y = get_data(xp_a, yp_a, (ranges[1], ranges
    [2]))
32 graph[graphIdx].fill_between(fill_x, line_cont, fill_y,
    color = "y", alpha = 0.3)
33
34 ## LINE CHECK ##
35 check = line_check(sum_int_y, rms, 5)
36
37 return check, np.nanmax(sum_int_y), rms, flux, flux_err
```

Listing A.1: Funzione di estrazione del flusso integrato dallo spettro prodotto da SpeX.

Questa funzione viene poi chiamata due volte per ogni target passando gli estremi corretti in *ranges* perché calcoli i flussi delle due righe di interesse.

In A.2, invece, è riportata la funzione tratta da Cardelli(3) (non scritta dall'autore) lievemente modificata in modo da includere le lunghezze d'onda di Brackett- $\alpha$  e Brackett- $\gamma$ .

```
1   def cardelli_extinction(wave, Av, Rv):
2   # If you use it to apply a reddening to a spectrum,
3   multiply it for the result of
4   # this function, while you should divide by it in the
5   case you want to deredden it.
6   # Adapted from Cardelli et al. (1989)
7
8   # Wave in micron
9
10  #ebv = Av/Rv
11
12  x = 1./ wave # Convert to inverse microns
13  npts = len(wave)
14  a = np.zeros(npts)
15  b = np.zeros(npts)
16  #*****
17
18  good = (x > 0.2) & (x < 1.1) #Infrared
19  Ngood = np.count_nonzero(good == True)
20  if Ngood > 0:
21      a[good] = 0.574 * x[good]**(1.61)
22      b[good] = -0.527 * x[good]**(1.61)
23
24  #*****
25  good = (x >= 1.1) & (x < 3.3) #Optical/NIR
26  Ngood = np.count_nonzero(good == True)
27  if Ngood > 0: #Use new constants from O'Donnell (1994)
28      y = x[good] - 1.82
29      c1 = [-0.505, 1.647, -0.827, -1.718, 1.137, 0.701,
30            -0.609, 0.104, 1.0] #New coefficients
31      c2 = [3.347, -10.805, 5.491, 11.102, -7.985, -3.989,
32            2.908, 1.952, 0.0] #from O'Donnell (1994)
33
34      a[good] = np.polyval(c1,y)
35      b[good] = np.polyval(c2,y)
36
37  A_lambda = Av * (a + b/Rv)
38
39  #ratio = 10.**(-0.4*A_lambda)
40
41  return A_lambda
```

Listing A.2: Funzione di Cardelli per il calcolo dell'estinzione alla lunghezza d'onda "wave" data quella nel visibile.

Infine, in A.3 si riporta il codice che trascrive in Python la procedura matematica descritta in 3.2 per il calcolo delle luminosità di accrescimento riportate in Tabella 3.2.

```

1     def cl1_Lacc(br_a, br_g, R, deltaR, d_pc, fit_a):
2     scale = 1.086 / (cardelli_extinction(np.array([2.166]), 1,
3         5.1)[0] - cardelli_extinction(np.array([4.051]), 1, 5.1)
4         [0])
5     A_V = scale * np.log(br_a[3] / (R * br_g[3]))
6     A_V_err = scale * np.sqrt((br_a[4] / br_a[3]) ** 2 + (br_g
7         [4] / br_g[3]) ** 2 + (deltaR / R) ** 2)
8     L_bra_M = ((4 * np.pi * (pc_to_m(d_pc) ** 2)) / (3.828 *
9         (10 ** (26)))) * br_a[3] * ((np.e) ** (
10        cardelli_extinction(np.array([4.051]), A_V + A_V_err,
11        5.1)[0] / 1.086))
12    L_bra = ((4 * np.pi * (pc_to_m(d_pc) ** 2)) / (3.828 * (10
13        ** (26)))) * br_a[3] * ((np.e) ** (cardelli_extinction(
14        np.array([4.051]), A_V, 5.1)[0] / 1.086))
15    L_bra_m = ((4 * np.pi * (pc_to_m(d_pc) ** 2)) / (3.828 *
16        (10 ** (26)))) * br_a[3] * ((np.e) ** (
17        cardelli_extinction(np.array([4.051]), A_V - A_V_err,
18        5.1)[0] / 1.086))
19
20    L_acc_M = fit_a[0] * np.log10(L_bra_M) + fit_a[2]
21    L_acc = fit_a[0] * np.log10(L_bra) + fit_a[2]
22    L_acc_m = fit_a[0] * np.log10(L_bra_m) + fit_a[2]
23
24    L_acc_err_up = L_acc_M - L_acc
25    L_acc_err_down = L_acc - L_acc_m
26    L_acc_err = np.sqrt(((fit_a[0] / np.log(10)) * br_a[4] /
27        br_a[3]) ** 2 + (max([L_acc_err_up, L_acc_err_down])) **
28        2)
29
30    return L_acc, L_acc_err, A_V, A_V_err

```

Listing A.3: Funzione per il calcolo della luminosità di accrescimento negli oggetti di classe I.

# Bibliografia

- [1] J. M. Alcalá, C. F. Manara, A. Natta, A. Frasca, L. Testi, B. Nisini, B. Stelzer, J. P. Williams, S. Antonucci, K. Biazzo, E. Covino, M. Esposito, F. Getman, and E. Rigliaco. X-shooter spectroscopy of young stellar objects in Lupus. Accretion properties of class II and transitional objects. *Astronomy & Astrophysics*, 600:A20, April 2017. doi: 10.1051/0004-6361/201629929.
- [2] Ph. André. The Initial Conditions for Protostellar Collapse: Observational Constraints. In Jerome Bouvier and Jean-Paul Zahn, editors, *EAS Publications Series*, volume 3 of *EAS Publications Series*, pages 1–38, January 2002. doi: 10.1051/eas:2002043.
- [3] Jason A Cardelli, Geoffrey C Clayton, and John S Mathis. The relationship between infrared, optical, and ultraviolet extinction. *Astrophysical Journal, Part 1 (ISSN 0004-637X)*, vol. 345, Oct. 1, 1989, p. 245-256., 345:245–256, 1989.
- [4] Marta De Simone. Demographics of gas and dust properties of planet forming disks in nearby star forming regions, April 2018.
- [5] Michael M. Dunham, Lori E. Allen, II Evans, Neal J., Hannah Broekhoven-Fiene, Lucas A. Cieza, James Di Francesco, Robert A. Gutermuth, Paul M. Harvey, Jennifer Hatchell, Amanda Heiderman, Tracy L. Huard, Doug Johnstone, Jason M. Kirk, Brenda C. Matthews, Jennifer F. Miller, Dawn E. Peterson, and Kaisa E. Young. Young Stellar Objects in the Gould Belt. , 220(1):11, September 2015. doi: 10.1088/0067-0049/220/1/11.
- [6] Eleonora Fiorellino, Łukasz Tychoniec, Fernando Cruz-Sáenz de Miera, Simone Antonucci, Ágnes Kóspál, Carlo F. Manara, Brunella Nisini, and Giovanni Rosotti. The Mass Accretion Rate and Stellar Properties in Class I Protostars. , 944(2):135, February 2023. doi: 10.3847/1538-4357/aca320.
- [7] R. Garcia Lopez, A. Natta, L. Testi, and E. Habart. Accretion rates in Herbig Ae stars. , 459(3):837–842, December 2006. doi: 10.1051/0004-6361:20065575.
- [8] Carlo Giovanardi, Sandro Gennari, Antonella Natta, and Ruggero Stanga. Infrared Spectroscopy of T Tauri Stars. , 367:173, January 1991. doi: 10.1086/169614.
- [9] Lee Hartmann, Gregory Herczeg, and Nuria Calvet. Accretion onto Pre-Main-Sequence Stars. , 54:135–180, September 2016. doi: 10.1146/annurev-astro-081915-023347.

- [10] Brandon C. Kelly. Some Aspects of Measurement Error in Linear Regression of Astronomical Data. , 665(2):1489–1506, August 2007. doi: 10.1086/519947.
- [11] D. Lynden-Bell and J. E. Pringle. The evolution of viscous discs and the origin of the nebular variables. *MNRAS*, 168:603–637, September 1974. doi: 10.1093/mnras/168.3.603.
- [12] C. F. Manara. *The physics of the accretion process in the formation and evolution of Young Stellar Objects*. PhD thesis, Ludwig-Maximilians-Universität München, July 2014.
- [13] B. Nisini, A. Milillo, P. Saraceno, and F. Vitali. Mass loss rates from HI infrared lines in Herbig Ae/Be stars. , 302:169, October 1995.
- [14] T. P. Ray and J. Ferreira. Jets from young stars. *new astronomy Reviews*, 93:101615, December 2021. doi: 10.1016/j.newar.2021.101615.
- [15] John T Rayner, DW Toomey, PM Onaka, AJ Denault, WE Stahlberger, WD Vacca, MC Cushing, and S Wang. Spex: a medium-resolution 0.8–5.5 micron spectrograph and imager for the nasa infrared telescope facility. *Publications of the Astronomical Society of the Pacific*, 115(805):362, 2003.
- [16] Marc Wenger, François Ochsenbein, Daniel Egret, Pascal Dubois, François Bonnarel, Suzanne Borde, Françoise Genova, Gérard Jasniewicz, Suzanne Laloë, Soizick Lesteven, et al. The simbad astronomical database-the cds reference database for astronomical objects. *Astronomy and Astrophysics Supplement Series*, 143(1):9–22, 2000.