

# UNIVERSITÀ DEGLI STUDI DI PADOVA

Dipartimento di Fisica e Astronomia “Galileo Galilei”

Corso di Laurea Magistrale in Astronomia

Tesi di Laurea

Atlante di galassie candidate a lenti gravitazionali forti  
osservate con il telescopio spaziale Hubble

Relatore

Prof. Enrico Maria Corsini

Correlatori

Prof.ssa Lucia Marchetti

Prof. Mattia Negrello

Laureando

Edoardo Borsato

Anno Accademico 2019/2020

# Indice

<b>1</b>	<b>Introduzione</b>	<b>1</b>
1.1	Scoperta e rivelazione delle lenti gravitazionali . . . . .	1
1.2	Teoria delle lenti gravitazionali . . . . .	3
1.2.1	Equazione delle lenti, distorsione e ingrandimento . . . . .	4
1.2.2	Lenti gravitazionali in un universo in espansione accelerata . . . . .	8
1.2.3	Statistica delle lenti gravitazionali . . . . .	9
1.3	Applicazioni astrofisiche delle lenti gravitazionali . . . . .	9
1.3.1	Modelli di massa delle lenti gravitazionali . . . . .	9
1.3.2	Ricostruzione delle sorgenti . . . . .	10
1.3.3	Stima della densità numerica delle concentrazioni di massa . . . . .	10
1.3.4	Stima dei parametri cosmologici . . . . .	11
1.4	Scopo e schema della tesi . . . . .	12
<b>2</b>	<b>Campagne osservative dedicate allo studio delle lenti gravitazionali</b>	<b>13</b>
2.1	Campagne osservative per lo studio delle lenti gravitazionali . . . . .	13
2.2	Campagne osservative nell'ottico e nel radio . . . . .	14
2.2.1	<i>Sloan Lens Advanced Camera (for) Surveys</i> (SLACS) . . . . .	14
2.2.2	<i>SDSS Quasar Lens Search</i> (SQLS) . . . . .	15
2.2.3	<i>Cosmic Lens All-Sky Survey</i> (CLASS) . . . . .	15
2.2.4	<i>Cosmic Evolution Survey</i> (COSMOS) . . . . .	16
2.3	Campagne osservative nell'IR e nel submm . . . . .	16
2.3.1	<i>Herschel Space Observatory</i> . . . . .	16
2.3.2	Le campagne osservative H-ATLAS, HerMES e HerS . . . . .	17
2.4	Ricerca delle lenti con <i>Herschel</i> . . . . .	20
2.4.1	Metodi di selezione . . . . .	20
<b>3</b>	<b>Catalogo di lenti gravitazionali osservate con la <i>Wide Field Camera 3</i> del <i>Hubble Space Telescope</i></b>	<b>25</b>
3.1	<i>Hubble Space Telescope</i> e <i>Wide Field Camera 3</i> . . . . .	25
3.2	Acquisizione e riduzione delle immagini . . . . .	26
3.3	Classificazione delle lenti gravitazionali . . . . .	28
3.4	Catalogo e atlante di candidati lenti gravitazionali . . . . .	35
<b>4</b>	<b>Studio fotometrico delle lenti di HELMS J005841.2-011149 e di HELMS J003619.8+002420</b>	<b>39</b>
4.1	Introduzione . . . . .	39
4.1.1	<i>Galaxy Surface Photometry 2 Dimensional Decomposition</i> . . . . .	39
4.1.2	<i>Multi-Gaussian Expansion</i> . . . . .	41
4.1.3	<i>Isophote Fitting</i> . . . . .	42
4.1.4	Applicazioni dell'analisi fotometrica alle lenti gravitazionali . . . . .	44
4.2	HELMS J005841.2-011149 . . . . .	44
4.2.1	Proprietà della galassia . . . . .	44
4.2.2	Misura della brillantezza superficiale del cielo . . . . .	44

---

4.2.3	Calibrazione fotometrica e modello della brillantezza superficiale . . . . .	46
4.3	HELMS J003619.8+002420 . . . . .	48
4.3.1	Proprietà della galassia . . . . .	50
4.3.2	Misura della brillantezza superficiale del cielo . . . . .	51
4.3.3	Calibrazione fotometrica e modello della brillantezza superficiale . . . . .	51
<b>5</b>	<b>Conclusioni e prospettive future</b>	<b>57</b>
5.1	Conclusioni . . . . .	57
5.2	Prospettive future . . . . .	58
	<b>Appendici</b>	<b>59</b>
<b>A</b>	<b>Catalogo delle sorgenti candidate a lenti gravitazionali</b>	<b>61</b>
<b>B</b>	<b>Immagini del catalogo delle sorgenti candidate a lenti gravitazionali</b>	<b>83</b>

## Sommario

L'identificazione di sistemi di lenti gravitazionali è di grande importanza per lo studio della materia oscura nell'universo e per la comprensione della formazione ed evoluzione delle galassie. Tale fenomeno consente infatti di rivelare e quantificare la materia oscura contenuta negli oggetti che fungono da lente e di studiare in dettaglio, su scale inferiore al kiloparsec, le galassie nell'universo lontano.

Nonostante l'importanza di questo studio, i sistemi di lenti gravitazionali ad alto *redshift* sono molto rari e, in generale, difficili da identificare, richiedendo per poterli trovare campagne osservative diverse e a diverse lunghezze d'onda.

In questa tesi viene presentato un atlante di oggetti candidati a essere lenti gravitazionali forti selezionati nel submillimetrico e osservati in diverse campagne osservative con l'*Hubble Space Telescope* (HST). Il campione è stato individuato attraverso dei particolari criteri di selezione basati sul flusso amplificato delle sorgenti lensate e applicati alle campagne di osservazione nella banda submillimetrica *Herschel Astrophysical Terahertz Large Area Survey* (HATLAS), *Herschel Multi-tiered Extragalactic Survey* (HerMES) e *Herschel Stripe 82 Survey* (HerS) condotte con l'*Herschel Space Observatory*.

Questi criteri hanno dimostrato di essere particolarmente efficaci nell'identificare sistemi lensati a più alto *redshift* rispetto alle campagne osservative nell'ottico (Negrello et al., 2010), ma la bassa risoluzione dei dati submillimetrici non consente di distinguere, da soli, la lente dalla sorgente lensata. Per ottenere quindi la conferma definitiva, che i candidati submillimetrici fossero effettivamente lenti gravitazionali forti, sono state necessarie diverse campagne osservative con HST.

Nella prima parte della tesi, le immagini risultanti dalle osservazioni *snapshot* a  $1.1 \mu\text{m}$  svolte nei cicli osservativi 19, 25 e 26 sono state ispezionate visivamente e classificate in base alla presenza delle classiche strutture associate all'effetto di lente gravitazionale, come le immagini multiple, gli archi e gli anelli di Einstein. Questa analisi ha permesso l'identificazione di 55 nuovi sistemi di lenti gravitazionali forti e di circa un centinaio di sistemi per cui l'immagine HST suggerisce chiaramente la presenza di una lente gravitazionale forte (come nel caso di galassie ellittiche o spirali in primo piano), ma dove le immagini della sorgente lensata sono probabilmente troppo deboli per essere rivelate da HST.

Una volta che un sistema di lente viene identificato, il passo successivo è quello di costruire un modello della brillantezza superficiale della galassia lente che verrà poi utilizzato per rimuovere la lente così da rivelare chiaramente le immagini della sorgente lensata. Nella seconda parte della tesi viene presentata l'analisi della brillantezza superficiale di due galassie lenti del campione: HELMS J005841.2-011149 e HELMS J003619.8+002420. Questi due casi sono particolarmente significativi perché rappresentano due casi tipici tra quelli identificati nel campione, che però sono molto diversi tra loro: in un caso la lente è una galassia a disco osservata di taglio (HELMS J005841.2-011149) e nell'altro è una più classica galassia ellittica (HELMS J003619.8+002420).

Lo studio dettagliato della brillantezza superficiale di questi oggetti è stato effettuato con l'utilizzo di codici fotometrici che usano approcci diversi e che meglio si adattano ai singoli casi: nel caso della galassia a disco osservata di taglio è stato necessario l'approccio non parametrico di ISOFIT (Ciambur, 2015), mentre per la galassia ellittica è stato utilizzato l'approccio parametrico di GASP2D (Méndez-Abreu et al., 2008, 2017). In entrambi i casi è stato possibile costruire un modello di brillantezza superficiale che consente di isolare in maniera ottimale la galassia lente dalle immagini della sorgente lensata. In futuro questi modelli saranno utilizzati per procedere alla ricostruzione della sorgente.



# Capitolo 1

## Introduzione

Nella Sez. 1.1 vengono descritti brevemente l'origine e lo sviluppo dello studio delle lenti gravitazionali, dalle prime teorie pre-relativistiche fino ad oggi. Nella Sez. 1.2 vengono presentate le principali definizioni della teoria delle lenti gravitazionali sotto l'ipotesi che siano geometricamente sottili. Nella Sez. 1.3 vengono descritte alcune delle principali applicazioni astrofisiche delle lenti gravitazionali. Infine nella Sez. 1.4 viene presentata la struttura della tesi.

### 1.1 Scoperta e rivelazione delle lenti gravitazionali

I raggi luminosi vengono deviati quando si propagano attraverso un campo gravitazionale. I corpi che causano questo effetto vengono chiamati 'lenti gravitazionali'. Le lenti gravitazionali vengono generalmente suddivise in tre tipologie: le lenti gravitazionali forti, le lenti gravitazionali deboli e le micro-lenti gravitazionali. Data una sorgente luminosa sufficientemente allineata con un oggetto massiccio, la posizione, la luminosità e la forma della sua immagine cambiano. Queste deformazioni vanno da un leggero stiramento delle isofote della sorgente nella direzione tangenziale al potenziale gravitazionale, tipico delle lenti deboli, fino alla produzione di immagini multiple, archi ed anelli caratteristici delle lenti forti. Per avere una trattazione completa delle lenti gravitazionali è necessario fare riferimento alla teoria della relatività generale. Nonostante ciò l'idea che i raggi luminosi possano essere deviati dal campo gravitazionale precede lo sviluppo della teoria della gravitazione di Albert Einstein (1879-1955). Per primo John Mitchell (1724-1793) nel 1784 e poi Johann Georg von Soldner (1776-1833) nel 1804 propose una trattazione delle lenti gravitazionali nel contesto della fisica newtoniana. Trattando la luce come una particella dotata di massa  $m$ , la teoria della gravitazione classica predice che, quando i raggi luminosi passano vicino ad un corpo di massa  $M$ , questi vengono deviati di un angolo  $\hat{\alpha}_N = (2GM)/(c^2\xi)$  detto 'angolo di deflessione'. Il parametro  $c$  è la velocità della luce,  $G$  è la costante di gravitazione universale e  $\xi$  viene detto parametro di impatto e coincide con la minima distanza alla quale passerebbe la particella luminosa se non interagisse con  $M$ . Il sistema classico è descritto schematicamente nella Fig. 1.1.

Solo dopo la formulazione finale della teoria della relatività generale, nel 1915, fu possibile calcolare il valore vero dell'angolo di deflessione, che risulta essere più grande di un fattore 2 rispetto alla stima di Mitchell e von Soldner:

$$\hat{\alpha} = \frac{4GM}{c^2\xi} = 1.75 \left( \frac{M}{M_\odot} \right) \left( \frac{\xi}{R_\odot} \right)^{-1} \text{ arcsec.} \quad (1.1)$$

Da questa equazione si vede che per masse dell'ordine della massa del Sole e per dei parametri di impatto dell'ordine del raggio del Sole si ottiene un angolo di deflessione dell'ordine dell'arcosecondo. Questo  $\hat{\alpha}_\odot \approx 1.75$  arcsec coincide con lo spostamento angolare che una stella posta al limite del disco del Sole dovrebbe subire a causa del potenziale gravitazionale di quest'ultimo. Durante un'eclissi di Sole del 1919 quest'angolo di deflessione venne finalmente misurato da Sir Arthur Eddington (1882-1944) e fu possibile distinguere tra la stima classica e quella predetta dalla relatività generale, confermando l'esattezza della seconda. Nel 1924 Orest Danilovich Chwolson (1852-1934) studiò gli effetti di deformazione che una sorgente di fondo avrebbe prodotto, se fosse stata allineata con una

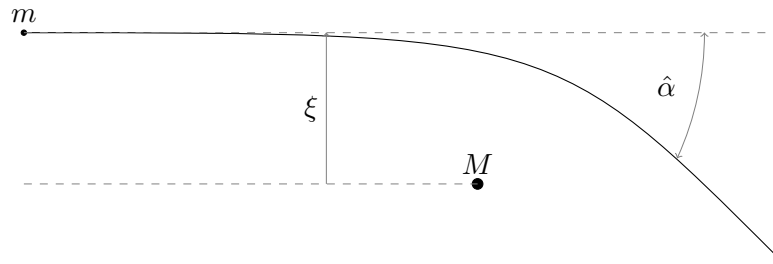


Figura 1.1: Schema dell'interazione tra una particella luminosa di massa  $m$  e un corpo di massa  $M$  dove  $\hat{\alpha}$  è l'angolo di deflessione e  $\xi$  è il parametro di impatto.

lente puntiforme concludendo che la sorgente si sarebbe dovuta osservare sotto forma di un anello centrato sulla lente, chiamato oggi 'anello di Einstein'.

Zwicky (1937) propose di considerare come lenti gravitazionali non solo le stelle della Via Lattea considerate fino ad allora, ma anche le galassie. Zwicky ricavò le separazioni angolari che si sarebbero prodotte tra le immagini di un sistema di lenti gravitazionali formato da galassie. Utilizzando le sue stime delle masse galattiche, Zwicky ottenne delle separazioni dell'ordine delle decine di arcosecondi, un'ordine di grandezza più grande del loro valore attualmente misurato.

Lo sviluppo dello studio delle lenti gravitazionali rallentò fino agli inizi degli anni '60 quando i lavori di Klimov (1963), Liebes (1964) e Refsdal (1964a,b) rivitalizzarono l'interesse per questo campo di ricerca. Klimov (1963) considerò gli effetti di lente gravitazionale tra galassie estese, mentre Liebes e Refsdal studiarono gli effetti delle lenti puntiformi. In particolare Liebes (1964) propose la possibilità che stelle della Galassia potessero agire come lenti su stelle di galassie esterne gettando così le basi per lo sviluppo del campo delle micro-lenti gravitazionali. Refsdal (1964a,b) invece notò che le diverse immagini di una stessa sorgente subiscono dei ritardi temporali, che dipendono dalla distribuzione di massa della lente e dalle distanze osservatore - lente, lente - sorgente e osservatore - sorgente. Considerò inoltre come questi ritardi potevano portare ad una misura dei parametri cosmologici.

Nel 1963 furono scoperti i primi *quasar*, delle sorgenti luminose, distanti e compatte ideali per l'approccio descritto da Zwicky (1937). Per avere la prima osservazione di un *quasar* lensato gravitazionalmente è necessario aspettare circa 20 anni. In un programma osservativo dedicato a riscontrare la presenza delle controparti ottiche delle radiosorgenti Walsh et al. (1979) osservarono un sistema di due *quasar*, identificato come QSO 9057+561 separati da circa 6 arcsec (Fig. 1.2). Questi due oggetti presentavano colori, *redshift* ( $z_1 = 1.41$ ) e spettri identici. Successivamente tra le due immagini fu identificata una galassia luminosa posta ad un *redshift* molto diverso da quello dei *quasar* ( $z_1 = 0.36$ ), avvalorando l'ipotesi che si trattasse di una lente gravitazionale. Infine studi successivi eseguiti con il *Very Large Baseline Interferometer* (VLBI) permisero di caratterizzare le strutture di queste radiosorgenti mettendo in luce due getti nucleari, che mostravano una simmetria tipica di quella che si sarebbe dovuta osservare in un sistema lensato gravitazionalmente. Nel 1986 due gruppi indipendenti (Soucail et al., 1987; Lynds & Petrosian, 1989) riportarono l'osservazione di strutture ad arco molto luminose attorno a due ammassi di galassie. Diverse teorie furono avanzate per spiegare la natura di questi oggetti. Solo quando Soucail et al. (1988) misurarono che il *redshift* dell'arco in A370 risultava essere molto diverso da quello dell'ammasso fu possibile concludere che l'arco fosse un'immagine fortemente distorta di una galassia di fondo. Negli anni successivi, grazie allo sviluppo di strumenti ad alta risoluzione spaziale, come l'*Hubble Space Telescope* (HST), furono osservate numerose strutture di questo tipo attorno ad ammassi di galassie e galassie massicce.

Per avere la prima osservazione di un anello di Einstein completo bisogna aspettare il 1988 ne fu scoperto uno nella sorgente radio MG 1131+0456 (Hewitt et al., 1988). Questo oggetto era però relativamente debole e non presentava una controparte ottica rilevabile. Risultava quindi complesso confermare che si trattasse effettivamente di una lente gravitazionale. L'anno successivo Langston et al. (1989) osservarono il sistema radio MG 1654+13 formato da due componenti. Una di queste risultava formare una struttura ad anello ed entrambe si trovavano a *redshift*  $z_s = 1.72$ . Questo sistema, diversamente da quello osservato da Hewitt et al. (1988), mostrava nel suo centro una galassia luminosa e vicina ( $z_1 = 0.25$ ) responsabile della deflessione. Confermando così che si trattava effettivamente di

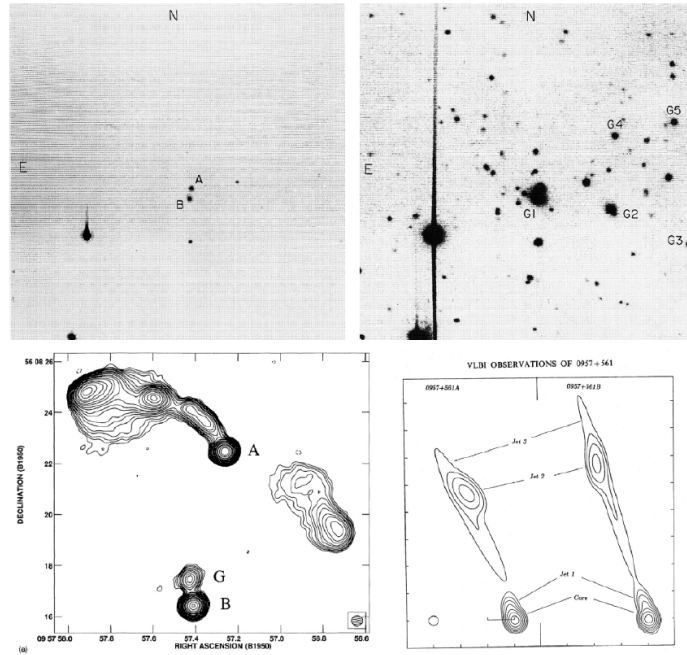


Figura 1.2: I due riquadri superiori mostrano due differenti esposizioni ottiche del campo di vista attorno a QSO 9057+561, il campo di vista corrisponde a  $200 \times 200 \text{ arcsec}^2$  ciascuna (Young et al., 1980). La figura in basso a sinistra mostra una mappa del *quasar* ottenuta tramite il *Very Large Array* (VLA) (Harvanek et al., 1997). Mentre nella figura in basso a destra si vedono i dettagli dei getti del *quasar* osservati con il VLBI, il campo di vista corrisponde a  $0,1 \times 0,1 \text{ arcsec}^2$  (Gorenstein et al., 1988b).

anello di Einstein causato dall'effetto di lente gravitazionale.

Dal 1989 si ottennero i primi riscontri osservativi sulle micro-lenti gravitazionali. Il moto delle stelle nella lente causa una variazione del potenziale gravitazionale, che si traduce in un ingrandimento dipendente dal tempo. Irwin et al. (1989) osservarono per primi gli effetti delle micro-lenti come una variazione non correlata della brillantezza superficiale tra le quattro immagini del *quasar* lensato QSO 2237+0305.

Per avere una conferma degli effetti di micro-lente tra stelle previsti da Liebes (1964) è necessario aspettare fino a quando Alcock et al. (1993) e Aubourg et al. (1993) riportarono l'osservazione di eventi di lente gravitazionale verso la Grande Nube di Magellano. Nello stesso anno Udalski et al. (1993) annunciarono la scoperta di micro-lenti in direzione dello sferoide della Via Lattea.

A partire dal 1990 negli ammassi di galassie furono osservati gli effetti delle lenti gravitazionali deboli (Tyson et al., 1990). A grandi distanze dal centro degli ammassi, le distorsioni che il potenziale causa sulle sorgenti di fondo sono piccole e difficili da distinguere da variazioni nella forma intrinseca delle sorgenti. Alcune delle galassie che si osservavano attorno agli ammassi risultavano infatti leggermente deformate. Grazie alla disponibilità di camere formate da mosaici di CCD fu finalmente possibile mappare gli ammassi galattici con campi di vista dell'ordine di un grado e misurare la dipendenza radiale delle deformazioni allontanandosi dalle regioni centrali dagli ammassi.

Nel 1992 fu ripresa l'idea proposta da Refsdal (1964a,b) di misurare la costante di Hubble grazie ai ritardi temporali che si formano tra diverse immagini di una sorgente lensata gravitazionalmente. Alcuni gruppi (e.g. Lehar et al., 1992) monitorarono le curve di luce delle due immagini del *quasar* QSO 095+561 stimando dei ritardi di  $417 \pm 3$  giorni e arrivando così ad ottenere delle prime misure della costante di Hubble tramite le lenti gravitazionali forti.

## 1.2 Teoria delle lenti gravitazionali

Riprendendo l'angolo di deflessione relativistico descritto dall'Eq. 1.1, se il parametro di impatto  $\xi$  è molto più grande del raggio di Schwarzschild definito da  $R_s = 2GM/c^2$ , allora si ha che l'angolo



previsto risulta essere molto piccolo  $\hat{\alpha} \ll 1$  rad. Questa condizione coincide con imporre che il potenziale newtoniano sia tale che  $\phi_N \ll c^2$  caso in cui si dice che il campo gravitazionale è debole. Una lente caratterizzata da un campo gravitazionale debole si dice essere ‘geometricamente sottile’. Nella pratica questa condizione è soddisfatta per tutti i casi astrofisici rilevanti in cui la massa, che causa la deformazione dei raggi luminosi, si può considerare confinata in una regione di spazio di estensione trascurabile. In altre parole, se le dimensioni caratteristiche della lente sono molto più piccole delle distanze in gioco, i raggi luminosi reali curvati in prossimità della lente possono essere approssimati da raggi diritti che formano un angolo attraversando la lente e che sono inclinati l’uno rispetto all’altro di  $\hat{\alpha}$ . Per una lente geometricamente sottile si può scegliere un sistema di riferimento formato dai tre assi  $\xi_1$ ,  $\xi_2$  e  $r_3$  tale che un raggio luminoso che attraversa la lente si propaghi lungo l’asse  $r_3$ . Il piano formato dai versori che definiscono gli assi  $\xi_1$  e  $\xi_2$  viene detto ‘piano della lente’ o ‘piano dell’immagine’. Sotto queste ipotesi le equazioni di campo della relatività generale possono essere linearizzate e l’angolo di deflessione di un sistema di masse puntiformi si può scrivere come la somma vettoriale degli angoli di deflessione locali ottenendo la relazione:

$$\hat{\alpha}(\boldsymbol{\xi}) = \frac{4G}{c^2} \sum dm(\xi'_1, \xi'_2, r'_3) \frac{\boldsymbol{\xi} - \boldsymbol{\xi}'}{|\boldsymbol{\xi} - \boldsymbol{\xi}'|^2}. \quad (1.2)$$

In una lente definita da una densità di massa  $\rho(\mathbf{r})$  è possibile suddividere la distribuzione di massa totale in una serie elementi di massa infinitesima  $dm = \rho(\mathbf{r}) dV$ . Sostituendo nell’equazione precedente  $dm = \rho(\xi'_1, \xi'_2, r'_3) dV$  e passando dalla sommatoria ad un integrale si ricava:

$$\hat{\alpha}(\boldsymbol{\xi}) = \frac{4G}{c^2} \int d\xi'^2 \int \rho(\xi'_1, \xi'_2, r'_3) \frac{\boldsymbol{\xi} - \boldsymbol{\xi}'}{|\boldsymbol{\xi} - \boldsymbol{\xi}'|^2} dr'_3. \quad (1.3)$$

Dal momento che il termine  $(\boldsymbol{\xi} - \boldsymbol{\xi}')/|\boldsymbol{\xi} - \boldsymbol{\xi}'|^2$  è indipendente dalla variabile  $r'_3$  l’integrale  $\int \rho(\xi'_1, \xi'_2, r'_3) dr'_3$  può essere riscritto definendo la densità superficiale di massa  $\Sigma(\boldsymbol{\xi})$  proiettata sul piano  $(\xi_1, \xi_2)$ :

$$\Sigma(\boldsymbol{\xi}) = \int \rho(\xi'_1, \xi'_2, r'_3) dr'_3, \quad (1.4)$$

e sostituendo questa relazione nell’Eq. 1.3 si ottiene:

$$\hat{\alpha}(\boldsymbol{\xi}) = \frac{4G}{c^2} \int \Sigma(\boldsymbol{\xi}') \frac{\boldsymbol{\xi} - \boldsymbol{\xi}'}{|\boldsymbol{\xi} - \boldsymbol{\xi}'|^2} d\xi'^2. \quad (1.5)$$

Maggiori dettagli sulla teoria generale delle lenti gravitazionali si trovano in Schneider (2006). Nella Fig. 1.3 viene mostrata la configurazione tipica per una lente geometricamente sottile. Il piano della lente si trova a *redshift*  $z_1$  e a distanza  $D_1$  dall’osservatore. Si può definire un piano parallelo al piano della lente e che contiene la sorgente, chiamato ‘piano della sorgente’. Questo piano è posto a *redshift*  $z_s$  e distanza  $D_s$  dall’osservatore e a distanza  $D_{ls}$  dal piano della lente.

### 1.2.1 Equazione delle lenti, distorsione e ingrandimento

Sotto le condizioni descritte dalla Fig. 1.3 è possibile definire un’equazione, detta ‘equazione delle lenti’, che lega la posizione reale della sorgente  $\boldsymbol{\eta}$  con quella osservata  $\boldsymbol{\xi}$  o che associa la posizione angolare della sorgente  $\boldsymbol{\beta}$  e quella dell’immagine  $\boldsymbol{\theta}$ .

Dal momento che  $\hat{\alpha} \ll 1$  allora si può approssimare  $\sin \hat{\alpha} \simeq \tan \hat{\alpha} \simeq \hat{\alpha}$ . Proiettando gli angoli  $\hat{\alpha}$  e  $\boldsymbol{\xi}/D_1$  sul piano della sorgente (Fig. 1.4) si ottiene la relazione:

$$\boldsymbol{\eta} = \frac{D_s}{D_1} \boldsymbol{\xi} - D_{ls} \hat{\alpha}(\boldsymbol{\xi}). \quad (1.6)$$

I vettori  $\boldsymbol{\eta}$  e  $\boldsymbol{\xi}$  possono essere scritti in funzione degli angoli  $\boldsymbol{\beta}$  e  $\boldsymbol{\theta}$ , ottenendo l’equazione delle lenti:

$$\boldsymbol{\beta} = \boldsymbol{\theta} - \frac{D_{ls}}{D_s} \hat{\alpha}(D_1 \boldsymbol{\theta}). \quad (1.7)$$

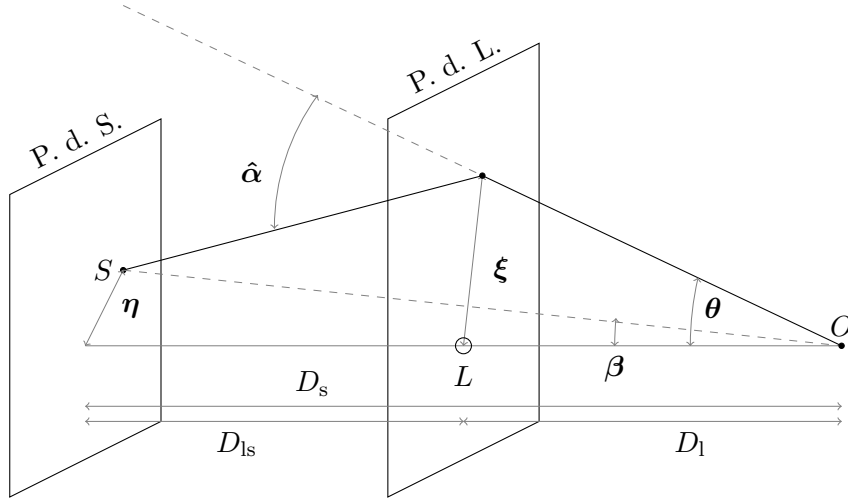


Figura 1.3: Schema di una lente gravitazionale sottile: P. d. S. è il piano della sorgente  $S$ , P. d. L. è il piano della lente  $L$ ,  $\eta$  e  $\xi$  sono le posizioni della sorgente sul piano della sorgente e delle immagini della sorgente sul piano della lente, gli angoli  $\beta$  e  $\theta$  sono gli angoli associati ai vettori  $\eta$  e  $\xi$ .

Si può definire ora l' 'angolo di deflessione ridotto' come  $\alpha(\theta) = (D_{ls}/D_s) \hat{\alpha}(D_l\theta)$  e riscrivere l'equazione delle lenti come:

$$\beta = \theta - \alpha(\theta). \quad (1.8)$$

Utilizzando l'Eq. 1.5 si può scrivere l'angolo di deflessione ridotto in funzione di  $\theta$ ,  $\Sigma(D_l, \theta)$  e di un termine costante come:

$$\alpha(\theta) = \frac{D_{ls}}{D_s} \hat{\alpha}(D_l \theta) = \frac{D_{ls}}{D_s} \frac{4G}{c^2} \int D_l \Sigma(D_l, \theta') \frac{\theta - \theta'}{|\theta - \theta'|^2} d\theta'^2, \quad (1.9)$$

che, definendo la quantità adimensionale  $\kappa(\theta) = \Sigma(D_l \theta)/\Sigma_{cr}$  dove  $\Sigma_{cr} = \frac{c^2}{4\pi G} \frac{D_s}{D_l D_{ls}}$ , diventa:

$$\alpha = \frac{1}{\pi} \int \kappa(\theta') \frac{\theta - \theta'}{|\theta - \theta'|^2} d\theta'^2, \quad (1.10)$$

il parametro  $\kappa(\theta)$  viene chiamato 'convergenza' o 'densità di massa adimensionale', mentre  $\Sigma_{cr}$  è la 'densità superficiale di massa critica'.

Grazie all'identità  $\nabla \ln |\theta| = \theta/|\theta|^2$  si può introdurre un'altra quantità detta 'potenziale di deflessione' o 'potenziale della lente'  $\psi(\theta)$ . Il potenziale  $\psi$  viene definito come:

$$\psi(\theta) = \frac{1}{\pi} \int \kappa(\theta') \ln |\theta - \theta'| d\theta'^2. \quad (1.11)$$

Questo potenziale risulta tale che il suo gradiente coincide con l'angolo di deflessione ridotto  $\nabla \psi = \alpha$ . Inoltre usando l'identità  $\nabla \ln |\theta| = 2\pi\delta_D(\theta)$  si ottiene che il laplaciano del potenziale coincide con il doppio della convergenza  $\nabla^2 \psi = 2\kappa$ . Questa relazione corrisponde all'equazione di Poisson nel caso bidimensionale e mostra il parallelismo tra le relazioni delle lenti gravitazionali e la gravità dove il potenziale gravitazionale newtoniano corrisponde al potenziale di deflessione ( $\psi \longleftrightarrow \phi_N$ ), la convergenza corrisponde alla densità di massa ( $\kappa \longleftrightarrow \rho$ ) e l'angolo di deflessione ridotto corrisponde all'accelerazione gravitazionale ( $\alpha \longleftrightarrow g$ ).

Se la sorgente è molto più piccola delle scale angolari in cui variano le proprietà della lente è possibile linearizzare localmente la trasformazione descritta dall'equazione delle lenti. La distorsione subita dall'immagine può essere descritta attraverso l'operatore jacobiano della trasformazione:  $\mathcal{A}(\theta) = \partial\beta/\partial\theta$ . Sostituendo in  $\mathcal{A}$  il valore di  $\beta$  definito dall'equazione delle lenti scritta in funzione del potenziale di deflessione si ottiene:

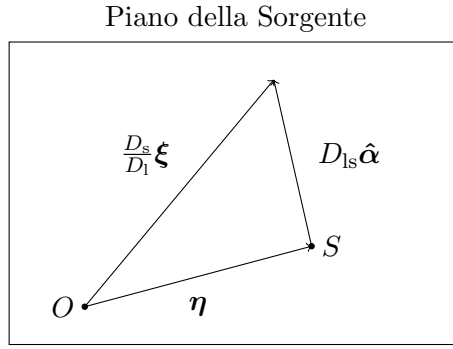


Figura 1.4: Vista del piano della sorgente contenente il vettore  $\boldsymbol{\eta}$  e le proiezioni degli angoli  $\hat{\boldsymbol{\alpha}}$  e  $\boldsymbol{\theta} = \boldsymbol{\xi}/D_1$  dove  $O$  e  $S$  sono la proiezione della posizione dell'osservatore e la posizione della sorgente sul piano della sorgente.

$$\mathcal{A}(\boldsymbol{\theta}) = \left( \delta_{ij} - \frac{\partial^2 \psi(\boldsymbol{\theta})}{\partial \theta_i \partial \theta_j} \right) = \begin{pmatrix} 1 - \kappa - \gamma_1 & \gamma_2 \\ \gamma_2 & 1 - \kappa + \gamma_1 \end{pmatrix}, \quad (1.12)$$

dove  $\gamma_{1,2}$  sono le componenti dello 'stiramento' (*shear*)  $\gamma = \gamma_1 + i\gamma_2 = |\gamma| e^{2i\psi}$  tali che:

$$\gamma_1 = \frac{1}{2} \left( \frac{\partial^2 \psi(\boldsymbol{\theta})}{\partial \theta_1^2} - \frac{\partial^2 \psi(\boldsymbol{\theta})}{\partial \theta_2^2} \right); \quad \gamma_2 = \frac{\partial^2 \psi(\boldsymbol{\theta})}{\partial \theta_1 \partial \theta_2}. \quad (1.13)$$

Se nella lente non avvengono fenomeni di assorbimento o di emissione di fotoni allora si può scrivere che la brillantezza superficiale della sorgente nel piano della sorgente è uguale alla brillantezza superficiale della sorgente nel piano della lente  $I(\boldsymbol{\theta}) = I^s(\boldsymbol{\beta}(\boldsymbol{\theta}))$ . Utilizzando l'equazione delle lenti linearizzata si può riscrivere la relazione precedente per ottenere:

$$I(\boldsymbol{\theta}) = I^s[\boldsymbol{\beta}_0 + \mathcal{A}(\boldsymbol{\theta}_0) \cdot (\boldsymbol{\theta} - \boldsymbol{\theta}_0)]. \quad (1.14)$$

Quest'equazione mostra che una sorgente circolare viene mappata in un'immagine ellittica, i rapporti tra i semiassi dell'ellisse e il raggio della sorgente coincidono con l'inverso degli autovalori di  $\mathcal{A}$  che sono  $1 - \kappa \pm |\gamma|$ . Inoltre risulta che il rapporto tra gli angoli solidi sottesi dall'immagine e dalla sorgente coincidono con l'inverso del valore assoluto del determinante dello jacobiano della trasformazione. Dal momento che i flussi osservati dell'immagine e della sorgente coincidono con gli integrali delle distribuzioni di brillantezza superficiale integrate sugli angoli solidi si può dire che il rapporto tra i flussi osservati, detto ingrandimento  $\mu$ , abbia la stessa dipendenza di  $\mathcal{A}$  dagli angoli solidi. Definito il tensore di ingrandimento come  $\mathcal{M} = 1/\mathcal{A}$  si può scrivere:

$$\mu = \det \mathcal{M} = \det \frac{1}{\mathcal{A}} = \frac{1}{(1 - \kappa)^2 - |\gamma|^2}. \quad (1.15)$$

Questa relazione vale per sorgenti di piccole dimensioni angolari relativamente alle scale in cui variano le proprietà della lente. Dall'Eq. 1.15 si osserva che se esistono dei punti per cui il  $\det \mathcal{A}$  si annulla e l'ingrandimento  $\mu$  diverge. Le curve formate da questi punti vengono chiamate 'curve critiche'. Proiettando le curve critiche sul piano della sorgente grazie all'equazione delle lenti si ottiene un altro insieme di curve dette 'caustiche'. Per una sorgente compatta, che si trova in prossimità di una caustica, l'ingrandimento può avere valori fino a due ordini di grandezza. Il segno di  $\mu$  viene chiamato parità: immagini con parità negativa sono caratterizzate da una simmetria speculare della sorgente, mentre immagini a parità positiva mantengono la stessa orientazione della sorgente.

Volendo descrivere il tipo di immagini, che si vanno a formare quando una sorgente interagisce con una lente gravitazionale forte, è utile fare riferimento ad una versione alternativa dell'equazione delle lenti. Differenti raggi luminosi emessi dalla sorgente che attraversano diverse porzioni della lente subiscono diversi ritardi temporali (Blandford & Narayan, 1992). La superficie di livello che caratterizza i ritardi causati dalla lente è descritta da una relazione del tipo:

$$t = \frac{1}{c} \frac{D_1 D_s}{D_{ls}} \tau(\boldsymbol{\theta}; \boldsymbol{\beta}), \quad (1.16)$$

dove  $\tau(\boldsymbol{\theta}; \boldsymbol{\beta}) = \frac{1}{2}(\boldsymbol{\theta} - \boldsymbol{\beta})^2 - \psi(\boldsymbol{\theta})$  viene chiamato ‘potenziale di Fermat’. Le immagini della sorgente si vanno a formare sui valori di  $\boldsymbol{\theta}$  che sono punti stazionari per il potenziale di Fermat ( $\nabla\tau = 0$ ). Il potenziale di Fermat è tale per cui lo jacobiano  $\mathcal{A}$  può essere scritto come la matrice hessiana di  $\tau$ ,  $\mathcal{A}_{ij} = \partial^2\tau/(\partial\theta_i\partial\theta_j)$ . Questo fatto permette di applicare una conveniente classificazione per i tipi di immagini che si vanno a formare. Risulta possibile distinguere tre tipi diversi di immagini in funzione del segno degli autovalori  $a_i$  di  $\mathcal{A}$ :

1. Per  $a_{1,2} > 0$  l’immagine corrisponde ad un minimo del potenziale di Fermat,  $\det\mathcal{A} > 0$  e  $\text{tr}\mathcal{A} > 0$ .
2. Per  $a_{1,2} < 0$  l’immagine corrisponde ad un massimo del potenziale di Fermat,  $\det\mathcal{A} > 0$  e  $\text{tr}\mathcal{A} < 0$ .
3. Per  $a_1 \cdot a_2 < 0$  l’immagine corrisponde ad un punto di sella del potenziale di Fermat,  $\det\mathcal{A} < 0$  e  $\text{tr}\mathcal{A} = 2(1 - \kappa)$ .

In particolare i massimi (minimi) si formano quando  $\kappa > 1$  ( $\kappa < 1$ ), mentre non può essere detto nulla per i punti di sella.

Grazie a queste proprietà del potenziale di Fermat è possibile definire due teoremi. Il primo teorema fu sviluppato da Burke (1981) e riguarda il numero delle immagini prodotte da una sorgente lensata. Data una lente con una distribuzione di massa omogenea che per  $|\boldsymbol{\theta}| \rightarrow \infty$  decresce più rapidamente di  $|\boldsymbol{\theta}|^{-1}$  se la sorgente non è posta su una caustica allora il numero di immagini corrispondenti agli estremi di  $\tau$  che si formano è uguale al numero dei punti di sella +1. Si conclude che il numero totale di immagini è dispari ed almeno una di esse è collocata su un minimo di  $\tau$ .

Il secondo teorema fu definito da Schneider (1984) e riguarda l’ingrandimento delle immagini. Dato un  $\kappa \geq 0$  allora un’immagine che si forma su un minimo di  $\tau$  risulta essere sempre ingrandita. Questo si può vedere scrivendo:

$$0 < \det\mathcal{A} = (1 - \kappa)^2 - |\gamma|^2 < 1 \Rightarrow \det\mathcal{M} > 1, \quad (1.17)$$

dove la seconda disuguaglianza si ottiene imponendo che la soluzione sia un minimo ( $\text{tr}\mathcal{A} > 0$ ). Questo implica che dal momento che ogni sorgente viene mappata in almeno un minimo, una densità superficiale di massa positiva della lente causa un aumento del flusso osservato rispetto ad una sorgente non lensata.

Grazie a questi teoremi è possibile definire due criteri per determinare se una lente produce o meno delle immagini multiple:

1. Una lente può produrre immagini multiple se e solo se esiste un punto  $\boldsymbol{\theta}$  tale che  $\det\mathcal{A}(\boldsymbol{\theta}) < 0$ . Questo può essere visto considerando che, se esiste un punto  $\boldsymbol{\theta}_0$  tale che  $\det\mathcal{A}(\boldsymbol{\theta}_0) < 0$  allora una sorgente posta a  $\boldsymbol{\beta}_0 = \boldsymbol{\beta}(\boldsymbol{\theta}_0)$  ha un’immagine a  $\boldsymbol{\theta}_0$  che corrisponde ad un punto di sella. Secondo Burke (1981) devono esistere almeno altre due immagini della sorgente. Se invece  $\det\mathcal{A}(\boldsymbol{\theta}_0) > 0$  in ogni punto allora l’equazione delle lenti è invertibile ed esiste una sola immagine.
2. Se esiste almeno un punto  $\boldsymbol{\theta}$  tale che  $\kappa > 1$  allora la lente può formare immagini multiple. Se in un punto  $\boldsymbol{\theta}_0$ ,  $\kappa(\boldsymbol{\theta}_0) > 1$  allora l’immagine non può corrispondere ad un minimo (per cui vale  $\kappa < 1$ ). Quindi deve esistere almeno un’altra immagine corrispondente ad un minimo.

Il primo criterio è una condizione necessaria e sufficiente mentre il secondo è solamente sufficiente. Generalmente quando si rientra nel caso descritto dal secondo criterio si parla di lenti gravitazionali forti. Nonostante la condizione  $\kappa > 1$  non sia una condizione necessaria, di norma la  $\Sigma_{\text{cr}}$  viene considerata come la scala che definisce la formazione delle strutture caratteristiche delle lenti forti cioè gli archi gli anelli e le immagini multiple.

In questo contesto, un’altra grandezza utile per definire la scala caratteristica di una lente gravitazionale forte è il ‘raggio di Einstein’. Il raggio di Einstein  $\theta_E$  in una lente a simmetria circolare è il raggio dell’anello che coincide con la curva critica tangenziale del sistema. La regione interna all’anello

di Einstein vede una densità superficiale di massa media uguale alla densità critica  $\langle \kappa \rangle = 1$ . Dalla formula precedente è possibile scrivere il valore del raggio di Einstein in funzione della massa e delle distanze caratteristiche del sistema. Sostituendo la definizione di densità critica:

$$\Sigma_{\text{cr}} = \frac{c^2}{4\pi G} \frac{D_s}{D_1 D_{\text{ls}}} \quad (1.18)$$

nella definizione del raggio di Einstein si ottiene:

$$\theta_{\text{E}} = \left( \frac{4GM}{c^2} \frac{D_{\text{ls}}}{D_1 D_s} \right)^{1/2} \approx 0.9 \left( \frac{M(< \theta_{\text{E}})}{10^{12} M_{\odot}} \right)^{1/2} \left( \frac{D_{\text{ls}}}{D_1 D_s} 1 \text{ Gpc} \right)^{1/2} \text{ arcsec}. \quad (1.19)$$

Questa condizione ha due effetti, in primo luogo permette di ottenere una facile stima della massa contenuta nell'anello di Einstein come  $M(\theta < \theta_{\text{E}}) = \pi \theta_{\text{E}}^2 D_1^2 \Sigma_{\text{cr}}$ . In secondo luogo definisce una scala all'interno della quale il criterio sufficiente per la formazione di una lente gravitazionale forte ( $\kappa > 1$ ) viene soddisfatto. Il raggio di Einstein può essere utilizzato quindi come indicatore della forza di una lente.

Dato un sistema lensato, in cui una sorgente viene mappata su delle immagini multiple, tale che sia possibile misurarne le posizioni relative, il rapporto tra i flussi e possibilmente la forma, allora ci si può porre il problema di ricostruire la distribuzione  $\kappa(\boldsymbol{\theta})$ . Per prima cosa risulta necessario determinare se, dati gli osservabili disponibili, il modello di  $\kappa(\boldsymbol{\theta})$  sia unico. Una risposta al problema dell'unicità del modello di massa è data dall'effetto di degenerazione tra massa e spessore (Gorenstein et al., 1988a). Data una  $\kappa(\boldsymbol{\theta})$  che ben riproduce gli osservabili esiste una famiglia di soluzioni equivalenti  $\kappa_{\lambda}(\boldsymbol{\theta})$  che porta agli stessi risultati:

$$\kappa_{\lambda}(\boldsymbol{\theta}) = (1 - \lambda) + \lambda \kappa(\boldsymbol{\theta}). \quad (1.20)$$

Il termine  $1 - \lambda$  consiste nell'aggiunta di uno spessore di densità superficiale di massa omogenea, mentre la componente  $\lambda \kappa(\boldsymbol{\theta})$  coincide con un ridimensionamento di un fattore  $\lambda$  della densità superficiale di massa originale. L'equazione delle lenti può essere riscritta in funzione di  $\lambda$  utilizzando il fatto che  $\kappa$ ,  $\psi$  e  $\boldsymbol{\alpha}$  sono legati tra loro dall'Eq. 1.11 da cui si deriva che:

$$\boldsymbol{\beta}(\boldsymbol{\theta}) = \boldsymbol{\theta} - \boldsymbol{\alpha}_{\lambda}(\boldsymbol{\theta}) = \boldsymbol{\theta} - [(1 - \lambda) \boldsymbol{\theta} + \lambda \boldsymbol{\alpha}(\boldsymbol{\theta})] = \lambda [\boldsymbol{\theta} - \boldsymbol{\alpha}(\boldsymbol{\theta})]. \quad (1.21)$$

Anche la posizione reale della sorgente è un'incognita. Quindi generalmente non c'è modo di distinguere tra differenti distribuzioni superficiali di massa e forme della sorgente utilizzando la sola equazione delle lenti. Se al posto di considerare l'equazione delle lenti si considera il potenziale di Fermat si può vedere che questo trasforma come:

$$\tau_{\lambda}(\boldsymbol{\theta}; \boldsymbol{\beta}) = \frac{1}{2} (\boldsymbol{\theta} - \boldsymbol{\beta})^2 - \psi_{\lambda}(\boldsymbol{\theta}) = \lambda \tau_{\lambda}(\boldsymbol{\theta}; \boldsymbol{\beta}/\lambda) + \text{cost}(\boldsymbol{\beta}) \quad (1.22)$$

e quindi dipende da  $\lambda$  e può essere usato per discriminare tra i diversi modelli di massa.

### 1.2.2 Lenti gravitazionali in un universo in espansione accelerata

Nelle definizioni date precedentemente non si è fatto nessun riferimento alle proprietà cinematiche e dinamiche che caratterizzano l'universo sulle scale cosmologiche. Per generalizzare quanto ottenuto al caso di un universo in espansione accelerata tipico del modello standard  $\Lambda$ CDM (e.g. Komatsu et al., 2009) è necessario specificare il tipo misura di distanza che viene utilizzato. Si può vedere dalla Fig. 1.3 e dall'equazione delle lenti che le distanze che vengono definite sono utilizzate per legare le posizioni angolari delle immagini e delle sorgenti con le loro dimensioni fisiche. Questo tipo di distanza viene detta distanza di diametro angolare ed è tale che  $D^{\text{ang}} = (1 + z) D^{\text{p}}$  dove  $D^{\text{p}}$  è la distanza propria comovente, che è funzione del *redshift* e dei parametri cosmologici. Inserendo le dipendenze appropriate la distanza di diametro angolare tra due *redshift*  $z_1$  e  $z_2$  risulta  $D_{12}^{\text{ang}} = (1 + z_2) D_{12}^{\text{p}}$ . Da cui si ricava che le distanze composte che si trovano nelle Eq. 1.16 e Eq. 1.19 sono:

$$\frac{D_1^{\text{ang}} D_s^{\text{ang}}}{D_{\text{ls}}^{\text{ang}}} = \frac{D_1^{\text{p}} D_s^{\text{p}}}{D_{\text{ls}}^{\text{p}}} (1 + z_1). \quad (1.23)$$

### 1.2.3 Statistica delle lenti gravitazionali

Si può essere interessati a conoscere la probabilità di avere un certo tipo di lente gravitazionale forte. Per fare ciò è necessario avere una stima della distribuzione delle lenti e della struttura dei loro profili di massa. Per prima cosa è necessario definire la ‘sezione d’urto’ associata alle lenti gravitazionali. Dato un sistema formato da una lente e da una sorgente, entrambe a distanza fissa rispetto all’osservatore, la sezione d’urto  $\sigma(Q)$  riferita ad una certa proprietà del sistema  $Q$  coincide con la superficie all’interno della quale la sorgente produce immagini multiple caratterizzate dalla proprietà  $Q$  (Schneider, 2006). Esempi di queste proprietà sono il numero di immagini multiple prodotte, la separazione angolare tra le immagini  $\Delta\theta$ , l’ingrandimento totale del sistema o il rapporto tra i flussi delle immagini.

A questo punto si può definire la sezione d’urto totale  $\sigma_{\text{tot}}(Q)$  di tutte lenti poste tra l’osservatore e la sorgente rispetto alla proprietà  $Q$ . Si possono considerare le lenti come essere descritte da un insieme di parametri  $\chi$  quali la massa della lente, l’ellitticità, etc. In questo caso la sezione d’urto di una lente può essere riscritta in funzione di  $\chi$  come  $\sigma(Q; x, x_s, \chi)d\chi$ . Analogamente a quanto fatto per  $\sigma$  si può definire la densità numerica di lenti  $n(x, \chi)$  come una funzione dei parametri delle lenti. Sia la sezione d’urto che la densità di lenti dipendono dalla distanza lungo la linea di vista  $x$ . La sezione d’urto totale si può ottenere integrando  $n \sigma$  sull’elemento di volume proprio  $dV = \omega (D^{\text{ang}})^2(x) \frac{dr_{\text{prop}}}{dx}$  e sulle proprietà delle lenti  $\chi$ :

$$\sigma_{\text{tot}}(Q) = \int_0^{x_s} \omega (D^{\text{ang}})^2(x) \frac{dr_{\text{prop}}}{dx} dx \int n(x, \chi) \sigma(Q; x, x_s, \chi) d\chi. \quad (1.24)$$

Quello che risulta è la sezione d’urto di tutte le lenti interne ad un cono definito dall’angolo solido  $\omega$  ed esteso fino alla sorgente. Dividendo la sezione d’urto totale per l’angolo solido  $\omega$  si ottiene la probabilità di avere una lente gravitazionale  $P(Q)$ , anche detta ‘profondità ottica’:

$$P(Q) = \int_0^{x_s} (D^{\text{ang}})^2(x) \frac{dr_{\text{prop}}}{dx} dx \int n(x, \chi) \sigma(Q; x, x_s, \chi) d\chi, \quad (1.25)$$

che coincide con la frazione di cielo nella quale ci si aspetta di osservare un sistema di lensato che soddisfa la proprietà  $Q$ .

## 1.3 Applicazioni astrofisiche delle lenti gravitazionali

Il fenomeno delle lenti gravitazionali forti presenta varie applicazioni astrofisiche. Queste spaziano dallo studio di singoli oggetti o di piccoli gruppi, alla caratterizzazione delle proprietà dell’universo su larga scala. Alcuni esempi sono la definizione dei profili di massa delle lenti, la ricostruzione della distribuzione di brillantezza superficiale delle sorgenti, la stima della densità numerica delle concentrazioni di massa e la misura dei valori dei parametri cosmologici.

### 1.3.1 Modelli di massa delle lenti gravitazionali

In un sistema lensato gravitazionalmente gli osservabili fondamentali sono le posizioni relative, il rapporto tra i flussi e la distorsione tra le immagini. Come si può vedere dalla Sez. 1.2, queste quantità sono tutte funzione del potenziale di deflessione e delle sue derivate e quindi possono essere invertite per stimare la distribuzione superficiale di massa della lente. In nessuna delle relazioni precedenti viene fatta alcuna assunzione sul tipo di materia che causa la deflessione dei raggi luminosi o sul suo stato dinamico. Per questo la massa che si ottiene dai modelli delle lenti coincide con la massa totale del sistema. Questo rende lo studio delle lenti gravitazionali uno strumento efficace per identificare e caratterizzare gli aloni di materia oscura. Il modello  $\Lambda$ CDM prevede che le galassie si formino ed evolvano all’interno di aloni di materia oscura (White & Rees, 1978; Blumenthal et al., 1984; Davis et al., 1985), lo studio di questi risulta spesso complesso. In galassie che non sono lenti gravitazionali è necessario stimare la massa studiando lo stato dinamico di uno o più traccianti. Questo è stato fatto per le galassie ellittiche e lenticolari (e.g. Thomas et al., 2007), le galassie a spirale (e.g. de Blok et al., 2008), galassie nane e a bassa brillantezza superficiale (e.g. Zackrisson et al., 2006), e gli ammassi di galassie (e.g. Nulsen et al., 2010).

Nel caso delle galassie ellittiche e lenticolari il tracciante dinamico più utilizzato è rappresentato dalle stelle, che però presentano due difficoltà. La prima è che la loro densità decresce fortemente oltre il raggio efficace, dove domina la materia oscura. La seconda è che esiste una degenerazione tra la massa e l'anisotropia della distribuzione delle velocità delle stelle lungo la linea di vista (Binney & Tremaine, 1987). Queste due proprietà rendono gli aloni delle galassie dei primi tipi morfologici difficili da caratterizzare. La distribuzione della densità di massa ricavata dai modelli delle lenti gravitazionali può essere usata per validare i risultati ottenuti con i tradizionali modelli dinamici basati sulla fotometria e la cinematica stellare. Il confronto tra la distribuzione della densità di massa totale e quella associata alla componente stellare pone dei vincoli stringenti sul contenuto di materia oscura e sul rapporto massa-luminosità (Jiang & Kochanek, 2007), da cui derivare la funzione iniziale di massa (Treu et al., 2010) e ricostruire l'epoca e il processo di formazione delle galassie massicce (e.g. Thomas et al., 2009). Inoltre combinando le stime di massa che si ottengono con i due approcci è possibile rompere la degenerazione tra massa e anisotropia che caratterizza gli studi della cinematica stellare. Così facendo è possibile caratterizzare nel dettaglio i profili di massa degli aloni fino nelle regioni centrali ad alta brillantezza superficiale (e.g. Barnabè et al., 2009).

Le galassie a spirale, diversamente dalle galassie dei primi tipi morfologici, mostrano un'abbondanza di traccianti dinamici che si estendono anche a grandi distanze dal centro della galassia. Le curve di rotazione di questi traccianti permettono di identificare accuratamente la presenza di aloni di materia oscura (e.g. van Albada & Sancisi, 1986). Nonostante ciò decomporre il profilo di massa totale nelle sue componenti non risulta essere così semplice (Corsini et al., 1999). Questo accade in gran parte a causa della presenza di grandi incertezze sul rapporto tra massa e luminosità  $M/L$  della componente stellare in popolazioni stellari giovani e oscurate dalla polvere (Bell & de Jong, 2001). Gli studi sulle lenti gravitazionali possono essere usati, assieme all'informazione cinematica, per distinguere tra la materia luminosa e quella oscura (e.g. Maller et al., 1997).

### 1.3.2 Ricostruzione delle sorgenti

In sistemi di lenti gravitazionali forti le sorgenti possono venire ingrandite fino anche di un ordine di grandezza. Questo permette di raggiungere risoluzioni dell'ordine del kiloparsec o anche meno anche ad alto *redshift*. Diventa così possibile determinare la morfologia e la cinematica (Marshall et al., 2007), risolvere le regioni di formazione stellare (Riechers et al., 2008) e la distribuzione della composizione chimica (Stark et al., 2008) delle sorgenti lensate. L'effetto di ingrandimento diventa particolarmente utile per lo studio delle galassie caratterizzate da una forte formazione stellare oscurata dalle polveri (DSFG da *Dusty Star-Forming Galaxies*). Quando queste galassie vengono lensate, diventa possibile caratterizzare le proprietà morfologiche e dinamiche delle singole nubi molecolari giganti per oggetti posti a *redshift* vicini al picco della formazione stellare (e.g. Dye et al., 2015). Un'altra applicazione di questo effetto di ingrandimento si ha nello studio delle galassie che ospitano nuclei galattici attivi (AGN da *Active Galactic Nuclei*) lontani. L'accrescimento e i fenomeni di *feedback* associati al buco nero centrale giocano un ruolo importante nella formazione e nell'evoluzione della galassia ospite (e.g. Hopkins et al., 2009). Grazie alle lenti gravitazionali forti è possibile studiare come evolvono le proprietà delle galassie ospite al variare del *redshift* (e.g. Peng et al., 2006), mentre utilizzando gli effetti di micro-lente prodotti dalle stelle della lente si arrivano a vincolare le dimensioni caratteristiche del disco di accrescimento del buco nero al variare della lunghezza d'onda (Kochanek, 2004).

### 1.3.3 Stima della densità numerica delle concentrazioni di massa

La statistica delle lenti gravitazionali può essere usata per vincolare la densità delle concentrazioni massa. Confrontando la frazione di lenti prevista da relazioni simili all'Eq. 1.25 con la frazione di lenti osservata è possibile misurare la densità numerica di lenti. Il numero delle sottostrutture degli aloni galattici previsto dal modello  $\Lambda$ CDM risulta essere in disaccordo con il numero di satelliti osservati (Klypin et al., 1999). Le lenti gravitazionali permettono di porre un limite superiore al numero queste sottostrutture oscure (e.g. Mao & Schneider, 1998). L'intervallo di massa che le lenti gravitazionali permettono di coprire è molto ampio. Si estende tra  $10^{-3} M_{\odot}$  da limiti sulla variabilità di *quasar* distanti lensati e  $10^{16} M_{\odot}$  dall'assenza di coppie di *quasar* con grandi separazioni angolari.

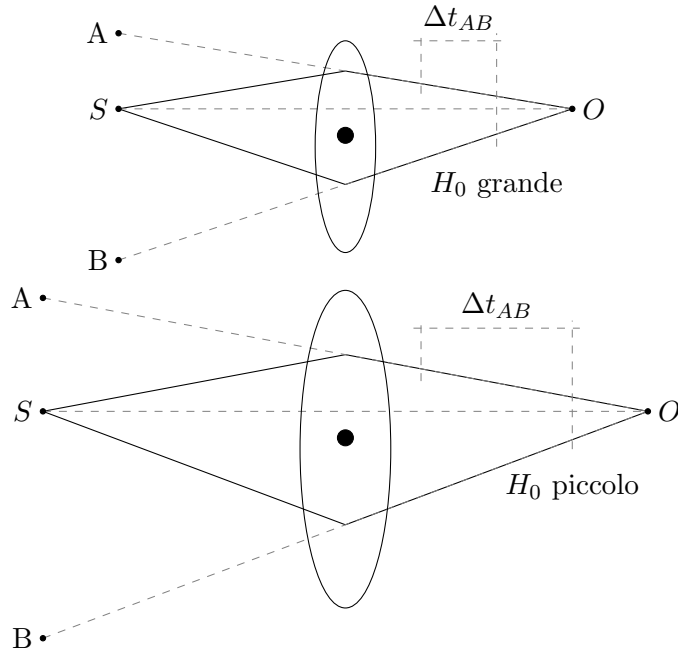


Figura 1.5: Schema della dipendenza dei ritardi temporali da  $H_0$  dove  $O$  è la posizione dell'osservatore,  $S$  quella della sorgente e  $A$  e  $B$  sono le posizioni delle immagini. Lo schema superiore mostra il valore dei ritardi temporali  $\Delta t_{AB}$  tra le immagini  $A$  e  $B$  nel caso in cui il valore  $H_0$  sia grande mentre l'immagine inferiore lo stesso sistema nel caso in cui il valore  $H_0$  sia piccolo.

### 1.3.4 Stima dei parametri cosmologici

Le lenti gravitazionali forti permettono di ottenere stime del valore della costante di Hubble  $H_0$  e vincolare l'equazione di stato dell'energia oscura  $\omega$ . La costante di Hubble può essere misurata attraverso il metodo dei ritardi temporali (e.g. Wong et al., 2020). Dato un sistema di lenti gravitazionali forti che forma delle immagini multiple è possibile calcolare i ritardi temporali che si formano tra due diverse immagini facendo la differenza tra l'Eq. 1.16 applicata ad ognuna di queste.

$$\Delta t_{AB} = \frac{1}{c} \frac{D_1^{\text{ang}} D_s^{\text{ang}}}{D_{\text{ls}}^{\text{ang}}} (\tau_A - \tau_B). \quad (1.26)$$

Se la sorgente che si sta osservando è variabile nel tempo come lo possono essere un *quasar* o una supernova, allora i ritardi temporali tra le immagini possono essere misurati. L'entità di questi ritardi dipende da due fattori: uno geometrico, descritto dal termine  $(D_1 D_s)/D_{\text{ls}}$  e uno dato da  $\tau_A - \tau_B$  associato alle diverse regioni del potenziale gravitazionale della lente che vengono attraversate. Se si conosce la distribuzione di massa della lente, la misura dei ritardi temporali diventa una misura delle distanze di diametro angolare. Queste dipendono da  $H_0$  secondo  $D^{\text{ang}} \propto 1/H_0$  più una funzione complessa degli altri parametri cosmologici. Quindi una misura dei ritardi temporali può essere tradotta in una misura di  $H_0$ , indipendente dalla scala delle distanze. Nella Fig. 1.5 viene mostrato uno schema della dipendenza dei ritardi temporali da  $H_0$ . Alternativamente se si combinano i risultati che si ottengono con i ritardi temporali con quelli che si ricavano da altri metodi, ad esempio dallo studio della radiazione cosmica di fondo, è possibile rompere le degenerazioni che si formano tra alcuni dei parametri cosmologici come tra  $H_0$  e  $\omega$  (e.g. Riess et al., 2009). Nel caso il sistema lensato non sia composto da una singola lente ma da più oggetti risulta possibile determinare sia la struttura delle lenti che stimare i parametri cosmologici (Gavazzi et al., 2008).

Un secondo approccio possibile è quello di studiare i parametri cosmologici attraverso uno studio statistico. Per una data popolazione di sorgenti, la frazione di sistemi lensati forti dipende dalla densità di lenti e dalla loro sezione d'urto. Quindi misurando l'abbondanza di lenti gravitazionali si ottengono vincoli sul volume cosmico campionato (Chae, 2007; Oguri et al., 2008). L'accuratezza di questo metodo dipende in primo luogo dal numero di oggetti del campione che viene considerato;



in secondo luogo, risulta necessario avere una stima accurata dei profili di massa delle lenti e della struttura cosmica su larga scala, con cui calcolare la sezione d'urto; ed in terzo luogo è necessario conoscere la densità numerica, la funzione di luminosità delle lenti e la funzione di selezione della campagna osservativa.

## 1.4 Scopo e schema della tesi

Lo scopo di questa tesi è quello di costruire un catalogo sistemi candidati ad essere lenti gravitazionali forti osservate con la *Wide Field Camera 3* del *Hubble Space Telescope*. Come esempio per un possibile studio futuro viene svolta l'analisi della distribuzione della brillantezza superficiale di due galassie lenti del campione: HELMS J003619.8+002420 e HELMS J005841.2-011149. La tesi è suddivisa in cinque capitoli organizzati nel modo seguente.

- Capitolo 1: Nella Sez. 1.1 viene descritta brevemente l'origine e l'evoluzione dello studio delle lenti gravitazionali, dalle prime teorie pre-relativistiche fino ad oggi. Nella Sez. 1.2 vengono presentate le principali definizioni della teoria delle lenti gravitazionali sotto l'ipotesi che siano geometricamente sottili. Nella Sez. 1.3 vengono descritte alcune delle principali applicazioni delle lenti gravitazionali. Infine nella Sez. 1.4 vengono presentati la struttura e lo scopo della tesi.
- Capitolo 2: Nella Sez. 2.1 vengono descritte le proprietà delle principali campagne osservative nell'ottico e nel radio dedicate allo studio delle lenti gravitazionali. Nella Sez. 2.3 vengono presentate le campagne osservative condotte nell'infrarosso e nel submillimetrico con il satellite *Herschel Space Observatory*. Infine nella Sez. 2.4 vengono esposti alcuni metodi per la ricerca delle lenti gravitazionali nelle campagne osservative submillimetriche.
- Capitolo 3: Nella Sez. 3.1 viene descritta la configurazione strumentale del *Hubble Space Telescope*. Nella Sez. 3.2 vengono presentati i dettagli delle osservazioni HST e delle calibrazioni fotometriche eseguite sulle immagini, inoltre viene presentato il campione di oggetti candidati a sorgenti lensate gravitazionalmente. Nella Sez. 3.3 vengono riportati i criteri di classificazione utilizzati per catalogare il campione e il loro catalogo viene presentato nell'Appendice A. L'atlante delle immagini degli oggetti candidati a lenti gravitazionali è disponibile nell'Appendice B.
- Capitolo 4: Nella Sez. 4.1 vengono introdotte le principali definizioni riguardo la brillantezza superficiale delle galassie e vengono presentate tre tecniche che permettono di modellarne la distribuzione. Nelle Sez. 4.3 e Sez. 4.2 vengono applicate le tecniche discusse nella sezione precedente alle due lenti e HELMS J005841.2-011149 e HELMS J003619.8+002420.
- Capitolo 5: Nella Sez. 5.1 vengono riportate le proprietà del catalogo di sorgenti candidate a essere lensate gravitazionalmente ed esposti i risultati dell'analisi sulle lenti dei sistemi HELMS J005841.2-011149 e HELMS J003619.8+002420. Nella Sez. 5.2 vengono descritte le prospettive future dello studio degli oggetti riportati nel catalogo.

## Capitolo 2

# Campagne osservative dedicate allo studio delle lenti gravitazionali

Nella Sez. 2.1 vengono descritte le proprietà delle principali campagne osservative nell’ottico e nel radio dedicate allo studio delle lenti gravitazionali. Nella Sez. 2.3 vengono presentate le campagne osservative condotte nell’infrarosso e nel submillimetrico con il satellite *Herschel Space Observatory*. Infine nella Sez. 2.4 vengono esposti alcuni metodi per la ricerca delle lenti gravitazionali nelle campagne osservative submillimetriche.

### 2.1 Campagne osservative per lo studio delle lenti gravitazionali

Le lenti gravitazionali forti sono degli oggetti intrinsecamente rari, e un dato sistema lensato non necessariamente si presta per tutti i tipi di applicazione discussi nella Sez. 1.3. Questo porta il campione di oggetti disponibili per ogni studio a ridursi considerevolmente. Per risolvere questo problema negli ultimi anni è stato intrapreso un elevato numero di campagne osservative dedicate all’identificazione delle lenti gravitazionali forti.

Per determinare se un oggetto candidato sia o meno una lente gravitazionale forte è necessario che siano verificate due condizioni. Devono essere presenti immagini multiple risolte e queste devono formare una configurazione che sia riproducibile da un modello di lente semplice; in altre parole le strutture formate dalle immagini devono essere tipiche dei sistemi lensati gravitazionalmente (Treu, 2010).

La tecnica più utilizzata per l’identificazione delle lenti gravitazionali prevede due fasi. La prima consiste nel selezionare un campione ampio di possibili lenti o di possibili sorgenti. A questa prima selezione vengono poi affiancate osservazioni aggiuntive per identificare il sotto campione di lenti gravitazionali vere e proprie. Esempi di queste osservazioni possono essere immagini ad alta risoluzione angolare per definire la morfologia degli oggetti seguite da ulteriori osservazioni spettrofotometriche per determinare i *redshift* delle lenti e delle sorgenti.

Le campagne osservative, che si ottengono attraverso questa tecnica, si differenziano se il campione di partenza è formato da possibili lenti o possibili sorgenti. Le campagne osservative basate sull’identificazione delle sorgenti mostrano una densità di lenti che dipende dal volume  $D_s^3$  compreso tra l’osservatore e la popolazione di sorgenti osservate. Questo le rende particolarmente sensibili alle proprietà cosmologiche dell’universo su grande scala (e.g. Fukugita & Turner, 1991). Le campagne incentrate sulla selezione delle lenti permettono di caratterizzarne statisticamente le proprietà e di eseguire studi sulla loro massa e sull’evoluzione in *redshift* sacrificando la sensibilità ai parametri cosmologici.

Altri approcci per la ricerca di lenti gravitazionali includono la ricerca diretta delle morfologie caratteristiche delle sorgenti lensate e l’individuazione di sorgenti in campagne osservative sinottiche, che tracciano le curve di luce degli oggetti osservati. La prima metodologia consiste nell’analisi di immagini ad alta risoluzione, modellando automaticamente ogni galassia massiccia come una possibile lente gravitazionale per poi valutare la verosimiglianza dei parametri delle lenti ottenuti (Marshall et al., 2009). Il secondo approccio sfrutta la misura delle curve di luce per identificare sorgenti variabili

estese che risultano essere quasi tutte immagini multiple di oggetti lensati gravitazionalmente. I falsi positivi, principalmente coppie di stelle variabili o di *quasar*, possono essere identificati e scartati sulla base della forma delle curve di luce e dei loro colori (Kochanek et al., 2006).

## 2.2 Campagne osservative nell'ottico e nel radio

Di seguito vengono descritte quattro delle campagne osservative più rilevanti nell'ottico e nel radio che sono state utilizzate per la ricerca delle lenti gravitazionali. Queste sono la *Sloan Lens Advanced Camera (for) Surveys* (SLACS), la *SDSS Quasar Lens Search* (SQLS), la *Cosmic Lens All-Sky Survey* (CLASS) e la *Cosmic Evolution Survey* (COSMOS). La distribuzione in *redshift* delle lenti e delle sorgenti delle quattro campagne viene confrontata nella Fig. 2.1.

Le campagne SLACS e SQLS utilizzano le osservazioni fotometriche e spettroscopiche ottenute nella *Sloan Digital Sky Survey* (SDSS; York et al., 2000) come base per la ricerca delle lenti gravitazionali. La SDSS è un programma di campagne osservative che ha visto fino ad oggi il completamento quattro fasi la SDSS-I (York et al., 2000), la SDSS-II (York et al., 2000), la SDSS-III (Eisenstein et al., 2011) e la SDSS-IV (Blanton et al., 2017). Ogni fase è stata sua volta suddivisa in una serie di campagne osservative dedicate a diversi scopi scientifici. I principali sono la ricerca di *quasar* (Richards et al., 2002) e galassie rosse luminose (Eisenstein et al., 2001), l'osservazione delle curve di luce delle supernove vicine (Frieman et al., 2008), la misura delle proprietà dell'universo su grande scala (SDSS-III, *Baryon Oscillation Spectroscopic Survey*; Dawson et al. 2013 e SDSS-IV, *Extended Baryon Oscillation Spectroscopic Survey*; Dawson et al. 2016), la misura della composizione chimica, della cinematica stellare e del profilo di massa dell'alone di materia oscura nei dintorni solari (SDSS-II e SDSS-III, *Sloan Extension for Galactic Understanding and Exploration* Yanny et al., 2009), lo studio delle popolazioni stellari della Galassia (SDSS-III e SDSS-IV, *Apache Point Observatory Galactic Evolution Experiment*; Majewski et al., 2017), la ricerca di pianeti extrasolari giganti (SDSS-III, *Multi-object APO Radial Velocity Exoplanet Large-area Survey* Ge et al., 2009) e la spettroscopia spazialmente risolta delle galassie (SDSS-IV, *Mapping Nearby Galaxies at Apache Point Observatory*; Bundy et al., 2015).

### 2.2.1 *Sloan Lens Advanced Camera (for) Surveys* (SLACS)

La SLACS è una campagna osservativa dedicata alla ricerca di lenti gravitazionali forti descritta in una serie di nove lavori pubblicati tra il 2006 e il 2009 (Bolton et al., 2006; Treu et al., 2006; Koopmans et al., 2006; Gavazzi et al., 2007; Bolton et al., 2008a; Gavazzi et al., 2008; Bolton et al., 2008b; Treu et al., 2009; Auger et al., 2009). Il campione di candidati iniziale della SLACS è stato selezionato a partire dall'archivio di osservazioni spettroscopiche raccolte dalla SDSS. In questo primo campione sono stati inclusi tutti gli oggetti che verificavano due criteri: la presenza di una prima componente, la possibile lente, caratterizzata da spettro ben definito ad un certo *redshift* e la presenza di una seconda componente, la possibile sorgente lensata, caratterizzata dalla presenza di una serie di righe nebulari a *redshift* diverso dalla prima. Per confermare che si trattasse effettivamente di sorgenti lensate sono state eseguite delle osservazioni ad alta risoluzione sui candidati del primo campione, ottenute con la *Advanced Camera for Surveys* (ACS) di HST, su cui modellare e sottrarre le distribuzioni di brillantezza superficiale delle lenti (Bolton et al., 2005). La campagna SLACS ha identificato 98 sistemi lensati gravitazionalmente, di questi  $\sim 80\%$  risultano essere galassie ellittiche,  $\sim 10\%$  galassie lenticolari e il restante  $\sim 10\%$  galassie a spirale (Auger et al., 2009). La SLACS ha permesso, tra le altre cose, di caratterizzare la pendenza dei profili di massa e l'ellitticità degli aloni di materia oscura delle lenti (Koopmans et al., 2006; Gavazzi et al., 2007), di ricavare delle relazioni di scala per le galassie ellittiche utilizzando la massa totale (Bolton et al., 2008b), ha portato alla scoperta di un doppio anello di Einstein (Gavazzi et al., 2008), ha permesso di studiare l'interazione tra la struttura interna delle lenti e dell'ambiente in cui si trovano (Treu et al., 2009) e di stimare la il contributo delle stelle alla massa totale delle lenti (Auger et al., 2009).

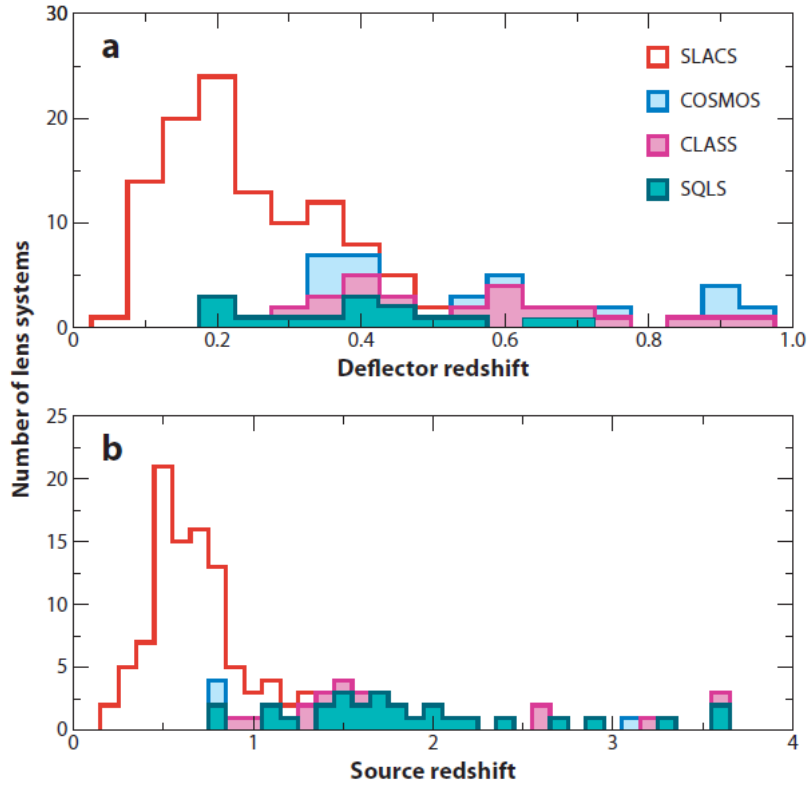


Figura 2.1: Distribuzioni dei *redshift* delle lenti (in alto) e delle sorgenti (in) basso identificate con le quattro campagne osservative SLACS (istogramma arancione), COSMOS (istogramma blu riempito), CLASS (istogramma rosa) e SQLS (istogramma blu vuoto) (Treu, 2010).

### 2.2.2 SDSS Quasar Lens Search (SQLS)

La SQLS (Oguri et al., 2006) consiste in una ricerca di *quasar* ottici lensati gravitazionalmente, sviluppata in cinque articoli tra il 2006 e il 2012 (Oguri et al., 2006; Inada et al., 2008; Oguri et al., 2008, 2012; Inada et al., 2012), basata sulle osservazioni fotometriche raccolte dalle campagne osservative SDSS I e II. La SQLS contiene osservazioni provenienti dalla terza *Data Release* (DR3; Inada et al., 2008), dalla quinta *Data Release* (DR5; Adelman-McCarthy et al., 2007) (Inada et al., 2010) dalla SDSS-I e dalla settima *Data Release* (DR7; Abazajian et al., 2009) (Inada et al., 2012) della SDSS-II. Per ogni *Data Release* è stato selezionato un campione completo di *quasar* all'interno di intervalli ben definiti in *redshift* e magnitudine (e.g. Oguri et al., 2006). Da questo campione sono state selezionate solo le sorgenti che mostravano immagini multiple o distorte. A questo punto, grazie a osservazioni fotometriche e spettroscopiche a più alta risoluzione, il campione è stato ulteriormente ridotto fino ad arrivare all'insieme di lenti definitivo. La SQLS è riuscita ad identificare un campione completo di 26 sistemi di lenti gravitazionali galattiche forti in aggiunta a 36 *quasar* lensati identificati al di fuori dal campione di lenti completo (Inada et al., 2012). Il campione di *quasar* della SQLS è stato utilizzato da Oguri et al. (2012) per determinare il parametro di densità e l'equazione di stato dell'energia oscura.

### 2.2.3 Cosmic Lens All-Sky Survey (CLASS)

CLASS consiste in una campagna osservativa basata sulla ricerca di *quasar* lensati gravitazionalmente svolta durante quattro stagioni osservative tra il 1994 e il 1999. CLASS è incentrata sulla ricerca di radiosorgenti caratterizzate da uno spettro radio piatto che formano delle immagini multiple. Nelle quattro fasi principali della campagna è stato individuato, grazie a osservazioni radio ottenute con il *Very Large Array* (VLA) a 8.4 GHz un campione di più di 10 000 radiosorgenti, tra queste sono stati riconosciuti centinaia di oggetti formati da componenti multiple. Infine, sfruttando osservazioni a più alta risoluzione, ottenute con i radiotelescopi *Multi-Element RadioLinked Interferometer Network*

(MERLIN) e *Very Long Baseline Array* (VLBA), si è arrivati a caratterizzare la morfologia dei sistemi individuati e confermare la natura dei candidati. In questo modo è stato ottenuto un campione complessivo di 22 lenti confermate (Myers et al., 2003), di questi 12 formano immagini doppie, 9 formano immagini quaduple e una produce sei immagini. Dei 22 sistemi lensati si conoscono i *redshift* di rispettivamente 11 sorgenti e 17 lenti. Uno degli scopi principali della campagna CLASS è stato quello di vincolare il tasso di espansione, il contenuto di materia e il contenuto di energia oscura dell'universo (Myers et al., 2003). Questo è stato fatto da un lato attraverso lo studio delle proprietà statistiche del campione di lenti gravitazionali individuato (Chae et al., 2002) e dall'altro attraverso lo studio dei ritardi temporali tra le curve di luce delle quattro immagini del *quasar* B1608+656 (Fassnacht et al., 1999).

#### 2.2.4 *Cosmic Evolution Survey* (COSMOS)

La campagna osservativa COSMOS è stata ottenuta con la camera ACS di HST su un'area di  $1.64 \text{ deg}^2$  durante i cicli 12 e 13 tra il 2003 e il 2005 (Scoville et al., 2007b). COSMOS è stata progettata per studiare i principali aspetti della cosmologia osservativa come la ricostruzione della distribuzione di materia oscura, lo studio dell'evoluzione delle proprietà delle galassie e degli AGN in funzione del *redshift* e la caratterizzazione delle proprietà di *clustering* ad alti *redshift* (Scoville et al., 2007a).

Faure et al. (2008) e Jackson (2008) hanno utilizzato le immagini ad alta risoluzione di COSMOS per la ricerca di eventi di *lensing* gravitazionale. Per prima cosa hanno selezionato un insieme di candidati da un catalogo di *redshift* fotometrici. Questo insieme è stato ridotto tramite l'ispezione visiva delle immagini ACS e la sottrazione della distribuzione di brillantezza superficiale delle lenti. Il catalogo finale comprende 20 sistemi di lenti gravitazionali, di cui sono disponibili i *redshift* di 3 lenti e 17 sorgenti (Lagattuta et al., 2010). Le lenti identificate nella campagna COSMOS sono state utilizzate per caratterizzare le interazioni tra le lenti e gli ambienti in cui si trovano e per studiare come i profili di massa evolvono con il *redshift* (Faure et al., 2011).

## 2.3 Campagne osservative nell'infrarosso e nel submillimetrico

Di seguito sono descritte le principali campagne osservative nell'infrarosso e nel submillimetrico svolte con lo *Herschel Space Observatory*.

### 2.3.1 *Herschel Space Observatory*

L'osservatorio spaziale *Herschel* (*Herschel* da *Herschel Space Observatory*; Pilbratt et al., 2010) operativo tra il 14 maggio 2009 e il 2013 si aggiunge e ai i precedenti osservatori spaziali nell'infrarosso (*Infrared Astronomical Satellite* (IRAS), Neugebauer et al. 1984, *Infrared Space Observatory* (ISO) Kessler et al. 1996, *Spitzer Space Observatory*, Werner et al. 2004; AKARI Murakami et al. 2007), ed è stato progettato per fornire un telescopio più grande rispetto ai predecessori ed estendere la copertura spettrale fino al lontano infrarosso e il submillimetrico. Il telescopio di *Herschel* ha una configurazione Cassegrain ed è composto da uno specchio primario di 3.5 m di diametro e da un secondario sottodimensionato che porta il primario ad avere un diametro effettivo di 3.28 m. *Herschel* monta tre strumenti:

- Il *Photodetector Array Camera and Spectrometer* (PACS; Poglitsch et al., 2010) è composto da due unità, una camera infrarossa e uno spettroscopio a campo integrale. La camera permette di osservare nelle tre bande fotometriche comprese tra  $65 - 86 \mu\text{m}$ ,  $85 - 130 \mu\text{m}$  e  $130 - 210 \mu\text{m}$  e presenta un campo di vista di  $3.5 \times 1.75 \text{ arcmin}^2$  con una *Point Spread Function* (PSF) di FWHM  $\simeq 5 \text{ arcsec}$ ,  $\simeq 6 \text{ arcsec}$  e  $\simeq 11 \text{ arcsec}$  nelle bande  $65 - 86 \mu\text{m}$ ,  $85 - 130 \mu\text{m}$  e  $130 - 210 \mu\text{m}$  per una velocità di lettura di  $10 \text{ arcsec s}^{-1}$ . Lo spettroscopio è formato da un *image slicer* composto da 16 pixel unità di  $5 \times 5 \text{ pixel}$ , il campo di vista è di  $47 \times 47 \text{ arcsec}^2$  e la dispersione di velocità strumentale risulta compresa tra  $75 \text{ km s}^{-1}$  e  $300 \text{ km s}^{-1}$ .

- Lo *Spectral and Photometric Imaging REceiver* (SPIRE; Griffin et al., 2010) è composto da un fotometro infrarosso e da uno spettroscopio a trasformata di Fourier. Il fotometro permette di osservare in tre bande fotometriche larghe ( $\lambda/\Delta\lambda \sim 3$ ) centrate attorno alle lunghezze d'onda 250, 350 e 500  $\mu\text{m}$ . Il campo di vista della camera è di  $4 \times 8$  arcmin<sup>2</sup>. La PSF ha una FWHM di  $\simeq 18.1$  arcsec,  $\simeq 25.2$  arcsec e  $\simeq 36.6$  arcsec con delle ellitticità del 7%, 9% e 12% nelle bande centrate a 250, 350 e 500  $\mu\text{m}$ . Lo spettroscopio utilizza due bande sovrapposte per ricoprire gli intervalli spettrali tra 194 – 671  $\mu\text{m}$  e 447 – 1550  $\mu\text{m}$  con una risoluzione  $\lambda/\Delta\lambda$  compresa tra  $\sim 370$  per la regione ad alte lunghezze d'onda e  $\sim 1300$  per le brevi lunghezze d'onda. Per lo spettroscopio il campo di vista è un cerchio del diametro di 2.6 arcmin.
- Il *Heterodyne Instrument for the Far Infrared* (HIFI de Graauw et al., 2010) consiste in due spettrometri: lo *High Resolution Spectrometer*, che permette di eseguire osservazioni ad alta risoluzione spettrale su un intervallo di frequenze limitato e il *Wideband Spectrometer*, che permette una grande copertura in frequenza contro una più bassa risoluzione spettrale. HIFI fornisce delle osservazioni continue tra 480 e 1250 Ghz attraverso cinque bande e tra 1410 e 1910 Ghz attraverso altre due bande. La dispersione di velocità strumentale risulta essere compresa tra 0.03 e 300 km s<sup>-1</sup>.

### 2.3.2 Le campagne osservative H-ATLAS, HerMES e HerS

L'osservatorio *Herschel* prevede lo svolgimento di alcuni programmi prioritari (*Key Programmes*) sotto forma di estese campagne osservative spettrofotometriche. Le più estese di queste sono la *Herschel Astrophysical Terahertz Large Area Survey* (H-ATLAS o *Herschel-ATLAS*; Eales et al., 2010), la *Herschel Multi-tiered Extragalactic Survey* (HerMES; Oliver et al., 2012) e la *Herschel Stripe 82 Survey* (HerS; Viero et al., 2014).

H-ATLAS è la più estesa di queste campagne osservative ricoprendo una superficie di 570 deg<sup>2</sup> e 600 ore di osservazione. Le osservazioni sono state fatte utilizzando contemporaneamente gli strumenti SPIRE e PACS, con una velocità di lettura di 60 arcsec s<sup>-1</sup> in modo da massimizzare l'estensione della campagna osservativa. In queste condizioni la risoluzione spaziale della PSF risulta essere FWHM  $\simeq 8$  e 12 arcsec nelle bande centrate in 70 e 110  $\mu\text{m}$  di PACS e di 18, 25, e 36 arcsec nelle bande centrate a 250, 350 e 500  $\mu\text{m}$  di SPIRE. I campi di vista di H-ATLAS (Fig. 2.2) consistono in:

1. un campo vicino al Polo Galattico Nord (NGP) di superficie di 150 deg<sup>2</sup>;
2. tre campi di approssimativamente 56 deg<sup>2</sup> ognuno, coincidenti quelli campionati nella *Galaxy And Mass Assembly Redshift Survey* (GAMA; Driver et al., 2009);
3. due campi complessivamente di 250 deg<sup>2</sup> in prossimità del Polo Galattico Sud (SGP).

I risultati di H-ATLAS sono stati pubblicati nella *Data Release 1* (DR1; Valiante et al., 2016; Bourne et al., 2016) per i campi GAMA e nella *Data Release 2* (Smith et al., 2017; Maddox et al., 2018; Furlanetto et al., 2018) per i campi NGP e SGP. Nella DR1 sono state individuate  $\sim 120\,000$  sorgenti, mentre nella DR2 sono state individuate  $\sim 120\,000$  sorgenti per il campo NGP e  $\sim 200\,000$  sorgenti per il campo SGP.

HerMES è la seconda campagna osservativa più estesa ottenuta con *Herschel* coprendo un'area di  $\sim 380$  deg<sup>2</sup> a cui è stato dedicato un tempo di osservazione di  $\sim 900$  ore. Le osservazioni sono state suddivise in sette livelli differenti, ogni livello è stato ottenuto attraverso una combinazione di osservazioni SPIRE nelle bande centrate a 250, 350 e 500  $\mu\text{m}$  e PACS nelle bande centrate a 100  $\mu\text{m}$  e 160  $\mu\text{m}$  con diverse modalità di osservazione e velocità di lettura su campi di vista di varie dimensioni (vedi Tab. 4 e 5 Oliver et al., 2012). I campi di vista sono stati scelti in maniera da sovrapporsi al maggior numero possibile di osservazioni in diverse lunghezze d'onda. Queste includono osservazioni radio ottenute con i radio telescopi *Very Large Array*, *Westerbork Synthesis Radio Telescope*, *Giant Metrawave Radio Telescope* e *Australia telescope Compact Array*, submillimetriche grazie a SCUBA, Bolocam, AzTEC, MAMBO, nel medio e lontano infrarosso con lo *Spitzer Space telescope*, ISO e AKARI, nel vicino infrarosso grazie a *United Kingdom Infrared Telescope*, *Visible and Infrared Survey*

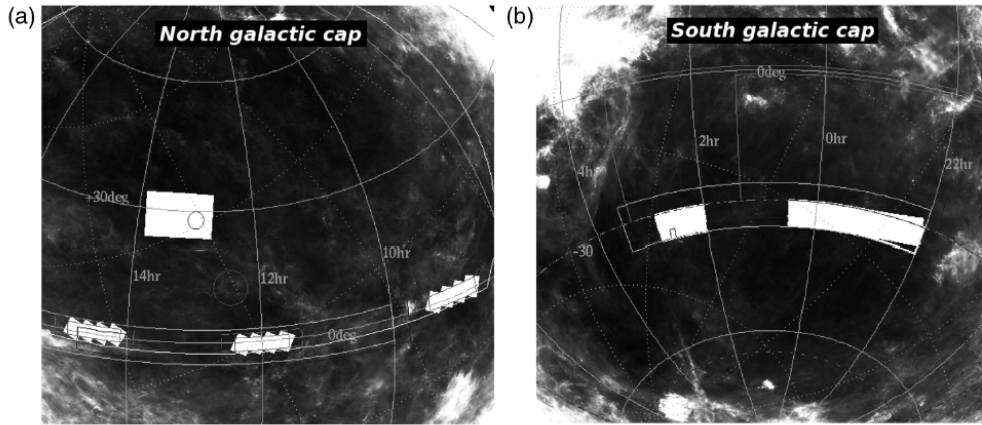


Figura 2.2: Campi H-ATLAS sovrapposti alle mappe dell'emissione della polvere galattica a  $100 \mu\text{m}$  IRAS. L'immagine a sinistra mostra i campi NGP e i campi GAMA mentre l'immagine a destra mostra il campo SGP (Eales et al., 2010).

*Telescope for Astronomy*, ottiche attraverso HST, *Subaru Suprime-Cam*, *Canada–France–Hawaii Telescope MegaCam*, *Kitt Peak National Observatory Mosaic-1*, *Cerro Tololo Inter-American Observatory Mosaic-2* e *Isaac Newton Telescope Wide-Field Camera*), UV con *Galaxy Evolution Explorer* e nei raggi X attraverso il *XMM–Newton Chandra*. HerMES ha permesso di identificare oltre  $\sim 340\,000$  sorgenti submillimetriche (Oliver et al., 2012). Nel 2011 è stato aggiunto alle precedenti osservazioni il campo *HerMES Large-Mode Survey* (HELMS) posizionato in prossimità della *Sloan Digital Sky Survey Stripe 82 Region* (Abazajian et al., 2009) ed esteso su  $\sim 300 \text{ deg}^2$ . HELMS è stato ottenuto con SPIRE sfruttando la possibilità di eseguire campionamenti ampi ( $20 \text{ deg}$ ) con un'alta velocità di lettura ( $60 \text{ arcsec s}^{-1}$ ). Le mappe dei campi di vista di HerMES e HELMS si possono vedere in Fig. 2.3.

La campagna osservativa HerS (Viero et al., 2014) consiste in una serie di osservazioni ottenute con SPIRE di  $\sim 79 \text{ deg}^2$  posizionata nella *Stripe 82* della SDSS e parzialmente sovrapposta con il campo di HELMS. HerS è pensata per espandere i risultati ottenuti con H-ATLAS e HerMES ed ha permesso l'identificazione di  $\sim 33\,000$  sorgenti (Viero et al., 2014). Nella Fig. 2.4 viene mostrato un ingrandimento dei campi osservati da HerS e HELMS.

Queste campagne hanno permesso di caratterizzare l'emissione della polvere nell'universo vicino. In particolare le osservazioni a più alte lunghezze d'onda coprono il picco dell'emissione della componente dominante fredda. Nella Galassia queste campagne osservative sono state utilizzate per caratterizzare le proprietà del mezzo interstellare (e.g. Guo et al., 2011) e studiare le caratteristiche dei dischi di polvere attorno a stelle della sequenza principale (e.g. Thompson et al., 2010) su scale angolari  $\simeq 10$  volte minori di quelle ottenute con IRAS. A bassi *redshift* queste osservazioni hanno permesso di stimare la funzione di luminosità delle polveri (e.g. Marchetti et al., 2016), di vincolarne la funzione di massa (e.g. Dunne et al., 2011) e di caratterizzare i fenomeni della formazione stellare oscurata dalla polvere (e.g. Rosario et al., 2016). Ad alti *redshift* invece sono state utilizzate per approfondire lo studio della distribuzione spettrale di energia (SED da *Spectral Energy Distribution*) degli AGN (e.g. Hardcastle et al., 2010) e per caratterizzare le proprietà del fondo cosmico infrarosso (CIB da *Cosmic Infrared Background*) (e.g. Viero et al., 2015). Inoltre la grande superficie ricoperta dalle osservazioni ha permesso di caratterizzare la struttura su larga scala dell'universo (e.g. Amvrosiadis et al., 2019), di individuare eventi rari come galassie con estremi tassi di formazione stellare (Magdis et al., 2010) e identificare sistemi di lenti gravitazionali (e.g. Negrello et al., 2010).

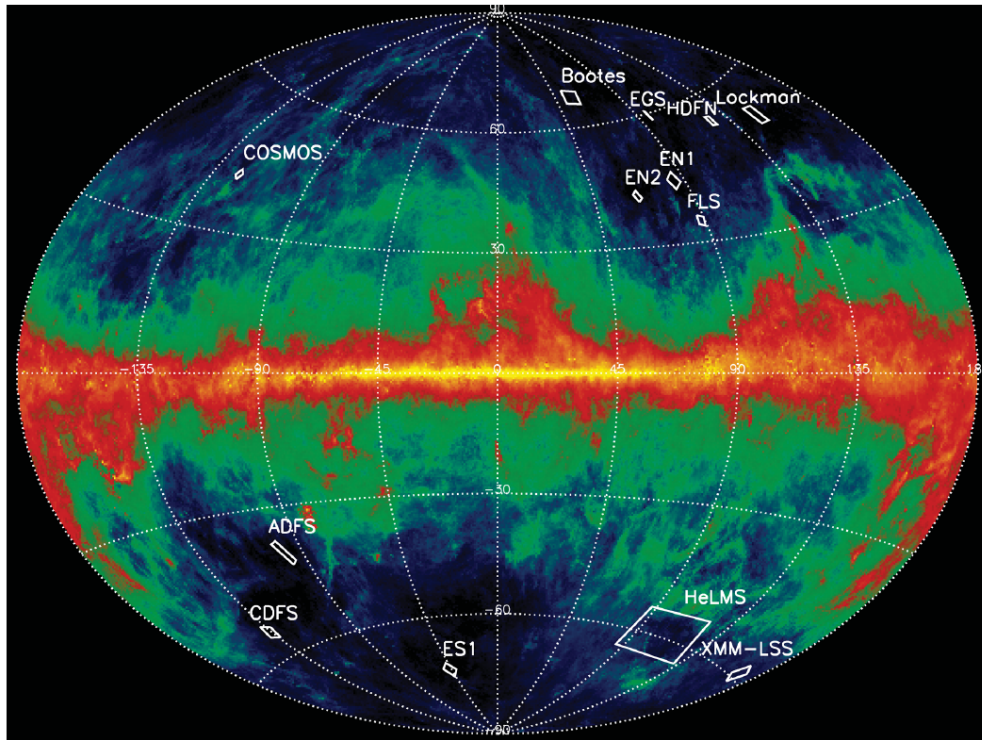


Figura 2.3: Mappe dell'emissione della polvere galattica a  $100 \mu\text{m}$  IRAS con sovrapposti i campi di HerMES (Oliver et al., 2012).

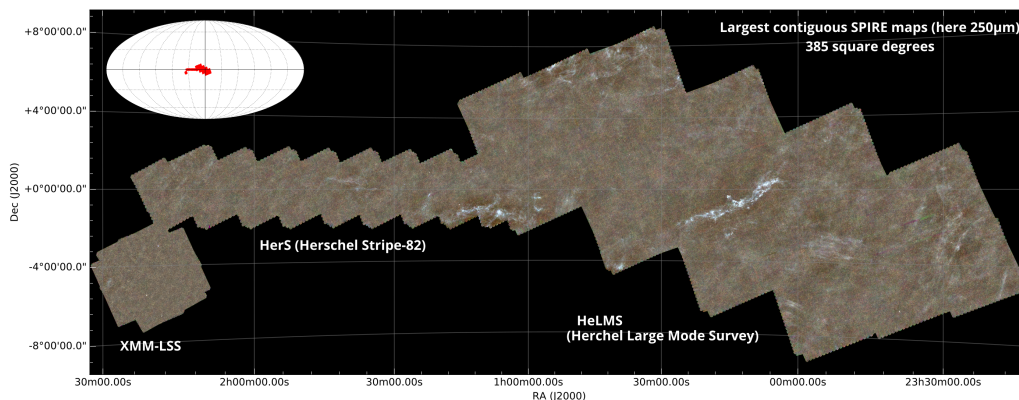


Figura 2.4: Ingrandimento della regione di cielo osservata a  $250 \mu\text{m}$  dalle campagne osservative HerS e HELMS, la mappa in alto a sinistra mostra la posizione delle due campagne relativamente alla sfera celeste. L'immagine è stata presa dal sito <https://hedam.lam.fr/HerMES/> (data di acquisizione 21/08/2020).



## 2.4 Ricerca di lenti gravitazionali forti con l'osservatorio Spaziale *Herschel*

Campagne osservative submillimetriche come queste risultano essere molto efficienti nell'identificazione delle lenti gravitazionali. A *redshift*  $z \geq 1$  il flusso submillimetrico dipende dalla luminosità ma risulta essere indipendente dal *redshift*, Fig. 2.5. L'emissione delle polveri nel submillimetrico risulta essere molto pendente all'aumentare della lunghezza d'onda, questo porta la correzione K ad essere fortemente negativa (Blain & Longair, 1993). L'effetto di affievolimento del flusso osservato causato dall'aumento della distanza di luminosità viene bilanciato dall'aumento della luminosità a riposo delle galassie al crescere della lunghezza d'onda, all'aumentare del *redshift* il picco di luminosità, che per le polveri cade nel lontano infrarosso si sposta verso il submillimetrico (Negrello et al., 2007). Questo fenomeno porta queste campagne osservative ad individuare in maniera efficiente sorgenti ad alto *redshift* caratterizzate da un'elevata profondità ottica per le lenti gravitazionali.

### 2.4.1 Metodi di selezione

L'insieme delle sorgenti submillimetriche è composto da un gruppo eterogeneo di differenti popolazioni, queste sono formate principalmente dalle DSFG galassie fortemente oscurate dalla polvere, dalle galassie a spirale o di tipo *starburst* vicine ( $z \leq 0.1$ ) e da radiosorgenti con spettro piatto (Negrello et al., 2007). Le DSFG sono sorgenti particolarmente adatte ad essere utilizzate come popolazione di sorgenti lensate se osservate a lunghezze d'onda submillimetriche e millimetriche (Blain, 1996). Da un lato gran parte della loro emissione è causata dalle polveri che rimangono relativamente luminose anche ad alti *redshift*, dove è più probabile che siano lensate. Dall'altro queste galassie sono caratterizzate da una funzione di luminosità che decresce fortemente al crescere della luminosità delle sorgenti. La combinazione di questi due effetti garantisce che una porzione relativamente alta delle DSFG osservate a densità di flusso intense siano galassie lensate gravitazionalmente. Negrello et al. (2010) hanno osservato che selezionando solo le sorgenti con una densità di flusso maggiore di una certa densità limite nominalmente 100 mJy a 500  $\mu\text{m}$  fosse possibile ottenere un'efficienza per l'identificazione di sistemi lensati forti vicina al 100%. Per poter produrre un campione di lenti è necessario individuare ed escludere i contributi delle popolazioni di sorgenti contaminanti (spirali, galassie *starburst* e radiosorgenti), il che può essere fatto sfruttando campagne osservative ottiche e radio poco profonde dalle quali identificare i falsi positivi risultava relativamente semplice. La banda fotometrica a 500  $\mu\text{m}$  è stata scelta in quanto presenta il minor numero di contaminanti per una densità di sorgenti gravitazionalmente lensate relativamente alta, Fig. 2.6. Per contro le osservazioni a 250  $\mu\text{m}$  e 350  $\mu\text{m}$  presentano delle densità di sorgenti lensate più alte ma sono dominate dal contributo della popolazione di DSFG non lensate (Fig. 2.7) (Negrello et al., 2007). Seguendo questa tecnica Negrello et al. (2010) hanno individuato, a partire da un campione di 11 sorgenti osservate dal H-ATLAS *Science Demonstration Phase* (SDP), coincidente con uno dei campi GAMA, cinque oggetti candidati ad essere lenti gravitazionali forti. Utilizzando delle osservazioni successive è stato possibile riscontrare la presenza di una lente dominante l'emissione nell'ottico e nel vicino infrarosso posta nelle vicinanze delle sorgenti candidate ma con *redshift* minori delle componenti submillimetriche. Le lenti del campione mostrano *redshift* compresi tra  $z \simeq 0.3$  e  $z \simeq 0.9$  mentre le sorgenti si trovano tra  $z \simeq 1.4$  e  $z \simeq 3$ .

Questo approccio è stato successivamente ripreso da Wardlow et al. (2013), Nayyeri et al. (2016) e Negrello et al. (2017) su dei campioni di DSFG più numerosi. Wardlow et al. (2013) hanno individuato 13 oggetti candidati ad essere lenti gravitazionali con densità di flusso  $S_{500 \mu\text{m}} > 100$  mJy nella campagna osservative HerS. Nayyeri et al. (2016) hanno costruito un campione di 77 candidati grazie alle osservazioni di HerS e HELMS. Mentre Negrello et al. (2017) hanno riconosciuto 80 possibili lenti nella campagna osservative H-ATLAS. La popolazione delle lenti individuate da Negrello et al. (2017) si estende tra  $z_l = 0.22$  e  $z_l = 1.22$  con un *redshift* mediano di  $z_l = 0.6$ , mentre la popolazione di sorgenti lensate è compresa tra  $z_s \simeq 1.5$  e  $z_s \simeq 4.5$  con un *redshift* mediano di  $z_s = 2.53$ . Il *redshift* della popolazione di sorgenti lensate è riportato nella Fig. 2.8 (a sinistra) e le funzione di luminosità dei campioni ottenuti da Nayyeri et al. (2016) e Negrello et al. (2017) sono riportate in Fig. 2.8 (a destra).

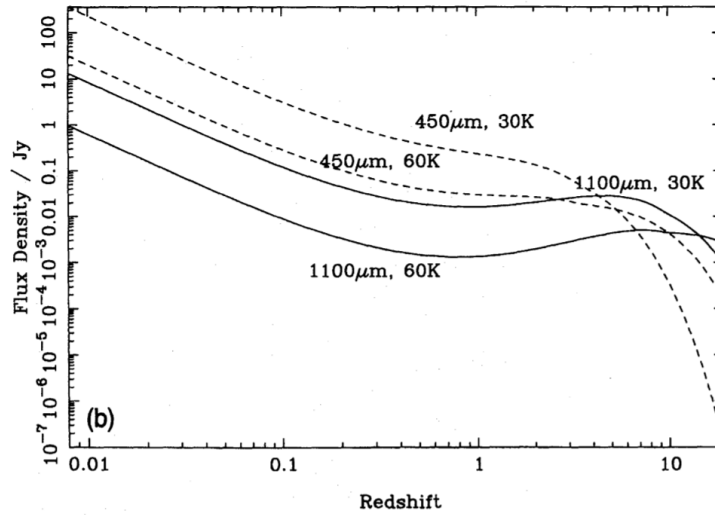


Figura 2.5: Evoluzione in *redshift* della densità di flusso per un modello di polveri di temperature  $30\text{ K}$  e  $60\text{ K}$  osservato a  $450\ \mu\text{m}$  (linea continua) e  $1100\ \mu\text{m}$  (linea tratteggiata) (Blain & Longair, 1993).

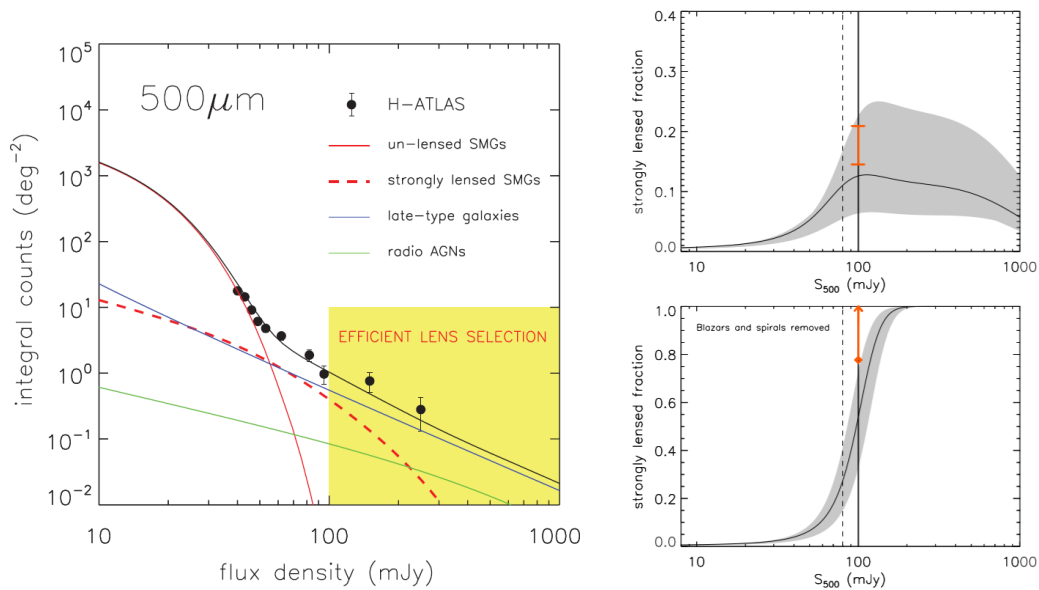


Figura 2.6: Nella figura a sinistra vengono le funzioni di luminosità per le differenti sorgenti che contribuiscono al flusso submillimetrico, la linea rossa continua corrisponde alla popolazione di galassie oscure della polvere non lensate, la linea rossa tratteggiata corrisponde alla popolazione di galassie oscure dalla polvere lensate, la riga blu corrisponde al contributo di galassie a spirale e galassie *starburst*, la linea verde corrisponde al contributo delle radiosorgenti mentre la linea nera rappresenta il contributo totale. La regione in giallo rappresenta i valori della densità di flusso per cui la selezione delle lenti gravitazionali forti è efficiente (Negrello et al., 2010). Nella figura a destra vengono mostrate le frazioni di galassie oscure lensate predette da modelli teorici. La regione grigia corrisponde al limite di confidenza al 68%. Nel riquadro superiore viene riportata la frazione di sorgenti lensate sul campione totale in funzione della densità di flusso osservata a  $500\ \mu\text{m}$ . Nel riquadro inferiore viene mostrata la frequenza di sorgenti lensate dopo aver eliminato il contributo delle galassie locali e di galassie *starburst*. Le barre di errore arancioni mostrano il numero di lenti osservate nei campioni considerati da Negrello et al. (2010) e Wardlow et al. (2013).

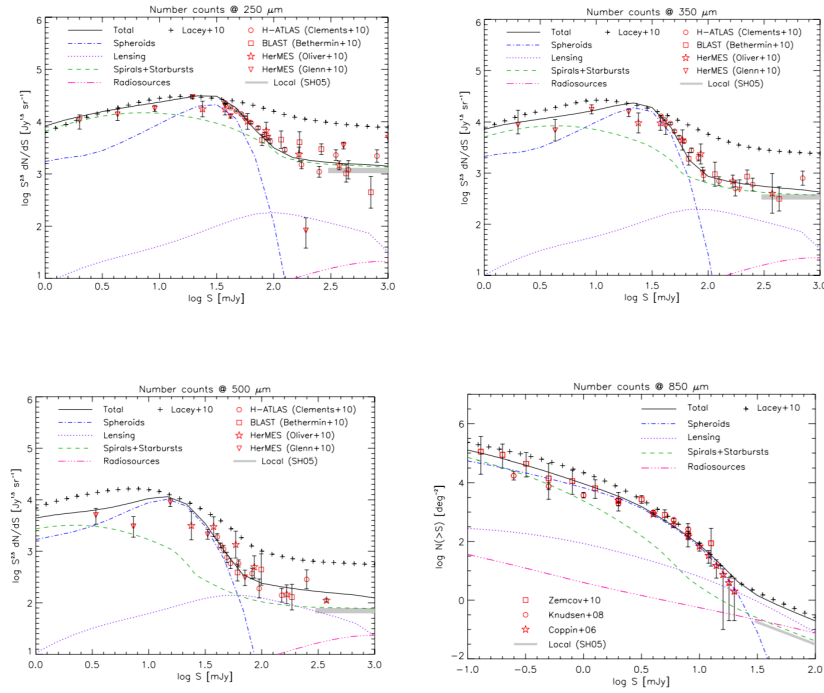


Figura 2.7: Confronto tra i conteggi osservati in funzione della densità di flusso tra le lunghezze d'onda  $250 \mu\text{m}$ ,  $350 \mu\text{m}$ ,  $500 \mu\text{m}$  e  $850 \mu\text{m}$ . Le diverse linee corrispondono alle differenti componenti che contribuiscono al profilo totale in nero, la linea a tratti e punti blu corrisponde al contributo delle galassie oscurate dalla polvere non lensate, mentre la linea tratteggiata viola corrisponde alla componente lensata, la linea tratteggiata verde corrisponde al contributo delle galassie a spirale locali e delle galassie *starburst* mentre la linea tratteggiata larga magenta corrisponde al contributo delle radiosorgenti. la riga a croci coincide con le previsioni di modelli semi analitici ottenuti da (Lacey et al., 2010). I cerchi, i quadrati, le stelle e i triangoli rossi corrispondono alle osservazioni riportate in Clements et al. (2010), Oliver et al. (2010), Glenn et al. (2010) e Coppin et al. (2006) (Lapi et al., 2011).

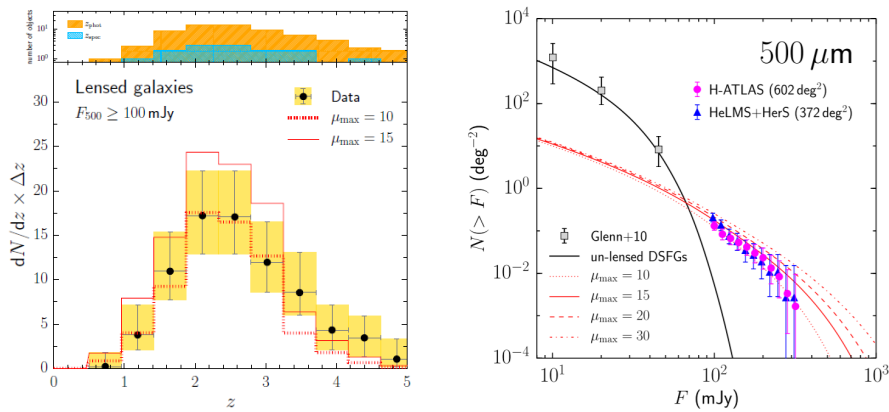


Figura 2.8: A sinistra in alto si possono vedere le distribuzioni ideei *redshift* fotometrici (istogramma giallo) con quelli spettroscopici (istogramma blu), mentre in basso si può vedere la distribuzione dei *redshift* della popolazione di sorgenti lensate con gli intervalli di confidenza al 68% per una distribuzione di Poisson. Le curve rosse sono ottenute da previsioni teoriche per ingrandimenti massimi di 10 e 15 (Negrello et al., 2017). a destra vengono mostrate le funzioni di luminosità delle sorgenti lensate osservate da Negrello et al. (2017) (diamanti viola) e da Nayyeri et al. (2016) (triangoli blu). Il significato delle curve rosse è lo stesso che nel riquadro di sinistra (Negrello et al., 2017).

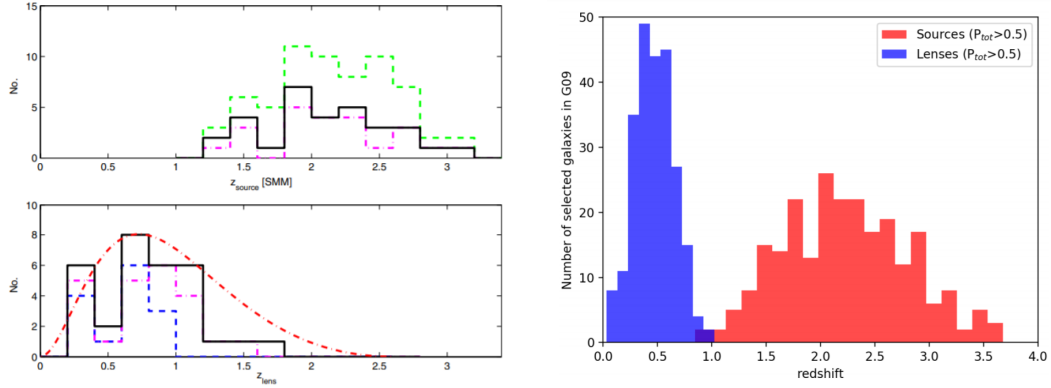


Figura 2.9: Nella figura in alto a sinistra vengono mostrate le distribuzioni dei *redshift* fotometrici del campione di galassie candidate ad essere sorgenti lensate gravitazionalmente individuate da González-Nuevo et al. (2012), nella figura in basso a destra vengono mostrati i *redshift* fotometrici delle controparti ottiche delle sorgenti lensate. In magenta vengono mostrate le distribuzioni dei candidati con un probabilità di essere sistemi lensati forti  $P < 50\%$  mentre in verde vengono presentate le distribuzioni totali. Nella figura a destra si può vedere il confronto tra le distribuzione dei *redshift* delle popolazioni di lenti, in blu, e di sorgenti, in rosso, dei sistemi che presentano un probabilità di essere lensati gravitazionalmente  $P > 50\%$  individuati in González-Nuevo et al. (2019).

González-Nuevo et al. (2012) hanno proposto un metodo per estendere la ricerca fatta in Negrello et al. (2010) nella H-ATLAS SDP a flussi limite minori. Combinando delle selezioni in densità di flusso ( $S_{350 \mu\text{m}} > 85 \text{ mJy}$ ,  $S_{250 \mu\text{m}} > 35 \text{ mJy}$ ) con delle condizioni sui colori ( $S_{350 \mu\text{m}}/S_{250 \mu\text{m}} > 0.6$  e  $S_{500 \mu\text{m}}/S_{350 \mu\text{m}} > 0.4$ ) e con la ricerca di associazioni vicine visibili nell’ottico o nel vicino infrarosso poste a *redshift*  $z < 2$  diverse dal campione di sorgenti, essi hanno ottenuto una densità superficiale di lenti di  $1.5 - 2 \text{ deg}^2$  che risulta essere  $\simeq 4 - 6$  volte superiore rispetto quella ottenuta con la sola selezione in densità di flusso a  $500 \mu\text{m}$ . Le distribuzioni dei *redshift* delle lenti e delle sorgenti ottenute da González-Nuevo et al. (2012) sono mostrate in Fig. 2.9 (a sinistra). González-Nuevo et al. (2019) hanno rivisto ed ampliato questo metodo applicandolo su circa i  $340 \text{ deg}^2$  della campagna H-ATLAS. Il metodo utilizzato consiste nel accoppiare diversi cataloghi in base alla somiglianza delle distribuzioni di probabilità associate ad osservabili differenti. Gli autori si sono concentrati nell’individuare le possibili DSFG il cui flusso fosse amplificato da una galassia lente osservata dalla SDSS con *redshift*  $z \leq 0.8$ . In particolare hanno utilizzato le distribuzioni di probabilità associate alla separazione angolare tra sorgente e lente, al percentile della luminosità bolometrica osservata della sorgente confrontata con quello di un DSFG a *redshift* simile, alla differenza di *redshift* e al rapporto tra l’emissione ottica e submillimetrica tra sorgente e lente. Infine gli autori hanno combinato le distribuzioni di probabilità degli osservabili scelti ottenendo una distribuzione di probabilità totale che una data coppia di sorgenti ottiche e submillimetriche sia un sistema lensato gravitazionalmente. In questo modo gli autori hanno ottenuto un campione di  $\simeq 450$  candidati con una probabilità totale  $P > 0.7$  di essere lenti gravitazionali forti. Le distribuzioni in *redshift* delle lenti e delle sorgenti con  $P > 0.5$  vengono mostrate in Fig. 2.9 (a destra).



## Capitolo 3

# Catalogo di lenti gravitazionali osservate con la *Wide Field Camera 3* del *Hubble Space Telescope*

Nella Sez. 3.1 viene descritta la configurazione strumentale del *Hubble Space Telescope*. Nella Sez. 3.2 vengono presentati i dettagli delle osservazioni HST e delle calibrazioni fotometriche eseguite sulle immagini, inoltre viene presentato il campione di oggetti candidati a sorgenti lensate gravitazionalmente. Nella Sez. 3.3 vengono riportati i criteri di classificazione utilizzati per catalogare il campione e il loro catalogo viene presentato nell'Appendice A. L'atlante delle immagini degli oggetti candidati a lenti gravitazionali è disponibile nell'Appendice B.

### 3.1 *Hubble Space Telescope e Wide Field Camera 3*

HST (Bahcall & Spitzer, 1982) è un progetto comune delle agenzie spaziali *National Aeronautics and Space Administration* (NASA) e *European Space Agency* (ESA) ed è gestito dal *Space Telescope Science Institute*. HST è stato lanciato nel 24 aprile 1990 e vola in un'orbita bassa a  $\sim 600$  km di distanza dalla superficie terrestre. HST è composto da un telescopio in configurazione Cassegrain con uno specchio primario di 2.4 m di diametro e permette di eseguire osservazioni nelle regioni spettrali dell'UV, dell'ottico e del vicino infrarosso. Tra il 1993 e il 2009 HST è stato oggetto di una serie di missioni di manutenzione mirate allo scopo di riparare o aggiornare gli strumenti montati sul telescopio.

Attualmente su HST sono montati: due camere, la *Advanced Camera for Surveys* (ACS) e la *Wide Field Camera 3* (WFC3), due spettroscopi, lo *Space Telescope Imaging Spectrograph* (STIS) e il *Cosmic Origins Spectrograph* (COS) e il *Fine Guidance Sensor*, che oltre a essere parte integrante del sistema di puntamento fornisce anche osservazioni astrometriche ad alta precisione.

La WFC3 (Dressel, 2019) è una camera per immagini di quarta generazione installata su HST durante la quarta missione di manutenzione avvenuta nel maggio 2009 e ha visto la prima luce nell'agosto dello stesso anno. La WFC3 è stata installata al posto della *Wide Field Planetary Camera 2* (WFPC2) montata nella missione di servizio 1 nel dicembre del 1993, che ha sostituito a sua volta la camera originale denominata *Wide Field/Planetary Camera* (WF/PC1). La camera WFC3, come la WFPC2, contiene le ottiche necessarie alla correzione dell'aberrazione sferica che caratterizza HST ed è stata scoperta subito dopo il lancio.

La WFC3 è composta da due canali: il canale UVIS e il canale IR. Il primo canale è sensibile agli intervalli spettrali UV ed ottici attraverso 47 bande fotometriche che coprono le lunghezze d'onda comprese tra 200 e 1000 nm e utilizza due CCD di  $2000 \times 4000$  pixel ciascuno. La scala spaziale è  $0.04$  arcsec pixel<sup>-1</sup>, il campo di vista risulta di  $162 \times 162$  arcsec<sup>2</sup> e il rapporto segnale rumore ( $S/N$ ) per una sorgente con  $V_{\text{ABMAG}} = 29.2$  dopo un'esposizione di 10 ore nella banda F606W risulta di  $S/N = 10$ . Il secondo canale consiste in una matrice HgCdTe di  $1000 \times 1000$  pixel ed è caratterizzato da una scala spaziale di  $0.13$  arcsec pixel<sup>-1</sup>, un campo di vista di  $136 \times 123$  arcsec<sup>2</sup> e un rapporto segnale rumore  $S/N = 10$  per una sorgente con  $H_{\text{ABMAG}} = 27.9$  dopo un'esposizione di 10 ore nella banda F160W. Il canale IR copre un intervallo di lunghezze d'onda compreso tra 800 e 1700 nm. UVIS

presenta una PSF di  $\text{FWHM} = 0.067$  arcsec tra 500 e 600 nm e di  $\text{FWHM} = 0.089$  arcsec a 1100 nm. Mentre il canale IR presenta una PSF di  $\text{FWHM} = 0.124$  arcsec a 800 nm e 0.156 arcsec a 1700 nm.

Il canale IR utilizza un totale di 15 filtri. Cinque di questi sono filtri larghi (F105W, F110W, F125W, F140W e F160W), quattro sono filtri medi (F098M, F127M, F139M e F153M) e infine sei sono filtri stretti (F126N, F128N, F130N, F132N, F164N e F167N). Le risposte dei filtri in funzione della lunghezza d'onda sono riportate nella Fig. 3.1.

## 3.2 Acquisizione e riduzione delle immagini

Il campione di sorgenti candidate ad essere lensate gravitazionalmente è stato individuato nelle campagne osservative nel lontano IR e submillimetrico H-ATLAS, HerMES, HerS ed HELMS, descritte nella Sez. 2.3 utilizzando le tecniche di selezione descritte nella Sez. 2.4.

Le osservazioni HST sono state condotte con una serie di tre programmi osservativi di tipo *Snapshot* (SNAP). I programmi osservativi di tipo SNAP consistono in serie di osservazioni separate, ognuna di durata complessiva relativamente breve (generalmente 45 minuti o meno) e programmate per colmare gli intervalli di tempo inutilizzati tra i programmi prioritari di tipo *Guest Observer* (GO). I tre programmi SNAP, descritti nei *proposal* 12488 (P.I M. Negrello), 15242 (P.I L. Marchetti) e 16015 (P.I L. Marchetti), sono stati eseguiti durante i cicli osservativi 19 tra ottobre 2011 e settembre 2012, 25 tra ottobre 2017 e settembre 2018 e 26 tra ottobre 2018 e settembre 2019.

Per ogni programma le osservazioni sono state eseguite con il canale IR della camera WFC3 utilizzando il filtro F110W. Questa banda è stata scelta per due ragioni principali: da un lato permette di coprire efficacemente il contributo della componente stellare che domina la distribuzione spettrale di energia delle lenti, che generalmente sono galassie ellittiche, e dall'altro presenta un'ampia copertura spettrale che permette di ottenere alti rapporti  $S/N$  anche per bassi tempi di esposizione.

La modalità MULTIACCUM è l'unica modalità osservativa disponibile per il canale IR della WFC3. Le osservazioni vengono svolte in una serie di letture consecutive del ricevitore che permettono di campionare il segnale varie volte durante una singola esposizione. Questa modalità ha tre vantaggi principali: permette di aumentare l'intervallo dinamico dell'immagine finale rispetto a quello che si avrebbe con una singola lettura, di individuare e rimuovere i raggi cosmici tra una lettura e l'altra e di ridurre il rumore di lettura complessivo che per le osservazioni nell'IR risulta essere relativamente alto. Per contro la lettura multipla richiede la raccolta e l'analisi di una grande quantità di dati. La modalità MULTIACCUM permette di operare con 12 diverse sequenze di lettura che sono:

- la sequenza RAPID, che consiste in una serie di letture del rivelatore spaziate temporalmente in modo lineare e della durata più breve possibile di  $t = 2.9$  s;
- sei sequenze SPARS, che sono le SPARS5, SPARS10, SPARS25, SPARS50, SPARS100 e SPARS200 e che consistono in letture del ricevitore spaziate linearmente, come per la sequenza RAPID, rispettivamente della durata di 5, 10, 25, 50, 100 e 200 s;
- cinque sequenze STEP, che sono le STEP25, STEP50, STEP100, STEP200 e STEP400 e che partono con delle letture delle letture di tipo RAPID per poi aumentare la durata delle esposizioni in maniera logaritmica fino a rispettivamente 25, 50, 100, 200 e 400 s.

In queste condizioni il tempo di esposizione totale per la modalità MULTIACCUM risulta determinato dal tipo di sequenza e dal numero letture che vengono eseguite. Il numero massimo di letture possibili è di 15 letture più una lettura iniziale detta lettura '0' della durata minima possibile.

Per tutti e tre i *proposal* le osservazioni sono state eseguite nella modalità MULTIACCUM. Le sequenze sequenze di campionamento e il numero di letture, e quindi i tempi di esposizione totale, sono stati scelti in base alle condizioni e al tempo disponibile al momento dell'osservazione. Le configurazioni strumentali che sono state utilizzate sono alternativamente la sequenza di campionamento SPARS10 con 8 letture ed un tempo di esposizione totale di  $t_{\text{esp}} = 251.75$  s e la sequenza di campionamento SPARS25 con 9 letture ed un tempo di esposizione totale di  $t_{\text{esp}} = 711.74$  s.

Per ogni oggetto candidato dei tre *proposal* sono state prese quattro osservazioni ognuna leggermente traslata di un piccolo spostamento rispetto le precedenti, questa procedura viene chiamata

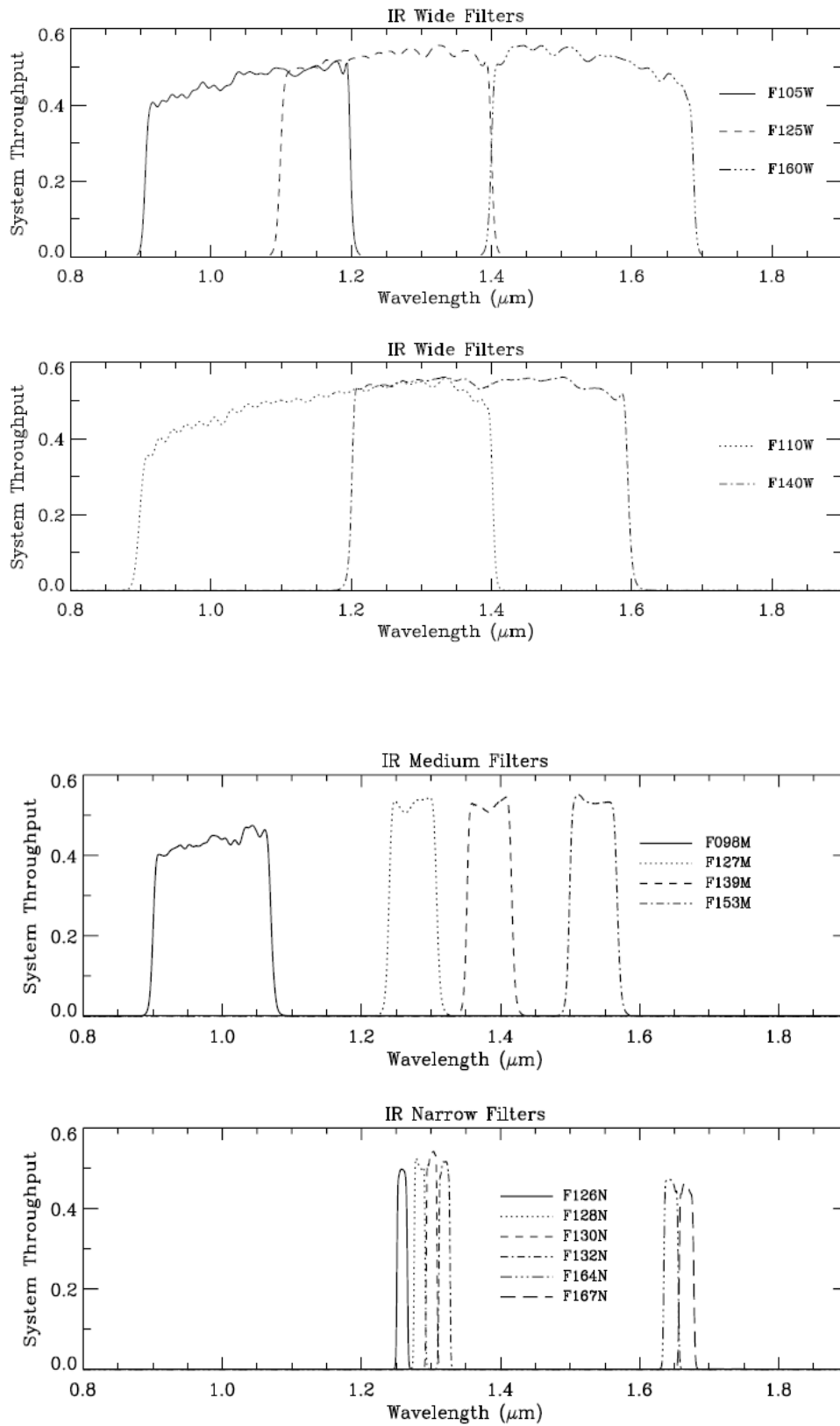


Figura 3.1: Andamento delle curve di risposta dei filtri a banda larga, media e stretta di WFC3 (Dressel, 2019).



anche *dithering*. Questo è stato fatto da un lato per facilitare la correzione dei difetti del rivelatore e dall'altro per diminuire la scala spaziale risultante migliorando il campionamento della PSF (Lauer, 1999) che nel caso del canale IR della WFC3 risulterebbe sotto campionata di un fattore  $\sim 2$ . Ogni immagine del campione è stata ridotta secondo la procedura `calwf3` (Sabbi et al., 2009). Per ogni lettura delle quattro osservazioni sono stati esclusi i *pixel* corrotti conosciuti e utilizzando dei *pixel* di riferimento posti alla fine del rivelatore è stato calcolato e corretto il valore di *bias*. A questo punto la lettura 0 è stata sottratta da ogni altra lettura, in maniera da rimuovere i difetti dipendenti dalla posizione nell'immagine causati dal *bias* e non corretti nel passaggio precedente. Per ogni immagine è stato stimato un valore degli errori di lettura basati su un modello di rumore del rivelatore. Così alle immagini scientifiche originali (*raw*) è stata associata un'immagine degli errori aggiornata ad ogni passaggio successivo attraverso la propagazione degli errori. Le immagini sottratte di *bias* sono state corrette per tenere conto degli effetti di non linearità che caratterizzano il rivelatore e i *pixel* saturi, per cui non è possibile eseguire questa correzione, sono stati mascherati. Successivamente sono stati corretti gli effetti delle correnti oscure. Ad ogni lettura sono stati sottratti i valori di *dark* associati al particolare tipo di sequenza utilizzata per le osservazioni. I valori delle immagini scientifiche sono stati trasformati da conteggi integrati a tassi di conteggi dividendo per il tempo di posa. Sono stati identificati e sottratti i raggi cosmici e, per ogni osservazione, sono state combinate le diverse letture ricavate dalla modalità MULTIACCUM. Questo ha permesso di ottenere quattro coppie immagini scientifiche e immagini degli errori corrette per *bias*, *dark*, non linearità e raggi cosmici.

È stata poi eseguita la correzione per *flat-field*, in maniera da risolvere le variazioni di risposta del rivelatore sia su larga scala che tra *pixel* adiacenti. I *flat-field* utilizzati per il canale IR della WFC3 sono suddivisi in due componenti, una componente ad alto  $S/N$  utilizzata per rilevare le variazioni tra *pixel* vicini e ricavata da osservazioni a terra (*P-flat*) e una componente a basso  $S/N$  sensibile alle variazioni su più grande scala ottenuta da osservazioni in orbita tra il settembre 2009 e dicembre 2010 (*L-flat*).

Utilizzando la procedura `Astrodrizzle` (Gonzaga et al., 2012) le immagini sono state corrette per la distorsione geometrica e per gli effetti di deformazione dei *pixel* e successivamente combinate in una immagine finale.

### 3.3 Identificazione e classificazione delle lenti gravitazionali

Le immagini HST ridotte con `calwf3` e `Astrodrizzle` sono state utilizzate per catalogare le lenti gravitazionali individuate attraverso le campagne osservative submillimetriche. Ogni immagine è stata ispezionata visivamente allo scopo di identificare le morfologie caratteristiche associate ai sistemi lensati gravitazionalmente.

Per facilitare questa analisi le immagini F110W/WFC3 sono state centrate in corrispondenza del picco dell'emissione della sorgente submillimetrica osservata con SPIRE nella banda a  $250 \mu\text{m}$ . Alla posizione del picco è stata associata una regione di confidenza, sotto forma di un cerchio di raggio 5 arcsec che corrisponde alla FWHM media della PSF a  $250 \mu\text{m}$ . La dimensione reale della PSF osservata può variare caso per caso, restringendosi per le sorgenti con alti  $S/N$  e allargandosi nel caso contrario. Per ogni immagine sono stati fatti due ingrandimenti: il primo mostra una regione di  $20 \times 20 \text{ arcsec}^2$ , il secondo mostra una regione la cui estensione è variabile e tenta di isolare la possibile controparte infrarossa della sorgente SPIRE. Un esempio dell'immagine con i due ingrandimenti affiancati è mostrato nella Fig. 3.2.

La scala dei colori utilizzata per l'analisi delle immagini è stata costruita in maniera da facilitare il riconoscimento delle morfologie caratteristiche dei sistemi lensati forti. Per prima cosa è stata calcolata la mediana  $C_{\text{med}}$  dei conteggi  $\text{pixel}^{-1}$  sulla regione di  $20 \times 20 \text{ arcsec}^2$ . Da questo valore sono stati definiti il valore minimo per la scala dei colori, come  $C_{\text{med}} - 50$  conteggi  $\text{pixel}^{-1}$ , comune per tutte le immagini, e il valore massimo, generalmente definito come  $C_{\text{med}} + 2000$  conteggi  $\text{pixel}^{-1}$  ma libero di cambiare. Su questo intervallo la scala di colori è stata a sua volta suddivisa in 5 sotto intervalli di estensione variabile. Ognuno di questi sotto intervalli è stato mappato linearmente su una porzione predefinita di una scala di colori lineare in maniera da avere una sequenza continua, non necessariamente lineare, di 5 scale di colori ognuna lineare nel proprio sotto intervallo. La dimensione

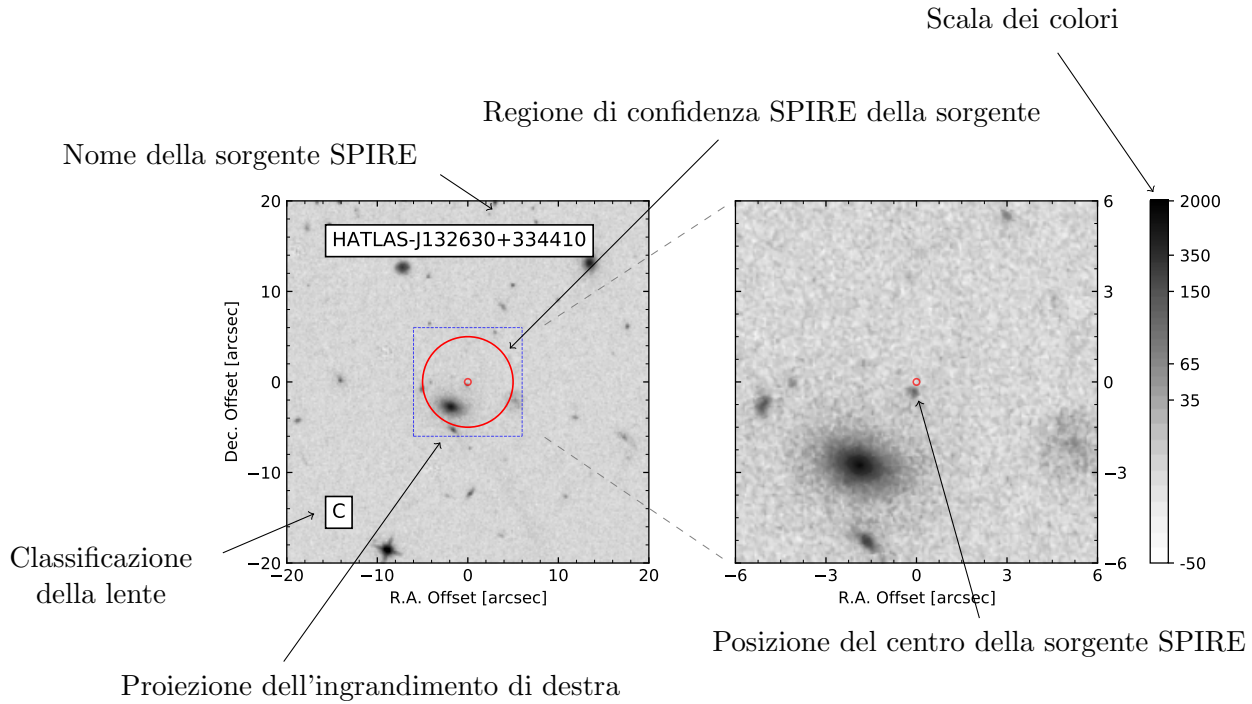


Figura 3.2: Esempio commentato di una figura usata per la classificazione delle lenti gravitazionali. Gli assi mostrano le regioni coperte dai due ingrandimenti e la scala dei colori è stata scelta in maniera che i sotto intervalli abbiano la stessa estensione in colore.

e la posizione dei sotto intervalli è stata scelta in modo da produrre un effetto simile a quello che si avrebbe con una scala logaritmica, dove le regioni a basse intensità vengono esaltate rispetto a quelle più luminose, mantenendo però la possibilità di far risaltare alcuni particolari valori di conteggi ‘saturando’ localmente la scala di colori.

Prima di descrivere il catalogo, è importante rimarcare il fatto che, per costruzione, una frazione estremamente alta del campione di sorgenti individuate da *Herschel* è costituita da sorgenti submillimetriche che sono certamente lensate (Sez. 2.4). Questo non garantisce però che la lente e la sorgente siano sistematicamente visibili nelle immagini F110W/WFC3, in quanto si stanno osservando differenti regioni dello spettro rispetto a quelle in cui queste vengono identificate.

La classificazione delle immagini viene svolta assegnando ad ogni sorgente SPIRE un indice, detto ‘classe delle lenti’, che descrive qualitativamente la probabilità che una sorgente sia lensata. Questo indice è stato costruito sulla base di quello definito da Negrello et al. (2017), utilizzando però esclusivamente le osservazioni F110W/WFC3 di HST.

Le sorgenti vengono suddivise in quattro classi principali **A**, **B**, **C** e **D** e una classe di oggetti esclusi **X** ai quali vengono aggiunte delle classi ulteriori **A/B**, **B/C**, e **C/D** che descrivono i casi intermedi tra le quattro classi principali.

- Sistemi classificati come **A** mostrano la presenza di una galassia, generalmente ellittica (e.g. HATLASJ000912.7-300807) ma in alcuni casi a disco (e.g. HELMSJ005841.2-011149), o di un gruppo di galassie (e.g. HATLASJ120127.8-021648) che operano da lente e di strutture tipiche delle sorgenti lensate gravitazionalmente come le immagini multiple (e.g. HATLASJ233037.2-331217), gli archi (e.g. HELMSJ232210.3-033559) o entrambi (e.g. HERSJ020941.2+001558). I sistemi lensati classificati come **A** devono trovarsi in prossimità del picco dell’emissione SPIRE.
- I sistemi classificati come **B** sono i sistemi lensati per cui la sola analisi visiva delle immagini non è sufficiente per classificarli come **A**. In genere queste immagini sono tutte quelle caratterizzate dalla presenza di una galassia ellittica o a spirale, che si comporta da lente, (e.g. HATLASJ012415.9-310500) o di un gruppo di galassie (e.g. HATLASJ090453.2+022017) lenti in cui le immagini multiple della sorgente sono o molto deboli (e.g. HELMSJ234314.0+012152), o molto piccole

(e.g. HATLASJ223753.8-305828), o completamente coperte dalla lente (e.g. HATLASJ012415.9-310500) oppure hanno morfologie chiaramente visibili ma non facilmente riconducibili all'effetto di lente gravitazionale (e.g. HATLAS-J133543+300404). Anche questi oggetti generalmente si trovano in prossimità del picco di emissione SPIRE. La classe **A/B** contiene le sorgenti per cui una classificazione **A** o **B** non è immediata (e.g. HERMES-J002906-421419) e le sorgenti lensate che si trovano ai bordi della regione di confidenza (e.g. HATLAS-J133846+255057).

- I sistemi classificati come **C** comprendono tutti quegli oggetti per cui o non si osservano nessuna struttura lensata o possibile lente (e.g. HATLAS-J125633+233625), come possono essere o sistemi lensati ad alto *redshift*, o DSFG non lensate, o galassie interagenti e gruppi molto complessi (e.g. HATLASJ013239.9-330906), oppure quei sistemi contaminati dalla presenza di una stella luminosa vicina (e.g. HATLASJ012209.4-273824). Inoltre in questa classe vengono inclusi tutti i sistemi che mostrano le caratteristiche proprie di sistemi lensati ma si trovano ad essere molto distanti dal puntamento SPIRE, e quindi non è sicuro che si tratti delle sorgenti *Herschel* catalogate. Le sorgenti classificate come **B/C** sono, ad esempio, quelle che mostrano archi o immagini multiple deboli e che si trovano ai limiti della regione di confidenza, oppure quelle immagini in cui è presente una possibile lente ma che risulta molto debole (e.g. HATLAS-J142140+000448).
- Le sorgenti classificate come **D** sono quelle per cui sono disponibili osservazioni aggiuntive che escludono la possibilità che siano lensate (e.g. HATLAS-J083345+000109). Le sorgenti classificate come **C/D** sono quelle in cui probabilmente non si tratta di sistemi lensati ma di galassie vicine interagenti o molto luminose nel submillimetrico, dove però non si può escludere che siano presenti anche immagini lensate deboli (e.g. HERMES-J033118-272015). Per ultime le immagini classificate come **X** sono quelle che a seguito della riduzione risultano essere corrotte (e.g. HATLASJ141955.5-003449). Alcune di queste sono state riosservate durante il ciclo osservativo 26. In questi casi in un commento viene riportata la doppia classificazione ma viene mostrata solo l'immagine non corrotta.
- Per alcuni oggetti sono state utilizzate le classi **A/C** e **B/D** per indicare rispettivamente i casi in cui nell'immagine è chiaramente visibile una sorgente lensata, ma non è chiaro se sia quella identificata con *Herschel* o quando è presente una galassia a spirale vicina e si osservano alcune strutture che potrebbero essere allo stesso modo immagini lensate o far parte della galassia vicina.

Nei casi in cui si conosce con certezza che una particolare sorgente è o meno una lente gravitazionale da altri studi la classe confermata viene indicata attraverso una freccia  $-->$ . Usiamo  $-->(\mathbf{A})$  nel caso la sorgente sia confermata come lensata e  $-->(\mathbf{D})$  nel caso in cui la sorgente sia esclusa come lensata.

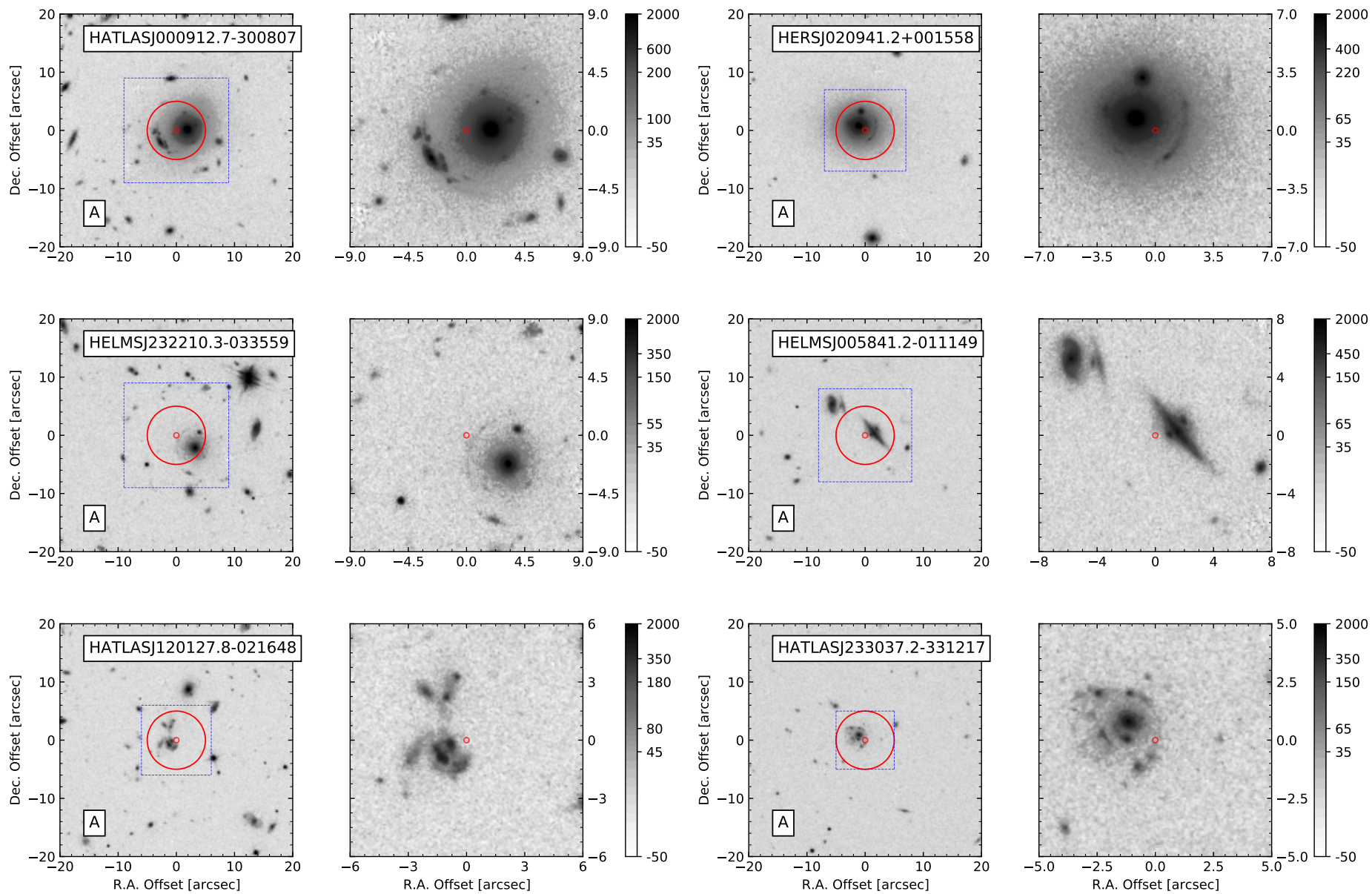


Figura 3.3: Serie di sei esempi di sorgenti classificate come **A**. La descrizione della struttura dei singoli riquadri si trova nella Fig. 3.2 e nella Sez. 3.3.

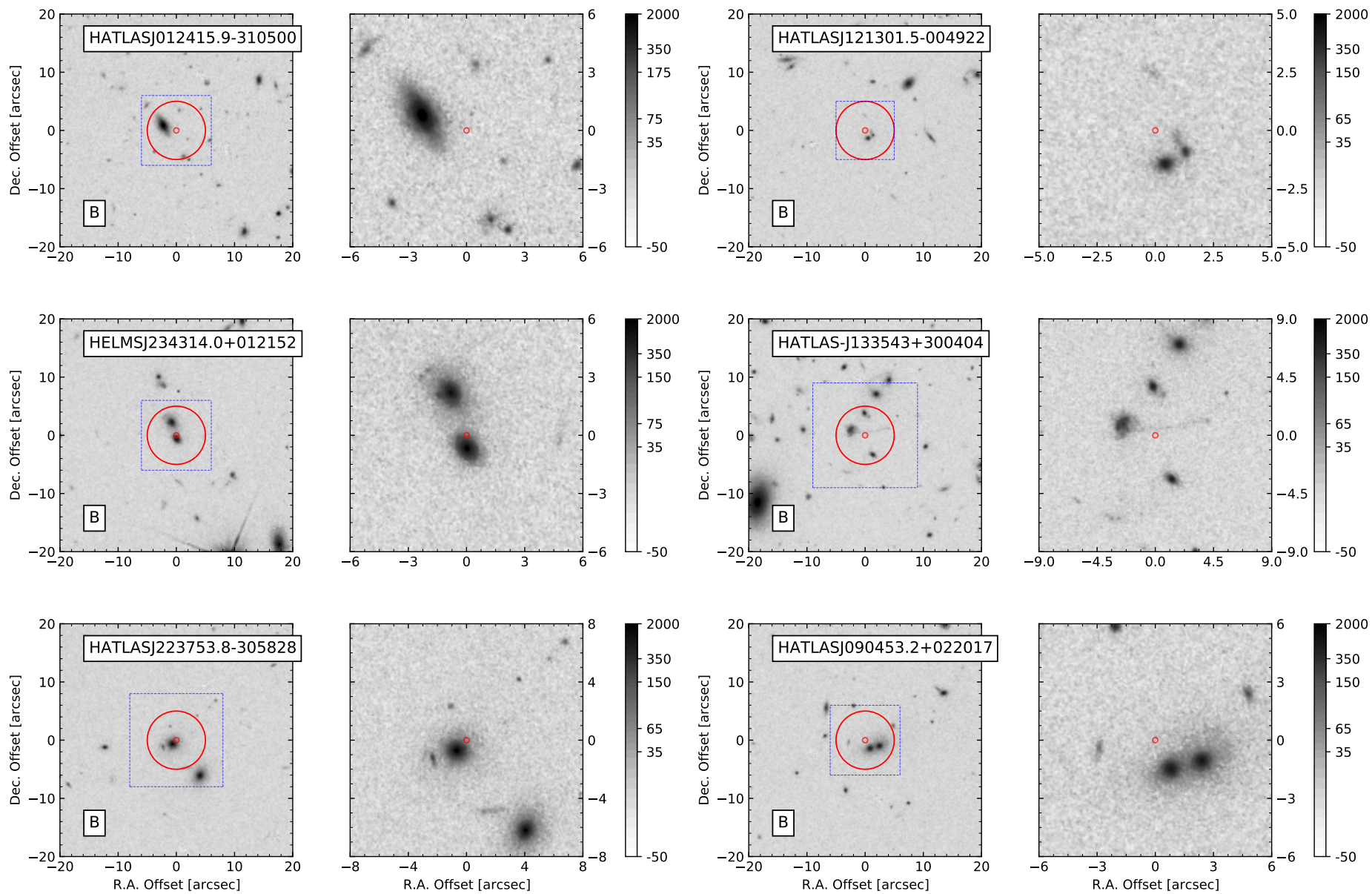


Figura 3.4: Serie di sei esempi di sorgenti classificate come **B**.

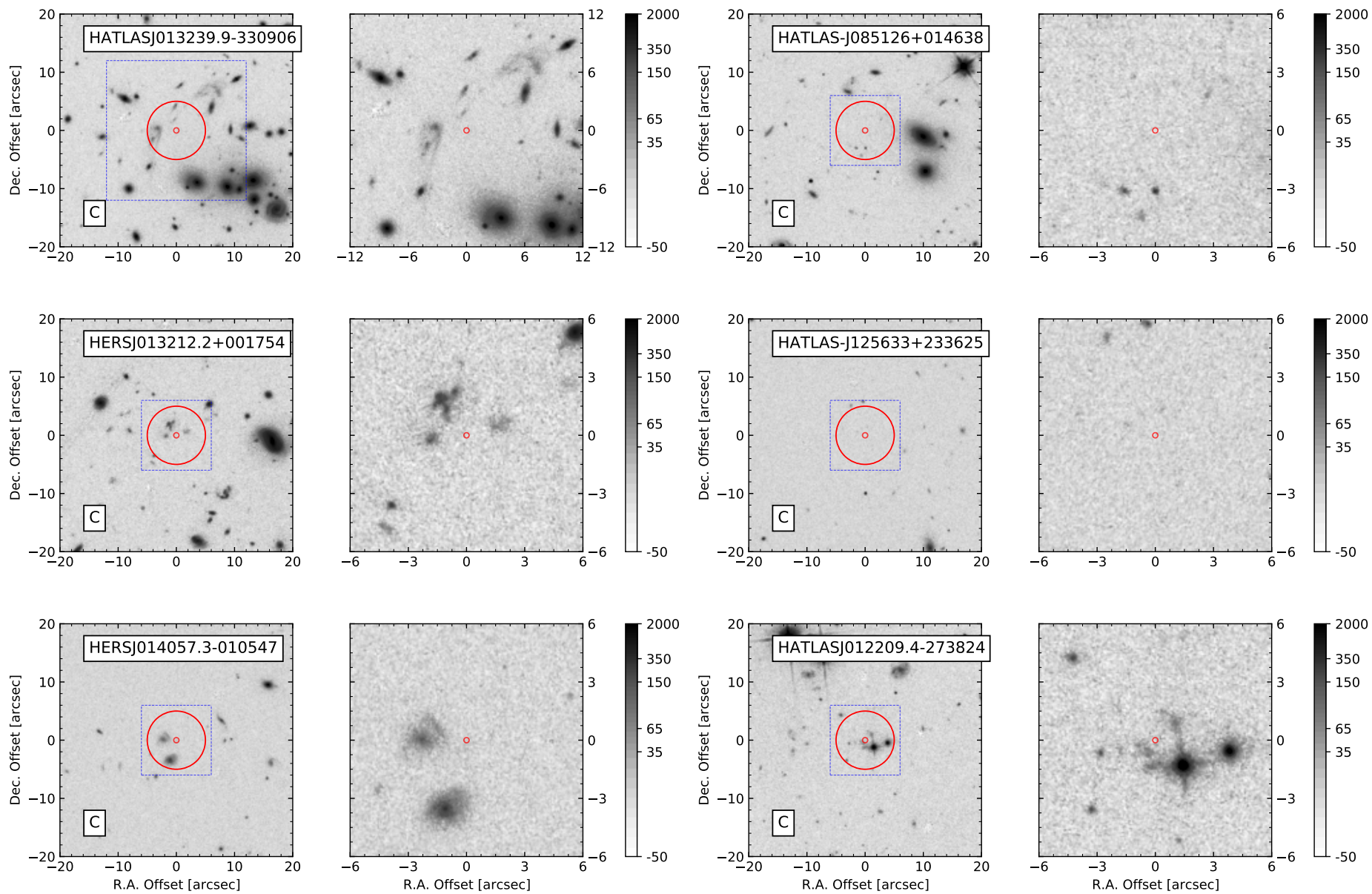


Figura 3.5: Serie di sei esempi di sorgenti classificate come **C**.

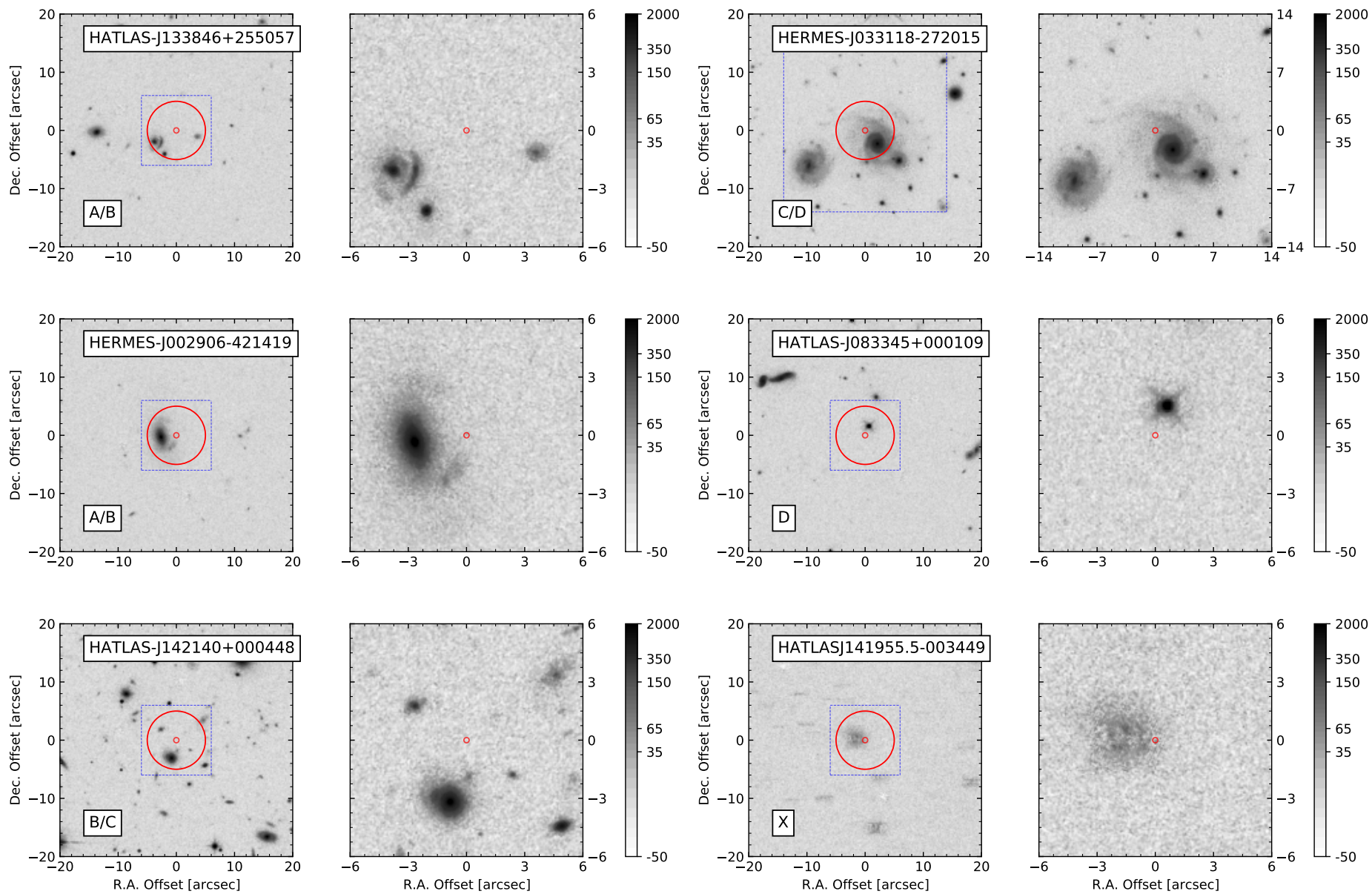


Figura 3.6: Serie di sei esempi di sorgenti classificate secondo le classi intermedie **A/B**, **B/C**, **C/D** e le classi **D** e **X**.

### 3.4 Catalogo e atlante di sorgenti candidate a lenti gravitazionali

Alla scrittura di questa tesi, il campione di sorgenti candidate lenti osservate con HST contiene complessivamente 281 oggetti di cui 149 sono stati individuati durante le osservazioni del *proposal* 12488, 114 durante le osservazioni del *proposal* 15242 e 18 durante le osservazioni del *proposal* 16015. La distribuzione delle sorgenti nel cielo è riportata nella Fig. 3.7. Per completezza, viene anche inclusa la classificazione di 5 sorgenti osservate durante il ciclo osservativo 18, *proposal* 12194 (P.I.M. Negrello), un programma osservativo di tipo GO che ha permesso di ottenere osservazioni più profonde attraverso i filtri F110W e F160W.

I risultati della classificazione del campione vengono riportati nella Tab. A.1 dell'Appendice A. Le immagini utilizzate per operare la classificazione si trovano, per i *proposal* 12488, 15242 e 16015, nella Fig. B.1 e, per il *proposal* 12194, nella Fig. B.2 all'interno dell'Appendice B.

Ogni sorgente *Herschel* viene identificata tramite un codice identificativo formato dall'acronimo della campagna osservativa in cui questa sorgente è stata osservata e dalle sue coordinate *R.A.* (J2000.0) in hhmmss e *Dec* (J2000.0) in ddmms (e.g. HELMSJ003619.8+002420). Per evitare di appesantire la tabella il codice identificativo viene utilizzato per fornire le coordinate della sorgente. Per tutte le sorgenti dei cicli 19, 25, 26 e 18 è stata inclusa la classe della lente derivata dall'ispezione delle immagini F110W/WFC3 ('classe HST') e quando disponibile una classe delle lenti ricavata dalla letteratura detta classe 'multibanda'. Questa può variare tra un lavoro e l'altro e quindi è stata ridefinita in maniera da essere consistente con il sistema utilizzato nella tesi. I lavori da cui è stata ricavata la classe multibanda sono: Amvrosiadis et al. (2018, A18); Bussmann et al. (2013, 2015, Bu13 e Bu15); Calanog et al. (2014, Ca14); Cox et al. (2011, Co11); Conley et al. (2011, Con11); George et al. (2013, Ge11); Gladders & Yee (2005, Gl15); Harris et al. (2012, H12); Ivison et al. (2013, I13); Lupu et al. (2012, L12); Nayyeri et al. (2016, Na16) (Na16); Negrello et al. (2010, 2014, 2017, Ne10, Ne14, Ne17); Omont et al. (2013, O13); Riechers et al. (2013, R13); Stanford et al. (2014, S14) e Wardlow et al. (2013, W13).

Il numero di sorgenti **A** risulta  $n_{\mathbf{A}} = 32$ , il numero di sorgenti **B** risulta  $n_{\mathbf{B}} = 123$ , il numero di sorgenti **C**  $n_{\mathbf{C}} = 117$  mentre il numero di sorgenti **D** è  $n_{\mathbf{D}} = 8$ . Da questi è possibile definire le frazioni percentuali associate ad ogni classe che sono,  $f_{\mathbf{A}} = 11.4\%$  per la classe **A**,  $f_{\mathbf{B}} = 43.9\%$  per la classe **B**,  $f_{\mathbf{C}} = 41.8\%$  per la classe **C** e  $f_{\mathbf{D}} = 2.9\%$  per la classe **D**. Si può voler confrontare i risultati della classificazione svolta in questa tesi con quelli presenti nella letteratura. L'approccio più semplice è quello confrontare le frazioni percentuali rispetto al totale del numero di sorgenti classificate nelle diverse classi. Per il momento le classi intermedie **A/B**, **B/C** e **C/D** sono state accorpate con la classe immediatamente precedente allo scopo di ottenere una classificazione il più conservativa possibile. Nella Fig. 3.8 viene riportato il confronto tra le frequenze percentuali ottenute in questa tesi con quelle riportate da Negrello et al. (2017) e Calanog et al. (2014). Entrambi questi lavori basano la propria classificazione sul confronto di osservazioni in diverse regioni dello spettro, dalle mappe submillimetriche, utili a caratterizzare le sorgenti lensate, a delle immagini nel vicino infrarosso, sensibili all'emissione delle lenti e, quando disponibili, utilizzano anche le misure dei *redshift* delle lenti e delle sorgenti. Si può notare che in questa tesi è presente un eccesso di sorgenti **B** rispetto alle frazioni di sorgenti **A** e **C** dei campioni di Negrello et al. (2017) e Calanog et al. (2014). Questo è probabilmente dovuto al fatto che, utilizzando informazioni aggiuntive gran parte dei casi più 'incerti' della classe **B** venga confermato in **A** o declassato a **C**.

Questo effetto è confermato dalla Fig. 3.9 in cui viene mostrata la distribuzione delle sorgenti classificate in questo catalogo che hanno sia la classe HST che quella multibanda ricavata dalla letteratura. Dalla figura si vede che, se da un lato le sorgenti **A**, **C** e **D** HST tendono ad essere in buon accordo con la letteratura, le sorgenti **B** mostrano un'ampia variazione.



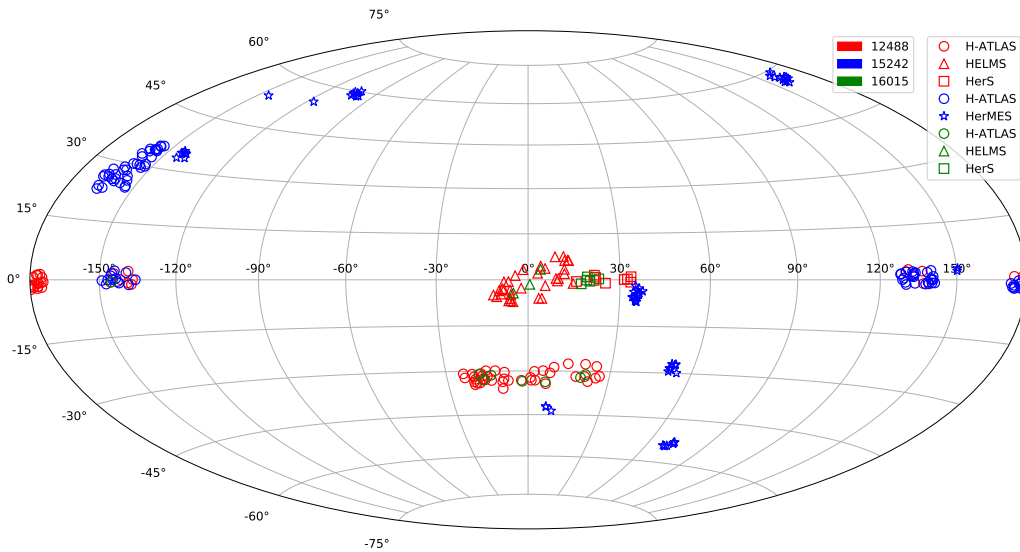


Figura 3.7: Distribuzione sulla sfera celeste delle sorgenti candidate ad essere lensate. I colori rosso blu e verde corrispondono al *proposal* HST di cui il candidato fa parte mentre i simboli dei cerchi, triangoli, stelle e quadrati corrispondono alla campagna osservativa di *Herschel* in cui sono stati individuati.

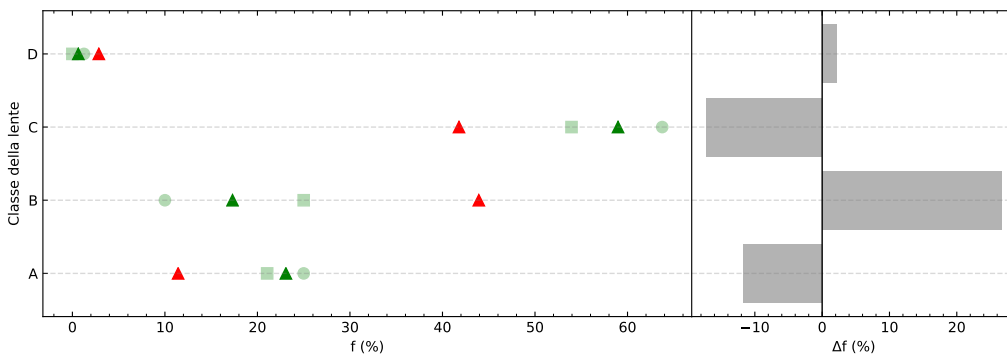


Figura 3.8: A sinistra vengono mostrate le frequenze percentuali delle diverse classi ottenuti in questa tesi (in rosso) e quelli ricavati da Negrello et al. (2017) (cerchi verdi) e da Calanog et al. (2014) (quadrati verdi) e del loro valore medio (triangoli verdi). A destra vengono mostrate le differenze percentuali tra i risultati di questo lavoro e il valore medio tra Negrello et al. (2017) e Calanog et al. (2014).

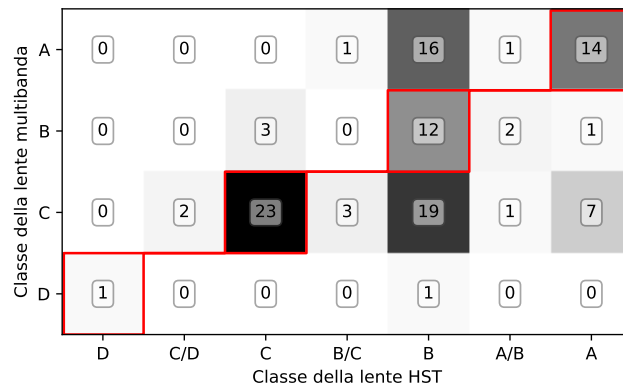


Figura 3.9: Numero di sorgenti con una doppia classificazione in funzione della loro classe. Le zone riquadrate in rosso rappresentano le sorgenti per cui le due classi coincidono.



## Capitolo 4

# Studio fotometrico delle lenti di HELMS J005841.2-011149 e di HELMS J003619.8+002420

Nella Sez. 4.1 vengono introdotte le principali definizioni riguardo la brillantezza superficiale delle galassie e vengono presentate tre tecniche che permettono di modellarne la distribuzione. Nelle Sez. 4.3 e Sez. 4.2 vengono applicate le tecniche discusse nella sezione precedente alle due lenti e HELMS J005841.2-011149 e HELMS J003619.8+002420.

### 4.1 Introduzione

Per una sorgente luminosa estesa è possibile definire la ‘brillantezza superficiale’ come il flusso osservato sotto un particolare angolo solido. Vengono chiamate ‘isofote’ le curve formate da tutti i punti con la stessa brillantezza superficiale. Per una galassia è possibile studiare come la brillantezza superficiale delle isofote varia in funzione della distanza dal centro; questo può essere fatto su delle sezioni della galassia, dette ‘profili’ della brillantezza superficiale, oppure sull’intera immagine in modo da ottenere la distribuzione bidimensionale della brillantezza superficiale.

Sia nel caso si tratti dei profili che dell’intera distribuzione, l’andamento della brillantezza superficiale può essere descritto attraverso dei modelli. I modelli che descrivono la brillantezza superficiale possono essere parametrici e non parametrici. I modelli parametrici, come *Galaxy Surface Photometry 2 Dimensional Decomposition* (GASP2D; Méndez-Abreu et al., 2008) e *Multi-Gaussian Expansion* (MGE; Monnet et al., 1992), descrivono l’andamento radiale della brillantezza superficiale attraverso delle funzioni analitiche che dipendono da diversi parametri. I modelli non parametrici, come *Isophote Fitting* (ISOFIT; Ciambur, 2015), descrivono l’andamento della brillantezza superficiale senza parametrizzarla.

#### 4.1.1 *Galaxy Surface Photometry 2 Dimensional Decomposition*

GASP2D è un algoritmo sviluppato in IDL<sup>1</sup> da (Méndez-Abreu et al., 2008, 2017) che permette di costruire dei modelli parametrici della distribuzione della brillantezza superficiale delle galassie.

Ad ogni componente delle galassie è associata una legge parametrica caratterizzata da isofote ellittiche e concentriche con ellitticità e angoli di posizione costanti. GASP2D permette di modellare gli sferoidi, attraverso la legge di Sérsic (Sérsic, 1968), la legge di King (King, 1962) o la legge di de Vaucouleurs (de Vaucouleurs, 1948); le lenti anch’esse modellate con una legge di Sérsic; i dischi, attraverso una doppia legge esponenziale (Pohlen & Trujillo, 2006); le barre tramite ellissoidi di Ferrers (Aguerri et al., 2009), la legge di Freeman (Freeman, 1966), o la legge di Prieto (Prieto et al., 1997), le sorgenti nucleari puntiformi con una funzione di Moffat (Moffat, 1969) e gli anelli tramite delle gaussiane. Combinando i contributi di queste diverse sorgenti è possibile scrivere la brillantezza superficiale del modello  $I_{\text{modello}}$  come:

---

<sup>1</sup>IDL è distribuito da *ITT Visual Information Solution*. È disponibile all’indirizzo <http://www.itervis.com>.

$$I_{\text{modello}}(\mathbf{r}) = I_{\text{sferoide}}(\mathbf{r}) + I_{\text{disco}}(\mathbf{r}) + I_{\text{lente}}(\mathbf{r}) + I_{\text{barra}}(\mathbf{r}) + I_{\text{nucleo}}(\mathbf{r}) + I_{\text{anello}}(\mathbf{r}), \quad (4.1)$$

dove  $\mathbf{r}$  è il vettore che identifica la posizione definita rispetto al centro della galassia.

Ogni legge parametrica è definita da alcuni parametri liberi. Il modello complessivo della galassia è ben caratterizzato se si conoscono i valori dei parametri per tutte le varie componenti. GASP2D, per determinare i parametri che definiscono le diverse componenti, risolve, tramite il metodo dei minimi quadrati non lineare di Levenberg-Marquardt (Press et al., 1992), un problema di minimizzazione del  $\chi^2$  definito da:

$$\chi^2 = \sum_{i=1}^N \frac{[I_{\text{modello},i}(\mathbf{r}) - I_{\text{galassia},i}(\mathbf{r})]^2}{I_{\text{galassia},i}(\mathbf{r}) + I_{\text{cielo},i}(\mathbf{r}) + RON_i^2}, \quad (4.2)$$

dove la sommatoria  $\sum_{i=1}^N$  varia su tutti i *pixel* della galassia;  $I_{\text{modello},i}$ ,  $I_{\text{galassia},i}$  e  $I_{\text{cielo},i}$  sono i valori delle distribuzioni di brillantezza superficiale del modello, della galassia e del cielo dell'*i*-esimo *pixel* e  $RON_i$  è il rumore di lettura dell'apparato strumentale calcolato all'*i*-esimo *pixel*. La procedura di minimizzazione avviene nel seguente modo. Per prima cosa vengono individuati, tramite il pacchetto fotometrico SEXTRACTOR (Bertin & Arnouts, 1996), la posizione, la magnitudine e l'ellitticità delle sorgenti presenti nell'immagine, come le stelle di campo, le galassie e i *pixel* corrotti. A questo punto vengono ricavati i profili radiali, mediati sulle ellissi, di brillantezza superficiale, angolo di posizione ed ellitticità della galassia. Dopo aver mascherato le sorgenti indesiderate utilizzando i parametri dati da SEXTRACTOR, le isofote della galassia vengono interpolate con delle ellissi centrate in  $(\xi_0, \eta_0)$  tramite il pacchetto ELLIPSE dell'*Image Reduction and Analysis Facility* (IRAF)<sup>2</sup> (Jedrzejewski, 1987) mentre le coordinate del centro vengono stimate sempre grazie a SEXTRACTOR.

Il passaggio successivo è quello di ottenere delle stime per i parametri liberi delle leggi parametriche delle varie componenti da cui inizializzare la minimizzazione. Per le galassie ellittiche si parte interpolando un profilo di brillantezza superficiale della galassia con una legge di Sérsic. Nel caso la galassia mostri la presenza di un disco è possibile estrapolarne i valori concentrandosi sull'andamento della brillantezza superficiale a grandi raggi, dove ci si aspetta che il contributo della galassia sia dominato da quello del disco e abbia un andamento esponenziale. Il profilo monodimensionale del disco risultante viene sottratto a quello della galassia. Nei residui delle regioni nucleari così ottenuti è possibile individuare il profilo radiale di brillantezza superficiale dello sferoide che viene interpolato con una legge di Sérsic. Quando si è in presenza di una barra, è necessario ispezionare visivamente il profilo di brillantezza superficiale. Il valore della brillantezza superficiale del caratteristico tratto costante, la distanza del 'ginocchio' che si forma in corrispondenza della fine del tratto costante della barra, l'angolo di posizione e l'ellitticità calcolati al ginocchio della barra vengono usati come stime dei parametri caratteristici della barra. Per stimare i parametri della lente è necessario eseguire un procedimento analogo a quello svolto per la barra, in cui in seguito ad un'analisi visiva viene trovato un valore iniziale per i parametri della lente. Nel caso degli anelli il raggio viene determinato visivamente, mentre i valori dei restanti parametri vengono ottenuti interpolando il profilo dell'anello con una gaussiana centrata al valore del raggio dell'anello. Infine per le sorgenti puntiformi non risolte vengono presi come stime iniziali i parametri della funzione di Moffat caratteristica della PSF delle stelle di campo.

Tutte le stime così ottenute vengono utilizzate per inizializzare il processo di minimizzazione del  $\chi^2$ . I parametri liberi vengono lasciati variare fino a che non viene raggiunta la condizione di convergenza, in cui il  $\chi^2$  si trova in una condizione di minimo e la sua variazione tra due passi successivi non risulta essere maggiore di un valore limite uguale  $10^{-7}$ .

Gli effetti combinati dell'apertura finita del telescopio e dell'interazione tra la turbolenza atmosferica e la luce che la attraversa, producono una dispersione della luce proveniente dall'oggetto e causano una riduzione della risoluzione spaziale. Durante ogni iterazione del processo di interpolazione questi effetti sono stati presi in considerazione convolvendo l'immagine del modello con la PSF, modellabile a discrezione dell'utilizzatore o da una gaussiana bidimensionale oppure da una funzione di Moffat. La convoluzione viene eseguita, prima del calcolo del  $\chi^2$  tramite l'algoritmo *Fast Fourier Transform*

<sup>2</sup>Disponibile in <http://iraf.noao.edu/> è distribuito dal *National Optical Astronomy Observatory* (NOAO) che è gestito dalla *Association of Universities for Research in Astronomy* (AURA) insieme alla *National Science Foundation*.

(Press et al., 1992). Il modello della galassia convoluto con la PSF viene poi sottratto all'immagine della galassia per ottenere così un'immagine dei residui.

Le migliori stime parametri delle funzioni parametriche utilizzate da GASP2D per ottenere il modello della distribuzione della brillantezza superficiale della galassia vengono convertiti in unità di misura osservative e riportati in un *file* di testo. Oltre a questo GASP2D produce un'immagine *.fits* del modello, dei residui osservato - modello ed un grafico riassuntivo in cui vengono riportate le immagini osservata, quella del modello, quella dei residui e i profili radiali di brillantezza superficiale, ellitticità e angolo di posizione.

### 4.1.2 *Multi-Gaussian Expansion*

MGE è un algoritmo che permette di costruire dei modelli parametrici della brillantezza superficiale delle galassie. Diversi codici sono stati sviluppati nel corso degli anni per costruire modelli MGE (Emsellem et al. 1994, Sarzi et al. 2001, Cappellari 2002). Il metodo MGE consiste nel descrivere la distribuzione di brillantezza superficiale della galassia con un'espansione in serie di gaussiane bidimensionali (Monnet et al., 1992).

Sia  $(x', y', z')$  un sistema di coordinate cartesiane centrato nel nucleo della galassia con l'asse  $z'$  diretto lungo la linea di vista verso l'osservatore. Una generica distribuzione di brillantezza superficiale può essere scritta come sommatoria di gaussiane (Cappellari, 2002):

$$\Sigma(R', \theta') = \sum_{j=1}^N \frac{L_j}{2\pi \sigma_j'^2 q_j'} e^{-\frac{1}{2\sigma_j'^2} \left( x_j'^2 + \frac{y_j'^2}{q_j'^2} \right)}, \quad (4.3)$$

con:

$$\begin{cases} x_j' = R' \sin(\theta' - \psi_j) \\ y_j' = R' \cos(\theta' - \psi_j) \end{cases},$$

dove  $R'$  e  $\theta'$  formano un sistema di coordinate polari sul piano del cielo  $(x', y')$ . Il raggio  $R'$  viene misurato a partire dal centro della galassia mentre l'angolo  $\theta'$  viene misurato a partire dall'asse  $y'$  in verso antiorario. Il parametro  $N$  è il numero di gaussiane utilizzate per costruire il modello, ciascuna delle quali ha una luminosità totale  $L_j$ , un rapporto assiale osservato  $q_j'$  e una dispersione  $\sigma_j'$  misurati lungo l'asse maggiore della galassia, e un angolo di posizione  $\psi_j$  misurato in senso antiorario dall'asse  $y'$ .

Per poter efficacemente confrontare il modello di brillantezza superficiale costruito con MGE con l'andamento osservato della galassia è necessario convolverlo con la PSF. Questo, può essere fatto individualmente per le singole gaussiane del modello assumendo che la PSF stessa possa essere scritta come la somma di gaussiane circolari. Sommando le singole componenti gaussiane così ottenute si costruisce il modello della galassia convoluto con la PSF.

I parametri che definiscono le gaussiane possono essere determinati interpolando il modello con il profilo radiale osservato o la distribuzione bidimensionale di brillantezza superficiale. In Cappellari (2002) vengono descritti vari metodi per eseguire questo procedimento; di seguito ne verranno presentati due. Il primo metodo consiste in un algoritmo per ricavare un modello per profili radiali, mentre il secondo è l'estensione del metodo precedente al caso bidimensionale. Per prima cosa vi è la necessità di campionare logaritmicamente il profilo nel raggio, ottenendo il vantaggio di avere un buon rapporto tra segnale e rumore nelle regioni a grandi raggi, mantenendo inalterata l'informazione spaziale a piccoli raggi. Secondariamente risulta necessario ottenere la soluzione che minimizzi il  $\chi^2$  definito da:

$$\chi^2 = \sum_{i=1}^D \left[ \frac{C_i - \Sigma(R_i)}{C_i} \right]^2, \quad (4.4)$$

dove  $D$  è il numero di dati fotometrici  $C_i$  nel profilo osservato,  $R_i$  è l'asse maggiore dell'isofota corrispondente e  $\Sigma(R_i)$  coincide con il modello dato dalla sommatoria di gaussiane.

Per determinare il modello, si può utilizzare il fatto che la composizione di gaussiane è lineare nella luminosità totale, e quindi data una combinazione qualsiasi delle  $\sigma_j'$  è possibile trovare una semplice

soluzione al problema. In pratica, si risolve la minimizzazione dei minimi quadrati non lineari per le dispersioni, le quali devono essere spaziate logicamente in raggio a partire da un raggio minimo  $R_{\min} = 0.75\sigma_{\text{PSF}}$  fino ad arrivare ad un raggio massimo  $R_{\max}$  determinato dal massimo raggio dei dati fotometrici. Questo calcolo viene svolto utilizzando il metodo di Levenberg-Marquardt. A questo punto, per ogni insieme di valori delle dispersioni considerato nel passo precedente, si trova il miglior valore per la luminosità totale. Questo è un problema dei minimi quadrati non negativi (o NNLS dall'inglese *Non Negative Least Squares*) che può essere risolto utilizzando l'algoritmo sviluppato da Lawson & Hanson (1974).

Per estendere l'algoritmo monodimensionale definito per i profili radiali al caso di una distribuzione bidimensionale di brillantezza superficiale è necessario per prima cosa imporre che l'algoritmo bidimensionale ne riporti lo stesso risultato. Risulta possibile ottenere questa condizione interpolando in parallelo il modello di MGE in coordinate polari, lungo una serie di  $N_{\text{sec}}$  profili fotometrici misurati lungo settori uniformemente spaziatati in angolo dall'asse maggiore all'asse minore, mediando i settori di ogni quadrante.

Il campionamento lungo i settori risulta spaziatato logicamente nel raggio ellittico definito da:  $m'^2 = x'^2 + \frac{y'^2}{q'^2}$ , dove  $q'^2$  è il rapporto assiale delle isofote e  $x'$  e  $y'$  sono i valori di ordinata ed ascissa di un sistema di assi cartesiani con l'origine posizionata al centro della galassia. Questo garantisce che valga ancora la condizione di campionamento logaritmico, descritta precedentemente per i modelli monodimensionali.

I dati fotometrici sono ottenuti selezionando gruppi di *pixel* sull'immagine in base al loro raggio logaritmico che, dopo essere stati pesati per la loro luminosità e scartati se corrotti, permettono di ricavare le coordinate medie dei punti fotometrici.

Ora, assumendo un profilo di brillantezza superficiale a legge di potenza, l'errore relativo tra il modello e il profilo osservato risulta essere una funzione oscillante, che raggiunge il massimo errore relativo  $2N + 1$  volte con segni alterni. Una condizione simile esiste anche per la soluzione che minimizza il massimo errore assoluto, detta anche soluzione di 'minimax', di altre funzioni di approssimazione come i polinomi di Chebyshev e i polinomi razionali (vedi Press et al., 1992). Il campionamento logaritmico risulta essere fondamentale anche perché assicura che la soluzione che si ottiene nella minimizzazione coincida con l'approssimazione numerica, garantendo così che detta soluzione sia anche un minimo globale del  $\chi^2$ . Nel caso reale la condizione per la soluzione di minimax definita sopra non può sempre essere verificata, a causa della presenza del rumore e del numero finito di dati. Nonostante ciò, la convergenza di una soluzione globale risulta ancora verificabile tramite un'ispezione visiva del risultato: ogni gaussiana deve dare un contributo significativo al modello e la presenza di gaussiane che rimangono isolatamente più basse delle altre è un'indicazione che la soluzione non coincide con il minimo globale.

I risultati di MGE vengono raccolti in una tabella, in cui sono riportate, per ogni gaussiana del modello, le luminosità centrali  $L'_j$  in conteggi, le dispersioni  $\sigma'_j$  in pixel e i rapporti assiali  $q'_j$ ; e un'immagine dove vengono mostrate le curve di livello del modello a cui vengono sovrapposti i profili delle isofote osservate della galassia.

### 4.1.3 *Isophote Fitting*

ISOFIT è un metodo che permette di costruire dei modelli della brillantezza superficiale di una galassia, e consiste in un aggiornamento del modulo ELLIPSE di IRAF.

Le isofote della galassia vengono interpolate con delle ellissi a cui vengono aggiunte delle perturbazioni della forma di un'espansione in serie di Fourier scritta in funzione dell'angolo azimutale  $\phi$ . I coefficienti delle armoniche di Fourier  $A_n$  e  $B_n$  che si ottengono descrivono le deviazioni delle isofote dalla forma delle ellissi, e permettono di ricostruirne la forma (Carter, 1978; Jedrzejewski, 1987).

In ELLIPSE le isofote della galassia, non necessariamente concentriche, vengono interpolate su una serie predefinita di punti lungo l'asse maggiore. In ognuno di questi punti l'isofota di partenza consiste in una pura ellisse. Le stime delle coordinate del centro, dell'ellitticità e dell'angolo di posizione iniziali necessarie per inizializzare la procedura vengono inserite manualmente. Successivamente la galassia viene campionata lungo il percorso ellittico definito dall'isofota iniziale ottenendo l'andamento della

brillanza superficiale in funzione dell'angolo azimutale  $I(\phi)$ . La differenza tra l'isofota reale e questo modello viene rappresentata attraverso un'espansione di Fourier, nella quale vengono considerati diversi da zero solo i coefficienti  $A_{1,2}$  e  $B_{1,2}$ , cioè le coordinate del centro, l'ellitticità e l'angolo di posizione. Le migliori stime di questi coefficienti vengono ottenuti minimizzando il valore di un  $\chi^2$  definito da:

$$\chi^2 = \sum_{i=1}^N [I(\phi_i) - I_{\text{modello}}(\phi_i)]^2, \quad (4.5)$$

dove  $I(\phi_i)$  e  $I_{\text{modello}}(\phi_i)$  sono la brillanza superficiale osservata e la brillanza superficiale calcolata sul modello di isofota spaziando lungo  $N$  valori dell'angolo azimutale.

Successivamente le armoniche di ordine più alto vengono aggiunte aggiornando la definizione del modello, e ricalcolando un  $\chi^2$  analogo al precedente. In tal modo si migliora l'accuratezza dei modelli ottenuti. Il modello della brillanza superficiale campionata sulle isofote prodotto da ELLIPSE può essere scritto in funzione dei coefficienti dell'espansione di Fourier come:

$$I_{\text{modello}}(\phi) = \langle I_{\text{ell}} \rangle + \sum_n [A_n \cos(n\phi) + B_n \sin(n\phi)], \quad (4.6)$$

dove  $\langle I_{\text{ell}} \rangle$  è la brillanza superficiale media lungo una ellisse.

Sfortunatamente quando le galassie presentano delle forme particolarmente complesse, come nel caso di galassie a disco osservate di taglio o galassie in cui le isofote mostrano grandi deviazioni dalla forma ellittica, il modello risultante di ELLIPSE non converge più a soluzioni realistiche. Questo è causato dal modo in cui ELLIPSE campiona e parametrizza le ellissi. I modelli vengono costruiti a partire intervalli spaziatati uniformemente nell'angolo azimutale  $\phi$ . Per un cerchio la lunghezza dei settori che si ottengono è uniforme, mentre per un'ellisse queste lunghezze dipendono dall'angolo azimutale  $\phi$ . I settori definiti lungo l'asse maggiore risultano più grandi di quelli definiti lungo quello minore. Per correggere questo effetto ISOFIT campiona le isofote utilizzando l' 'anomalia eccentrica'  $\psi$  che è il parametro angolare naturale per la forma ellittica ed è legato all'angolo azimutale da:

$$\psi = -\arctan\left(\frac{\tan \phi}{1 - e}\right), \quad (4.7)$$

dove,  $e = 1 - b/a$  è l'ellitticità dell'ellissi con asse maggiore  $a$  e l'asse minore  $b$  dell'ellissi. Campionando uniformemente in  $\psi$  si ottengono dei settori della stessa dimensione lungo tutta l'ellissi. Sostituendo all'angolo azimutale l'anomalia eccentrica modello di ELLIPSE può essere riscritto come:

$$I_{\text{modello}}(\psi) = \langle I_{\text{ell}} \rangle + \sum_n [A_n \cos(n\psi) + B_n \sin(n\psi)]. \quad (4.8)$$

Inoltre in ISOFIT tutte le armoniche di ordine  $\geq 2$  vengono interpolate contemporaneamente. In questo modo tutti gli ordini contribuiscono al modello dell'isofota, dove in ELLIPSE ogni ordine coincideva con la miglior stima della componente dominante la forma dell'isofota. Mentre in ELLIPSE il numero di armoniche che si possono includere è praticamente illimitato, in ISOFIT, dal momento che tutti gli ordini vengono calcolati contemporaneamente, il numero delle armoniche utili si riduce.

I risultati di ISOFIT vengono riportati in una tabella che contiene per ogni isofota il valore del semiasse maggiore  $sma$  [pixel], della brillanza superficiale in  $I$  [conteggi pixel<sup>-1</sup>], dell'ellitticità, dell'angolo di posizione  $P.A.$  [°], le coordinate del centro  $X_0$  [pixel] e  $Y_0$  [pixel], i valori del gradiente radiale locale dell'intensità  $\partial I / \partial sma$  e dei valori  $AI_n$  e  $BI_n$  da cui è possibile ricavare i coefficienti adimensionali dell'espansione di Fourier  $A_n$  e  $B_n$ . Per ognuno di questi valori, con l'eccezione del semiasse maggiore, vengono anche riportati i relativi errori.

Per quanto riguarda ELLIPSE esiste una procedura, denominata BMODEL, che permette di costruire i modelli della brillanza superficiale bidimensionali interpolando la brillanza superficiale delle isofote in funzione del semiasse maggiore. BMODEL però utilizza solo le armoniche  $A_n$  e  $B_n$  con  $n \leq 4$ . Ciambur (2015) ha introdotto, parallelamente ad ISOFIT, una versione aggiornata di BMODEL, chiamata CMODEL, che utilizza tutte le armoniche disponibili parametrizzate attraverso l'anomalia eccentrica e non l'angolo azimutale. permettendo di costruire dei modelli della brillanza superficiale accurati.



#### 4.1.4 Applicazioni dell'analisi fotometrica alle lenti gravitazionali

Nel caso in cui si osservino dei sistemi lensati gravitazionalmente nell'ottico o nel vicino infrarosso il contributo della lente generalmente domina la brillantezza superficiale del sistema e in alcuni casi può arrivare a coprire o a fondersi con le immagini lensate della sorgente. I modelli di brillantezza superficiale possono essere utilizzati per modellare il contributo delle lenti che possono essere quindi sottratte dalle immagini. I residui di questa sottrazione possono essere utilizzati inizialmente per confermare la natura del sistema osservato mettendo in luce strutture nascoste dalla lente (e.g. Negrello et al., 2017). Successivamente, combinati con le immagini del rumore e della PSF ricavati dal modello, è possibile applicare dei metodi in grado di risolvere l'equazione delle lenti ricavando la distribuzione superficiale di massa e ricostruendo la distribuzione di brillantezza superficiale della sorgente (e.g. Dye et al., 2014). La prima fase di questa analisi è stata applicata ai casi particolari di HELMS J005841.2-011149 e di HELMS J003619.8+002420 permettendo di identificare e conformare le strutture dei sistemi lensati.

## 4.2 HELMS J005841.2-011149

La lente del sistema HELMS J005841.2-011149 è una galassia a disco osservata di taglio. Le isofote caratteristiche dei dischi osservati di taglio presentano dei rapporti assiali tra l'asse minore e il maggiore che tendono a zero. Ciò rende questo tipo di sistemi particolarmente difficili da modellare attraverso metodi parametrici, come GASP2D e MGE. In questo caso risulta necessario utilizzare un modello della distribuzione della brillantezza superficiale che sia non parametrico, che può essere costruito tramite ISOFIT e CMODEL.

### 4.2.1 Proprietà della galassia

HELMS J005841.2-011149, chiamato anche HELMS23 (Nayyeri et al., 2016), è un sistema lensato gravitazionalmente composto da una galassia che agisce da lente gravitazionale, e da almeno due immagini compatte e brillanti di una sorgente di fondo lensata. HELMS J005841.2-011149 è stato individuato nella campagna osservativa submillimetrica HELMS seguendo le tecniche di ricerca delle lenti gravitazionali descritte nella Sez. 2.4.

Le coordinate ricavate dalla componente submillimetrica di HELMS J005841.2-011149 sono un'ascensione retta  $R.A.$  (J2000.0) =  $00^{\text{h}} 58^{\text{m}} 41^{\text{s}}.2$  e una declinazione  $Dec.$  (J2000.0) =  $-1.0^{\circ} 11' 49''.0$ . Nella Fig. 4.1 vengono mostrate le osservazioni ottenute con lo strumento SPIRE di *Herschel* nelle bande centrate a 250, 350 e 500  $\mu\text{m}$ , un'immagine della DR12 della SDSS e le osservazioni ottenute con il satellite *Wide Field Infrared Explorer* (WISE) nelle bande W1 a 3.4  $\mu\text{m}$  e W2 a 4.6  $\mu\text{m}$ . Le densità di flusso osservate da SPIRE sono  $S_{250 \mu\text{m}} = 391 \pm 7 \text{ mJy}$ ,  $S_{350 \mu\text{m}} = 273 \pm 6 \text{ mJy}$  e  $S_{500 \mu\text{m}} = 126 \pm 8 \text{ mJy}$  (Nayyeri et al., 2016). Della lente del sistema HELMS J005841.2-011149 è disponibile anche il *redshift* fotometrico  $z_1 = 0.375 \pm 0.078$  calcolato con il metodo *PhotZ KD Tree* (Csabai et al., 2007) su immagini della DR12 della SDSS.

Immagini successive ad alta risoluzione di HELMS J003619.8+002420 sono state eseguite tramite HST durante le osservazioni legate al *proposal* 15424. La descrizione del *proposal* è riportata nella Sez. 3.1, mentre i dettagli dell'acquisizione e della riduzione dell'immagine sono riportati nella Sez. 3.2.

L'immagine nella banda F110W di HST è mostrata nella Fig. 4.2. La scala spaziale dell'immagine è  $s = 0.064 \text{ arcsecpixel}^{-1}$  e coincide con circa la metà della scala originale del canale IR della WFC3.

### 4.2.2 Misura della brillantezza superficiale del cielo

Prima di procedere con la costruzione del modello della brillantezza superficiale della lente, l'immagine è stata analizzata allo scopo di misurare il valore della brillantezza superficiale del cielo ed successivamente sottrarlo.

L'idea fondamentale è quella di costruire un primo profilo radiale esteso di brillantezza superficiale, a partire dalle regioni più esterne dell'oggetto fino ad arrivare alle zone esclusivamente dominate dal cielo. Il procedimento con il quale viene costruito il profilo della brillantezza superficiale del cielo prevede che vengano individuate le coordinate del centro, l'angolo di posizione, e l'ellitticità delle

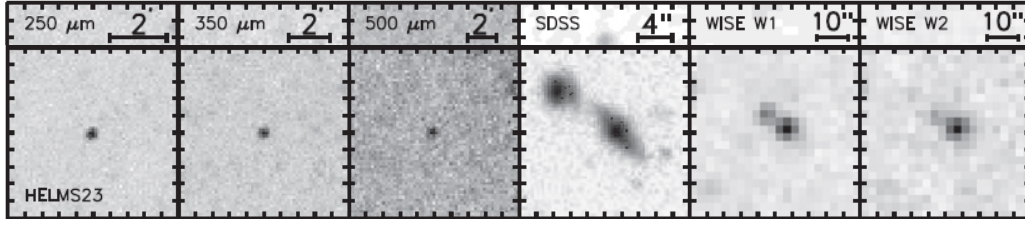


Figura 4.1: Osservazioni di HELMS J005841.2-011149. Nella figura superiore vengono mostrate le scale spaziali e le bande riferite alle immagini riportate nella figura sottostante. Le prime tre colonne corrispondono alle osservazioni SPIRE centrate a 250, 350 e 500  $\mu\text{m}$ . La quarta colonna corrisponde all'immagine della DR12 della SDSS. La quinta e la sesta colonna corrispondono rispettivamente alle osservazioni WISE a 3.4  $\mu\text{m}$  e 4.6  $\mu\text{m}$  (Nayyeri et al., 2016).

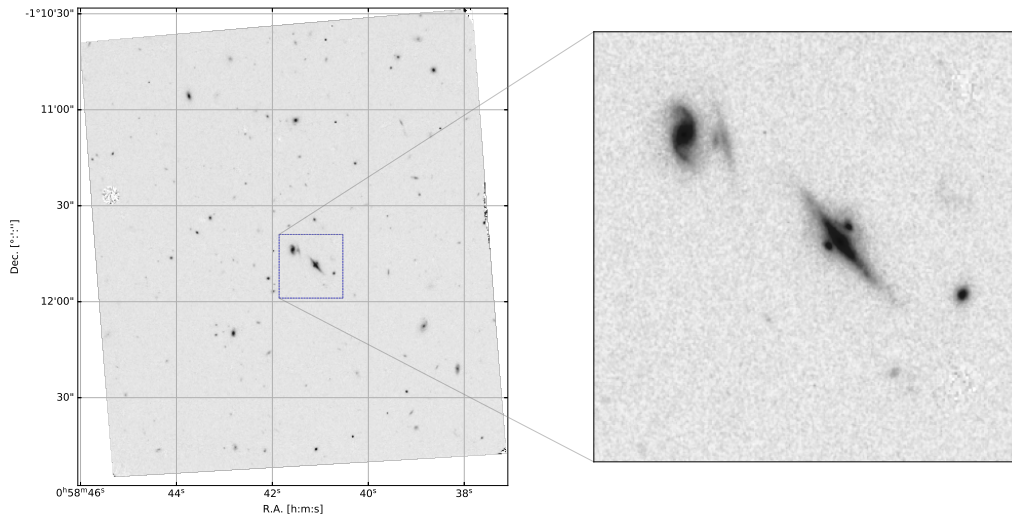


Figura 4.2: Immagine nella banda WFC3/F110W di HELMS J005841.2-011149. L'asse delle ordinate coincide con la declinazione mentre quello delle ascisse con l'ascensione retta all'epoca J2000.0. L'immagine è orientata in maniera da avere il Nord verso l'alto e l'Est verso sinistra. Nella figura a destra si può vedere un ingrandimento delle dimensioni di  $20 \times 20 \text{ arcsec}^2$  centrato nelle coordinate dell'emissione su millimetrica individuata da *Herschel*.

regioni centrali della lente, siano mascherate le sorgenti indesiderate, vengano interpolate le isofote delle regioni esterne della galassia e del cielo ed infine sia stimato e sottratto il valore della brillantezza superficiale media del cielo.

Tramite una prima ispezione visiva del campo di vista dell'immagine in banda F110W è stato possibile individuare il sistema HELMS J005841.2-011149. Utilizzando la procedura IMEXAMINE di IRAF è stato individuato il *pixel* più luminoso nelle regioni centrali della galassia, le cui coordinate sono state assunte come stima preliminare della posizione del centro della lente di HELMS J003619.8+002420. Queste coordinate relative all'immagine sono (1158.6, 1070.5) in *pixel* e (74.4, 68.7) in arcsec. IMEXAMINE ha inoltre fornito delle stime iniziali del flusso luminoso misurato in conteggi, ottenuto come la somma dei valori misurati dei *pixel* nella regione campionata, l'angolo di posizione  $PA$  e l'ellitticità  $e$  caratteristici delle regioni più interne di HELMS J005841.2-011149.

I valori di angolo di posizione  $PA = -55^\circ$ , misurato in verso antiorario dalla direzione del Nord, ed ellitticità  $e = 0.38$  e delle coordinate del centro sono stati utilizzati come stime iniziali per interpolare le isofote della lente di HELMS J005841.2-011149 con delle ellissi.

Prima di eseguire l'interpolazione delle isofote con delle ellissi è necessario mascherare tutte le sorgenti spurie come le stelle di campo, le galassie vicine e le galassie di fondo con l'eccezione della lente di HELMS J005841.2-011149. Essendo l'obiettivo di questa operazione quello di costruire un

profilo radiale della brillantezza superficiale del cielo, è necessario mascherare con particolare attenzione le sorgenti presenti nelle regioni periferiche della galassia. La maschera è stata creata coprendo manualmente le sorgenti interessate tramite l'apposito comando fornito da ISOFIT. Per costruire un modello efficace della lente di HELMS J005841.2-011149 è stato necessario mascherare le due immagini della sorgente lensata. Questa maschera dev'essere sia il più ridotta possibile in maniera da avere abbastanza informazioni per poter costruire il modello, che coprire il contributo delle immagini lensate che altrimenti impedirebbero la convergenza del modello. La maschera così ottenuta è stata salvata in un'immagine in formato FITS ed utilizzata nelle fasi successive (Fig. 4.3).

ISOFIT ha permesso di interpolare le isofote della lente e del cielo nella regione di semiassi maggiori compresa tra 100 pixel (6.4 arcsec) e 800 pixel (51.4 arcsec). Per avere una serie di dati sufficientemente popolata è stato utilizzato un passo del semiasse maggiore tra ellissi consecutive di 1 pixel. L'angolo di posizione e l'ellitticità delle ellissi sono stati assunti costanti e coincidenti con i dati ottenuti con IMEXAMINE. Questi valori risultano essere irrilevanti per la stima del residuo della brillantezza superficiale del cielo in quanto questa risulta essere indipendente dalla direzione in cui viene eseguito il campionamento e dalla forma delle ellissi con cui viene interpolato. Ad ISOFIT è stato permesso di interpolare tutte le isofote con almeno il 50% dei pixel mascherati. Questo per assicurarsi che l'interpolazione non si bloccasse incontrando regioni fortemente mascherate e/o uscendo parzialmente dai confini dell'immagine.

Per operare una stima del valore residuo della brillantezza superficiale del cielo sono stati utilizzati esclusivamente i valori della brillantezza superficiale e del suo errore. Sono stati interpolati con una retta i valori della brillantezza superficiale pesati con il loro errore partendo dal centro della lente fino ad arrivare al semiasse maggiore massimo di  $sma_{\max} = 800$  pixel. Questo è stato fatto minimizzando la distanza tra il modello calcolato ad ogni valore del semiasse maggiore e i dati osservati. La minimizzazione è stata eseguita con il metodo dei minimi quadrati non lineare di Levenberg-Marquardt (Press et al., 1992), implementato nella procedura `curve_fit` contenuta nel pacchetto `optimize` del modulo `scipy`<sup>3</sup> (Virtanen et al., 2020). Questo procedimento è stato ripetuto aumentando progressivamente il valore del semiasse minimo dell'intervallo, che risulta essere all' $i$ -esimo passo  $Intervallo_i = [i, sma_{\max}]$ , in maniera da coprire regioni sempre più lontane dal centro lente fino ad arrivare ai limiti della regione campionata. Per ogni intervallo è stato tabulato il valore del coefficiente angolare della retta di interpolazione e del relativo errore. È stato definito come valore del semiasse maggiore 'limite' quello a cui è associato il primo coefficiente angolare, che combinato con l'errore, risulta compatibile con zero. Il valore del semiasse limite è stato utilizzato per definire l'intervallo di  $sma$  corrispondenti alla regione dell'immagine dominata dal cielo. La mediana dei valori della brillantezza superficiale corrispondenti a questa regione è stata utilizzata come stima della brillantezza superficiale del cielo. Più in dettaglio, il valore di brillantezza superficiale del cielo risulta essere di  $I_{\text{cielo}} = -0.48 \pm 0.09$  conteggi pixel<sup>-1</sup> dove l'errore corrisponde allo scarto quadratico medio associato alla mediana ed è ottenuto a partire dalle brillanzze superficiali delle isofote con semiassi maggiori compresi tra 226 pixel (14.5 arcsec) e 800 pixel (51.4 arcsec) (Fig. 4.4).

### 4.2.3 Calibrazione fotometrica e modello della brillantezza superficiale

Come stime per inizializzare il modello ISOFIT della lente sono stati utilizzati i valori delle coordinate del centro  $x_0 = 1158.27$  pixel,  $y_0 = 1072.19$  pixel, dell'angolo di posizione  $PA = 40.4$  deg e dell'ellitticità  $e = 0.73$ , calcolati al semiasse maggiore  $sma = 55$  pixel grazie ad una applicazione preliminare di ISOFIT, inizializzata con i parametri di IMEXAMINE ricavati per la determinazione della brillantezza superficiale del cielo.

Nel modello di ISOFIT definitivo sono state ottenute, oltre alle coordinate del centro, l'ellitticità e l'angolo di posizione, i valori dei coefficienti delle armoniche  $A_{2,3,4,6,8,10}$  e  $B_{2,3,4,6,8,10}$  misurati tra il centro della lente e un semiasse maggiore massimo di 100 pixel (6.4 arcsec). La scelta di queste particolari armoniche è stata fatta in quanto, quando si è in presenza di strutture fortemente simmetriche rispetto agli assi minore e/o maggiore, come lo è un disco, i coefficienti armoniche pari contengono

<sup>3</sup>Disponibile al sito <https://www.scipy.org/install.html>

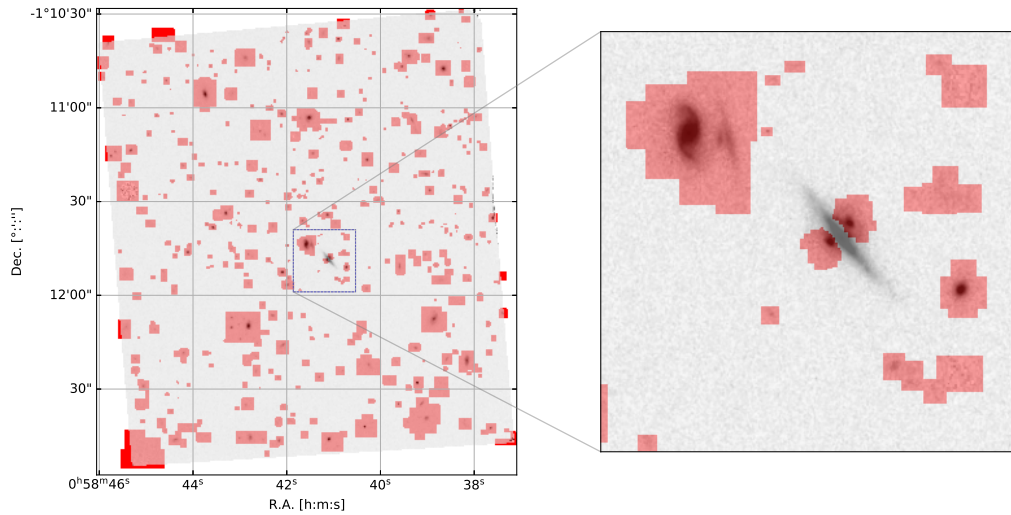


Figura 4.3: Immagine WFC3/F110W di HELMS J005841.2-011149 con sovrapposte in rosso le regioni mascherate. A sinistra viene mostrato un ingrandimento di  $20 \times 20$  arcsec<sup>2</sup>.

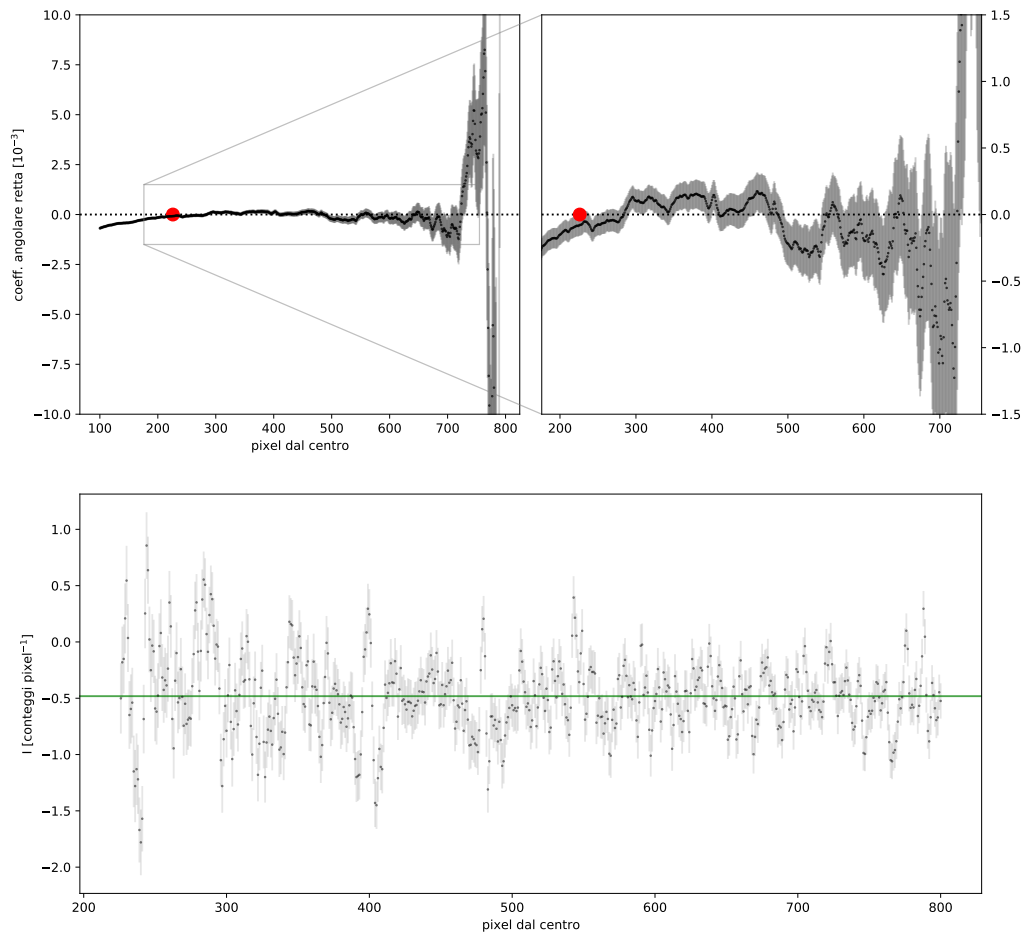


Figura 4.4: Stima del cielo nell'immagine WFC3/F110W di HELMS J005841.2-011149. Nelle due figure in alto viene mostrato l'andamento dei valori dei coefficienti angolari delle rette in funzione del valore del semiasse maggiore minimo che definisce l'intervallo di interpolazione. Il punto rosso corrisponde al semiasse maggiore limite. Nella figura in basso viene mostrato l'andamento della brillantezza superficiale nell'intervallo radiale definito dal semiasse maggiore limite. Il valore mediano della brillantezza superficiale del cielo è rappresentato dalla linea verde.

la maggior parte delle informazioni sulla struttura della galassia e permettono la costruzione di un modello accurato (Ciambur, 2015).

Il passaggio successivo è quello di trasformare le unità di misura da strumentali a osservative come gli arcsec per le distanze e le mag arcsec<sup>-2</sup> per la brillantezza superficiale. Questo è stato fatto per i valori dei semiassi maggiori, per le brillanze superficiali e per i coefficiente dell'espansione di Fourier delle isofote, che come riportati da ISOFIT non sono adimensionali.

Per i semiassi maggiori è stato sufficiente moltiplicare i valori misurati in pixel per la scala spaziale  $s$  delle immagini:

$$sma \text{ [arcsec]} = sma \text{ [pixel]} \cdot s \text{ [arcsec pixel}^{-1}\text{]}. \quad (4.9)$$

Per trasformare la brillantezza superficiale da conteggi pixel<sup>-1</sup> a mag arcsec<sup>-2</sup> è necessario, per prima cosa passare da conteggi pixel<sup>-1</sup> a tassi di conteggi per pixel dividendo per il tempo di esposizione  $t_{\text{esp}} = 251.75$  s. Successivamente è possibile convertire l'area di un pixel in arcsec<sup>2</sup>. Tale procedura può essere fatta dividendo per la scala spaziale al quadrato. Per ultimo è necessario passare da conteggi s<sup>-1</sup> arcsec<sup>-2</sup> a mag arcsec<sup>-2</sup> tramite la relazione:

$$\mu_{AB} = -2.5 \log \left( \frac{I \text{ [conteggi pixel}^{-1}\text{]}}{t_{\text{esp}} \text{ [s]} s^2 \text{ [arcsec}^2 \text{ pixel}^{-1}\text{]}} \right) + zpt_{AB}, \quad (4.10)$$

dove la costante  $zpt_{AB}$  è il punto zero fotometrico del sistema fotometrico ABMAG (Oke, 1964).

Il punto zero fotometrico è un modo di esprimere la sensibilità di una particolare combinazione degli effetti della risposta dei filtri, delle ottiche dello strumento e del telescopio, dell'efficienza quantica del rivelatore, etc. con cui vengono eseguite delle osservazioni. Comunemente il punto zero fotometrico è definito come la magnitudine di una sorgente di tipo stellare che produce sul rivelatore un conteggio al secondo. Il punto zero fotometrico  $zpt_{AB}$  nel sistema fotometrico di HST è dato dalla relazione (Siriani et al., 2005):

$$zpt_{AB} = -2.5 \log(PHOTFLAM) - 21.10 - 5 \log(PHOTPLAM) + 18.692, \quad (4.11)$$

dove  $PHOTFLAM = 1.53 \cdot 10^{-20}$  è detta sensibilità inversa e corrisponde alla densità di flusso di una stella che produce una risposta di un e<sup>-</sup> s<sup>-1</sup> nella banda F110W e  $PHOTPLAM = 11534.46 \text{ \AA}$  è la lunghezza d'onda efficace del filtro F110W.

Sostituendo questa definizione nell'Eq. 4.10 si ottiene finalmente la relazione che permette di trasformare la brillantezza superficiale in unità di mag arcsec<sup>-2</sup>

Per trasformare i coefficienti  $AI_n$  e  $BI_n$  prodotti da ISOFIT nei coefficienti adimensionali caratteristici dell'espansione di Fourier è stato sufficiente dividere il valore di  $AI_n$  e  $BI_n$  per il gradiente locale e per il semiasse maggiore:

$$A_n = \frac{AI_n}{(\partial I / \partial sma) sma} \quad \text{e} \quad B_n = \frac{BI_n}{(\partial I / \partial sma) sma}. \quad (4.12)$$

Grazie alla procedura CMODEL, la brillantezza superficiale delle isofote è stata interpolata in funzione della distanza dal centro, permettendo di costruire il modello bidimensionale della distribuzione della brillantezza superficiale della lente. I profili, campionati lungo il semiasse maggiore, della brillantezza superficiale, dell'ellitticità, dell'angolo di posizione e dei coefficienti  $A_{3,4,6,8,10}$  e  $B_{3,4,6,8,10}$  e le immagini osservate, del modello CMODEL e dei residui osservato - modello sono riportati nella Fig. 4.5. L'immagine dei residui, ingrandita nella Fig. 4.6, mostra, oltre alle due immagini compatte e brillanti già evidenti nell'immagine originale, una serie di strutture disposte poste lungo l'asse maggiore del disco. Essendo il modello ISOFIT non parametrico non è chiaro se queste siano delle parti del disco non modellate accuratamente, dei residui di immagini multiple parzialmente inclusi nel modello di lente o entrambe.

### 4.3 HELMS J003619.8+002420

Di seguito viene presentato un modello della distribuzione della brillantezza superficiale della lente del sistema HELMS J003619.8+002420. Questo modello è stato costruito grazie a GASP2D. Diversamente

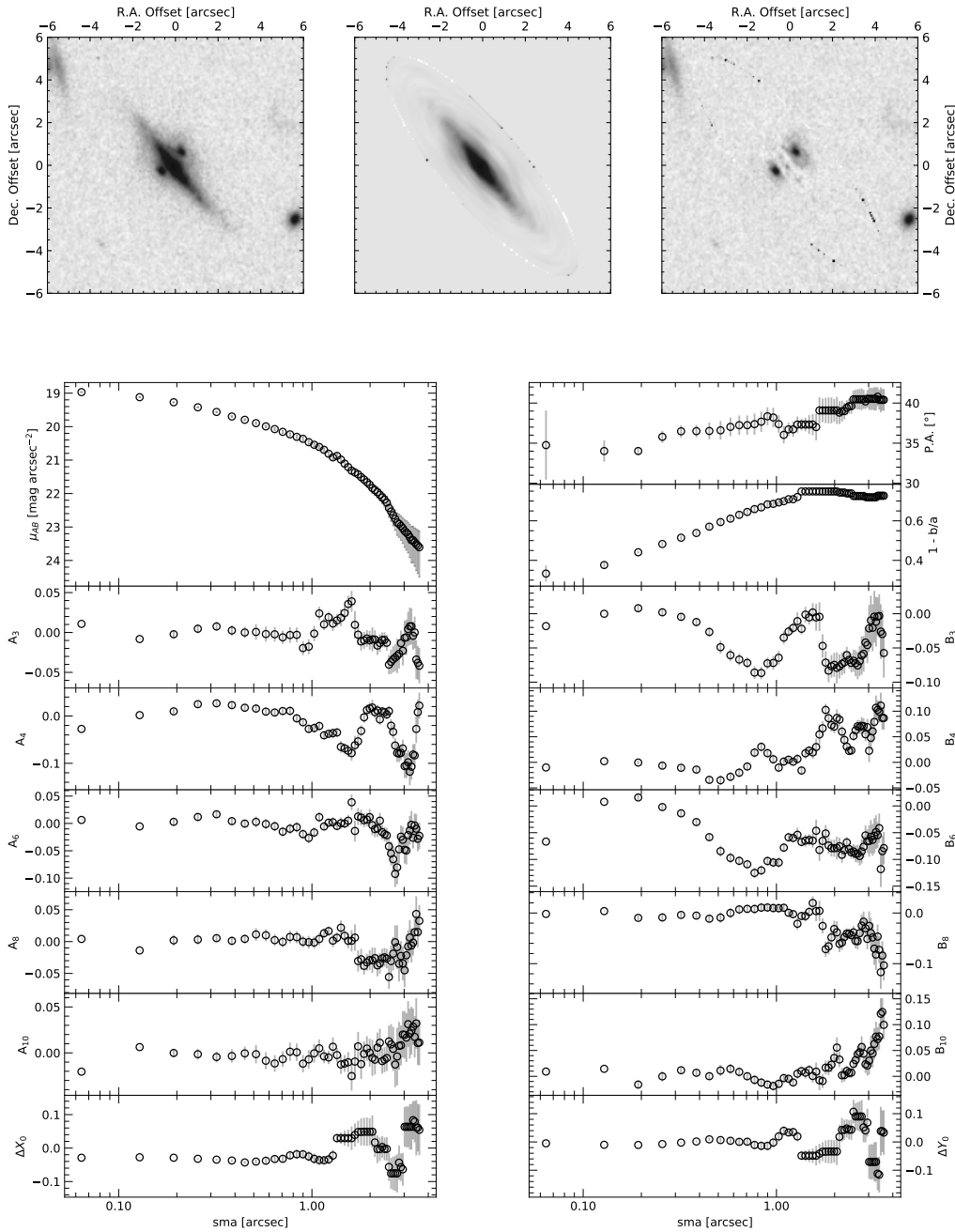


Figura 4.5: Modello fotometrico di HELMS J005841.2-011149. Nei tre riquadri superiori vengono mostrati da sinistra verso destra l'immagine di HELMS J005841.2-011149, il modello della distribuzione della brillantezza superficiale ottenuto con ISOFIT e CMODEL e l'immagine dei residui osservato - modello. Nelle due colonne in basso sono riportati i profili risultanti da ISOFIT. Nella prima colonna vengono mostrati dall'alto verso il basso l'andamento in funzione del semiasse maggiore della brillantezza superficiale in  $\text{mag arcsec}^{-2}$ , e dei coefficienti  $A_{3,4,6,8,10}$  e della differenza tra la coordinata osservata  $x$  in pixel del centro e il suo valor medio. Nella colonna di destra sono riportati i profili dell'angolo di posizione, dell'ellitticità  $1 - b/a$  dei coefficienti  $B_{3,4,6,8,10}$  e della differenza tra la coordinata osservata  $y$  del centro in pixel osservata con il valor medio

dal caso precedente, nel quale la difficoltà principale consiste nel modellare la struttura del disco della lente, in HELMS J003619.8+002420 la lente ha un profilo relativamente semplice ma che va modellato in maniera più 'rigida' possibile per evitare di includere accidentalmente nel modello le immagini lensate.

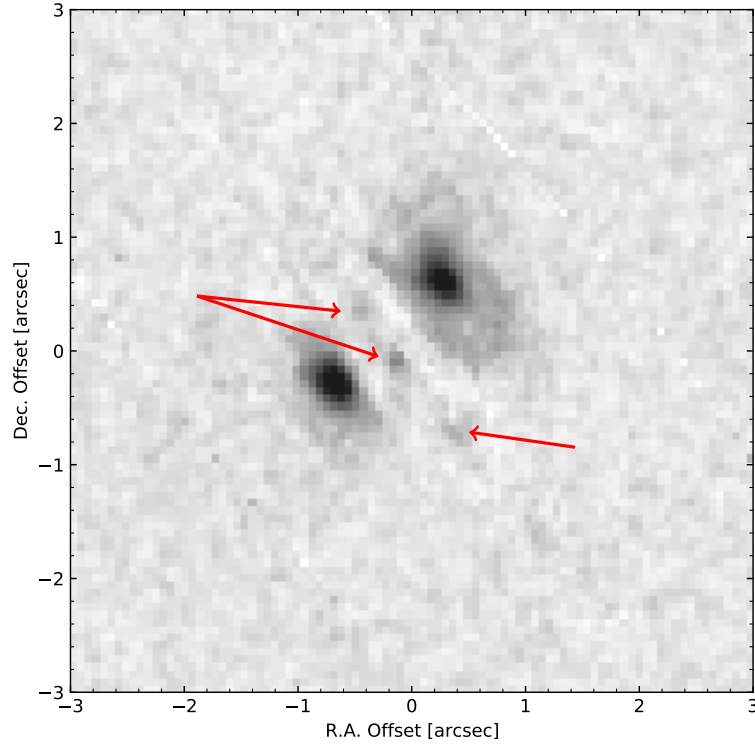


Figura 4.6: Immagine dei residui osservato - modello della lente di HELMS J005841.2-011149. Le frecce rosse indicano delle strutture deboli visibili dopo la sottrazione della lente.

### 4.3.1 Proprietà della galassia

HELMS J003619.8+002420, chiamato anche HELMS14 (Nayyeri et al., 2016), è un sistema lensato gravitazionalmente composto da una galassia ellittica, identificata anche con il nome DES J003619.82+002417.7, che agisce da lente gravitazionale, e da almeno archi e potenzialmente due immagini compatte causati da una sorgente di fondo lensata. HELMS J003619.8+002420 è stato individuato nella campagna osservativa submillimetrica HELMS.

Le coordinate della componente submillimetrica di HELMS J003619.8+002420 sono un'ascensione retta  $R.A.$  J2000.0 =  $00^{\text{h}} 36^{\text{m}} 19^{\text{s}}.80$  e una declinazione  $Dec.$  J2000.0 =  $+00^{\circ} 24' 20''.00$ .

L'emissione ottica della lente, di coordinate  $R.A.$  J2000.0 =  $00^{\text{h}} 36^{\text{m}} 19^{\text{s}}.83\text{e}$  e  $Dec.$  J2000.0 =  $+00^{\circ} 24' 17''.78$ , è stata studiata da Rykoff et al. (2016) nel contesto dell'analisi del catalogo di ammassi di galassie costruito con il metodo *Red-sequence Matchedfilter Probabalistic Percolation Cluster Finder* (redMaPPer; Rykoff et al., 2014) applicato su un campo di  $150 \text{ deg}^2$  della campagna osservativa *Dark Energy Survey* (Diehl et al., 2014).

Nella Fig. 4.7 vengono mostrate: le osservazioni ottenute con lo strumento SPIRE di *Herschel*, nelle bande centrate a 250, 350 e 500  $\mu\text{m}$ , un'immagine della DR12 della SDSS e le osservazioni ottenute con il satellite *Wide Field Infrared Explorer* (WISE) nelle bande W1 a 3.4  $\mu\text{m}$  e W2 a 4.6  $\mu\text{m}$ . Le densità di flusso osservate da SPIRE sono  $S_{250 \mu\text{m}} = 251 \pm 6 \text{ mJy}$ ,  $S_{350 \mu\text{m}} = 247 \pm 6 \text{ mJy}$  e  $S_{500 \mu\text{m}} = 148 \pm 7 \text{ mJy}$  (Nayyeri et al., 2016).

Della lente del sistema HELMS J003619.8+002420 sono disponibili il *redshift* spettroscopico  $z_l = 0.258 \pm 0.00005$  e le magnitudini nelle bande  $u_{AB} = 20.977 \pm 0.212 \text{ mag}$ ,  $g_{AB} = 19.095 \pm 0.018 \text{ mag}$ ,  $r_{AB} = 17.642 \pm 0.009 \text{ mag}$ ,  $i_{AB} = 17.107 \pm 0.008 \text{ mag}$  e  $z_{AB} = 16.76 \pm 0.02 \text{ mag}$  ottenuti a partire da osservazioni contenute nella DR12 della SDSS (Rykoff et al., 2016).

Durante le osservazioni legate al *proposal* 15424 sono state ottenute delle immagini HST ad alta risoluzione di HELMS J003619.8+002420. La descrizione del *proposal* è riportata nella Sez. 3.1, mentre i dettagli dell'acquisizione e della riduzione dell'immagine sono riportati nella Sez. 3.2. L'immagine nella bada F110W di HST è riportata nella Fig. 4.8. La scala spaziale dell'immagine è  $s = 0.064 \text{ arcsec pixel}^{-1}$ , e coincide con circa la metà della scala originale del canale IR della WFC3.

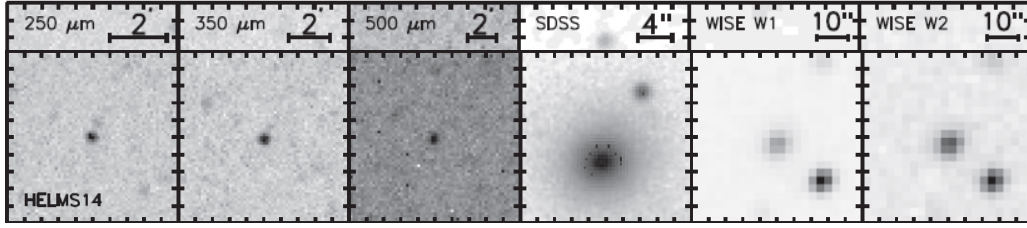


Figura 4.7: Osservazioni di HELMS J003619.8+002420. Nella figura superiore vengono mostrate le scale spaziali e le bande riferite alle immagini riportate nella figura sottostante. Le prime tre colonne corrispondono alle osservazioni SPIRE centrate a 250, 350 e 500  $\mu\text{m}$ . La quarta colonna corrisponde all'immagine della DR12 della SDSS. La quinta e la sesta colonna corrispondono rispettivamente alle osservazioni WISE a 3.4  $\mu\text{m}$  e 4.6  $\mu\text{m}$  (Nayyeri et al., 2016).

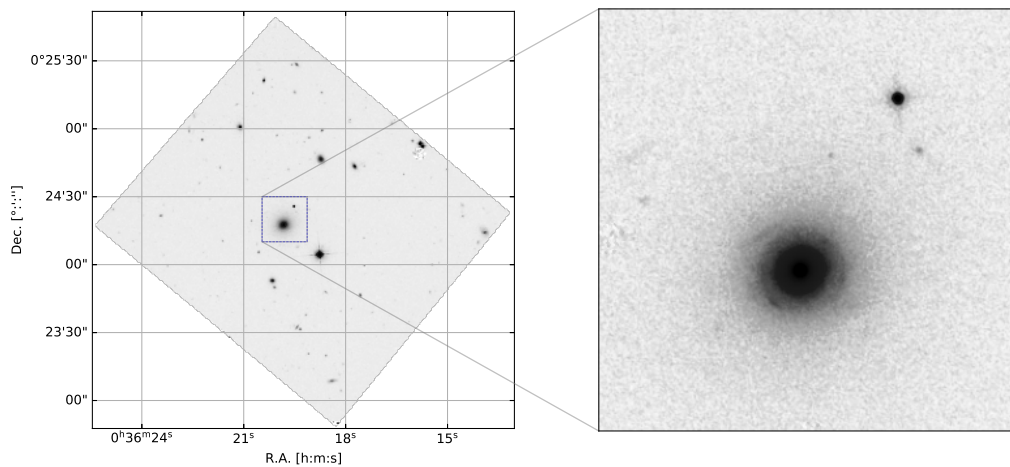


Figura 4.8: Nella figura viene mostrata l'immagine di HELMS J003619.8+002420 osservata nella banda F110W. L'asse delle ordinate coincide con la declinazione mentre quello delle ascisse con l'ascensione retta all'epoca J2000.0. L'immagine è orientata in maniera da avere il Nord verso l'alto e l'Est verso sinistra. Nella figura a destra si può vedere un ingrandimento delle dimensioni di  $20 \times 20 \text{ arcsec}^2$  centrato nelle coordinate dell'emissione submillimetrica individuata da *Herschel*.

### 4.3.2 Misura della brillantezza superficiale del cielo

La misura e la sottrazione della brillantezza superficiale del cielo è stata fatta seguendo lo stesso procedimento descritto per HELMS J005841.2-011149 (Sez.4.3). Per inizializzare l'interpolazione delle isofote del cielo con ISOFIT sono stati utilizzati i valori delle coordinate del centro  $x_0 = 1292.99$  pixel e  $1385.93$  pixel, dell'angolo di posizione  $PA = 40^\circ$  e dell'ellitticità  $e = 0.03$  ottenuti con IMEXAMINE nelle regioni centrali della lente. La maschera delle sorgenti indesiderate è riportata nella Fig. 4.9. Mentre i risultati dell'analisi delle isofote del cielo sono riportati nella Fig. 4.10. La brillantezza superficiale del cielo risulta  $I_{\text{cielo}} = -0.83 \pm 0.15 \text{ conteggi pixel}^{-1}$

### 4.3.3 Calibrazione fotometrica e modello della brillantezza superficiale

Sulle immagini è stata eseguita la stessa calibrazione applicata a HELMS J005841.2-011149 utilizzando una formula analoga all'Eq. 4.9 per le distanze e una formula analoga all'Eq. 4.10 per la calibrazione fotometrica.

Per poter costruire il modello di brillantezza superficiale con GASP2D è necessario conoscere, oltre al valore della brillantezza superficiale del cielo, già stimato, le proprietà della PSF e il rumore associato al cielo.



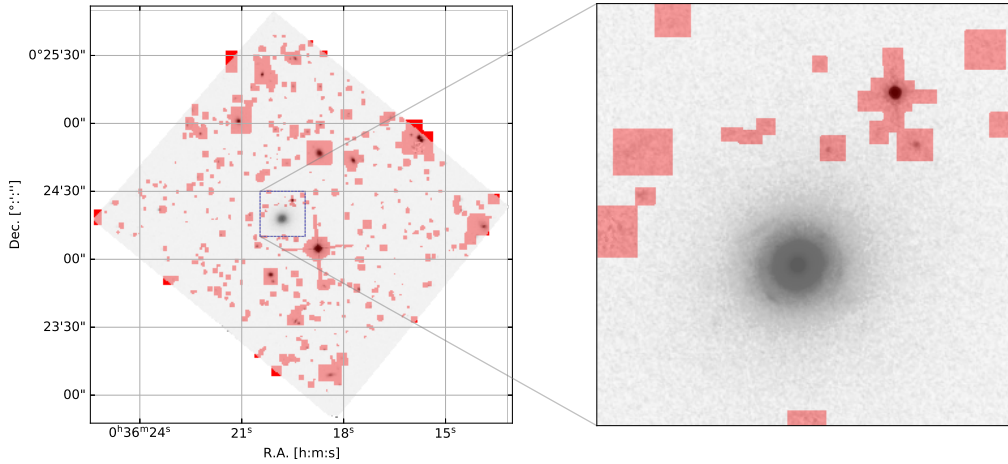


Figura 4.9: Immagine WFC3/F110W di HELMS J003619.8+002420 con sovrapposte in rosso le regioni mascherate. A sinistra viene mostrato un ingrandimento di  $20 \times 20$  arcsec<sup>2</sup>.

La PSF è stata determinata modellando una stella del campo, vicina al sistema lensato, con una funzione di Moffat definita dalla relazione:

$$I_{\text{PSF}} = I_{0, \text{PSF}} \left( 1 + \left( \frac{r_{\text{PSF}}}{\alpha} \right)^2 \right)^{-\beta}, \quad (4.13)$$

dove  $\alpha$  e  $\beta$  definiscono la forma del profilo e sono legati alla FWHM della PSF dalla relazione  $\text{FWHM} = 2\alpha(2^{1/\beta} - 1)^{1/2}$ ,  $R_{\text{PSF}}$  è il raggio della PSF e  $I_{0, \text{PSF}}$  è l'intensità centrale della PSF. L'interpolazione della funzione di Moffat è stata eseguita con la procedura IMEXAMINE sulla stella centrata a  $x_s = 1362.67$  pixel e  $y_s = 1510.40$  pixel utilizzando un raggio di apertura  $r = 8$  pixel (Fig. 4.11). I parametri riportati da IMEXAMINE sono  $\beta = 5.03$  e il valore della FWHM = 2.69 pixel.

Sempre utilizzando IMEXAMINE è stata determinata una stima del rumore associato al cielo. Per prima cosa sono state individuate visivamente 10 regioni quadrate di 25 pixel ciascuna, selezionate in maniera da essere il più distanti possibile da HELMS J003619.8+002420 e contemporaneamente essere ben distribuite sull'immagine. Poi, per ogni regione, sono stati ricavati i valori della brillantezza superficiale del cielo in conteggi pixel<sup>-1</sup> e del rumore del cielo in conteggi. Infine sono stati calcolati i valori medi e le deviazioni standard associate alle medie della brillantezza superficiale media e del rumore del cielo delle 10 regioni selezionate. Il rumore associato al cielo risultante è  $\langle rms_{\text{cielo}} \rangle = 10.06 \pm 0.46$  conteggi.

L'ultimo ingrediente necessario per poter costruire il modello GASP2D è una tabella contenente le caratteristiche delle isofote della lente da modellare. Questa tabella è stata ottenuta grazie a ISOFIT. Sono stati lasciati liberi di variare, le coordinate del centro, l'ellitticità e l'angolo di posizione e i coefficienti delle armoniche  $A_n$  e  $B_n$  con  $n$  compreso tra 3 e 6, delle isofote di semiassi maggiori compresi tra il centro della lente e  $sma = 108$  pixel. I parametri utilizzati per avviare l'interpolazione delle isofote sono:  $x_0 = 1292.94$  pixel,  $y_0 = 1387.21$  pixel,  $e = 0.04$  e  $PA = 44.88^\circ$  calcolati a  $sma = 89$  pixel, e sono stati ottenuti attraverso una applicazione preliminare di ISOFIT, inizializzata con i parametri di IMEXAMINE, ricavati per la determinazione della brillantezza superficiale e il  $PA$  sono stati lasciati variare liberamente.

Dall'immagine osservata e da quella della maschera sono state ritagliate delle regioni di  $300 \times 300$  pixel corrispondenti a  $19.26 \times 19.26$  arcsec centrate in HELMS J003619.8+002420 in maniera da velocizzare il processo di interpolazione eseguito da GASP2D.

Le immagini ritagliate della lente e della maschera, la tabella contenente i parametri delle isofote, i valori di  $\beta$  e FWHM della PSF, il valore della brillantezza superficiale del cielo e del rumore sono stati utilizzati per inizializzare il modello della brillantezza superficiale della lente. Il quale è stato costruito utilizzando solo una componente sferoidale, in quanto come si vedrà successivamente è sufficiente per caratterizzare l'andamento della brillantezza superficiale della lente. Questa è stata parametrizzata con la legge di Sérsic o legge  $r^{\frac{1}{n}}$  (Sérsic, 1968).

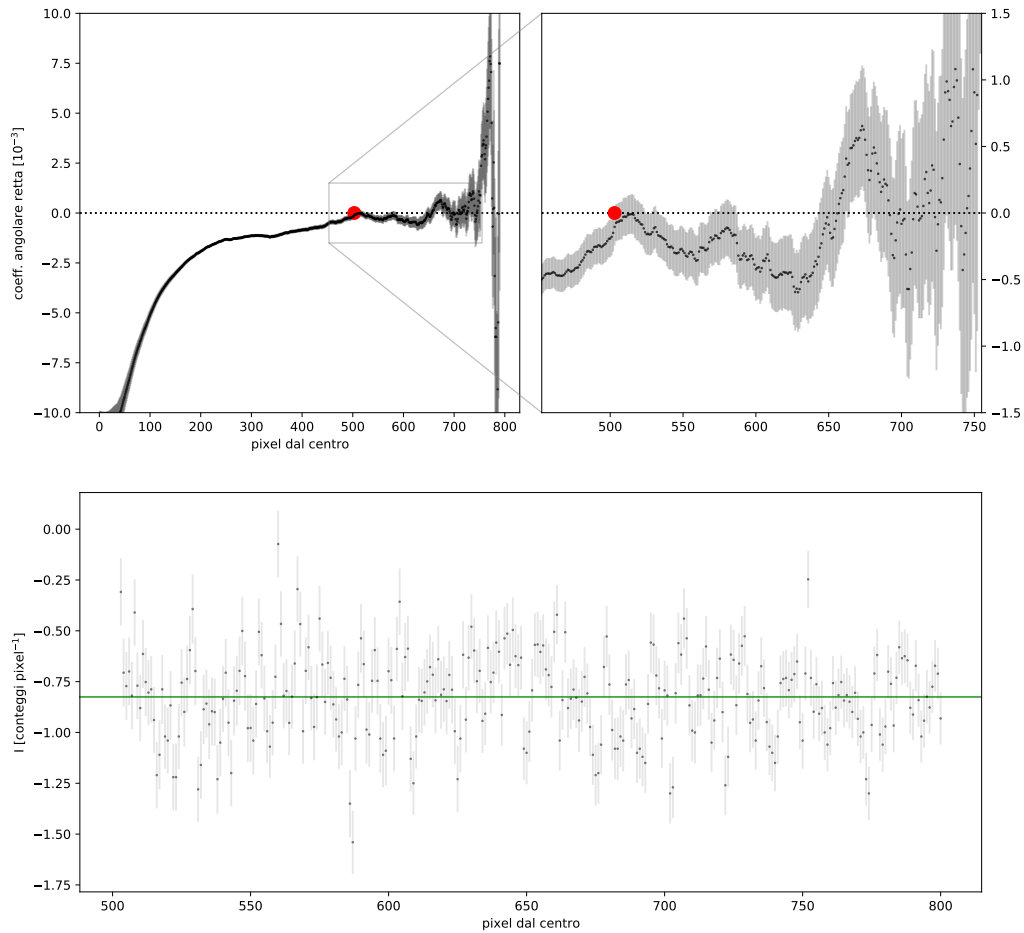


Figura 4.10: Stima del cielo nell'immagine WFC3/F110W di HELMS J003619.8+002420. Nelle due figure in alto viene mostrato l'andamento dei valori dei coefficienti angolari delle rette in funzione del valore del semiasse maggiore minimo che definisce l'intervallo di interpolazione. Il punto rosso corrisponde al semiasse maggiore limite. Nella figura in basso viene mostrato l'andamento della brillantezza superficiale nell'intervallo radiale definito dal semiasse maggiore limite. Il valore mediano della brillantezza superficiale del cielo è rappresentato dalla linea verde.

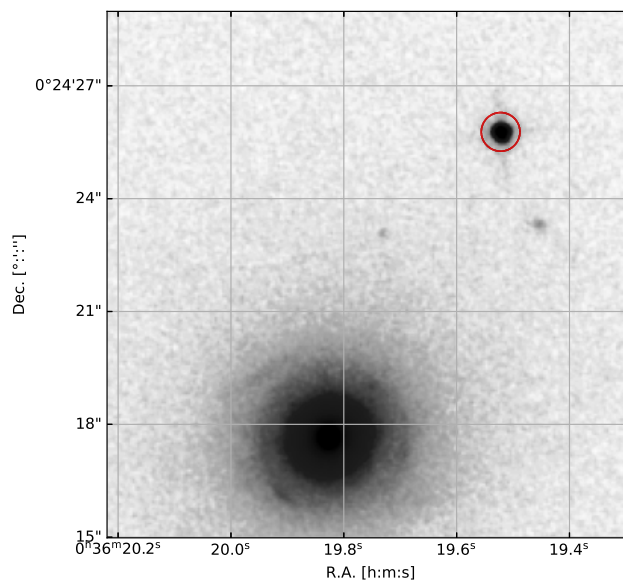


Figura 4.11: Immagine del sistema lensato HELMS J003619.8+002420 e della stella (cerchiata in rosso) utilizzata per caratterizzare la PSF.

Definendo  $(\xi, \eta, \zeta)$  un sistema di coordinate cartesiane con l'origine nel centro della galassia, l'asse  $\xi$  parallelo alla direzione dell'ascensione retta e diretto verso Ovest, l'asse  $\eta$  parallelo alla direzione della declinazione e orientato verso Nord, e l'asse  $\zeta$  lungo la linea di vista verso l'osservatore, la legge di Sérsic è:

$$I_{\text{sferoide}}(\xi, \eta) = I_e 10^{-b_n \left[ \left( \frac{r_{\text{sferoide}}}{r_e} \right)^{\frac{1}{n}} - 1 \right]}, \quad (4.14)$$

dove  $r_e$  è il raggio efficace cioè il raggio dell'isofota che contiene la metà della luminosità totale della galassia,  $I_e$  è la brillantezza superficiale di tale isofota, detta brillantezza superficiale efficace. Il parametro  $n$  invece determina la forma del profilo di brillantezza superficiale, permettendo così di parametrizzare la varietà dei profili di luce degli sferoidi; per esempio, la legge di Sérsic per  $n = 4$  riproduce la legge  $r^{\frac{1}{4}}$ , detta legge di de Vaucouleurs (de Vaucouleurs, 1948), mentre per  $n = 1$  diventa la legge esponenziale. Il parametro  $n$  è definito da  $\Gamma(2n) = 2\gamma(2n, b_n)$  dove  $\Gamma$  e  $\gamma$  sono le funzioni gamma completa e incompleta (Press et al., 1992). Il parametro  $b_n$  è funzione di  $n$ , ed è approssimabile con  $b_n = 0.868n - 0.142$  (Caon et al., 1993).

Infine il raggio  $r_{\text{sferoide}}$  è definito da:

$$r_{\text{sferoide}} = \left[ \left( -(\xi - \xi_0) \sin PA_{\text{sferoide}} + (\eta - \eta_0) \cos PA_{\text{sferoide}} \right)^2 + \left( (\xi - \xi_0) \cos PA_{\text{sferoide}} + (\eta - \eta_0) \sin PA_{\text{sferoide}} \right)^2 / q_{\text{sferoide}}^2 \right]^{\frac{1}{2}}, \quad (4.15)$$

dove  $PA_{\text{sferoide}}$  è l'angolo di posizione delle isofote dello sferoide assunto costante,  $(\xi_0, \eta_0)$  sono le coordinate del centro della lente sul piano del cielo e  $q_{\text{sferoide}}$  è il rapporto assiale dello sferoide anch'esso assunto costante. Di conseguenza le isofote dello sferoide sono ellissi con orientazione e schiacciamento costanti.

I parametri dello sferoide risultanti del modello GASP2D sono  $r_e = 2.42$  arcsec,  $I_e = 21.61$  mag arcsec<sup>-2</sup>,  $n = 4.18$ ,  $PA = 121.09^\circ$  e  $q = 0.93$ . Le distribuzioni della brillantezza superficiale del modello e dei residui osservato - modello, i profili radiali di brillantezza superficiale, angolo di posizione ed ellitticità sono riportati nella Fig. 4.12. Nella Fig. 4.13 viene mostrato un ingrandimento dell'immagine dei residui osservato - modello, si distinguono due strutture tipiche di degli archi gravitazionali a SW e SE del centro della lente inserite all'interno di un anello più debole. Inoltre si osservano due potenziali immagini multiple brillanti dalla forma anomala, una a SE e l'altra a NW dell'anello. Queste due strutture potranno essere meglio caratterizzate ricostruendo la distribuzione di brillantezza superficiale reale della sorgente.

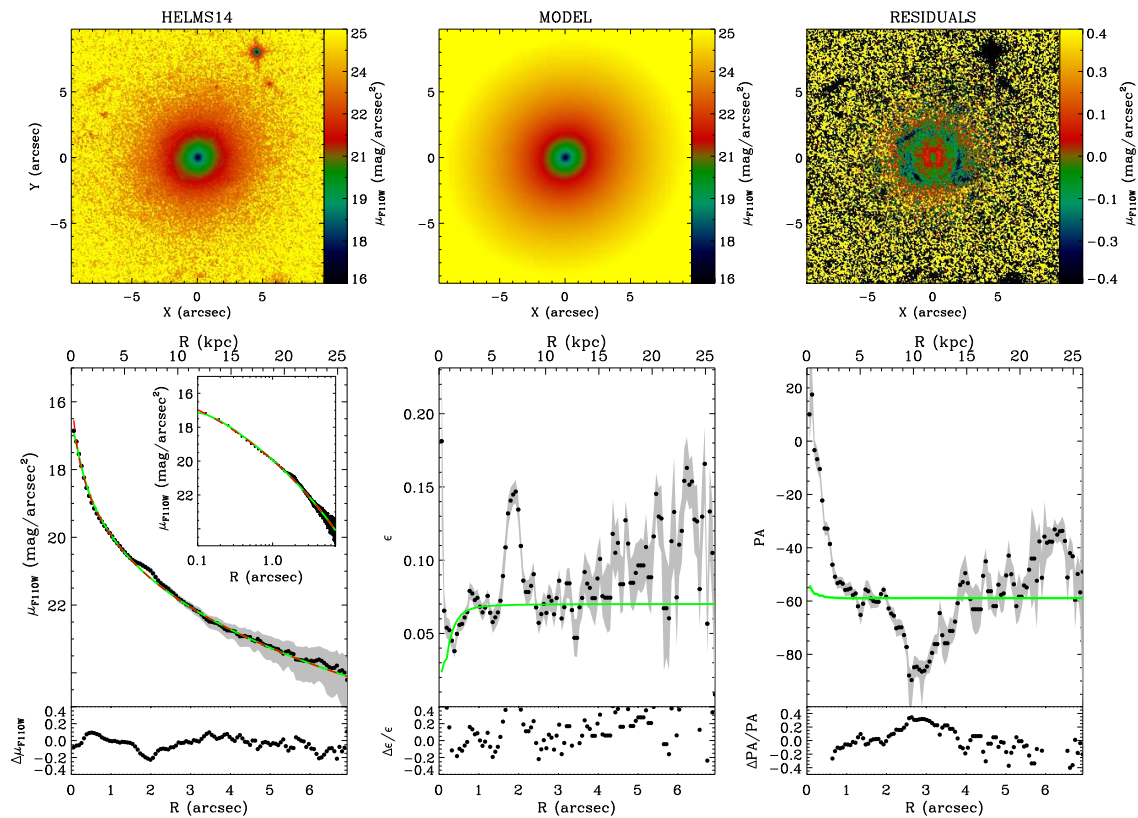


Figura 4.12: Modello fotometrico di HELMS J003619.8+002420. Nei riquadri superiori vengono mostrate da sinistra a destra l'immagine osservata, quella del modello *GASP2D*, e quella dei residui osservato - modello della distribuzione di brillantezza superficiale della lente. Nelle figure inferiori vengono riportate, da sinistra verso destra, i profili radiali di brillantezza superficiale  $\mu_{F110W}$  in  $\text{mag arcsec}^2$ , ellitticità  $1 - b/a$  ed angolo di posizione  $PA$  in  $^\circ$  misurati sull'immagine osservata (punti neri con barre d'errore grigie), sul modello dello sferoide (linea tratteggiata rossa) e su quello totale dato dallo sferoide convoluto con la PSF (riga verde continua) riportati ognuno in funzione del semiasse maggiore. Infine nel riquadro interno alla figura in basso a sinistra viene presentato il profilo di brillantezza superficiale in cui il valore dei semiasse maggiori è in scala logaritmica.

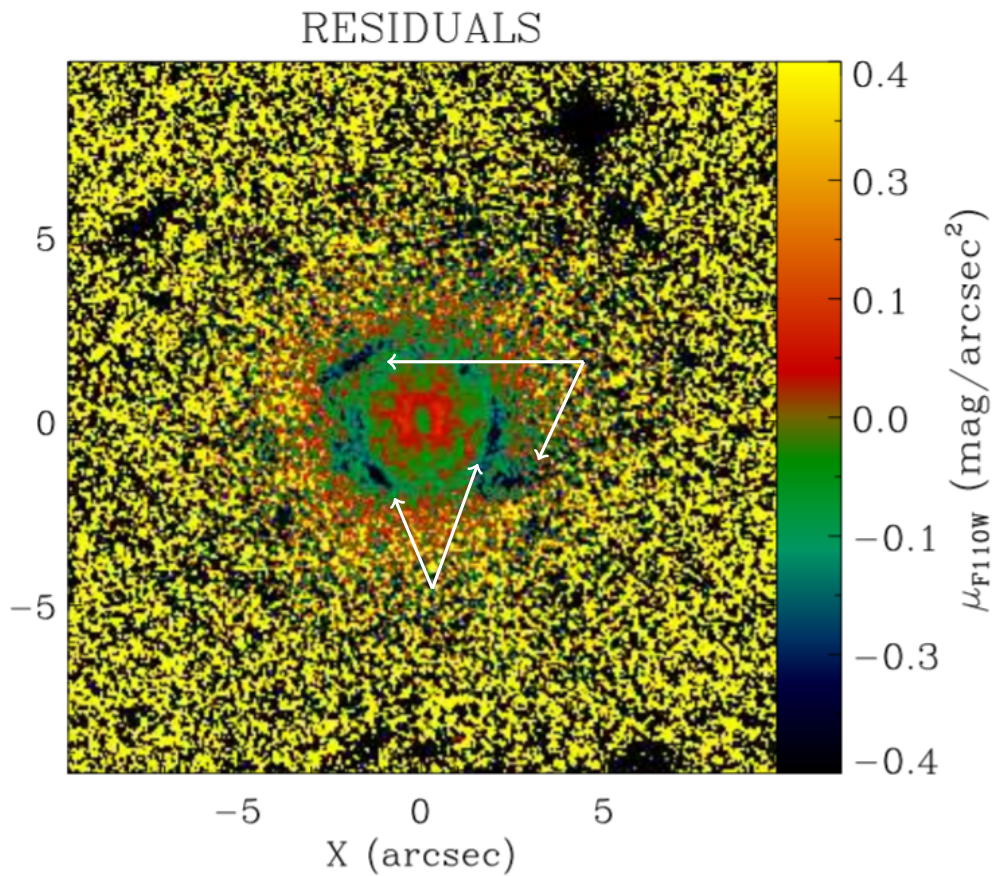


Figura 4.13: Immagine dei residui osservato - modello (in alto). Le frecce bianche a S indicano gli archi gravitazionali posizionati nell'anello mentre le frecce bianche a NE indicano le due strutture anomale. Immagini dei profili radiali di brillantezza superficiale, ellitticità ed angolo di posizione (in basso) della lente di HELMS J003619.8+002420. Per ulteriori dettagli si veda Fig. 4.12.

# Capitolo 5

## Conclusioni e prospettive future

Nella Sez. 5.1 vengono riportate le proprietà del catalogo di sorgenti candidate a essere lensate gravitazionalmente ed esposti i risultati dell'analisi sulle lenti dei sistemi HELMS J005841.2-011149 e HELMS J003619.8+002420. Nella Sez. 5.2 vengono descritte le prospettive future dello studio degli oggetti riportati nel catalogo.

### 5.1 Conclusioni

Nella prima parte della tesi è stato costruito un catalogo di sorgenti submillimetriche lensate osservate nel vicino IR. Le sorgenti, selezionate durante le campagne osservative H-ATLAS, HerMES (+HELMES) e HerS, sono state osservate durante i cicli osservativi 18, 19, 25 e 26 di HST nella banda F110W del canale IR della WFC3. Partendo dalle immagini già corrette per *bias*, correnti oscure, *flat-field*, raggi cosmici e *dithering*, ogni sorgente è stata ispezionata visivamente e classificata in quattro classi principali: la classe **A** nel caso in cui la sorgente lensata è chiaramente riconoscibile, la classe **B** quando si osservano delle possibili lenti e strutture lensate che però non sono sufficienti a confermare che si tratti di un sistema lensato, la classe **C** quando non è chiaro se la sorgente sia lensata e posta ad alto *redshift* o sia non lensata e la classe **D** nel caso in cui la sorgente è confermata come non lensata. A queste sono state aggiunte diverse classi intermedie che contengono i casi di più difficile classificazione e una classe **X** che contiene le immagini HST corrotte. Sono state classificate un totale di 280 sorgenti, in quanto 6 immagini risultavano essere corrotte. Il catalogo completo e le immagini utilizzate per la classificazione vengono presentati rispettivamente nella Tab. A.1 dell'Appendice A e nelle Fig. B.1 e Fig. B.2 dell'Appendice B. Nella tabella Tab. 5.1 sono riportati i risultati complessivi della classificazione, organizzati per ciclo osservativo e classe di appartenenza. Complessivamente si contano 55 sorgenti lensate confermate dalle immagini F110W/WFC3.

Tabella 5.1: La prima colonna riporta il ciclo osservativo nel quale sono state osservate le sorgenti selezionate, mentre tra la seconda e la dodicesima colonna vengono riportati i numeri di sorgenti classificate rispettivamente nelle classi **A**,  $-- > \mathbf{A}$ , **A/B**, **A/C**, **B**, **B/C**, **B/D**, **C**, **C/D**, **D** e  $-- > \mathbf{D}$ . Con  $-- > \mathbf{A}$  e  $-- > \mathbf{D}$  vengono indicate quelle sorgenti che sono confermate o escluse definitivamente come sorgenti lensate. Il numero totale di sorgenti lensate confermate da immagini HST e dalle osservazioni multibanda è sottolineato in verde.

ciclo osservativo	<b>A</b>	$-- > \mathbf{A}$	<b>A/B</b>	<b>A/C</b>	<b>B</b>	<b>B/C</b>	<b>B/D</b>	<b>C</b>	<b>C/D</b>	<b>D</b>	$-- > \mathbf{D}$
18	5	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0
19	14	15	11	0	37	6	4	56	2	1	1
25	11	7	2	1	48	5	0	36	0	1	0
26	2	1	1	1	7	1	0	4	0	0	0
totale		<u>55</u>	14	2	92	12	4	96	2		3

Nella seconda parte della tesi sono state analizzate più in dettaglio le lenti dei sistemi lensati HELMS J005841.2-011149 e HELMS J003619.8+002420. Per entrambi i sistemi è stata stimata e

sottratta la brillantezza superficiale del cielo, sono state mascherate tutte le sorgenti esterne ai sistemi lensati ed è stata eseguita la calibrazione fotometrica che ha permesso di passare dalle unità di misura strumentali a quelle osservative. Per modellare la distribuzione della brillantezza superficiale della lente dei due sistemi, a causa delle loro differenti caratteristiche, è stato necessario utilizzare tecniche diverse. La lente di HELMS J005841.2-011149 è una galassia a disco osservata di taglio. Per modellare la distribuzione della brillantezza superficiale di una galassia gli algoritmi parametrici come GASP2D (Méndez-Abreu et al., 2008) o MGE (e.g. Cappellari, 2002) utilizzano, tra gli altri parametri, lo schiacciamento delle isofote, che in questo caso estremo è troppo basso perché il metodo converga efficacemente. Per ovviare a questo problema la distribuzione della brillantezza superficiale della lente di HELMS J005841.2-011149 è stata modellata con il metodo non parametrico ISOFIT (Ciambur, 2015) che si limita a descrivere la forma delle isofote e non parametrizza la distribuzione radiale della brillantezza superficiale. Il modello ottenuto con ISOFIT (Fig. 4.5) è stato quindi sottratto all'immagine osservata in maniera da ottenere un'immagine dei residui che non contenesse il contributo della lente, da questa è possibile distinguere due immagini compatte e brillanti della sorgente lensata e potenzialmente altre immagini più deboli precedentemente sovrapposte con il disco (Fig. 4.6).

Per valutare la correttezza del modello della lente sarà necessario utilizzare l'immagine di residui da cui invertire l'equazione delle lenti e ricostruire la sorgente, se questa presenta una distribuzione di brillantezza superficiale realistica allora il modello della lente si limita ad includere il disco altrimenti in caso contrario significa che è stata sottratta parte della sorgente lensata ed è necessario adattare il modello della lente.

Nel caso di HELMS J003619.8+002420 la lente presenta una distribuzione di brillantezza superficiale con isofote quasi circolari che può essere ben modellata con un metodo parametrico, come quello offerto da GASP2D. I risultati del modello hanno permesso di confermare che la lente di HELMS J003619.8+002420 sia effettivamente una galassia ellittica con un raggio efficace  $r_e = 2.42$  arcsec, una brillantezza superficiale efficace  $I_e = 21.61$  mag arcsec<sup>-2</sup>, un indice di Sérsic  $n = 4.18$ , un angolo di posizione  $PA = 121^\circ.09$  e un rapporto assiale  $q = 0.93$ . Come nel caso precedente il modello della distribuzione della brillantezza superficiale della lente ha permesso di costruire un'immagine dei residui (Fig. 4.13) dalla quale è immediato identificare le immagini multiple della sorgente lensata, visibili anche nei profili radiali di brillantezza superficiale, ellitticità ed angolo di posizione a  $\sim 3$  arcsec dal centro della lente (Fig. 4.12).

Nelle regioni centrali si osservano dei residui dovuti alla parametrizzazione non ottimale della PSF, che al momento non permettono di identificare eventuali immagini deboli centrali della sorgente se presenti. Il modello della PSF può essere efficacemente migliorato modellando la distribuzione della brillantezza superficiale di una stella vicina con un modello più complesso rispetto ad una funzione di Moffat da costruire, ad esempio, con MGE.

## 5.2 Prospettive future

Utilizzando il catalogo della Tab. A.1 come punto di partenza, lo studio del campione di sorgenti lensate potrà essere esteso, seguendo l'approccio presentato nel Cap. 4 e approfondito costruendo se possibile dei modelli di massa per le lenti e le distribuzioni di brillantezza superficiale reale delle sorgenti.

L'analisi fotometrica eseguita sulle lenti di HELMS J005841.2-011149 e HELMS J003619.8+002420 potrà essere estesa alle altre sorgenti del campione nel caso in cui queste presentino delle possibili lenti sufficientemente estese e brillanti da essere modellate accuratamente. Questo permetterà di caratterizzare molte delle sorgenti incerte classificate come **B** in questo catalogo. Queste rappresentano in larga parte dei sistemi per cui la lente risulta essere ben visibile e copre le immagini lensate della sorgente anche se potrebbero essere effettivamente risolte da HST. Quest'analisi avrà quindi l'effetto di 'spostare' le sorgenti classificate come **B** nelle classi **A** (quando nei residui si osservano delle chiare immagini lensate) e **C** (quando queste non sono visibili). D'altra parte, nei casi già riconosciuti come **A**, lo studio della brillantezza superficiale delle lenti permetterà di caratterizzare le componenti deboli e nascoste delle immagini lensate già visibili.

Per tutte le sorgenti confermate come lensate anche nel vicino IR, per le quali verrà modellata e sottratta la lente, sarà anche possibile risolvere l'equazione delle lenti. Questo potrà essere fatto utilizzando ad esempio il metodo della *semilinear inversion* (SLI; Warren & Dye, 2003). Risolvere l'equazione delle lenti permetterà di ricostruire la distribuzione della brillantezza superficiale reale delle sorgenti osservate nel vicino infrarosso, caratterizzando le DSFG ad alto *redshift* con risoluzioni dell'ordine fino dei kiloparsec, e misurare i profili di massa degli aloni di materia oscura (e.g. Enia et al., 2018). Sarà così possibile da un lato studiare i processi di formazione stellare oscurata della polvere e della formazione delle galassie nell'universo lontano (e.g. Dye et al., 2015), e dall'altro di caratterizzare le proprietà e l'evoluzione delle galassie massicce che agiscono da lenti (e.g. Thomas et al., 2009).





## Appendice A

# Catalogo delle sorgenti candidate a lenti gravitazionali

Di seguito è riportata la tabella contenente il catalogo completo dei sistemi candidati ad essere lensati gravitazionalmente descritto nelle Sez. 3.3 e Sez. 3.4. Nelle prime due colonne vengono mostrati il nome della sorgente SPIRE e un nome alternativo quando presente. Nella terza colonna viene indicato il ciclo osservativo durante il quale sono state svolte le osservazioni. Nella quarta colonna viene fornita la classe della lente dedotta dalle immagini HST e, tra parentesi, la classe della lente dedotta da osservazioni aggiuntive quando presente. Quando questa classe viene specificata viene anche riportata, nella quinta colonna, la referenza bibliografica dello studio da cui è stato ottenuto. Infine nell'ultima colonna è mostrato un breve commento che specifica le ragioni della classificazione.

Tabella A.1

Nome sorgente SPIRE	Nome alternativo	Ciclo HST	Classe HST (multibanda)	Referenza	Commento
HATLASJ004853.2-303109		25	<b>X (C)</b>	Ne17	Immagine corrotta.
HATLASJ115521.0-021329		25	<b>X</b>		Immagine corrotta.
HATLASJ012415.9-310500		26	<b>B (C)</b>	Ne17	La possibile lente è una galassia ellittica brillante. immagini multiple e archi, se presenti, sono deboli e confusi con la lente. Modellare la distribuzione della brillantezza superficiale della lente potrebbe permettere di distinguere la sorgente lensata.
HERSJ011722.3+005624	HERS10	26	<b>A (C)</b>	Ne17	Il sistema lensato è formato da una lente ellittica, un'immagine multipla e un arco debole. Queste strutture possono essere meglio caratterizzate modellando la distribuzione della brillantezza superficiale della lente.
HATLASJ013239.9-330906		26	<b>C (C)</b>	Ne17	In basso a destra della regione di confidenza SPIRE è presente un gruppo densamente popolato. Non è chiaro se le deboli strutture allungate in prossimità del puntamento SPIRE siano immagini lensate o effetti mareali associati al gruppo.
HATLASJ002533.5-333825	HERBS87	26	<b>B</b>		La possibile lente è una galassia ellittica in prossimità del puntamento SPIRE. immagini multiple e archi, se presenti, sono deboli e confusi con la lente. Modellare la distribuzione della brillantezza superficiale della lente potrebbe permettere di distinguere la sorgente lensata.
HATLASJ011730.3-320719	HERBS138	26	<b>A/C</b>		Si osserva un sistema lensato formato da una lente ellittica e delle immagini multiple sovrapposte. Il sistema è posto in basso a sinistra ai limiti della regione di confidenza SPIRE.
HERSJ011640.1-000454	HERS4	26	<b>B</b>		La possibile lente è una galassia ellittica in prossimità del puntamento SPIRE. immagini multiple e archi, se presenti, sono deboli e confusi con la lente. Modellare la distribuzione della brillantezza superficiale della lente potrebbe permettere di distinguere la sorgente lensata.
HERSJ013212.2+001754	HERS18	26	<b>C</b>		Il sistema è troppo debole per essere caratterizzato con le immagini F110W/WFC3. Si osservano delle strutture ma non si è in grado di dire se si tratti di una sorgente lensata posta ad alto <i>redshift</i> o di una sorgente non lensata.
HATLAS-J091809+001927		19	<b>C</b>		Il sistema è troppo debole per essere caratterizzato con le immagini F110W/WFC3. Si osservano delle strutture ma non si è in grado di dire se si tratti di una sorgente lensata posta ad alto <i>redshift</i> o di una sorgente non lensata.
HATLASJ000912.7-300807		25	<b>A (C)</b>	Ne17	Il sistema lensato è formato da una galassia ellittica molto brillante e da numerosi archi ed immagini multiple di un sorgente lensata.
HELMSJ232210.3-033559	HELMS19	25	<b>A</b>		Il sistema lensato è formato da una lente ellittica, un arco debole e possibilmente delle immagini multiple. Queste strutture possono essere meglio caratterizzate modellando la distribuzione della brillantezza superficiale della lente.
HATLASJ003207.7-303724		25	<b>B/C (C)</b>	Ne17	La possibile lente è una galassia a disco osservata di faccia. I bracci di spirale potrebbero essere una sorgente lensata complessa.
HATLASJ121416.3-013704		25	<b>C</b>		La possibile lente è un gruppo di galassie. Dalle osservazioni F110W/WFC3 non è chiaro se si tratti di un sistema lensato o di un sistema interagente.
HATLASJ120127.8-021648		25	<b>A (C)</b>	Ne17	

Nome sorgente SPIRE	Nome alternativo	Ciclo HST	Classe HST (multibanda)	Referenza	Commento
HATLASJ225611.6-325652	HERBS135	25	<b>C</b>		Il sistema è troppo debole per essere caratterizzato con le immagini F110W/WFC3. Si osservano delle strutture in basso a sinistra al di fuori della regione di confidenza SPIRE. Non si è in grado di dire se si tratti di una sorgente lensata posta ad alto <i>redshift</i> o di una sorgente non lensata.
HATLASJ003728.7-284124	HERBS174	25	<b>C</b>		La possibile lente è la galassia ellittica in basso a sinistra ai bordi della regione di confidenza SPIRE. Sembra sia presente un'immagine di una sorgente lensata che risulta confusa con la lente. Modellare la distribuzione della brillantezza superficiale della lente potrebbe permettere di distinguere la sorgente lensata.
HATLASJ225844.7-295124		25	<b>A (C)</b>	Ne17	Il sistema lensato è formato da un gruppo di galassie e da un arco visibile nella regione inferiore del gruppo. Modellando la lente risulterebbe possibile caratterizzare la struttura della sorgente lensata.
HELMSJ004714.2+032454	HELMS8	25	<b>C-- &gt;(A)</b>	A18 Na16	Il sistema lensato è posto in prossimità del puntamento SPIRE. Dalle sole immagini F110W/WFC3 non è chiaro si tratti di un sistema lensato. Osservazioni ulteriori hanno confermato la classificazione del sistema come <b>A</b> .
HATLASJ233037.2-331217	HERBS123	25	<b>A</b>		Il sistema lensato è formato forse da una lente ellittica e da una serie di archi ed immagini multiple chiaramente visibili.
HELMSJ233620.8-060828	HELMS6	25	<b>B/C</b>		La possibile lente è un gruppo ricco galassie. Non si osservano chiare sorgenti lensate. Immagini multiple e archi, se presenti, sono deboli e confusi.
HERSJ014057.3-010547	HERS14	25	<b>C</b>		La possibile lente è una galassia debole e poco concentrata a sinistra del puntamento SPIRE. Si osserva inoltre una struttura allungata la cui natura è incerta.
HELMSJ234314.0+012152	HELMS36	25	<b>B</b>		La possibile lente è un sistema formato da due galassie ellittiche. Non si osservano chiare sorgenti lensate. Immagini multiple e archi, se presenti, sono deboli o confusi con la lente.
HELMSJ001353.5-060200	HELMS31	25	<b>A</b>		Il sistema lensato è formato da un gruppo di galassie ellittiche. Si osservano chiare immagini multiple e archi di una sorgente lensata. Modellando la distribuzione della brillantezza superficiale della lente risulterebbe possibile caratterizzare queste strutture.
HATLASJ000330.6-321136	HERBS155	25	<b>A</b>		Il sistema lensato è formato da una lente ellittica e da un insieme di archi e immagini multiple di una sorgente lensata confusi con la lente. Modellare la distribuzione di brillantezza superficiale permetterebbe di caratterizzare la sorgente lensata.
HERSJ012620.5+012950	HERS5	25	<b>A</b>		Il sistema lensato è formato da una lente ellittica e da almeno un arco confuso con la lente. Modellare la distribuzione di brillantezza superficiale permetterebbe di riconoscere ulteriori immagini.
HATLASJ223753.8-305828		25	<b>B (C)</b>	Ne17	La possibile lente è formata dalla galassia ellittica posta in prossimità del puntamento SPIRE. Immagini multiple e archi, se presenti, sono deboli e confusi. Modellando la distribuzione della brillantezza superficiale della lente risulterebbe possibile identificare le immagini della sorgente lensata.
HELMSJ005841.2-011149	HELMS23	25	<b>A</b>		Il sistema lensato è formato da una galassia a disco osservata di taglio. Si osservano chiaramente due immagini multiple di una sorgente lensata.
HELMSJ004723.6+015751	HELMS9	25	<b>C-- &gt;(A)</b>	A18, Na16	Dalle sole immagini F110W/WFC3 non è chiaro se si tratti di un sistema lensato o di una galassia a spirale locale. Osservazioni ulteriori hanno permesso di confermare la natura della sorgente come lensata classificandola come <b>A</b> .

Nome sorgente SPIRE	Nome alternativo	Ciclo HST	Classe HST (multibanda)	Referenza	Commento
HERSJ021402.6-004612	HERS17	25	<b>B</b>		La possibile lente è una galassia ellittica brillante. Si osservano un possibile arco e una possibile immagine di una sorgente lensata. Modellando la distribuzione della brillantezza superficiale della lente risulterebbe possibile caratterizzare queste strutture.
HELMSJ233633.5-032119	HELMS41	25	<b>A/B</b>		La possibile lente è una galassia ellittica brillante. Si può osservare un possibile arco debole confuso con la lente. Modellando la brillantezza superficiale risulterebbe possibile caratterizzare queste strutture.
HELMSJ002208.1+034044	HELMS38	25	<b>B</b>		La possibile lente è una galassia ellittica brillante. Immagini multiple e archi, se presenti, sono deboli e confusi con la lente. Modellare la distribuzione della brillantezza superficiale della lente potrebbe permettere di distinguere la sorgente lensata.
HELMSJ003619.8+002420	HELMS14	25	<b>A</b>		Il sistema lensato è formato da una lente ellittica e da una complessa struttura di archi e immagini multiple di una sorgente lensata. Modellando la distribuzione della brillantezza superficiale della lente si potrebbe distinguere più efficacemente queste strutture.
HERSJ020941.2+001558	HERS1	25	<b>A</b>		Il sistema lensato è formato da una lente ellittica, da delle immagini multiple e da un arco brillante di una sorgente lensata. Modellando la distribuzione della brillantezza superficiale della lente si potrebbe distinguere più efficacemente queste strutture.
HATLASJ120600.7+003459		25	<b>C</b>		Il sistema è troppo debole per essere caratterizzato con le immagini F110W/WFC3. Si osserva la presenza di una galassia contaminante molto brillante. Non è possibile distinguere se si tratti di una sorgente lensata posta ad alto <i>redshift</i> , di una sorgente non lensata o dell'emissione della galassia vicina.
HATLASJ225339.1-325549	HERBS131	26	<b>C</b>		Il sistema è troppo debole per essere caratterizzato con le immagini F110W/WFC3. Si osserva la presenza di un possibile sistema lensato al di fuori della regione di confidenza SPIRE. Non è possibile distinguere se si tratti di una sorgente lensata posta ad alto <i>redshift</i> , di una sorgente non lensata o di una sorgente lensata sostata rispetto il puntamento.
HERSJ012041.6-002705	HERS2	26	<b>B</b>		La possibile lente è una galassia ellittica o forse un gruppo in prossimità del puntamento SPIRE. In alto a sinistra della lente si osserva un possibile arco confuso con la lente. Modellare la distribuzione della brillantezza superficiale permetterebbe di individuare la sorgente lensata.
HERSJ010911.7-011733	HERS9	26	<b>A</b>		Il sistema lensato è formato da una galassia ellittica e da una struttura lensata di immagini multiple e archi complessa.
HATLAS-J091331-003644		19	<b>A/B</b>		La lente è una galassia ellittica massiccia, si osserva la presenza di un possibile arco gravitazionale in basso a sinistra della lente.
HATLAS-J090953-010811		19	<b>C</b>		La possibile lente consiste in una galassia a spirale. Immagini multiple e archi, se presenti, sono deboli e confusi con la lente. Modellare la distribuzione della brillantezza superficiale della lente potrebbe permettere di distinguere la sorgente lensata.
HATLAS-J085359+015537		19	<b>A (A)</b>	Ne17, A18, Bu13, Ca14	Il sistema lensato è formato da una lente ellittica poco brillante, da un'immagine compatta ed un arco debole della sorgente lensata.
HATLAS-J141352-000027		19	<b>B-- &gt;(A)</b>	Ne17, A18, Bu13, H12, Ca14	La lente è una galassia ellittica, immagini multiple sono presenti anche se non sono visibili nelle immagini F110W/WFC3.
HATLAS-J142140+000448		19	<b>B/C</b>		La possibile lente è la galassia ellittica in basso del puntamento SPIRE. Sembra sia presente un'immagine di una sorgente lensata che risulta confusa con la lente. Modellare la distribuzione della brillantezza superficiale della lente potrebbe permettere di distinguere la sorgente lensata.

Nome sorgente SPIRE	Nome alternativo	Ciclo HST	Classe HST (multibanda)	Referenza	Commento
HATLAS-J083945+021023		19	<b>C</b>		Gruppo di galassie molto complesso, dalle sole immagini F110W/WFC3 non è possibile confermare si tratti di una lente gravitazionale.
HATLAS-J114638-001132		19	<b>A (A)</b>	Ne17, Bu13, O13, A18, Ca14	Il sistema lensato è formato da una lente composta da un gruppo di almeno due galassie e forse da due strutture ad arco ed immagini multiple poco brillanti. Queste strutture possono essere meglio caratterizzate modellando la distribuzione della brillantezza superficiale della lente.
HATLAS-J144243+015506		19	<b>A/B</b>		Il possibile sistema lensato è formato da un gruppo di galassie. Nelle osservazioni F110W/WFC3 non è immediato distinguere tra una sorgente lensata e un sistema interagente.
HATLAS-J142935-002837		19	<b>A (A)</b>	A18, Ca14, Bu13, Ne17	Il sistema lensato è formato da una lente a disco vista di taglio e da un arco e diverse immagini multiple.
HATLAS-J083051+013225		19	<b>B-- &gt;(A)</b>	Ne17, A18, Bu13, Ca14	Dalle osservazioni F110W/WFC3 non è chiaro se si tratti di un sistema lensato o di un sistema interagente. Osservazioni aggiuntive hanno confermato la prima ipotesi.
HATLAS-J113841-020237		19	<b>B</b>		La possibile lente è un gruppo di galassie dominato da un'ellittica brillante, nelle osservazioni F110W/WFC3 non è immediato distinguere tra la sorgente lensata e gli oggetti del sistema. Modellare la distribuzione della brillantezza superficiale della lente permetterebbe potenzialmente di identificare altre componenti.
HATLAS-J115102-020024		19	<b>X (B)</b>	Ca14	Immagine corrotta.
HATLAS-J142414+022304		19	<b>B-- &gt;(A)</b>	Ne17, A18, Bu13, Co11, Ca14	La lente è la galassia ellittica al centro del puntamento SPIRE. Dalle osservazioni F110W/WFC3 non è chiaro se si tratti di un sistema lensato. Osservazioni aggiuntive hanno confermato la classificazione del sistema come <b>A</b> .
HATLAS-J134429+303036		19	<b>B-- &gt;(A)</b>	Ne17, Bu13, A18, H12	La lente è la galassia ellittica in basso a sinistra del puntamento SPIRE. Dalle osservazioni F110W/WFC3 non è chiaro se si tratti di un sistema lensato. Osservazioni aggiuntive hanno confermato la classificazione del sistema come <b>A</b> .
HATLAS-J132630+334410		19	<b>C-- &gt;(A)</b>	Ne17, Bu13, A18, Ca14	La lente è la galassia ellittica in basso a sinistra del puntamento SPIRE. Dalle osservazioni F110W/WFC3 non è chiaro se si tratti di un sistema lensato. Osservazioni aggiuntive hanno confermato la classificazione del sistema come <b>A</b> .
HATLAS-J134159+292833		19	<b>A/B (B)</b>	Ne17	Il sistema lensato composto da una lente ellittica brillante e un arco debole e una possibile immagine multipla di una sorgente lensata. Modellare la distribuzione della brillantezza superficiale della lente permetterebbe potenzialmente di isolare queste componenti.
HATLAS-J133543+300404		19	<b>B-- &gt;(A)</b>	Ne17, S14, R13, A18	Si osserva una struttura allungata estesa attraverso l'immagine. Non è chiaro se si tratti di una sorgente lensata o di un effetto mareale.
HATLAS-J134124+354007		19	<b>B/C</b>		La possibile lente si trova in sotto il puntamento SPIRE, il sistema mostra una struttura simile ad un arco gravitazionale. Dalle osservazioni F110W/WFC3 non è chiaro se si tratti di un sistema lensato.
HATLAS-J133008+245860		19	<b>A (A)</b>	Ca14, Bu14, H12	Il sistema lensato è composto da una lente ellittica, due immagini e un arco debole di una sorgente lensata. Modellare la distribuzione della brillantezza superficiale della lente permetterebbe potenzialmente di isolare queste componenti.
HATLAS-J133255+265529		19	<b>B (C)</b>	Ne17	La possibile lente è una debole galassia a disco osservata di taglio. Immagini multiple e archi, se presenti, sono deboli e confusi con la lente.

Nome sorgente SPIRE	Nome alternativo	Ciclo HST	Classe HST (multibanda)	Referenza	Commento
HATLAS-J133846+255057		19	<b>A/B (A)</b>	Ne17, A18	Il sistema lensato è composto da una lente compatta, un arco luminoso e un potenzialmente un arco debole in basso a sinistra della lente. Il sistema si trova ai limiti della regione di confidenza SPIRE.
HATLAS-J125760+224558		19	<b>A (C)</b>	Ne17	Il sistema lensato composto da una lente ellittica, un'immagine compatta e un possibile arco debole rispettivamente in alto a destra e in basso a sinistra della lente. Queste strutture possono essere meglio caratterizzate modellando la distribuzione della brillantezza superficiale della lente.
HATLAS-J125633+233625		19	<b>C-- &gt;(A)</b>	Ne17, A18, Bu13	Il sistema è troppo debole per essere caratterizzato con le immagini F110W/WFC3. Si tratta però di una sorgente lensata gravitazionalmente.
HATLAS-J125810+263710		19	<b>B/C</b>		La lente potrebbe essere la galassia ellittica in basso a destra del puntamento SPIRE, non si osservano strutture lensate sufficientemente chiare da confermare la natura.
HATLAS-J125105+261653		19	<b>C-- &gt;(A)</b>	Bu13, A18	Il sistema è troppo debole per essere caratterizzato con le immagini F110W/WFC3. Si tratta però di una sorgente lensata gravitazionalmente.
HATLAS-J125126+254928		19	<b>A (B)</b>	Ne17	Il sistema lensato è formato da una lente ellittica e da delle deboli strutture ad arco, che possono essere meglio caratterizzate modellando la distribuzione della brillantezza superficiale della lente.
HERMES-J105751+573026		19	<b>B</b>	Bu13, W13, A18, Ca14, Con11	Il possibile sistema lensato è formato da un gruppo di galassie caratterizzato da un galassia ellittica centrale più brillante. Non è chiaro se la struttura allungata sia un arco associato ad una sorgente lensata o una struttura deformata che fa parte del gruppo.
HERMES-J033732-295353		19	<b>A (A)</b>	Ca14, W13	Il sistema lensato è formato da una lente ellittica estremamente brillante e massiccia e da delle strutture ad arco confuse nella lente. Queste strutture possono essere meglio caratterizzate modellandone la distribuzione della brillantezza superficiale.
HERMES-J171451+592634		19	<b>A (A)</b>	Ca14	Il sistema lensato è formato da una lente debole e compatta e da un arco ben visibile. Modellare la distribuzione della brillantezza superficiale della lente permetterebbe di isolare la sorgente lensata.
HERMES-J171545+601238		19	<b>A (A)</b>	Ca14	Il sistema lensato è formato da una galassia ellittica brillante e da un arco molto esteso. Modellare la distribuzione della brillantezza superficiale della lente permetterebbe potenzialmente di identificare altre componenti.
HERMES-J045058-531654		19	<b>A</b>		Il sistema lensato è formato da una lente brillante e da un arco. Modellare la distribuzione della brillantezza superficiale della lente permetterebbe potenzialmente di identificare altre componenti.
HERMES-J110016+571736		19	<b>A (A)</b>	Ca14, A18	Il sistema lensato è formato forse da una lente ellittica e da un arco e delle immagini multiple confusi con la lente. Modellare la distribuzione della brillantezza superficiale della lente permetterebbe di isolare queste componenti.
HERMES-J103827+581544		19	<b>A (A)</b>	Ca14, W13, Bu13	Il sistema lensato è formato forse da una lente ellittica, da un arco e delle immagini multiple confusi con la lente. Modellare la distribuzione della brillantezza superficiale permetterebbe di isolare queste componenti.
HERMES-J002906-421419		19	<b>A/B</b>		Il sistema lensato è formato da una lente ellittica e delle immagini multiple molto deboli confusi con la lente. Modellare la distribuzione della brillantezza superficiale permetterebbe potenzialmente di isolare queste componenti.

Nome sorgente SPIRE	Nome alternativo	Ciclo HST	Classe HST (multibanda)	Referenza	Commento
HERMES-J032637-270044		19	<b>A</b>	Ca14	Il sistema lensato è formato da una lente ellittica, da un arco debole e un'immagine della sorgente confusi con la lente. Modellare la distribuzione della brillantezza superficiale permetterebbe potenzialmente di isolare queste componenti.
HERMES-J100144+025709		19	<b>A</b>	Ca14, Bu15	Il sistema lensato è formato da una galassia ellittica e da tre immagini di una sorgente lensata poste ai bordi della regione di confidenza SPIRE. Modellare la distribuzione della brillantezza superficiale della lente permetterebbe potenzialmente di isolare queste componenti.
HATLAS J091043.0-000322	SDSS-091043-000323	18	<b>A (A)</b>	Ne14, Ne10, A18, L12	Bu13, Il sistema lensato è formato da un gruppo di due lenti, una galassia ellittica e una galassia a disco osservata di taglio e da delle immagini multiple brillanti di una sorgente lensata.
HATLAS J090302.9-014127	SDSS-090303-014127	18	<b>A (A)</b>	Ne14, Ne10, A18, L12	Bu13, Il sistema lensato è formato da una lente ellittica e da delle immagini multiple brillanti.
HATLAS J090740.0-004200	SDSS-090740-004160	18	<b>(A)</b>	Ne14, Ne10, A18, L12	Bu13, Il sistema lensato è formato da una lente ellittica e da degli archi gravitazionali brillanti.
HATLAS J090311.6+003907	SDSS-090312+003907	18	<b>A (A)</b>	Ne14, L12, Fr11	Il sistema lensato è formato da una lente ellittica brillante e da degli archi gravitazionali relativamente deboli.
HATLAS J091304.9-005344	SDSS-091305-005343	18	<b>A (A)</b>	Ne14, Ne10, A18, L12, Fr11	Bu13, Il sistema lensato è formato da una lente ellittica ed un sistema complesso di immagini multiple ed archi confusi con la lente.
HATLAS-J134654+295659		19	<b>C</b>		La possibile lente è un gruppo complesso galassie. Non si osservano chiare sorgenti lensate. Immagini multiple e archi, se presenti, sono deboli e confusi.
HATLAS-J085112+004934		19	<b>A/B</b>		Il campo risulta essere densamente popolato, il sistema lensato è formato dalla lente ellittica in basso a sinistra, da un arco ed un'immagine di una sorgente lensata. Modellare la distribuzione della brillantezza superficiale della lente potrebbe permettere di distinguere la sorgente SPIRE.
HATLAS-J084958+010713		19	<b>A/B (B)</b>	Ca14	Il sistema lensato è formato da una lente piccola e debole e da un arco in basso a sinistra del puntamento SPIRE.
HATLAS-J085126+014638		19	<b>C</b>		Il sistema è troppo debole per essere caratterizzato con le immagini F110W/WFC3. Non si è in grado di distinguere tra una sorgente lensata posta ad alto <i>redshift</i> e una non lensata.
HERMES-J023006-034153		19	<b>B/C (C)</b>	Ca14	La possibile lente è la galassia ellittica a destra del puntamento SPIRE. Immagini multiple e archi, se presenti, sono deboli e confusi con la lente.
HERMES-J033118-272015		19	<b>C/D (C)</b>	Ca14	Il campo è dominato da un sistema di galassie a spirale interagenti. Non si osservano chiare sorgenti lensate, per cui non è possibile determinare se la sorgente SPIRE sia un membro del gruppo o una sorgente lensata ad alto <i>redshift</i> .
HERMES-J022251-032414		19	<b>C (C)</b>	Ca14	Il campo è dominato da una brillante ed estesa galassia a spirale. Non si osservano chiare sorgenti lensate, per cui non è possibile determinare se la sorgente SPIRE sia la spirale o una sorgente lensata ad alto <i>redshift</i> .
HATLAS-J115820-013754		19	<b>C</b>		Il sistema è troppo debole per essere caratterizzato con le immagini F110W/WFC3. Si osservano delle strutture in alto a destra del puntamento SPIRE ma non si è in grado di dire se si tratti di una sorgente lensata posta ad alto <i>redshift</i> o di una sorgente non lensata.



Nome sorgente SPIRE	Nome alternativo	Ciclo HST	Classe HST (multibanda)	Referenza	Commento
HATLASJ121812.8+011841		25	A/C		Il sistema è troppo debole per essere caratterizzato con le immagini F110W/WFC3. Si osservano delle strutture in basso a destra lontano del puntamento SPIRE. Non si è in grado di dire se si tratti di una sorgente lensata posta ad alto <i>redshift</i> o di una sorgente non lensata o se ci sia un'errore sulle coordinate del puntamento.
HATLASJ122158.5+003326		25	C		La possibile lente è una galassia debole e poco concentrata in basso a destra del puntamento SPIRE. immagini multiple e archi, se presenti, sono deboli e confusi con la lente.
HATLASJ113833.3+004909		25	B		La possibile lente è un gruppo densamente popolato di galassie. Nelle osservazioni F110W/WFC3 non è immediato distinguere tra una sorgente lensata e un sistema interagente.
HATLASJ120319.1-011253		25	A/B (C)	Ne17	La possibile lente è la galassia debole posta sotto il puntamento SPIRE. Si osserva un possibile arco debole nella parte alta della lente. Modellare la distribuzione della brillantezza superficiale della lente potrebbe permettere di distinguere la sorgente lensata.
HATLASJ142318.3+013913		25	B		La possibile lente è la galassia debole posta sotto il puntamento SPIRE. Modellando la distribuzione della brillantezza superficiale della lente si potrebbe confermare la natura del sistema.
HELMSJ232439.5-043936	HELMS7	25	B -- >(A)	A18, Na16	La lente è la galassia ellittica al centro del puntamento SPIRE. Dalle osservazioni F110W/WFC3 non è chiaro se si tratti di un sistema lensato. Osservazioni aggiuntive hanno confermato la classificazione del sistema come A.
HELMSJ005258.6+061319	HELMS10	25	B		Il possibile sistema lensato è una struttura allungata in prossimità del puntamento SPIRE. Dalle osservazioni F110W/WFC3 non è chiara la natura del sistema.
HELMSJ001800.1-060235	HELMS21	25	B		La possibile lente è una galassia ellittica compatta e debole. immagini multiple e archi, se presenti, sono deboli e confusi con la lente.
HELMSJ002220.9-015524	HELMS29	25	B		La possibile lente è una galassia ellittica in alto a destra del puntamento SPIRE. Si osserva un possibile arco debole confuso con la lente. Modellare la distribuzione della brillantezza superficiale della lente potrebbe permettere di distinguere la sorgente lensata.
HELMSJ232617.5-025319	HELMS51	25	B		La possibile lente è un gruppo di forse due galassie posto in prossimità del puntamento SPIRE. immagini multiple e archi, se presenti, sono deboli e confusi
HATLASJ223942.4-333304	HERBS111	25	B		La possibile lente è una galassia ellittica in prossimità del puntamento SPIRE. Si osserva un possibile arco debole confuso con la lente in alto ed una possibile sorgente lensata in basso. Modellare la distribuzione della brillantezza superficiale della lente potrebbe permettere di distinguere la sorgente lensata.
HATLASJ121542.7-005220		25	B (C)	Ne17	La possibile lente è una galassia ellittica compatta. immagini multiple e archi, se presenti, sono deboli e confusi con la lente. Modellare la distribuzione della brillantezza superficiale della lente potrebbe permettere di distinguere la sorgente lensata.
HELMSJ233728.8-045106	HELMS20	25	B		La possibile lente è la galassia ellittica centrale. immagini multiple e archi, se presenti, sono deboli e confusi con la lente. Modellare la distribuzione della brillantezza superficiale della lente potrebbe permettere di distinguere la sorgente lensata.
HELMSJ004747.1+061444	HELMS26	25	B		La possibile lente è una debole galassia a disco osservata di taglio. Si osservano dei possibili archi, molto deboli e confusi con la lente. Modellare la distribuzione della brillantezza superficiale della lente potrebbe permettere di distinguere la sorgente lensata.

Nome sorgente SPIRE	Nome alternativo	Ciclo HST	Classe HST (multibanda)	Referenza	Commento
HATLASJ120127.6-014043		25	<b>B (C)</b>	Ne17	La possibile lente è un gruppo di almeno tre galassie posto in prossimità del puntamento SPIRE. Non si osservano chiare sorgenti lensate. immagini multiple e archi, se presenti, sono deboli e confusi
HATLASJ224026.5-315154	HERBS148	25	<b>B</b>		La possibile lente è un gruppo di due galassie posto in prossimità del puntamento SPIRE. immagini multiple e archi, se presenti, sono deboli e confusi
HATLASJ225250.7-313657		25	<b>B (C)</b>	Ne17	La possibile lente è una galassia ellittica in prossimità del puntamento SPIRE. Si osserva un possibile arco confuso con la lente. Modellare la distribuzione della brillantezza superficiale della lente potrebbe permettere di distinguere la sorgente lensata.
HELMSJ232831.8-004035	HELMS55	25	<b>B</b>		La possibile lente è una galassia ellittica in prossimità se puntamento SPIRE. Si osserva un possibile arco debole e confuso con la lente. Modellare la distribuzione della brillantezza superficiale della lente potrebbe permettere di distinguere la sorgente lensata.
HELMSJ003519.7+072806	HELMS57	25	<b>B</b>		La possibile lente è un gruppo galassie. Non si osservano chiare sorgenti lensate. immagini multiple e archi, se presenti, sono deboli e confusi.
HERSJ012754.1+004940	HERS3	25	<b>B</b>		La possibile lente è un gruppo di forse tre galassie ellittiche. Si osservano delle possibili immagini multiple. Modellando la distribuzione della brillantezza superficiale della lente risulterebbe possibile individuare la sorgente lensata.
HATLASJ232531.3-302235		25	<b>B (C)</b>	Ne17	La possibile lente è un gruppo di almeno tre galassie ellittiche. Si osservano delle possibili immagini multiple, modellando la distribuzione della brillantezza superficiale della lente risulterebbe possibile individuare la sorgente lensata.
HATLASJ002624.8-341737		25	<b>B (C)</b>	Ne17	La possibile lente è una galassia ellittica posta a sinistra del puntamento SPIRE. Si osservano delle possibili immagini multiple, modellando la distribuzione della brillantezza superficiale della lente risulterebbe possibile individuare la sorgente lensata.
HATLASJ013951.9-321446		25	<b>B (C)</b>	Ne17	La possibile lente è una galassia ellittica compatta posta in alto a sinistra del puntamento SPIRE. immagini multiple e archi, se presenti, sono deboli e confusi con la lente. Modellare la distribuzione della brillantezza superficiale della lente potrebbe permettere di distinguere la sorgente lensata.
HATLASJ230002.6-315005	HERBS80	25	<b>B</b>		La possibile lente è una galassia ellittica compatta posta in basso a sinistra del puntamento SPIRE. immagini multiple e archi, se presenti, sono deboli e confusi con la lente. Modellare la distribuzione della brillantezza superficiale della lente potrebbe permettere di distinguere la sorgente lensata.
HATLASJ005724.2-273122		25	<b>B</b>		La possibile lente è un gruppo complesso galassie. Non si osservano chiare sorgenti lensate. immagini multiple e archi, se presenti, sono deboli e confusi.
HATLASJ012853.0-332719	HERBS73	25	<b>B</b>		La possibile lente è una galassia ellittica in prossimità del puntamento SPIRE. Si osserva un possibile arco confuso con la lente. Modellare la distribuzione della brillantezza superficiale della lente potrebbe permettere di distinguere la sorgente lensata.
HATLASJ224400.8-340030	HERBS84	25	<b>B</b>		La possibile lente è un gruppo complesso galassie. Non si osservano chiare sorgenti lensate. immagini multiple e archi, se presenti, sono deboli e confusi.
HATLASJ224027.7-343134	HERBS97	25	<b>C</b>		Il sistema è troppo debole per essere caratterizzato con le immagini F110W/WFC3. Non si è in grado di distinguere tra una sorgente lensata posta ad alto <i>redshift</i> e una non lensata.

Nome sorgente SPIRE	Nome alternativo	Ciclo HST	Classe HST (multibanda)	Referenza	Commento
HATLASJ001030.1-330621	HERBS98	25	B/C		La possibile lente è una galassia ellittica posta a sinistra del puntamento SPIRE. Si osservano una possibile immagine della sorgente lensata e un arco confuso con la lente. Modellare la distribuzione della brillantezza superficiale della lente potrebbe permettere di distinguere la sorgente lensata.
HATLASJ120709.2-014702		25	B (C)	Ne17	La possibile lente è un gruppo complesso galassie. Non si osservano chiare sorgenti lensate. immagini multiple e archi, se presenti, sono deboli e confusi.
HATLASJ232419.8-323926		25	B (C)		La possibile lente è una galassia ellittica in prossimità se puntamento SPIRE. Si osservano delle possibili immagini multiple della sorgente lensata. Modellando la distribuzione della brillantezza superficiale della lente si potrebbe distinguere la struttura della sorgente.
HATLASJ121144.8+010638		25	B		La possibile lente è una galassia ellittica. Non si osservano chiare sorgenti lensate. immagini multiple e archi, se presenti, sono deboli e confusi.
HATLASJ014520.0-313834	HERBS107	25	C		Il possibile sistema lensato è formato da un gruppo di almeno tre galassie. Nelle osservazioni F110W/WFC3 non è immediato distinguere tra una sorgente lensata e un sistema interagente.
HATLASJ011014.5-314813	HERBS160	25	B/C		Il possibile sistema lensato è una galassia debole e diffusa posta in basso del puntamento SPIRE. Non si osservano chiare strutture lensate. immagini multiple e archi, se presenti, sono deboli e confusi con la lente.
HATLASJ222503.7-304847	HERBS166	25	B		La possibile lente è la galassia ellittica brillante posta al bordo in alto del puntamento SPIRE. Si osservano delle strutture caratteristiche delle lenti gravitazionali. Modellando la distribuzione della brillantezza superficiale della lente si potrebbe distinguere la struttura della sorgente.
HATLASJ234955.7-330833	HERBS184	25	B/C		Non è chiaro se il sistema lensato si trovi ad alto <i>redshift</i> oppure se sia composto dalla galassia ellittica brillante sulla destra.
HELMSJ003814.1-002252	HELMS24	25	B		La possibile lente è una galassia compatta in prossimità del puntamento SPIRE. Non si osservano chiare strutture lensate.
HATLASJ230546.2-331038		25	B (C)	Ne17	La possibile lente è un sistema di due galassie ellittiche. Non si osservano chiare sorgenti lensate. immagini multiple e archi, se presenti, sono deboli e confusi con la lente.
HATLASJ121301.5-004922		25	B (C)	Ne17	La possibile lente è una lente ellittica compatta. Si osserva un possibile immagine sovrapposta ad un arco debole in alto a destra della lente.
HATLASJ115433.6+005042		25	B		La possibile lente è una galassia compatta in prossimità del puntamento SPIRE. Non si osservano chiare strutture lensate.
HERSJ021434.4+005926	HERS16	25	B		La possibile lente è galassia posta in basso a sinistra del puntamento SPIRE. immagini multiple e archi, se presenti, sono deboli e confusi con la lente. Modellare la distribuzione della brillantezza superficiale della lente potrebbe permettere di distinguere la sorgente lensata.
HATLASJ090453.2+022017		25	B		La possibile lente è un sistema composto da due galassie ellittiche vicine. Non si osservano chiare strutture lensate. immagini multiple e archi, se presenti, sono deboli e confuse con i componenti del gruppo.
HELMSJ233721.9-064740	HELMS49	25	B		La possibile lente è un galassia ellittica a cui è sovrapposto un possibile arco debole. l'immagine è contaminata della presenza di una stella in prossimità del puntamento SPIRE.

Nome sorgente SPIRE	Nome alternativo	Ciclo HST	Classe HST (multibanda)	Referenza	Commento
HATLASJ232210.9-333749	HERBS146	25	<b>B</b>		La possibile lente è una galassia a spirale osservata di faccia. Non si osservano chiare strutture lensate. immagini multiple e archi, se presenti, sono deboli e confuse con la lente. Modellare la distribuzione della brillantezza superficiale permetterebbe di individuare la sorgente lensata.
HERSJ012546.3-001143	HERS12	25	<b>B</b>		La possibile lente è una galassia ellittica. immagini multiple e archi, se presenti, sono deboli e confuse con la lente. Modellare la distribuzione della brillantezza superficiale permetterebbe di individuare la sorgente lensata.
HELMSJ234014.6-070738	HELMS42	25	<b>B/C-- &gt;(A)</b>	A18, Na16	Dalle osservazioni F110W/WFC3 non è chiaro se si tratti di un sistema lensato o di un sistema interagente. Osservazioni aggiuntive hanno confermato la prima ipotesi.
HELMSJ231447.5-045658	HELMS44	25	<b>B</b>		La possibile lente è un sistema di almeno due galassie ellittiche. immagini multiple e archi, se presenti, sono deboli e confuse con la lente. Modellare la distribuzione della brillantezza superficiale permetterebbe di individuare la sorgente lensata.
HELMSJ233420.4-003458	HELMS43	25	<b>B</b>		La possibile lente è forse una galassia a disco osservata di taglio che mostra un lato esteso che potrebbe essere un'immagine della sorgente lensata.
HATLASJ225045.5-304719	HERBS168	25	<b>B</b>		La possibile lente è una galassia a disco. immagini multiple e archi, se presenti, sono deboli e confuse con la lente. Modellare la distribuzione della brillantezza superficiale permetterebbe di individuare la sorgente lensata.
HELMSJ005159.5+062241	HELMS18	25	<b>B-- &gt;(A)</b>	A18, Na16	La lente è formata forse da un gruppo di galassie. Dalle osservazioni F110W/WFC3 non è chiaro se si tratti di un sistema lensato. Osservazioni aggiuntive hanno confermato la classificazione del sistema come <b>A</b> .
HELMSJ235332.0+031718	HELMS40	25	<b>B-- &gt;(A)</b>	A18, Na16	La lente è formata da una galassia a spirale e da una galassia ellittica più piccola in prossimità del puntamento SPIRE. Dalle osservazioni F110W/WFC3 non è chiaro se si tratti di un sistema lensato. Osservazioni aggiuntive hanno confermato la classificazione del sistema come <b>A</b> .
HATLASJ224805.3-335820		25	<b>B (C)</b>	Ne17	La possibile lente è una galassia ellittica. immagini multiple e archi, se presenti, sono deboli e confuse con la lente. Modellare la distribuzione della brillantezza superficiale permetterebbe di individuare la sorgente lensata.
HELMSJ001626.0+042613	HELMS22	25	<b>B-- &gt;(A)</b>	A18, Na16	La lente è formata da una galassia ellittica. Dalle osservazioni F110W/WFC3 non è chiaro se si tratti di un sistema lensato. Osservazioni aggiuntive hanno confermato la classificazione del sistema come <b>A</b> .
HATLASJ121334.9-020323		25	<b>B (B)</b>	Ne17	La possibile lente è una galassia ellittica posta in prossimità del puntamento SPIRE. immagini multiple e archi, se presenti, sono deboli e confusi con la lente. Modellare la distribuzione della brillantezza superficiale della lente potrebbe permettere di distinguere la sorgente lensata.
HERSJ010301.2-003301	HERS6	25	<b>B</b>		La possibile lente è una galassia ellittica brillante posta in prossimità del puntamento SPIRE. immagini multiple e archi, se presenti, sono deboli e confuse con la lente. Modellare la distribuzione della brillantezza superficiale permetterebbe di individuare la sorgente lensata.

Nome sorgente SPIRE	Nome alternativo	Ciclo HST	Classe HST (multibanda)	Referenza	Commento
HELMSJ233441.0-065220	HELMS1	25	<b>B</b>		La possibile lente è una galassia compatta e brillante. Sono visibili una serie di potenziali immagini multiple di una sorgente lensata alcune distanti dalla lente altre sovrapposte a questa e brillanti. La morfologia del sistema non è sufficientemente chiara per essere classificata come <b>A</b> .
HELMSJ235101.7-024426	HELMS50	25	<b>B</b>		La possibile lente è una galassia ellittica molto brillante. Immagini multiple e archi, se presenti, sono deboli e confuse con la lente. Modellare la distribuzione della brillantezza superficiale permetterebbe di individuare la sorgente lensata.
HATLASJ230538.5-312204	HERBS182	26	<b>B</b>		La possibile lente è una galassia a disco a destra del puntamento SPIRE. Immagini multiple e archi, se presenti, sono deboli e confuse con la lente. Modellare la distribuzione della brillantezza superficiale permetterebbe di individuare la sorgente lensata.
HATLASJ235121.9-332902	HERBS159	26	<b>B</b>		Il possibile sistema lensato è formato da un gruppo complesso di galassie. Nelle osservazioni F110W/WFC3 non è immediato distinguere tra una sorgente lensata e i membri del sistema.
HELMSJ001615.7+032435	HELMS13	26	<b>B-- &gt;(A)</b>	A18, Na16	La lente è formata da una galassia ellittica. Dalle osservazioni F110W/WFC3 non è chiaro se si tratti di un sistema lensato. Osservazioni aggiuntive hanno confermato la classificazione del sistema come <b>A</b> .
HELMSJ000215.9-012829	HELMS3	26	<b>B</b>		La possibile lente è un gruppo complesso di galassie. Dalle osservazioni F110W/WFC3 non è chiaro se si tratti di un sistema lensato.
HATLAS-J084933+021443		19	<b>B-- &gt;(D)</b>	Iv13; Ne17, Ca14	Protoammasso, classificabile come possibile <b>B</b> dalle sole immagini F110W/WFC3
HATLAS-J092409-005018		19	<b>B</b>		La possibile lente ellittica. Immagini multiple e archi, se presenti, sono deboli e confusi con la lente. Modellare la distribuzione della brillantezza superficiale della lente potrebbe permettere di distinguere la sorgente lensata.
HATLAS-J091841+023048		19	<b>B (C)</b>	Bu13	La possibile lente formata da un gruppo di almeno due galassie. Immagini multiple e archi, se presenti, sono deboli e confusi con la lente. Modellare la distribuzione della brillantezza superficiale della lente potrebbe permettere di distinguere la sorgente lensata.
HATLAS-J141833+010212		19	<b>B</b>		La possibile lente è formata da un gruppo di almeno due galassie. Immagini multiple e archi, se presenti, sono deboli e confusi con la lente. Modellare la distribuzione della brillantezza superficiale della lente potrebbe permettere di distinguere la sorgente lensata.
HATLAS-J091238+020050		19	<b>B</b>		La possibile lente è una galassia brillante e concentrata posta sotto il puntamento SPIRE.
HATLAS-J142004+014045		19	<b>B</b>		La possibile lente è una galassia ellittica compatta. Immagini multiple e archi, se presenti, sono deboli e confusi con la lente. Modellare la distribuzione della brillantezza superficiale della lente potrebbe permettere di distinguere la sorgente lensata.
HATLAS-J085033+012914		19	<b>B</b>		La possibile lente è una galassia ellittica compatta e debole. Immagini multiple e archi, se presenti, sono deboli e confusi con la lente.
HATLAS-J115112-012638		19	<b>B (B)</b>	Ne17	La possibile lente è una galassia ellittica. Immagini multiple e archi, se presenti, sono deboli e confusi con la lente. Modellare la distribuzione della brillantezza superficiale della lente potrebbe permettere di distinguere la sorgente lensata.

Nome sorgente SPIRE	Nome alternativo	Ciclo HST	Classe HST (multibanda)	Referenza	Commento
HATLAS-J113804-011736		19	<b>B</b>		La possibile lente è formata da un gruppo di almeno tre galassie. Nelle osservazioni F110W/WFC3 non è immediato distinguere tra una sorgente lensata e un sistema interagente.
HATLAS-J145754+000017		19	<b>B</b>		La possibile lente si trova in basso a sinistra al difuori della regione di confidenza di SPIRE. Alternativamente si tratta di una sorgente lensata ad alto <i>redshift</i> o non lensata.
HATLAS-J144715-012114		19	<b>B</b>		La lente è formata da un gruppo di tre galassie brillanti, immagini multiple e archi, se presenti, sono deboli e confusi con la lente. Modellando la distribuzione della brillantezza superficiale della lente risulterebbe possibile identificare la sorgente lensata.
HATLAS-J133256+342210		19	<b>B</b>		La possibile lente è un gruppo di galassie posto in prossimità del puntamento SPIRE. Non si osservano chiare sorgenti lensate. immagini multiple e archi, se presenti, sono deboli e confusi.
HATLAS-J133534+341837		19	<b>B</b>		La possibile lente è un gruppo di galassie posto in prossimità del puntamento SPIRE. Non si osservano chiare sorgenti lensate. immagini multiple e archi, se presenti, sono deboli e confusi.
HATLAS-J133440+353140		19	<b>B</b>		La possibile lente è la galassia in alto a sinistra al difuori dei bordi del puntamento SPIRE, il sistema mostra delle strutture ad arco confuse con la lente. Modellare la distribuzione della brillantezza superficiale della lente potrebbe permettere di distinguere la sorgente lensata.
HATLAS-J133715+352058		19	<b>B</b>		La possibile lente si trova in basso a sinistra del puntamento SPIRE. Si può intravedere una struttura molto simile ad un arco debole e confuso con la lente. Modellare la distribuzione della brillantezza superficiale risulterebbe possibile individuare l'arco gravitazionale se presente.
HATLAS-J132128+282023		19	<b>B</b>		La lente è formata da un gruppo complesso di galassie, si osserva un possibile arco debole e di ridotte dimensioni in prossimità del puntamento SPIRE.
HATLAS-J130054+260303		19	<b>B</b>		La possibile lente consiste in una galassia ellittica compatta. immagini multiple e archi, se presenti, sono deboli e confusi con la lente. Modellare la distribuzione della brillantezza superficiale della lente potrebbe permettere di distinguere la sorgente lensata.
HATLAS-J131322+285836		19	<b>B</b>		La possibile lente consiste in un sistema formato da due galassie ellittiche vicine. immagini multiple e archi, se presenti, sono deboli e confusi con la lente. Modellare la distribuzione della brillantezza superficiale della lente potrebbe permettere di distinguere la sorgente lensata.
HERMES-J143331+345440		19	<b>B-- &gt;(A)</b>	W13, Bu13, R13, Ca14	La lente consiste in una galassia compatta. Le immagini lensate sono deboli e confuse con la lente nelle osservazioni F110W/WFC3.
HERMES-J142826+345547		19	<b>B-- &gt;(A)</b>	Bu13, W13, A18, Ca14, R13	La lente consiste in una galassia a disco osservata di taglio. Le immagini lensate sono deboli e confuse con la lente nelle osservazioni F110W/WFC3, modellare la distribuzione della brillantezza superficiale della lente potrebbe permettere di distinguere la sorgente lensata.
HERMES-J021831-053131		19	<b>B-- &gt;(A)</b>	Bu13, W13, A18, Bu15, Ca14	La lente consiste in un gruppo di galassie complesso. Le immagini lensate sono deboli e confuse con la lente nelle osservazioni F110W/WFC3.
HERMES-J022017-060143		19	<b>B (B)</b>	Ca14	La lente consiste in un gruppo formato da almeno due galassie. Nelle osservazioni F110W/WFC3 non è immediato distinguere tra una sorgente lensata e un sistema interagente.

Nome sorgente SPIRE	Nome alternativo	Ciclo HST	Classe HST (multibanda)	Referenza	Commento
HERMES-J142824+352620		19	<b>B-- &gt;(A)</b>	W13, Bu13 (C), Bo06, Ca14	La lente consiste in una galassia compatta. Le immagini lensate sono deboli e confuse con la lente nelle osservazioni F110W/WFC3, modellare la distribuzione della brillantezza superficiale della lente potrebbe permettere di distinguere la sorgente lensata.
HERMES-J022022-015329		19	<b>B (C)</b>	Ca14	La lente consiste in un gruppo formato da almeno due galassie. Nelle osservazioni F110W/WFC3 non è immediato distinguere tra una sorgente lensata e un sistema interagente.
HERMES-J022135-062617		19	<b>B (B)</b>	Ca14	La lente consiste nella galassia massiccia a destra del puntamento SPIRE. Non è immediato determinare se l'oggetto centrale sia un'immagine lensata o faccia parte della galassia. Modellare la distribuzione della brillantezza superficiale della lente potrebbe permettere di distinguere la sorgente lensata.
HERMES-J032443-282134		19	<b>B (B)</b>	Ca14	La lente consiste in un gruppo di galassie complesso. Nelle osservazioni F110W/WFC3 non è immediato distinguere tra una sorgente lensata e un sistema interagente.
HERMES-J003824-433705		19	<b>B</b>		La possibile lente è forse la galassia ellittica in alto a destra del puntamento SPIRE. In alto della lente si osserva una struttura che potrebbe essere un'immagine di una sorgente lensata. Modellare la distribuzione della brillantezza superficiale della lente potrebbe permettere di distinguere la sorgente SPIRE.
HERMES-J045027-524126		19	<b>B</b>		La possibile lente è la galassia ellittica. In alto a destra della lente si osserva una struttura che potrebbe essere un'immagine di una sorgente lensata. Modellare la distribuzione della brillantezza superficiale della lente potrebbe permettere di distinguere la sorgente SPIRE.
HERMES-J022548-041750		19	<b>B (B)</b>	Ca14	La lente è formata da un gruppo complesso di galassie. Nelle osservazioni F110W/WFC3 non è immediato distinguere tra una sorgente lensata e un sistema interagente.
HERMES-J104549+574512		19	<b>B-- &gt;(A)</b>	Ca14	Il sistema lensato è formato da un gruppo di tre galassie. Nelle osservazioni F110W/WFC3 non è immediato confermare la natura del sistema.
HERMES-J104140+570859		19	<b>B (C)</b>	Ca14	La possibile lente è la galassia a spirale in alto del puntamento SPIRE. Immagini multiple e archi, se presenti, sono deboli e confusi con la lente. Modellare la distribuzione della brillantezza superficiale della lente potrebbe permettere di distinguere la sorgente lensata.
HERMES-J022029-064846		19	<b>B (B)</b>	Ca14	La possibile lente consiste in una galassia compatta. Le immagini lensate sono deboli e confuse con la lente nelle osservazioni F110W/WFC3. Modellare la distribuzione della brillantezza superficiale della lente potrebbe permettere di distinguere la sorgente lensata. In alto del puntamento SPIRE si osserva una struttura allungata, forse fa parte della sorgente.
HERMES-J105551+592845		19	<b>B (B)</b>	Ca14	La possibile lente consiste in una galassia compatta. Le immagini lensate sono deboli e confuse con la lente nelle osservazioni F110W/WFC3. Modellare la distribuzione della brillantezza superficiale della lente potrebbe permettere di distinguere la sorgente lensata.
HERMES-J142201+533214		19	<b>B (C)</b>	Ca14	La possibile lente è forse un gruppo formato da almeno due galassie compatte. Immagini multiple e archi, se presenti, sono deboli e confusi con la lente.
HERMES-J032434-292646		19	<b>B (B)</b>	Ca14	La possibile lente consiste in un gruppo di galassie debole a sinistra del puntamento SPIRE. Immagini multiple e archi, se presenti, sono deboli e difficili da distinguere da un sistema interagente.

Nome sorgente SPIRE	Nome alternativo	Ciclo HST	Classe HST (multibanda)	Referenza	Commento
HERMES-J143544+344743		19	<b>B (B)</b>	Ca14	La possibile lente consiste in una galassia compatta. Le immagini lensate sono deboli e confuse con la lente nelle osservazioni F110W/WFC3. Modellare la distribuzione della brillantezza superficiale della lente potrebbe permettere di distinguere la sorgente lensata.
HERMES-J022206-070727		19	<b>B (C)</b>	Ca14	La possibile lente consiste forse in un gruppo di galassie a sinistra del puntamento SPIRE. immagini multiple e archi, se presenti, sono deboli e difficili da distinguere da un sistema interagente.
HERMES-J043341-540338		19	<b>B (B)</b>	Ca14	La possibile lente è un galassia compatta e debole in basso a destra del puntamento SPIRE. immagini multiple e archi, se presenti, sono deboli e confusi con la lente. Modellare la distribuzione della brillantezza superficiale della lente potrebbe permettere di distinguere la sorgente lensata.
HERMES-J044154-540352		19	<b>B-- &gt;(A)</b>	Bu15	La lente è la galassia ellittica, dalle sole osservazioni F110W/WFC3 non è chiaro se si tratti di un sistema lensato. Osservazioni aggiuntive hanno confermato la natura del sistema.
HERMES-J044947-525427		19	<b>B</b>		Il sistema è troppo debole per essere caratterizzato con le immagini F110W/WFC3. Non si è in grado di distinguere tra una sorgente lensata posta ad alto <i>redshift</i> e una non lensata.
HATLAS-J092136+000132		19	<b>A/B</b>		La lente è formata da un gruppo complesso di galassie, si osservano degli archi deboli e di ridotte dimensioni in prossimità del puntamento SPIRE.
HATLAS-J115120-003322		19	<b>A/B</b>		La possibile lente è formata da un gruppo complesso di galassie. Nelle osservazioni F110W/WFC3 non è immediato distinguere tra una sorgente lensata e sistema interagente.
HATLAS-J143203-005219		19	<b>A/B</b>		La possibile lente è la galassia sopra il puntamento SPIRE. le immagini lensate della sorgente sono confuse con la lente. Modellare la distribuzione della brillantezza superficiale della lente potrebbe permettere di distinguere la sorgente lensata.
HERMES-J142549+345024		19	<b>A/B</b>		Il sistema è formato da una lente massiccia posta ai bordi della regione di confidenza SPIRE e da delle possibili immagini della sorgente lensata confuse con la lente. Modellare la distribuzione della brillantezza superficiale della lente potrebbe permettere di distinguere la sorgente lensata.
HATLASJ121348.0+010812		26	<b>B/C</b>		La possibile lente è la galassia in basso a sinistra del puntamento SPIRE. Si osservano delle strutture estese ma non è chiaro che si tratti di un'immagine lensata gravitazionalmente. Modellando la distribuzione della brillantezza superficiale della lente si potrebbe distinguere la sorgente lensata.
HATLAS-J131611+281220		19	<b>B/C</b>		La possibile lente è un galassia compatta e debole in basso a sinistra del puntamento SPIRE. immagini multiple e archi, se presenti, sono deboli e confusi con la lente.
HERMES-J100057+022014		19	<b>B/C (C)</b>	Ca14	La possibile lente è un gruppo di galassie complesso e debole. immagini multiple e archi, se presenti, sono deboli e confusi.
HATLAS-J085309-005727		19	<b>B/D</b>		La possibile lente è un galassia compatta e debole in basso del puntamento SPIRE. immagini multiple e archi, se presenti, sono deboli e confusi con la lente.
HATLAS-J114753-005832		19	<b>B/D</b>		Il sistema è troppo debole per essere caratterizzato con le immagini F110W/WFC3. Si osservano delle strutture ma non si è in grado di dire se si tratti di una sorgente lensata posta ad alto <i>redshift</i> o di una sorgente non lensata.



Nome sorgente SPIRE	Nome alternativo	Ciclo HST	Classe HST (multibanda)	Referenza	Commento
HATLAS-J131642+251158		19	B/D		Il campo è dominato da una grande e luminosa galassia a spirale. Non si osservano chiare sorgenti lensate, per cui non è possibile determinare se la sorgente SPIRE sia la spirale o una sorgente lensata.
HATLAS-J133623+343806		19	B/D		Il campo è dominato da una grande e luminosa galassia a spirale. Non si osservano chiare sorgenti lensate, per cui non è possibile determinare se la sorgente SPIRE sia la spirale o una sorgente lensata.
HATLASJ222629.4-321111	HERBS144	25	C		La possibile lente consiste forse in un gruppo di almeno due galassie. Immagini multiple e archi, se presenti, sono deboli.
HATLASJ084259.9+024959		25	C		La possibile lente è un gruppo di galassie complesso e debole. Immagini multiple e archi, se presenti, sono deboli e confusi.
HELMSJ231857.2-053035	HELMS16	25	C		Il sistema è troppo debole per essere caratterizzato con le immagini F110W/WFC3. Si osservano delle strutture in prossimità del puntamento SPIRE, non si è in grado di distinguere tra una sorgente lensata posta ad alto <i>redshift</i> e una non lensata.
HATLASJ145135.2-011418		25	C		Non è chiaro si tratti di una lente gravitazionale. In prossimità del puntamento SPIRE è presente una stella molto brillante che contamina l'immagine.
HATLASJ141810.0-003747		25	C		La possibile lente è un gruppo di galassie complesso e debole. Immagini multiple e archi, se presenti, sono deboli e confusi.
HATLASJ225324.2-323504	HERBS103	25	C		Il sistema è troppo debole per essere caratterizzato con le immagini F110W/WFC3. Si osservano delle strutture ma non si è in grado di dire se si tratti di una sorgente lensata posta ad alto <i>redshift</i> o di una sorgente non lensata.
HERSJ020529.1+000501	HERS19	25	C		Il sistema è troppo debole per essere caratterizzato con le immagini F110W/WFC3. Si osservano delle strutture ma non si è in grado di dire se si tratti di una sorgente lensata posta ad alto <i>redshift</i> o di una sorgente non lensata.
HATLASJ013840.4-281855		25	C (C)	Ne17	La possibile lente è una galassia a spirale. Immagini multiple e archi, se presenti, sono deboli e confusi con la lente. Modellare la distribuzione della brillantezza superficiale della lente potrebbe permettere di distinguere la sorgente lensata.
HATLASJ224207.2-324159		25	C (C)	Ne17	Il sistema è troppo debole per essere caratterizzato con le immagini F110W/WFC3. Si osservano delle strutture ma non si è in grado di dire se si tratti di una sorgente lensata posta ad alto <i>redshift</i> o di una sorgente non lensata.
HATLASJ000455.3-330811	HERBS170	25	C		La lente è formata da un gruppo di galassie complesso. Nelle osservazioni F110W/WFC3 non è immediato distinguere tra una sorgente lensata ed un sistema interagente.
HATLASJ012209.4-273824	HERBS114	25	C		Non è chiaro si tratti di una lente gravitazionale. In prossimità del puntamento SPIRE è presente una stella molto brillante che contamina l'immagine.
HATLASJ232200.0-355622	HERBS118	25	C		Il sistema è troppo debole per essere caratterizzato con le immagini F110W/WFC3. Si osservano delle strutture in prossimità del puntamento SPIRE, non si è in grado di distinguere tra una sorgente lensata posta ad alto <i>redshift</i> e una non lensata.
HATLASJ231205.1-295026	HERBS132	25	C		Il sistema è troppo debole per essere caratterizzato con le immagini F110W/WFC3. Si osservano delle strutture ma non si è in grado di dire se si tratti di una sorgente lensata posta ad alto <i>redshift</i> o di una sorgente non lensata. In alto al di fuori dell'ingrandimento di $20/times20$ arcsec <sup>2</sup> è presente una galassia vicina molto brillante che può contribuire alla sorgente SPIRE.

Nome sorgente SPIRE	Nome alternativo	Ciclo HST	Classe HST (multibanda)	Referenza	Commento
HATLASJ002144.8-295217	HERBS156	25	C		Il sistema è troppo debole per essere caratterizzato con le immagini F110W/WFC3. Non si è in grado di dire se si tratti di una lente debole o di una sorgente non lensata oppure lensata ma ad alto <i>redshift</i> .
HATLASJ122117.0-014924		25	C		Il sistema è troppo debole per essere caratterizzato con le immagini F110W/WFC3. Non si è in grado di dire se si tratti di una lente debole o di una sorgente non lensata oppure lensata ma ad alto <i>redshift</i> .
HATLASJ144556.1-004853		25	C (B/C)	Bu13, Ca14	Il possibile lente consiste in un gruppo di galassie complesso. immagini multiple e archi, se presenti, sono deboli e confusi con la lente.
HATLAS-J083932-011760		19	C		La possibile lente consiste in una galassia a disco osservata di taglio. immagini multiple e archi, se presenti, sono deboli e confusi con la lente. Modellare la distribuzione della brillantezza superficiale della lente potrebbe permettere di distinguere la sorgente lensata.
HATLAS-J091949-005037		19	C		Non è chiaro si tratti di una lente gravitazionale. In prossimità del puntamento SPIRE è presente una stella molto brillante che contamina l'immagine.
HATLAS-J142707+002258		19	C		La possibile lente consiste forse in un gruppo di almeno due galassie. immagini multiple e archi, se presenti, sono deboli e confusi con la lente. Modellare la distribuzione della brillantezza superficiale della lente potrebbe permettere di distinguere la sorgente lensata.
HATLAS-J091454-010357		19	C		Il sistema è troppo debole per essere caratterizzato con le immagini F110W/WFC3. Si osservano delle strutture ma non si è in grado di dire se si tratti di una sorgente lensata posta ad alto <i>redshift</i> o di una sorgente non lensata.
HATLAS-J083817-004134		19	C		Il sistema non mostra la morfologia classica delle lenti gravitazionali, è possibile si tratti di galassie interagenti.
HATLAS-J083546+002804		19	C		Il sistema è troppo debole per essere caratterizzato con le immagini F110W/WFC3. Si osservano delle strutture compatte in alto a destra ma non si è in grado di dire se si tratti di una lente debole o di una sorgente non lensata oppure lensata ma ad alto <i>redshift</i> .
HATLAS-J133905+340820		19	C		Il sistema è troppo debole per essere caratterizzato con le immagini F110W/WFC3. Si osservano delle strutture compatte in basso a sinistra ma non si è in grado di dire se si tratti di una lente debole o di una sorgente non lensata oppure lensata ma ad alto <i>redshift</i> .
HATLAS-J132302+341650		19	C		Non è chiaro si tratti di una lente gravitazionale. In prossimità del puntamento SPIRE è presente una stella molto brillante che contamina l'immagine.
HATLAS-J132227+300723		19	C		Il sistema è troppo debole per essere caratterizzato con le immagini F110W/WFC3. Non si è in grado di dire se si tratti di una lente debole o di una sorgente non lensata oppure lensata ma ad alto <i>redshift</i> .
HATLAS-J131805+325018		19	C		Il sistema è troppo debole per essere caratterizzato con le immagini F110W/WFC3. Si osservano delle strutture in basso a sinistra del puntamento SPIRE ma non si è in grado di dire se si tratti di una sorgente lensata posta ad alto <i>redshift</i> o di una sorgente non lensata.
HATLAS-J134403+242627		19	C		Il sistema è troppo debole per essere caratterizzato con le immagini F110W/WFC3. Si osservano delle strutture ma non si è in grado di dire se si tratti di una sorgente lensata posta ad alto <i>redshift</i> o di una sorgente non lensata.
HATLAS-J130601+231322		19	C		Il sistema non mostra la morfologia classica delle lenti gravitazionali, è possibile si tratti di galassie interagenti.

Nome sorgente SPIRE	Nome alternativo	Ciclo HST	Classe HST (multibanda)	Referenza	Commento
HATLAS-J131609+254931		19	C		In prossimità del puntamento SPIRE è presente una stella molto brillante che contamina l'immagine.
HATLAS-J131020+253731		19	C		Non è chiaro si tratti di una lente gravitazionale. In prossimità del puntamento SPIRE è presente una stella molto brillante che contamina l'immagine.
HERMES-J172612+583742		19	C (C)	Ca14	Il sistema è troppo debole per essere caratterizzato con le immagini F110W/WFC3. Si osservano delle strutture ma non si è in grado di dire se si tratti di una sorgente lensata posta ad alto <i>redshift</i> o di una sorgente non lensata.
HERMES-J033211-270536		19	C (B)	Ca14	Il sistema è troppo debole per essere caratterizzato con le immagini F110W/WFC3. Non si è in grado di distinguere tra una sorgente lensata posta ad alto <i>redshift</i> e una non lensata.
HERMES-J142558+332549		19	C (C)	Ca14	La lente è formata da un gruppo di galassie. Nelle osservazioni F110W/WFC3 non è immediato distinguere tra una sorgente lensata e un sistema interagente.
HERMES-J161332+544358		19	C (C)	Ca14	Il sistema è troppo debole per essere caratterizzato con le immagini F110W/WFC3. Non si è in grado di distinguere tra una sorgente lensata posta ad alto <i>redshift</i> e una non lensata.
HERMES-J021943-052433		19	C (C)	Ca14	Il sistema è troppo debole per essere caratterizzato con le immagini F110W/WFC3. Non si è in grado di distinguere tra una sorgente lensata posta ad alto <i>redshift</i> e una non lensata.
HERMES-J022515-024707		19	C (B)	Ca14	Il sistema è troppo debole per essere caratterizzato con le immagini F110W/WFC3. Si osservano delle strutture in basso a sinistra e in alto a destra del puntamento SPIRE ma non si è in grado di dire se si tratti di una sorgente lensata posta ad alto <i>redshift</i> o di una sorgente non lensata.
HATLAS-J132419+320754		19	C (C)	Ne17	La possibile lente è un gruppo di galassie complesso e debole. Immagini multiple e archi, se presenti, sono deboli e confusi.
HATLAS-J113834-014657		19	C		La possibile lente è un gruppo di galassie complesso e debole. Immagini multiple e archi, se presenti, sono deboli e confusi.
HATLAS-J141118-010655		19	C		Il sistema è troppo debole per essere caratterizzato con le immagini F110W/WFC3. Non si è in grado di distinguere tra una sorgente lensata posta ad alto <i>redshift</i> e una non lensata.
HATLAS-J140422-001218		19	C		La possibile lente è un gruppo di galassie complesso e debole. Immagini multiple e archi, se presenti, sono deboli e confusi.
HATLAS-J132909+300958		19	C		La possibile lente è un gruppo di galassie complesso e debole. Immagini multiple e archi, se presenti, sono deboli e confusi.
HERMES-J105712+565458		19	C-- >(A)	W13, A18, Bu13, Ca14	La lente consiste in una galassia compatta. Le immagini lensate sono deboli e confuse con la lente nelle osservazioni F110W/WFC3.
HERMES-J170508+594056		19	C (C)	Ca14	Il sistema è troppo debole per essere caratterizzato con le immagini F110W/WFC3. Non si è in grado di distinguere tra una sorgente lensata posta ad alto <i>redshift</i> e una non lensata.
HATLASJ122407.4-003247		25	C		Il sistema è troppo debole per essere caratterizzato con le immagini F110W/WFC3. Non si è in grado di distinguere tra una sorgente lensata posta ad alto <i>redshift</i> e una non lensata.
HATLASJ122034.2-003805		25	C		Il sistema è troppo debole per essere caratterizzato con le immagini F110W/WFC3. Si osservano delle strutture in basso a sinistra del puntamento SPIRE ma non si è in grado di dire se si tratti di una sorgente lensata posta ad alto <i>redshift</i> o di una sorgente non lensata.

Nome sorgente SPIRE	Nome alternativo	Ciclo HST	Classe HST (multibanda)	Referenza	Commento
HATLASJ143403.5+000234		25	C		Il sistema è troppo debole per essere caratterizzato con le immagini F110W/WFC3. Non si è in grado di distinguere tra una sorgente lensata posta ad alto <i>redshift</i> e una non lensata.
HELMSJ003929.6+002426	HELMS11	25	C		Il sistema è troppo debole per essere caratterizzato con le immagini F110W/WFC3. Si osservano alcune sorgenti nella regione di confidenza SPIRE, ma non si è in grado di distinguere tra una sorgente lensata posta ad alto <i>redshift</i> e una non lensata.
HELMSJ001226.9+020810	HELMS45	25	C		Il sistema è troppo debole per essere caratterizzato con le immagini F110W/WFC3. Si osservano varie sorgenti nella regione di confidenza SPIRE ma non si è in grado di distinguere se si tratti di una sorgente lensata posta ad alto <i>redshift</i> o una non lensata.
HELMSJ004622.3+073509	HELMS46	25	C		Il sistema è troppo debole per essere caratterizzato con le immagini F110W/WFC3. Non si è in grado di distinguere tra una sorgente lensata posta ad alto <i>redshift</i> e una non lensata.
HELMSJ234951.6-030019	HELMS47	25	X		Immagine corrotta.
HELMSJ232833.6-031416	HELMS48	25	C		Il sistema è troppo debole per essere caratterizzato con le immagini F110W/WFC3. Non si è in grado di distinguere tra una sorgente lensata posta ad alto <i>redshift</i> e una non lensata.
HATLASJ144608.6+021927		25	C (C)		Non è chiaro si tratti di una lente gravitazionale. In prossimità del puntamento SPIRE è presente una stella molto brillante che contamina l'immagine.
HATLASJ012335.1-314618	HERBS145	25	C		Il sistema è troppo debole per essere caratterizzato con le immagini F110W/WFC3. Non si è in grado di distinguere tra una sorgente lensata posta ad alto <i>redshift</i> e una non lensata.
HATLASJ090613.8-010042		25	D		La sorgente sembra non essere lensata ma la sua natura non è chiara, è possibile sia una stella o un quasar.
HATLASJ145337.2+000407		25	C		Il sistema è troppo debole per essere caratterizzato con le immagini F110W/WFC3. Non si è in grado di distinguere tra una sorgente lensata posta ad alto <i>redshift</i> e una non lensata.
HATLASJ083859.3+021325		25	C		Il sistema è troppo debole per essere caratterizzato con le immagini F110W/WFC3. Non si è in grado di distinguere tra una sorgente lensata posta ad alto <i>redshift</i> e una non lensata.
HATLAS-J091857-000047		19	C		La possibile lente è un galassia compatta e debole in basso del puntamento SPIRE. immagini multiple e archi, se presenti, sono deboli e confusi con la lente.
HATLAS-J083153+014014		19	C		Il sistema è troppo debole per essere caratterizzato con le immagini F110W/WFC3. Non si è in grado di distinguere tra una sorgente lensata posta ad alto <i>redshift</i> e una non lensata.
HATLAS-J083345+000109		19	D (D)	A18	Il sistema non è lensato ma si tratta del quasar WISEA J083344.88+000111.7 a $z = 2.53$ .
HATLAS-J092141+005356		19	C		Il sistema è troppo debole per essere caratterizzato con le immagini F110W/WFC3. Non si è in grado di distinguere tra una sorgente lensata posta ad alto <i>redshift</i> e una non lensata.
HATLAS-J113526-014606		19	C (C)	Bu13, Ca14, Ne17	Il sistema è troppo debole per essere caratterizzato con le immagini F110W/WFC3. Non si è in grado di distinguere tra una sorgente lensata posta ad alto <i>redshift</i> e una non lensata.
HATLAS-J113243-005109		19	C		Il sistema è troppo debole per essere caratterizzato con le immagini F110W/WFC3. Non si è in grado di distinguere tra una sorgente lensata posta ad alto <i>redshift</i> e una non lensata.

Nome sorgente SPIRE	Nome alternativo	Ciclo HST	Classe HST (multibanda)	Referenza	Commento
HATLAS-J115521-021332		19	C		Il sistema è troppo debole per essere caratterizzato con le immagini F110W/WFC3. Non si è in grado di distinguere tra una sorgente lensata posta ad alto <i>redshift</i> e una non lensata. Inoltre, in prossimità del puntamento SPIRE, è presente una stella che contamina l'immagine.
HATLAS-J134139+322837		19	C		Il sistema è troppo debole per essere caratterizzato con le immagini F110W/WFC3. Non si è in grado di distinguere tra una sorgente lensata posta ad alto <i>redshift</i> e una non lensata.
HATLAS-J134442+240346		19	C		Il sistema è troppo debole per essere caratterizzato con le immagini F110W/WFC3. Non si è in grado di distinguere tra una sorgente lensata posta ad alto <i>redshift</i> e una non lensata.
HATLAS-J125653+275903		19	C (C)	Ne17	Il sistema è troppo debole per essere caratterizzato con le immagini F110W/WFC3. Non si è in grado di distinguere tra una sorgente lensata posta ad alto <i>redshift</i> e una non lensata.
HATLAS-J131001+264759		19	C		Il sistema è troppo debole per essere caratterizzato con le immagini F110W/WFC3, possibilmente si tratta di un gruppo molto debole. Non si è in grado di distinguere tra una sorgente lensata posta ad alto <i>redshift</i> e una non lensata.
HERMES-J103618+585454		19	B (C)	Ca14	La possibile lente è un galassia compatta e debole in basso a sinistra del puntamento SPIRE. immagini multiple e archi, se presenti, sono deboli e confusi con la lente.
HERMES-J172222+582611		19	C (C)	Ca14	Il sistema è troppo debole per essere caratterizzato con le immagini F110W/WFC3. Non si è in grado di distinguere tra una sorgente lensata posta ad alto <i>redshift</i> e una non lensata.
HERMES-J043830-541832		19	C (C)	Ca14	Il sistema è troppo debole per essere caratterizzato con le immagini F110W/WFC3. Non si è in grado di distinguere tra una sorgente lensata posta ad alto <i>redshift</i> e una non lensata.
HERMES-J021632-053421		19	C (C)	Ca14	Il sistema è troppo debole per essere caratterizzato con le immagini F110W/WFC3. Non si è in grado di distinguere tra una sorgente lensata posta ad alto <i>redshift</i> e una non lensata.
HERMES-J144030+333843		19	C (C)	Ca14	Il sistema è troppo debole per essere caratterizzato con le immagini F110W/WFC3. Non si è in grado di distinguere tra una sorgente lensata posta ad alto <i>redshift</i> e una non lensata.
HERMES-J022213-070222		19	C (C)	Ca14	Il sistema è troppo debole per essere caratterizzato con le immagini F110W/WFC3. Non si è in grado di distinguere tra una sorgente lensata posta ad alto <i>redshift</i> e una non lensata.
HERMES-J170608+590921		19	C (C)	Ca14	Il sistema è troppo debole per essere caratterizzato con le immagini F110W/WFC3. Non si è in grado di distinguere tra una sorgente lensata posta ad alto <i>redshift</i> e una non lensata.
HERMES-J022518-044610		19	C/D (C)	Ca14	Il sistema probabilmente non è lensato. Però la sua natura non è chiara, potrebbe essere un quasar o una stella.
HERMES-J021837-035315		19	C (C)	Ca14	Il sistema è troppo debole per essere caratterizzato con le immagini F110W/WFC3. Non si è in grado di distinguere tra una sorgente lensata posta ad alto <i>redshift</i> e una non lensata.
HERMES-J002854-420457		19	C		La possibile lente è un galassia compatta e debole in basso del puntamento SPIRE. immagini multiple e archi, se presenti, sono deboli e confusi con la lente.
HERMES-J032713-285106		19	C (C)	Ca14	La possibile lente è un sistema di due galassie interagenti. immagini multiple e archi, se presenti, sono deboli e confusi con la lente.

Nome sorgente SPIRE	Nome alternativo	Ciclo HST	Classe HST (multibanda)	Referenza	Commento
HERMES-J104051+560654		19	C (C)	Ca14	La possibile lente è una galassia ellittica debole. immagini multiple e archi, se presenti, sono deboli e confusi con la lente.
HERMES-J103958+563120		19	C (C)	Ca14	Il sistema è troppo debole per essere caratterizzato con le immagini F110W/WFC3. Non si è in grado di distinguere tra una sorgente lensata posta ad alto <i>redshift</i> e una non lensata.
HERMES-J103330+563316		19	C (B)	Ca14	Il sistema è troppo debole per essere caratterizzato con le immagini F110W/WFC3. Non si è in grado di distinguere tra una sorgente lensata posta ad alto <i>redshift</i> e una non lensata.
HERMES-J170818+582845		19	C (C)	Ca14	Il sistema è troppo debole per essere caratterizzato con le immagini F110W/WFC3. Non si è in grado di distinguere tra una sorgente lensata posta ad alto <i>redshift</i> e una non lensata.
HELMSJ002936.3+020710	HELMS39	25	X		Immagine corrotta.
HELMSJ234051.5-041938	HELMS5	26	X		Immagine corrotta.
HATLAS-J083705+020032		19	X		Immagine corrotta.
HATLASJ141955.5-003449		25,26	C		X. Non è chiaro se il sistema sia lensato oppure che si stia trattando di un gruppo di galassie interagenti ad alto <i>redshift</i> .
HATLASJ224759.6-310134	HERBS141	25,26	A/B		X. Il sistema lensato è formato da una lente ellittica massiccia e da delle strutture diffuse che potenzialmente sono riconducibili ad una sorgente lensata gravitazionalmente. Queste strutture possono essere meglio caratterizzate modellando la distribuzione della brillantezza superficiale della lente.



## Appendice B

# Immagini del catalogo delle sorgenti candidate a lenti gravitazionali

A seguire vengono mostrate le immagini delle sorgenti catalogate nell'Appendice A costruite secondo l'esempio riportato in Fig. 3.2. Ogni pagina riporta 12 immagini F110W/WFC3. La descrizione della struttura dei singoli riquadri è riportata nella Sez. 3.3.



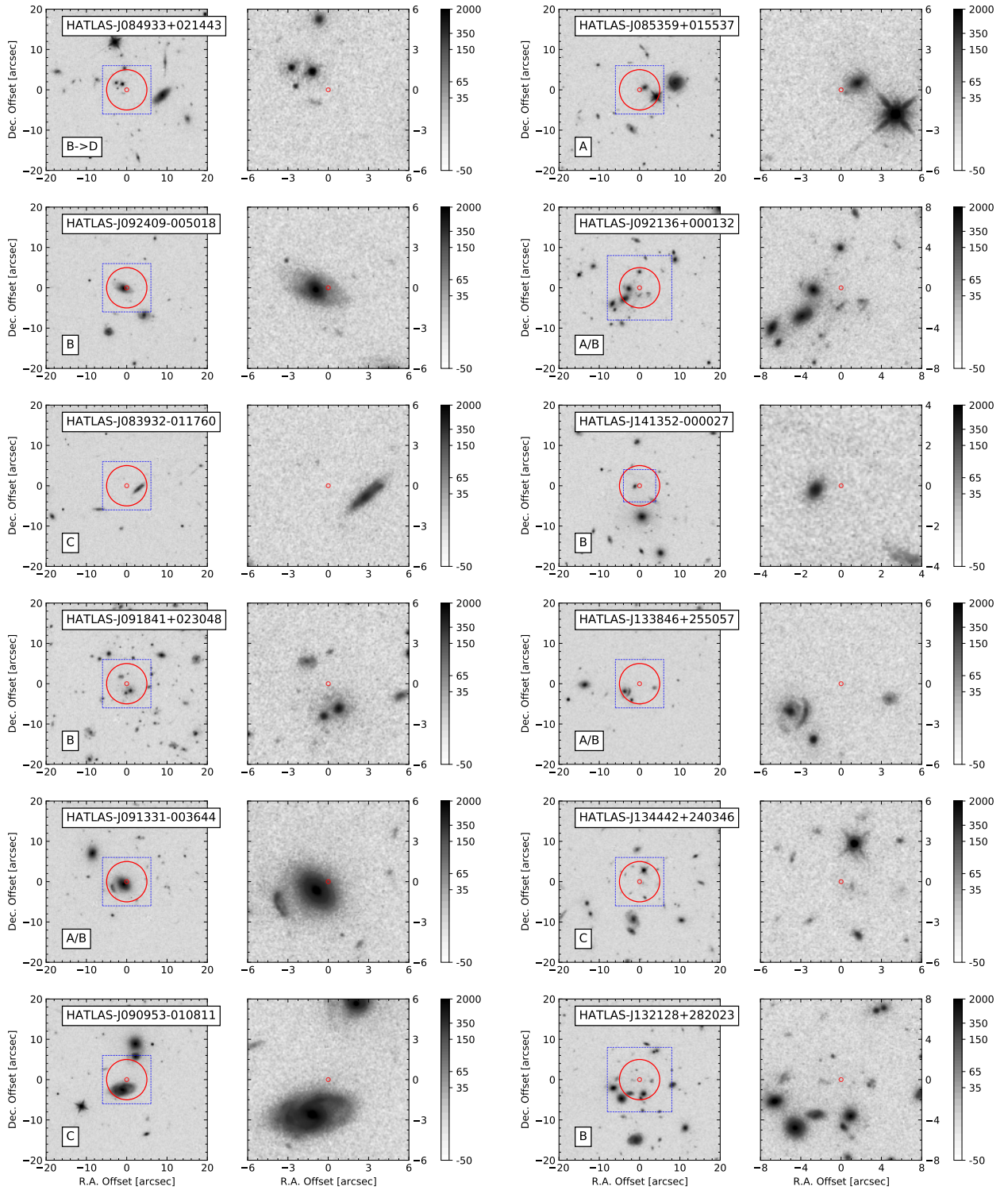


Figura B.1

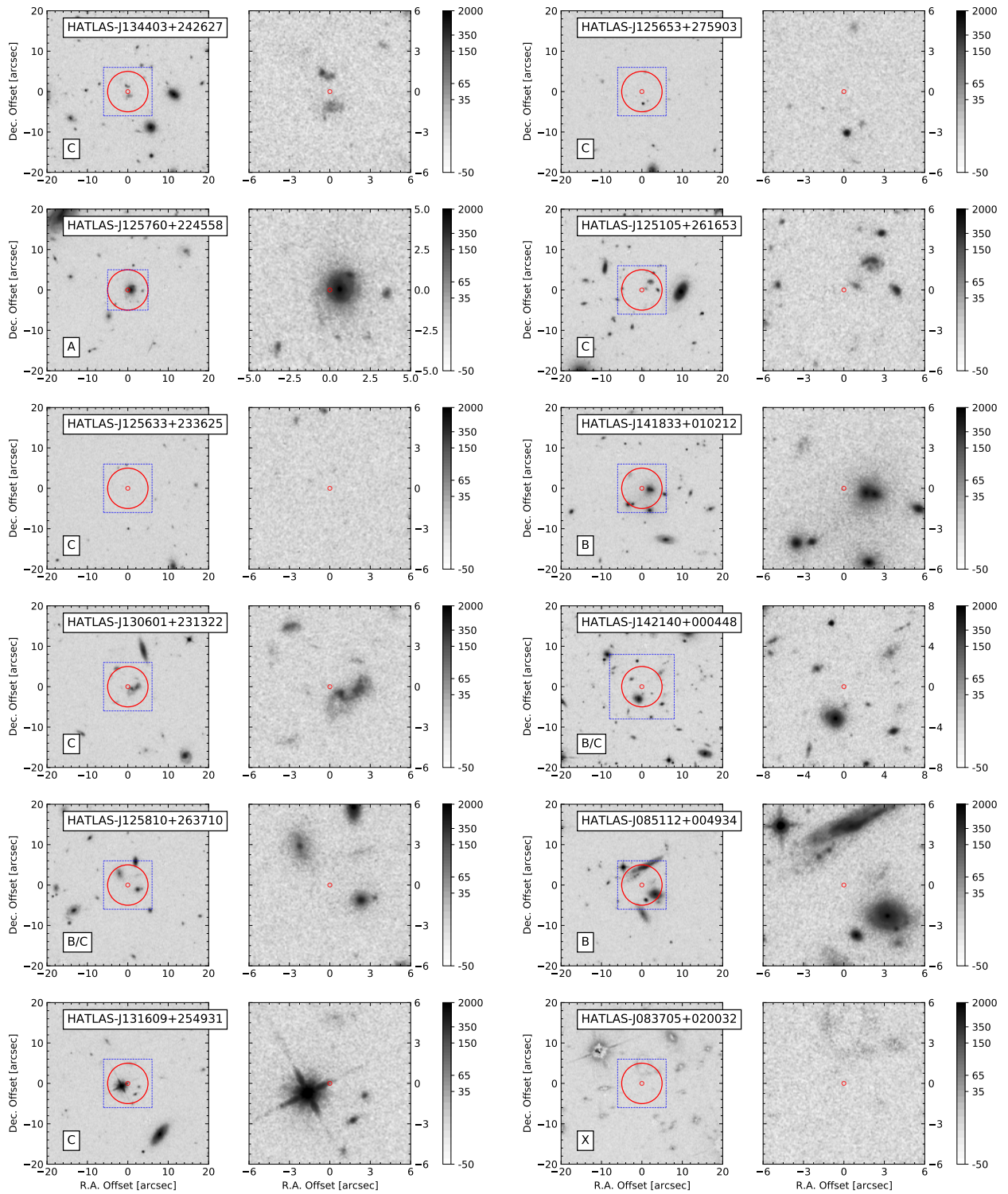


Figura B.1: (continua)

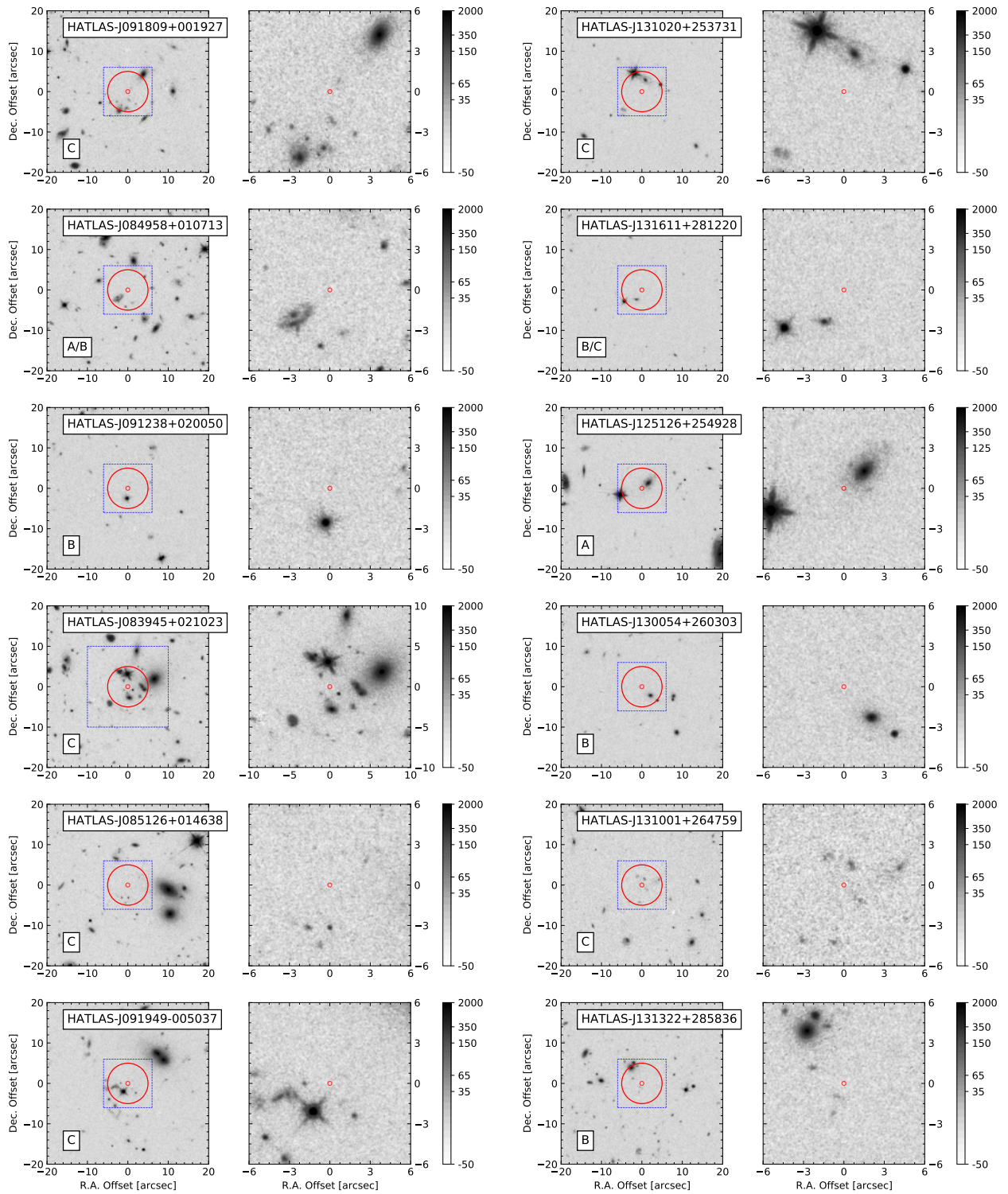


Figura B.1: (continua)

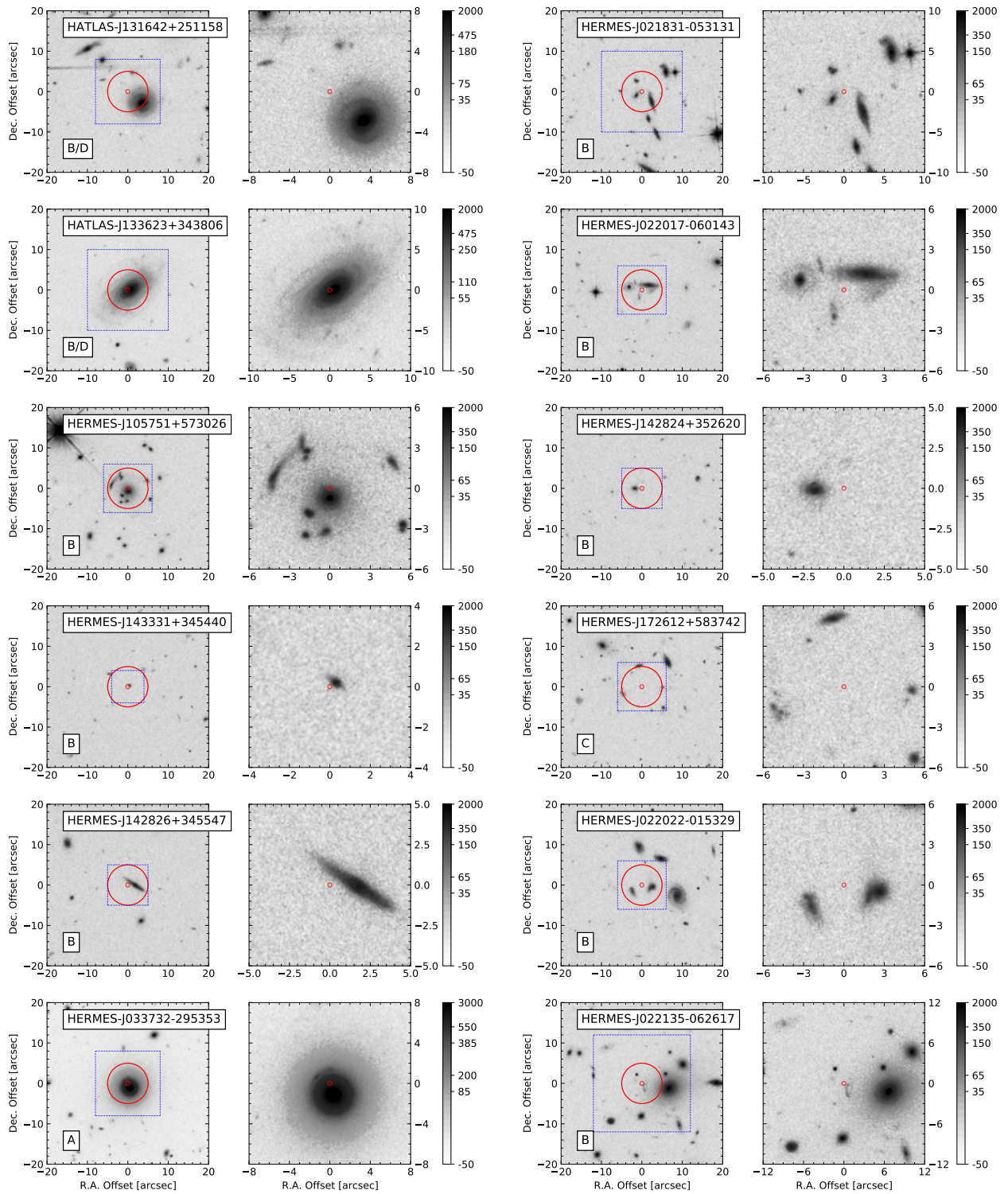


Figura B.1: (continua)

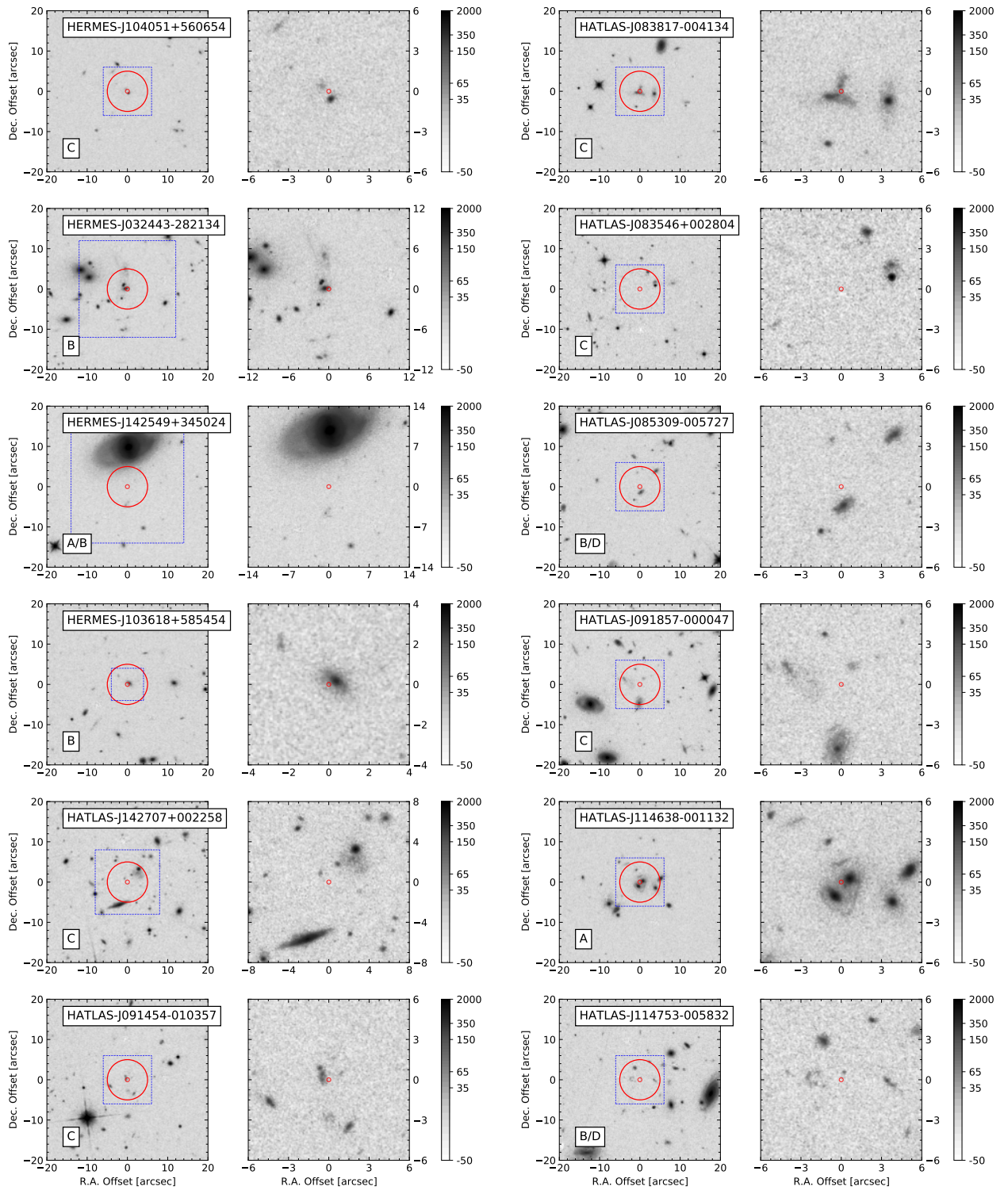


Figura B.1: (continua)

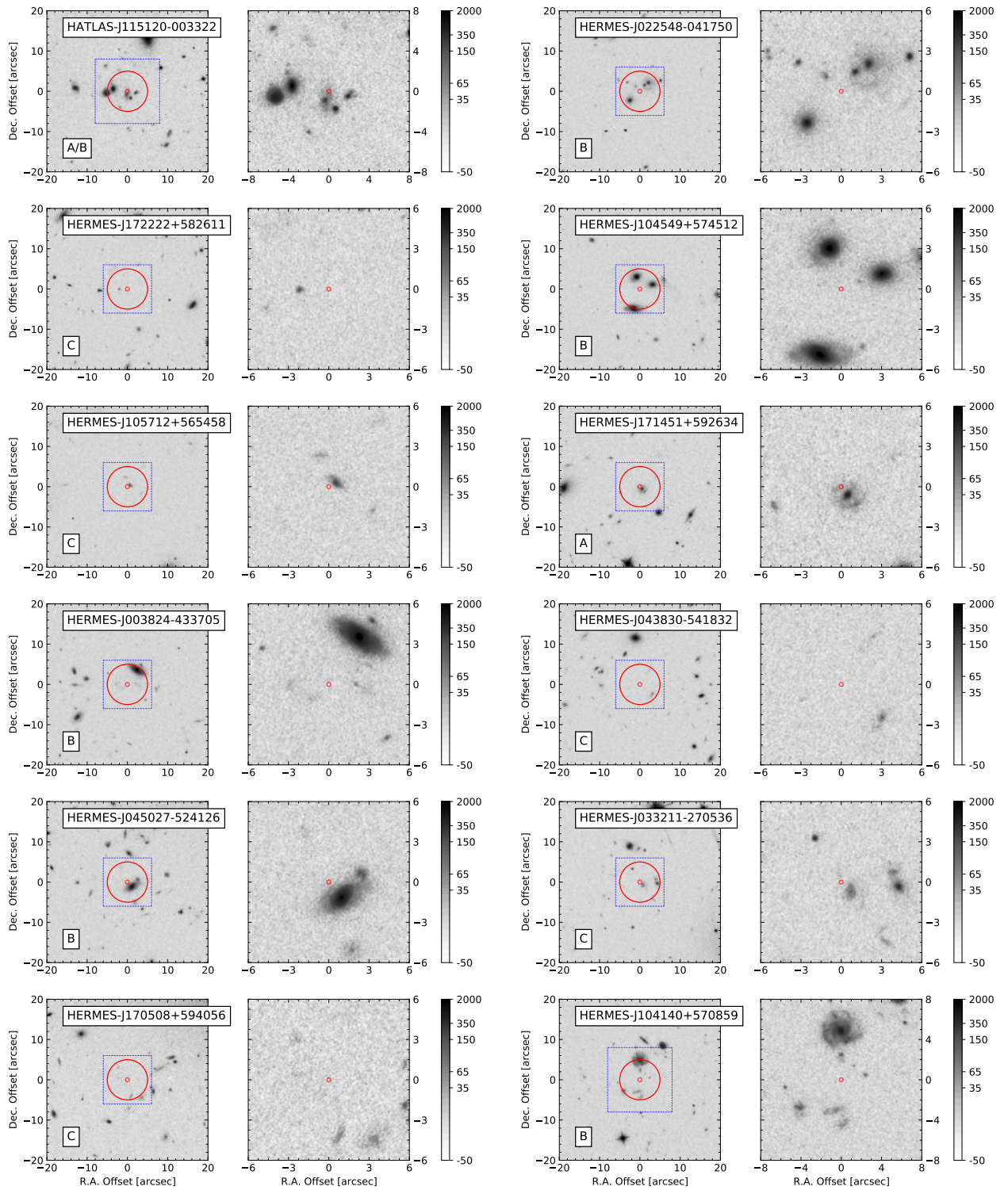


Figura B.1: (continua)

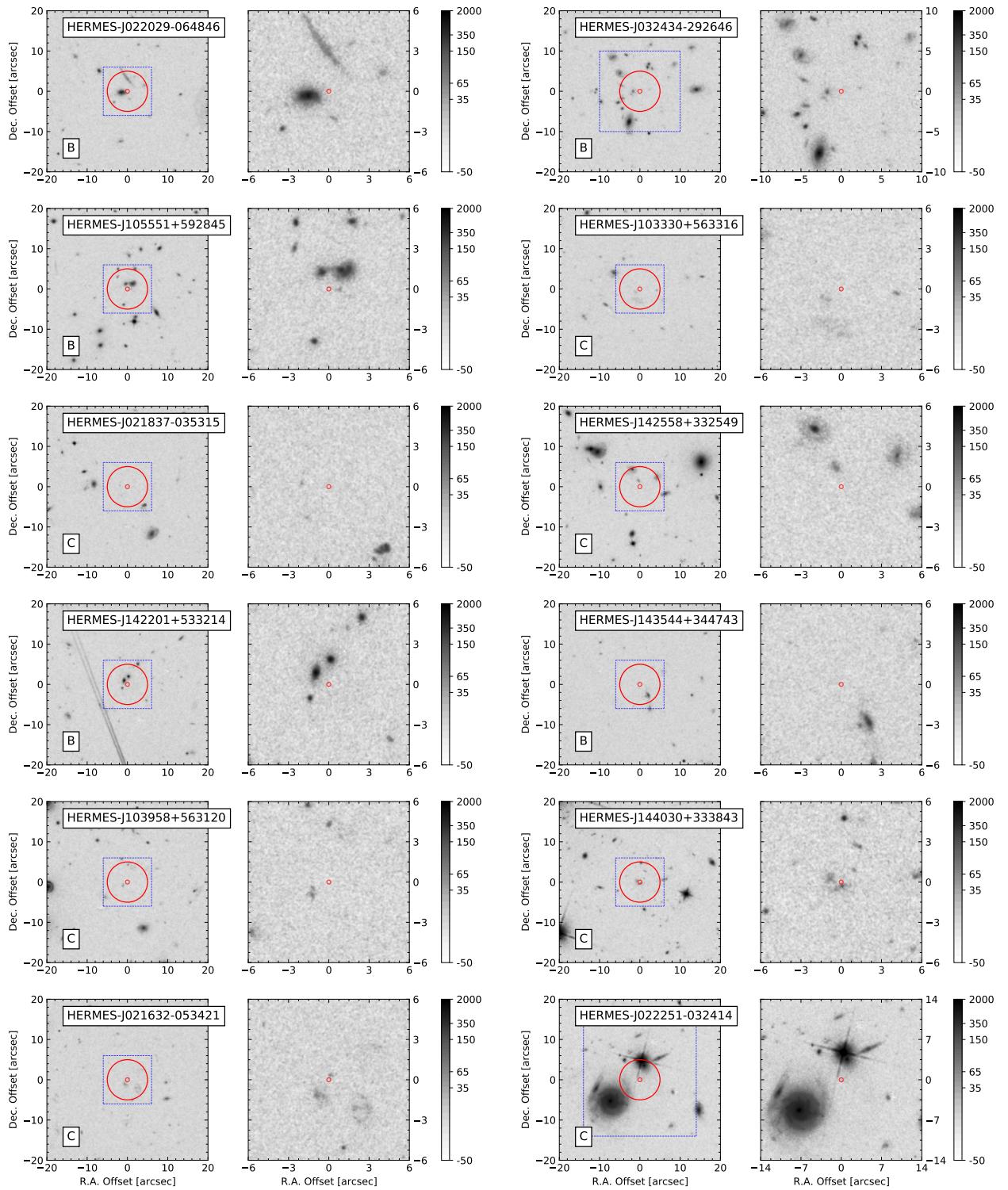


Figura B.1: (continua)

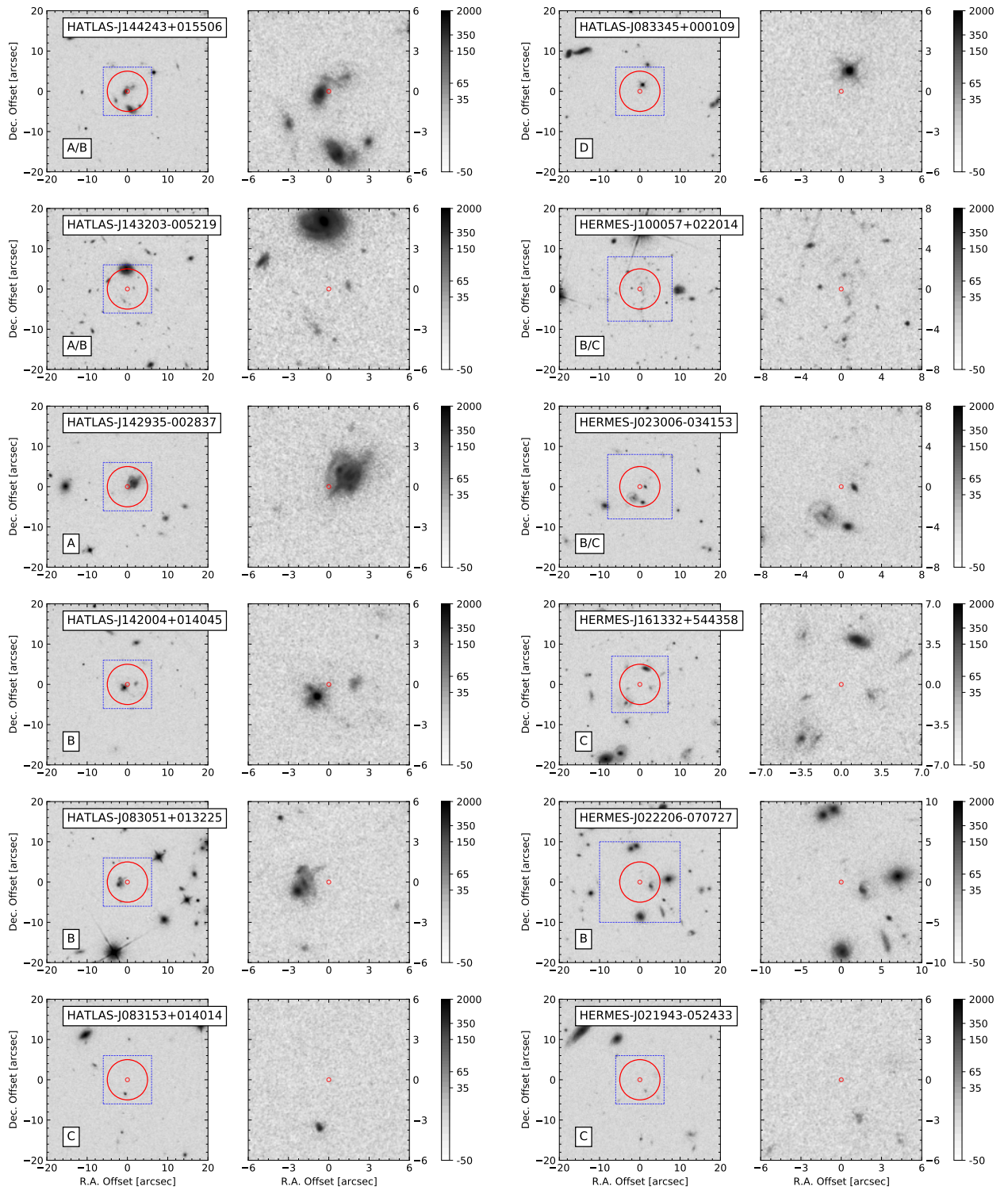


Figura B.1: (continua)



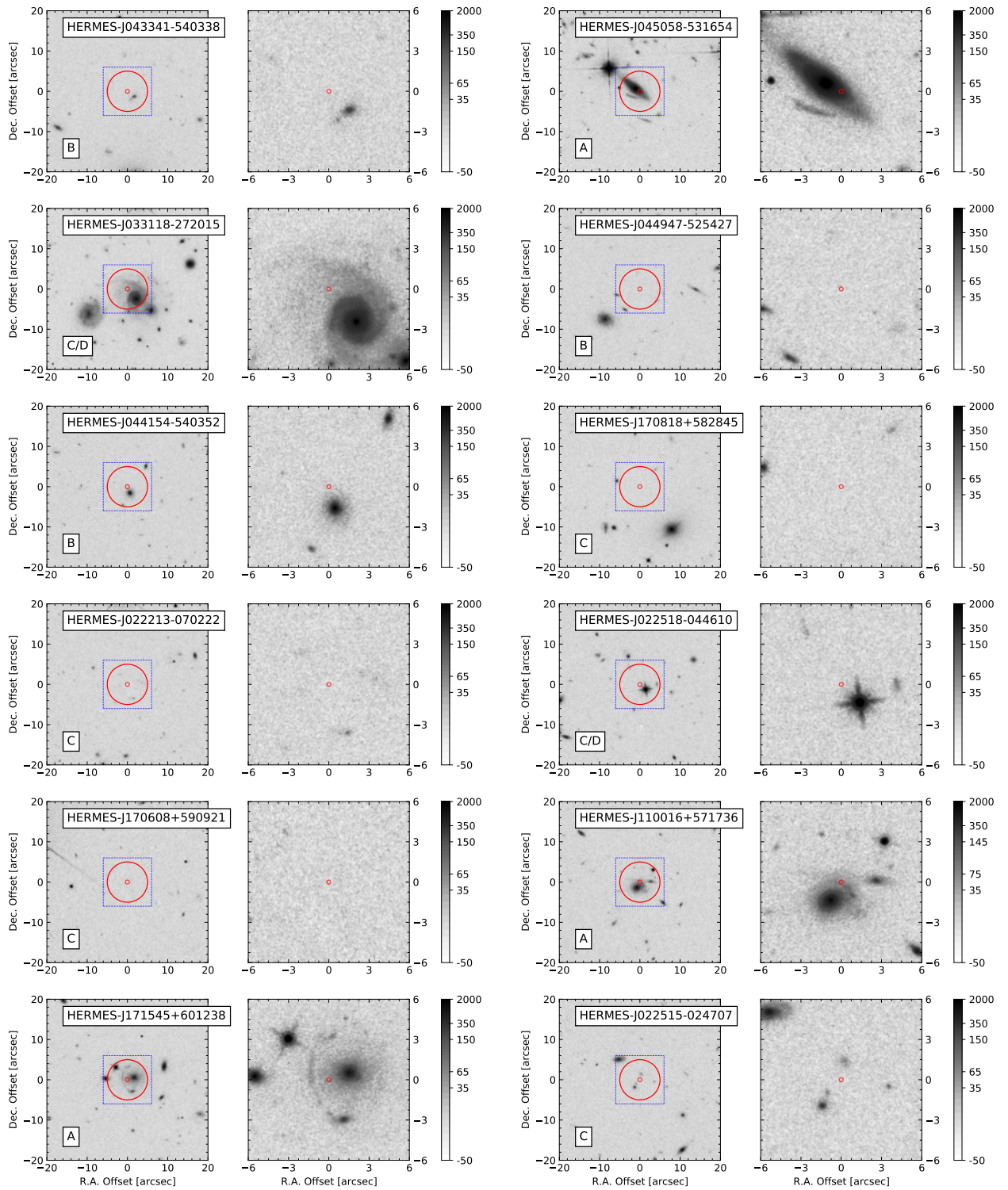


Figura B.1: (continua)

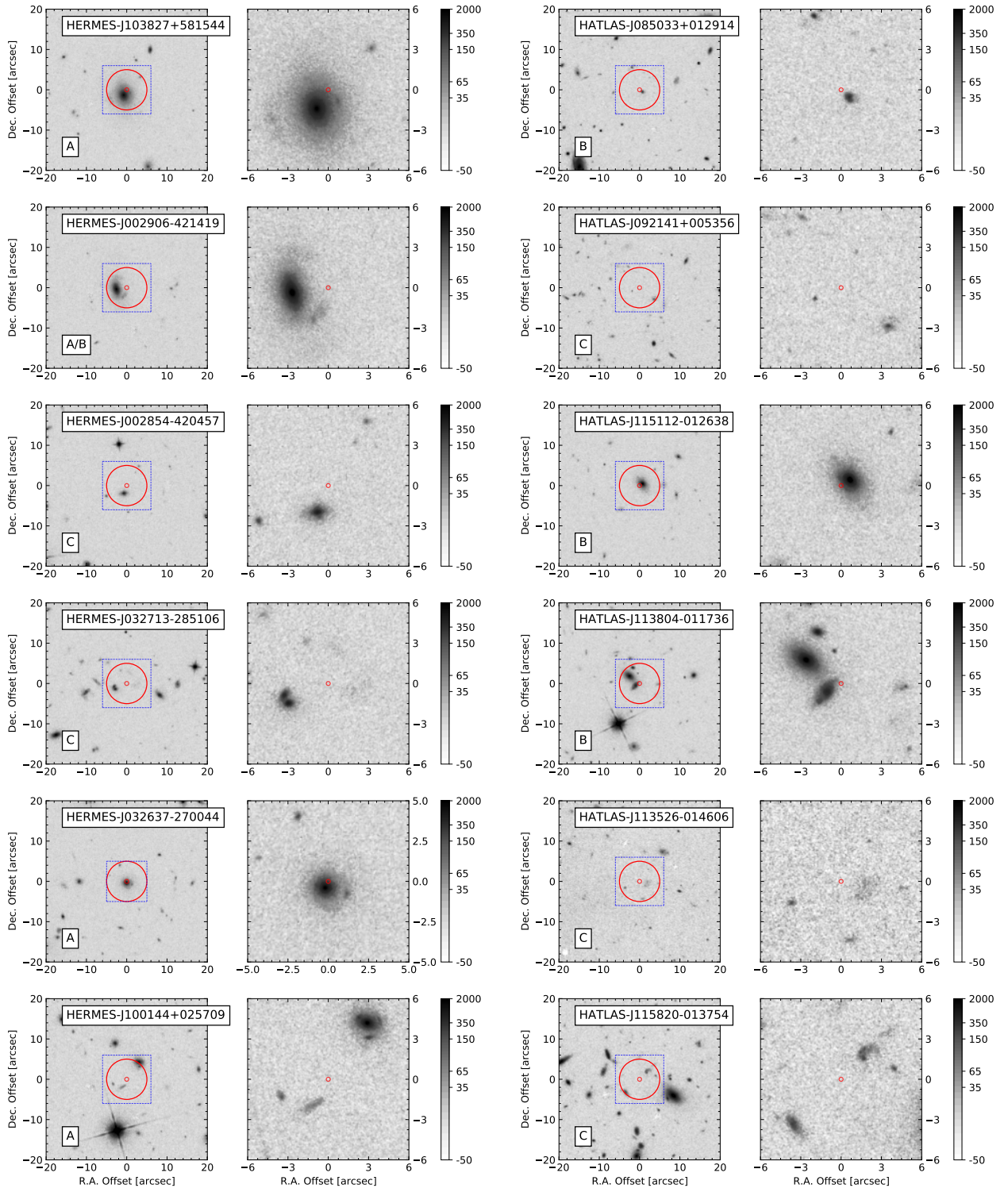


Figura B.1: (continua)

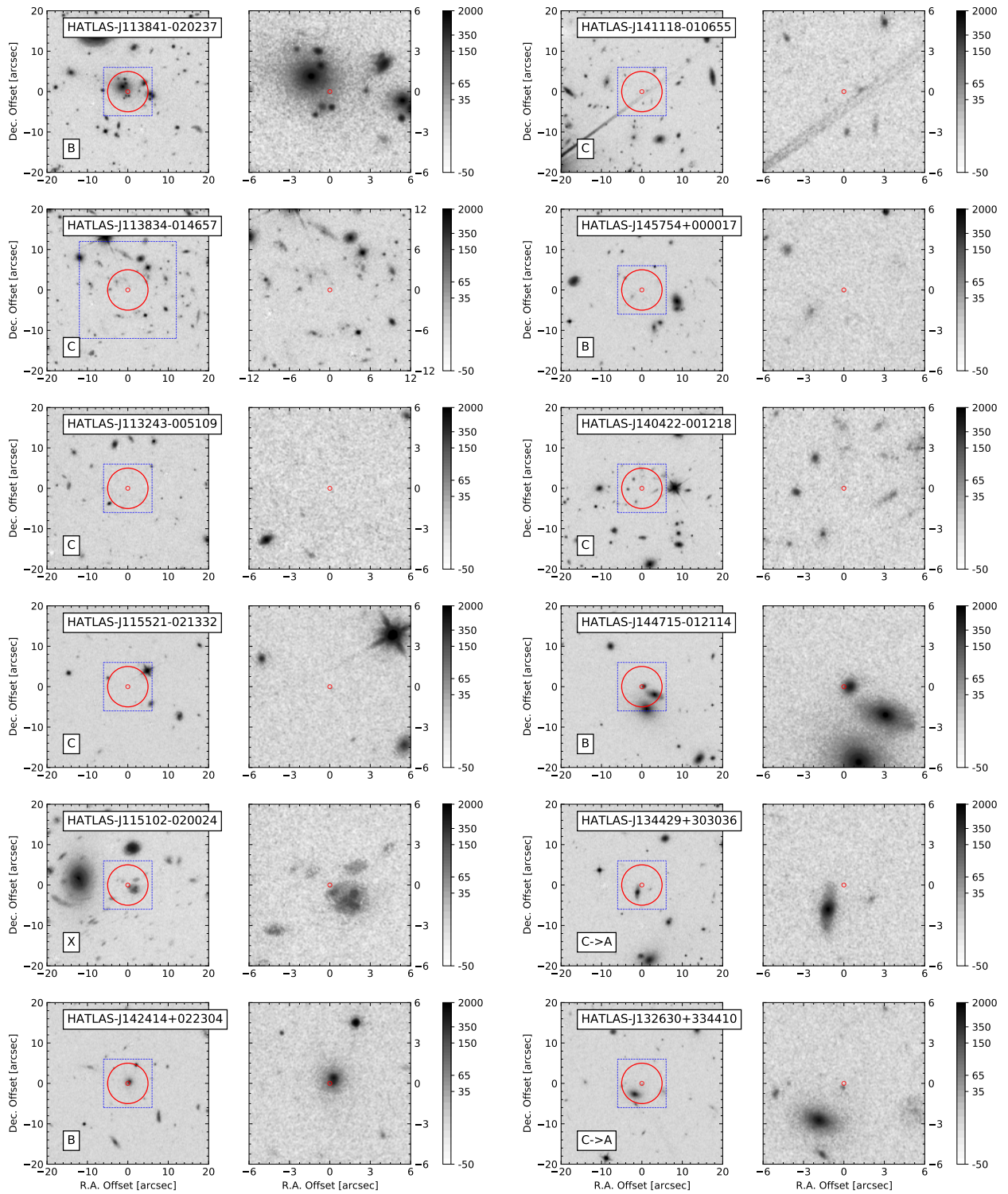


Figura B.1: (continua)

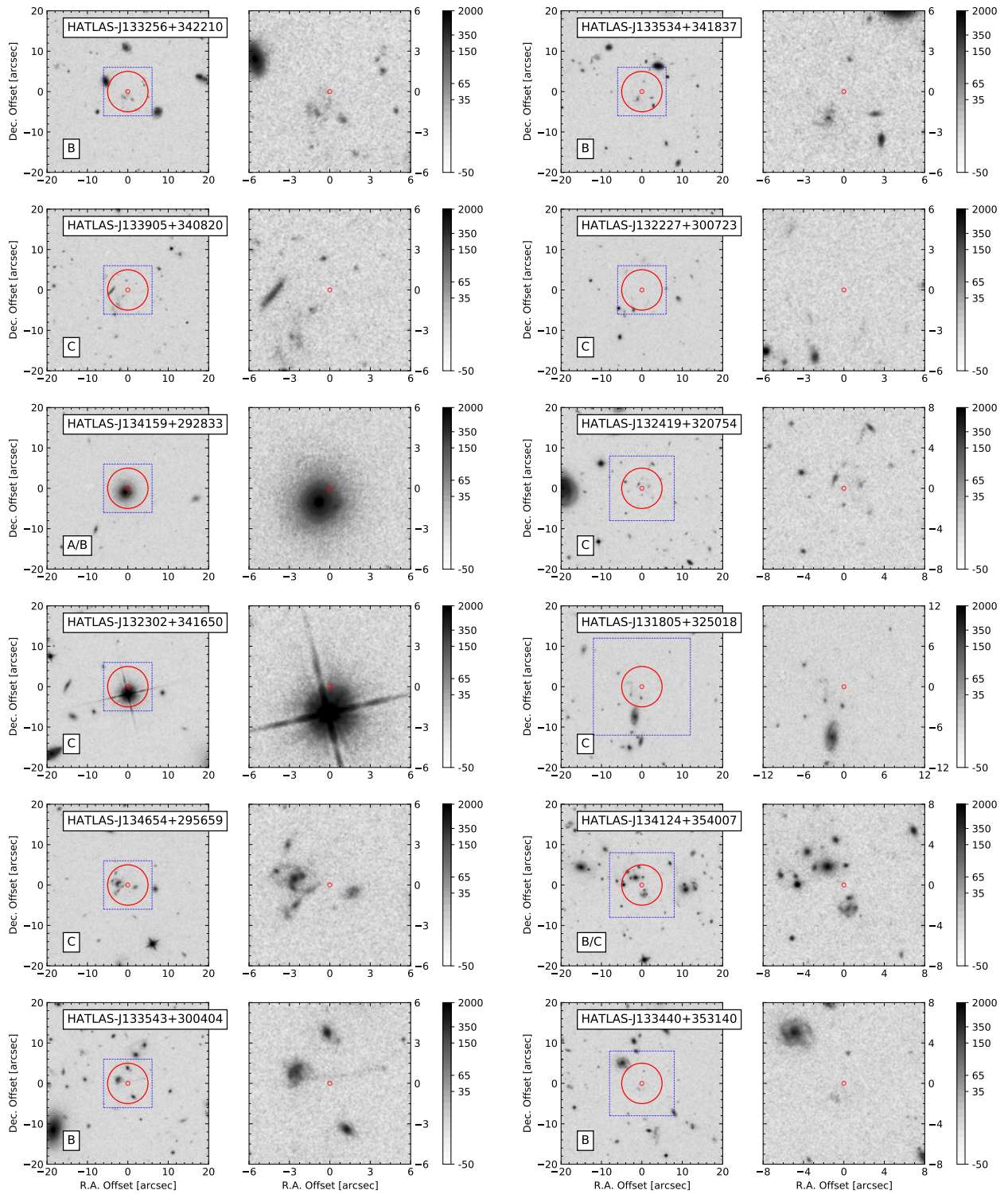


Figura B.1: (continua)

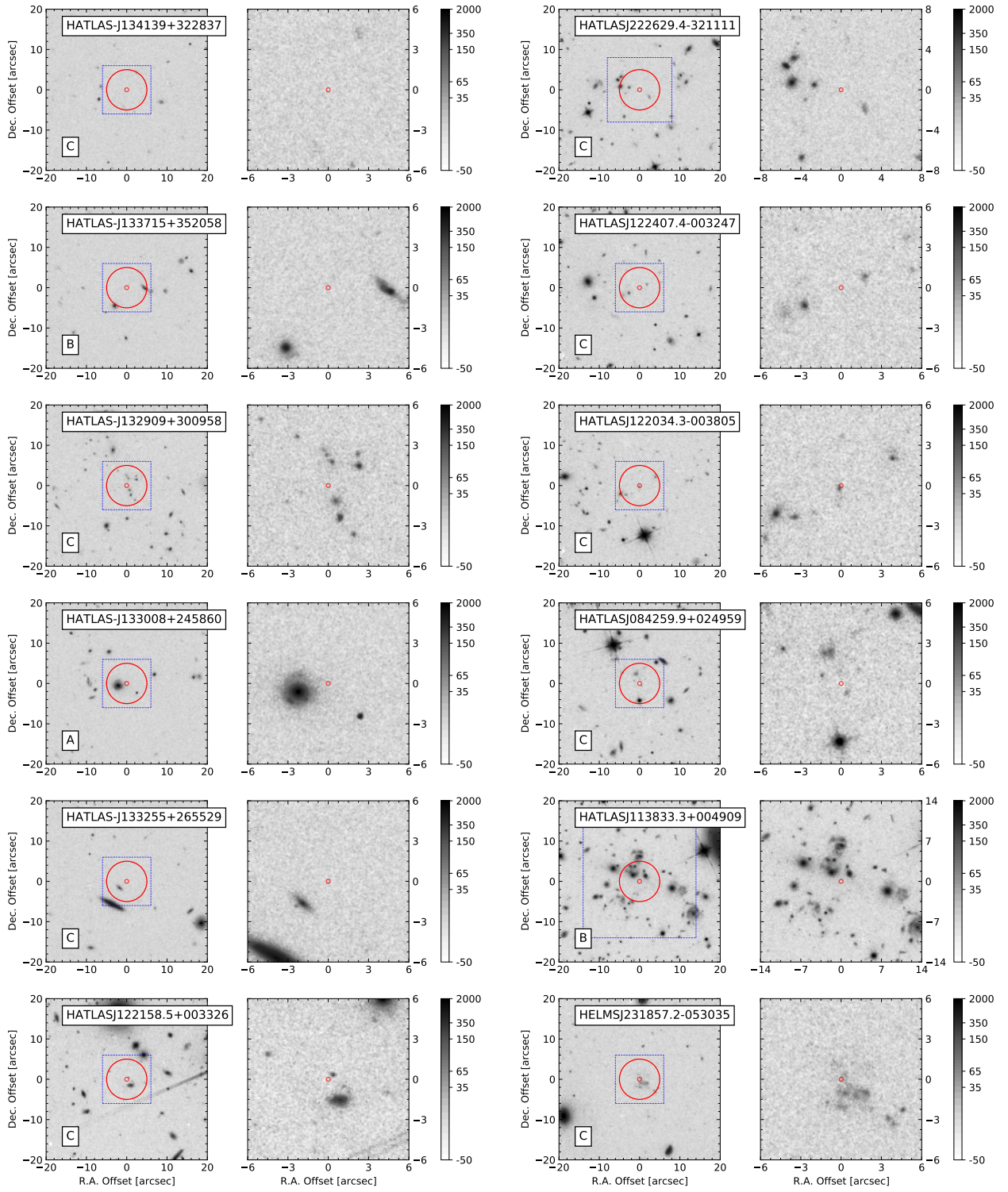


Figura B.1: (continua)

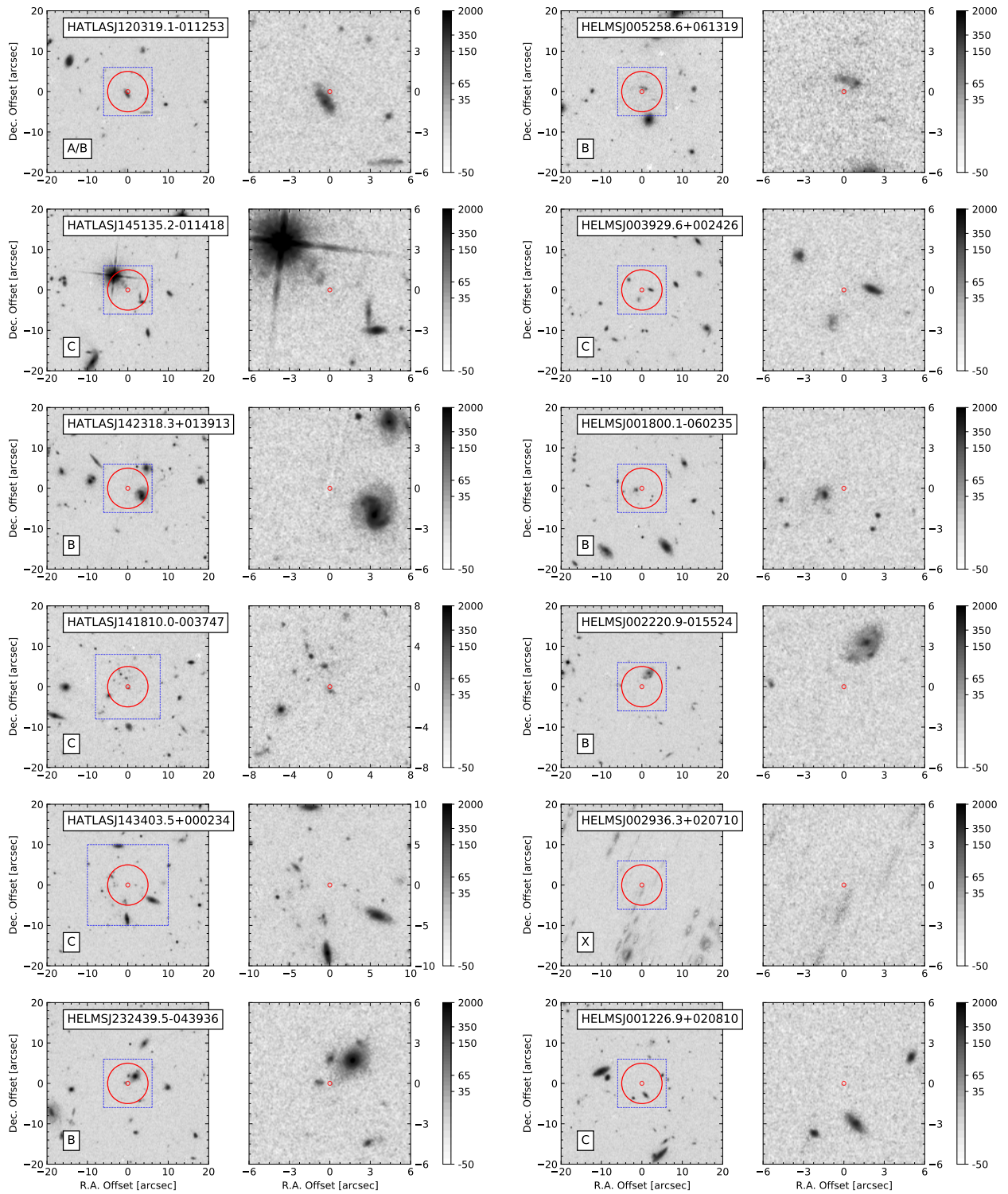


Figura B.1: (continua)

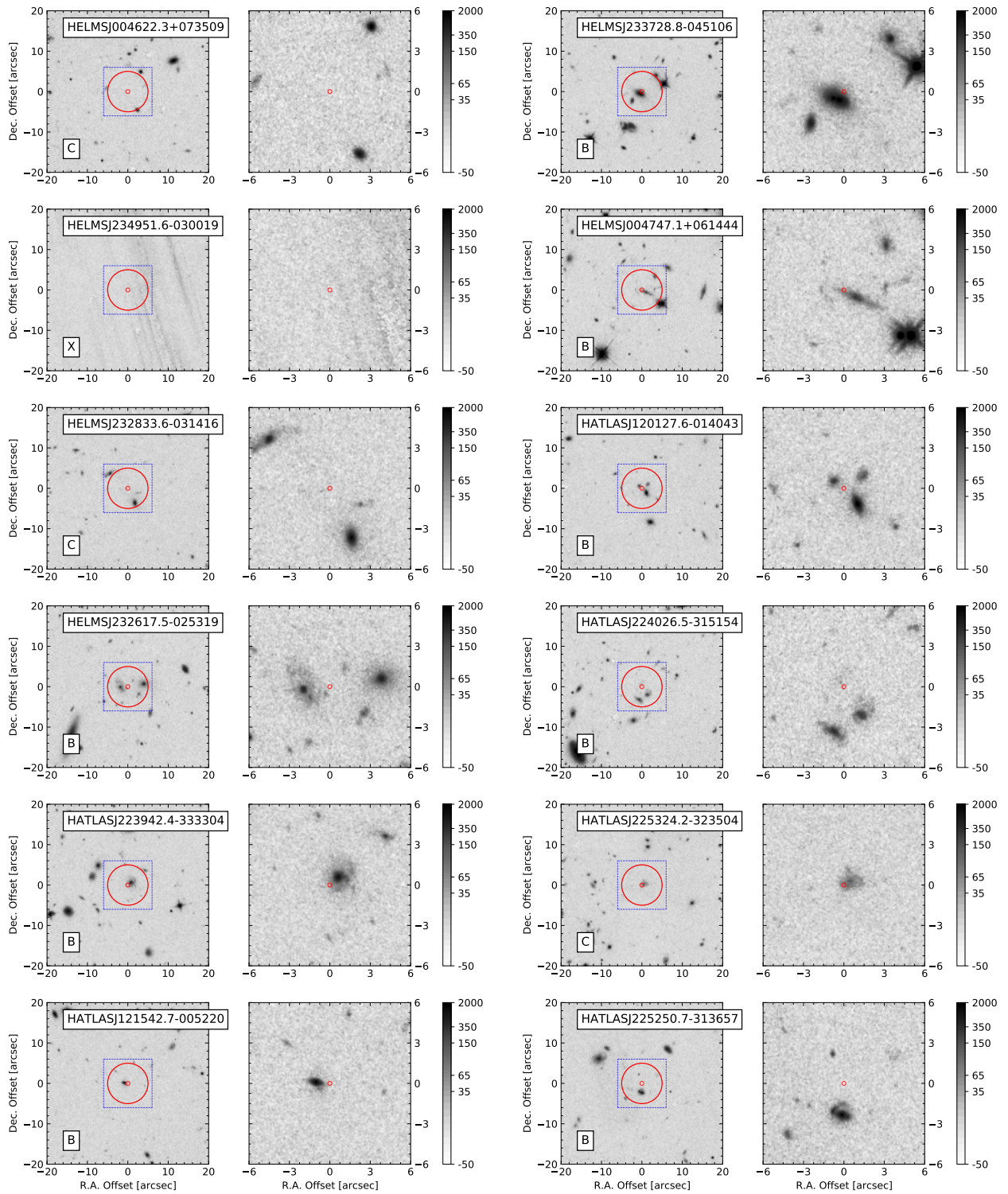


Figura B.1: (continua)

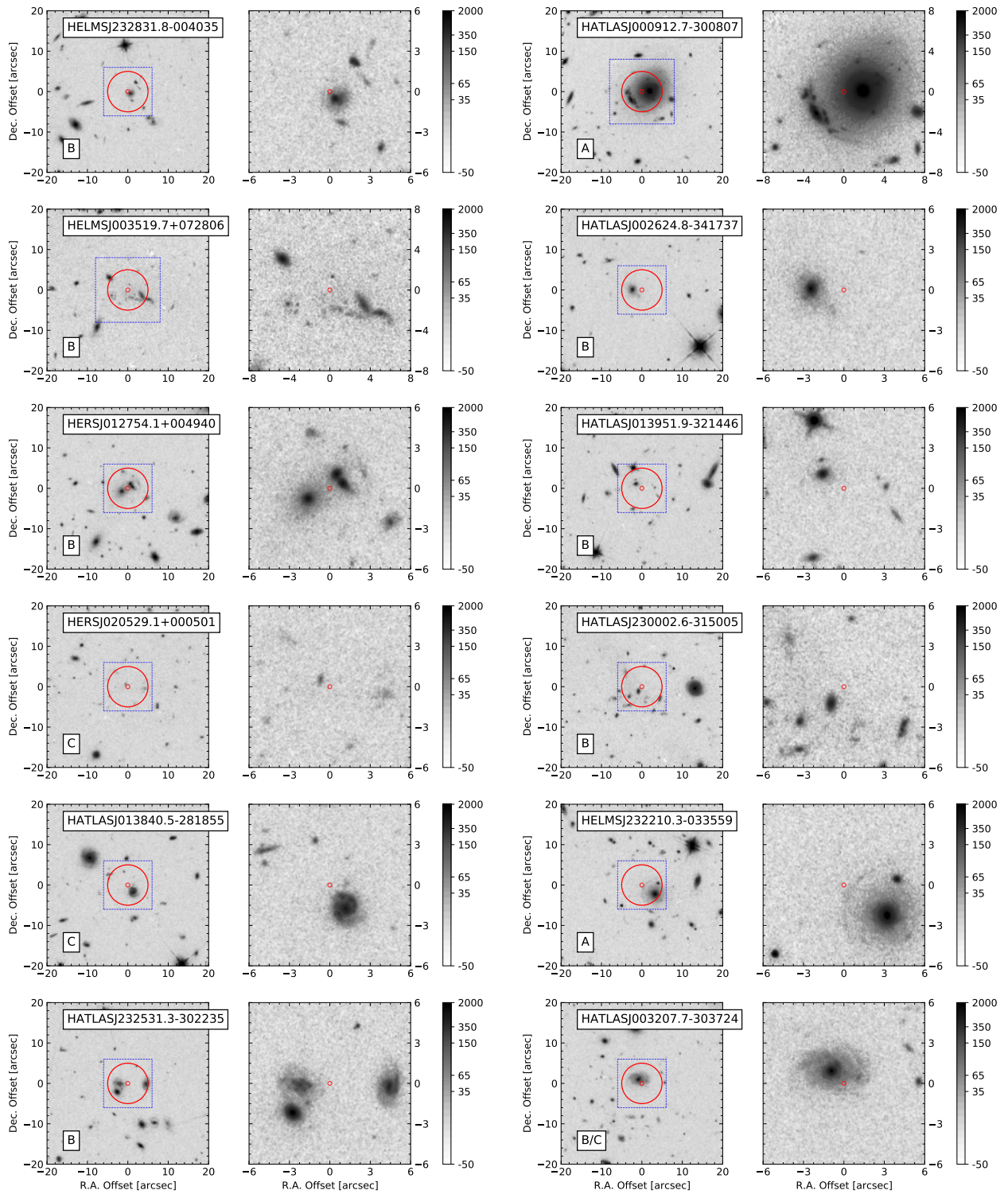


Figura B.1: (continua)



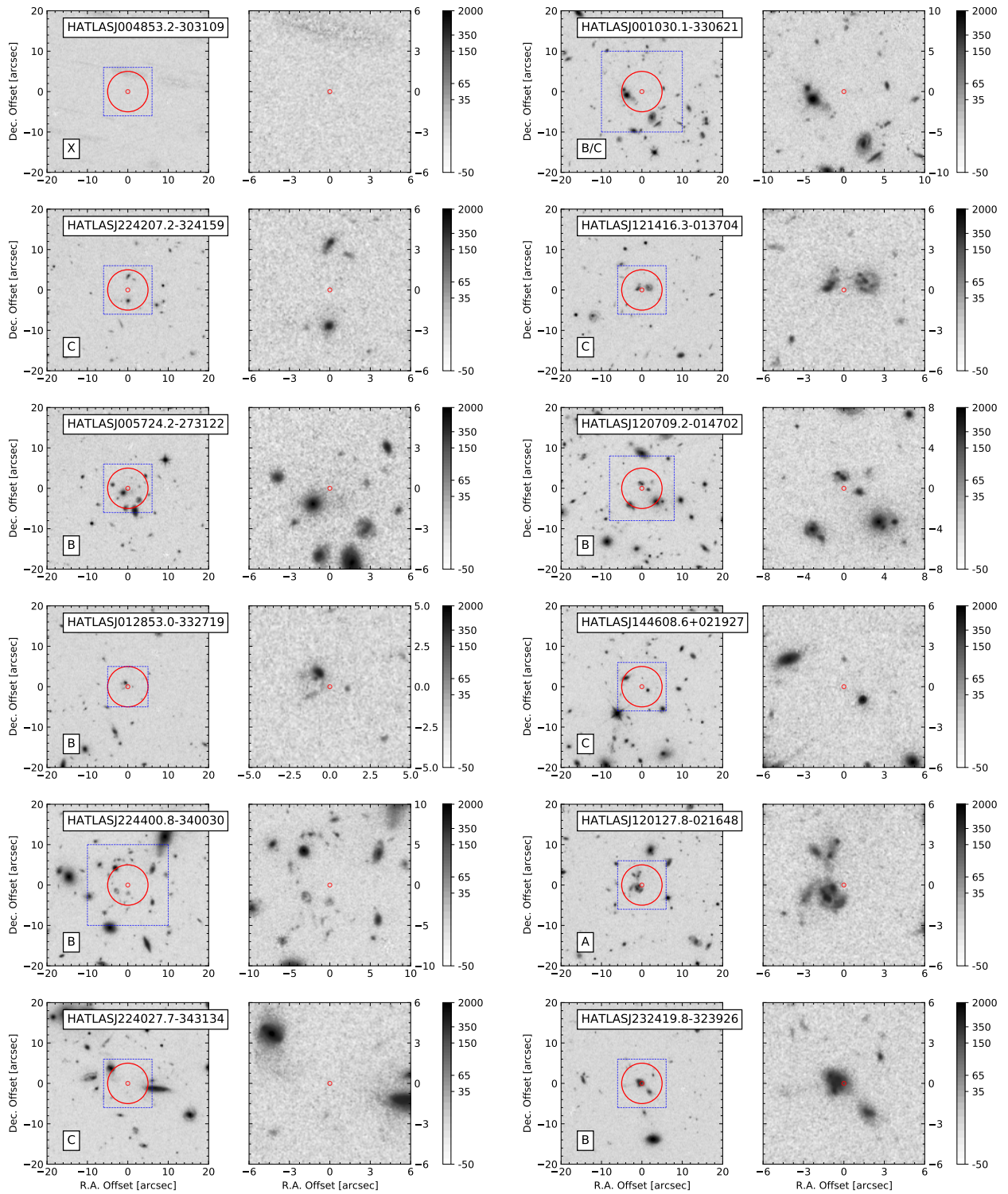


Figura B.1: (continua)

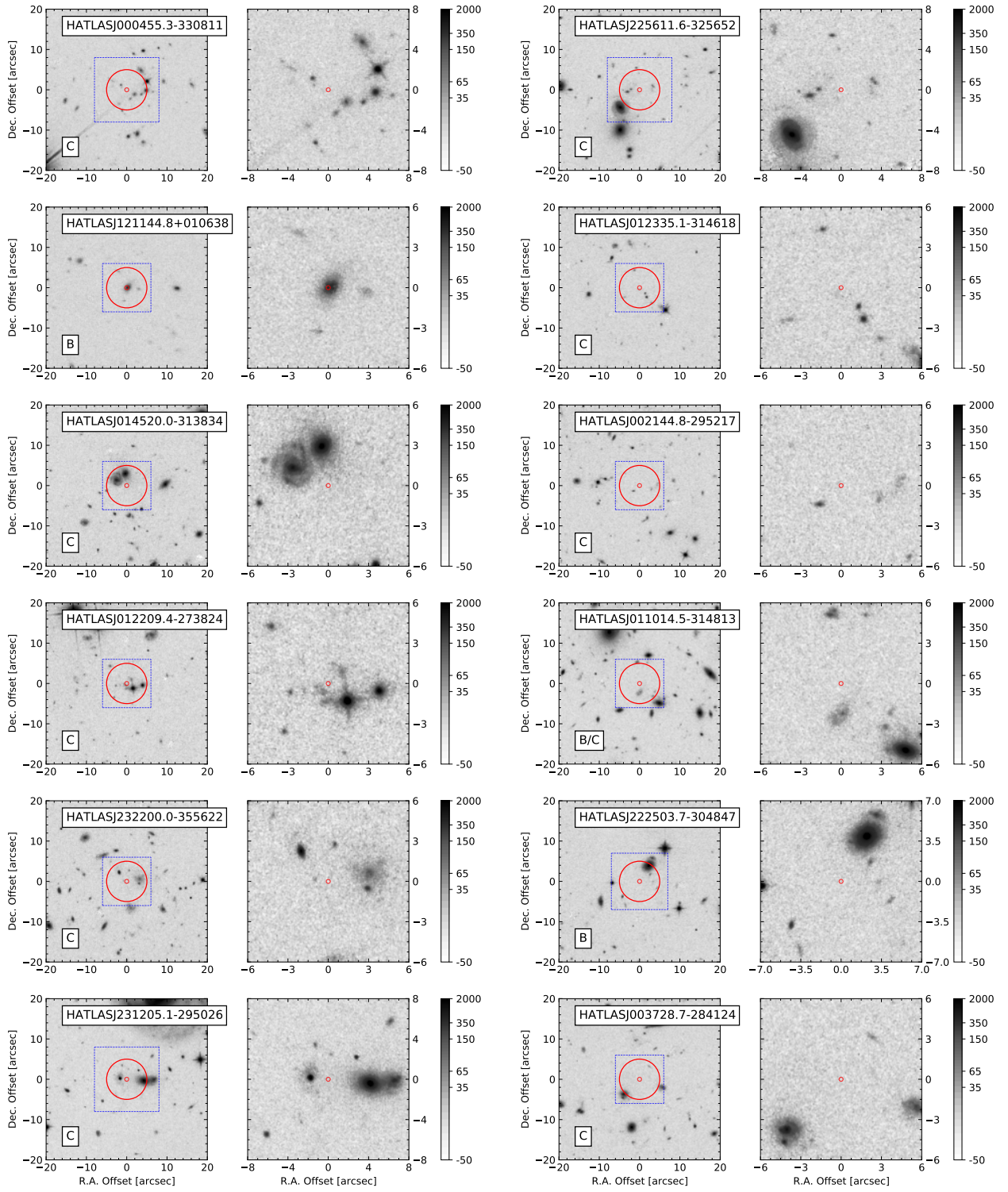


Figura B.1: (continua)

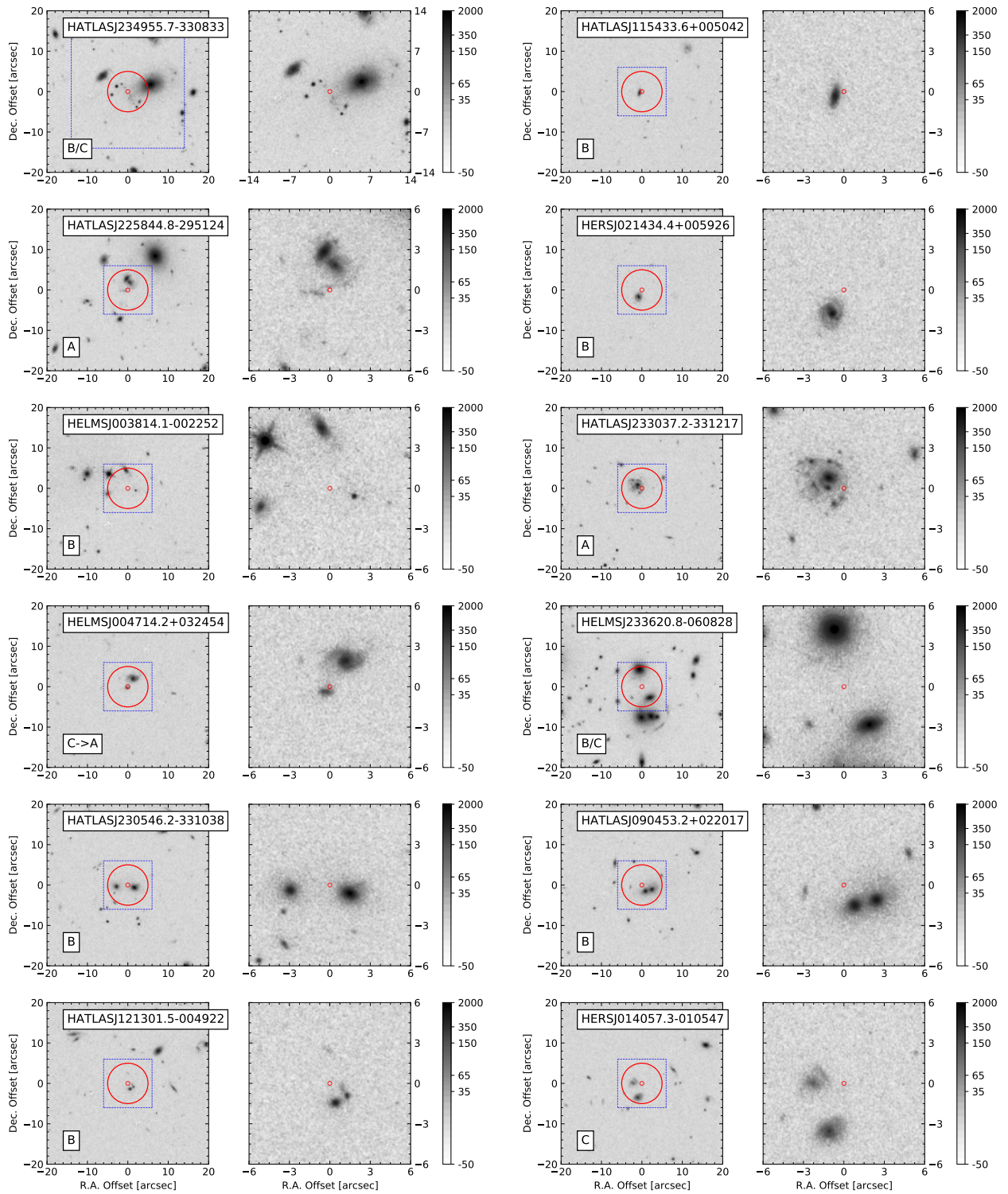


Figura B.1: (continua)

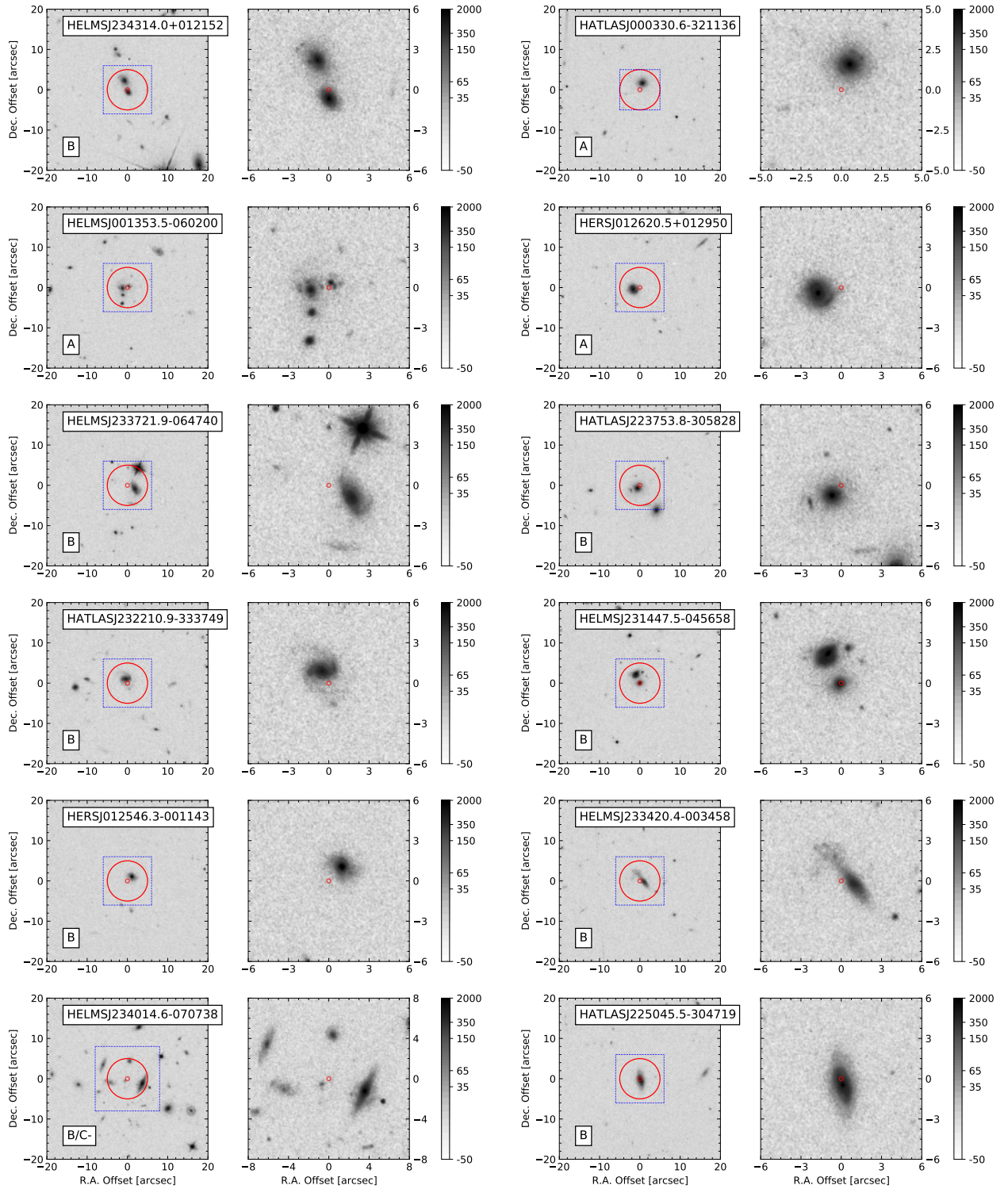


Figura B.1: (continua)

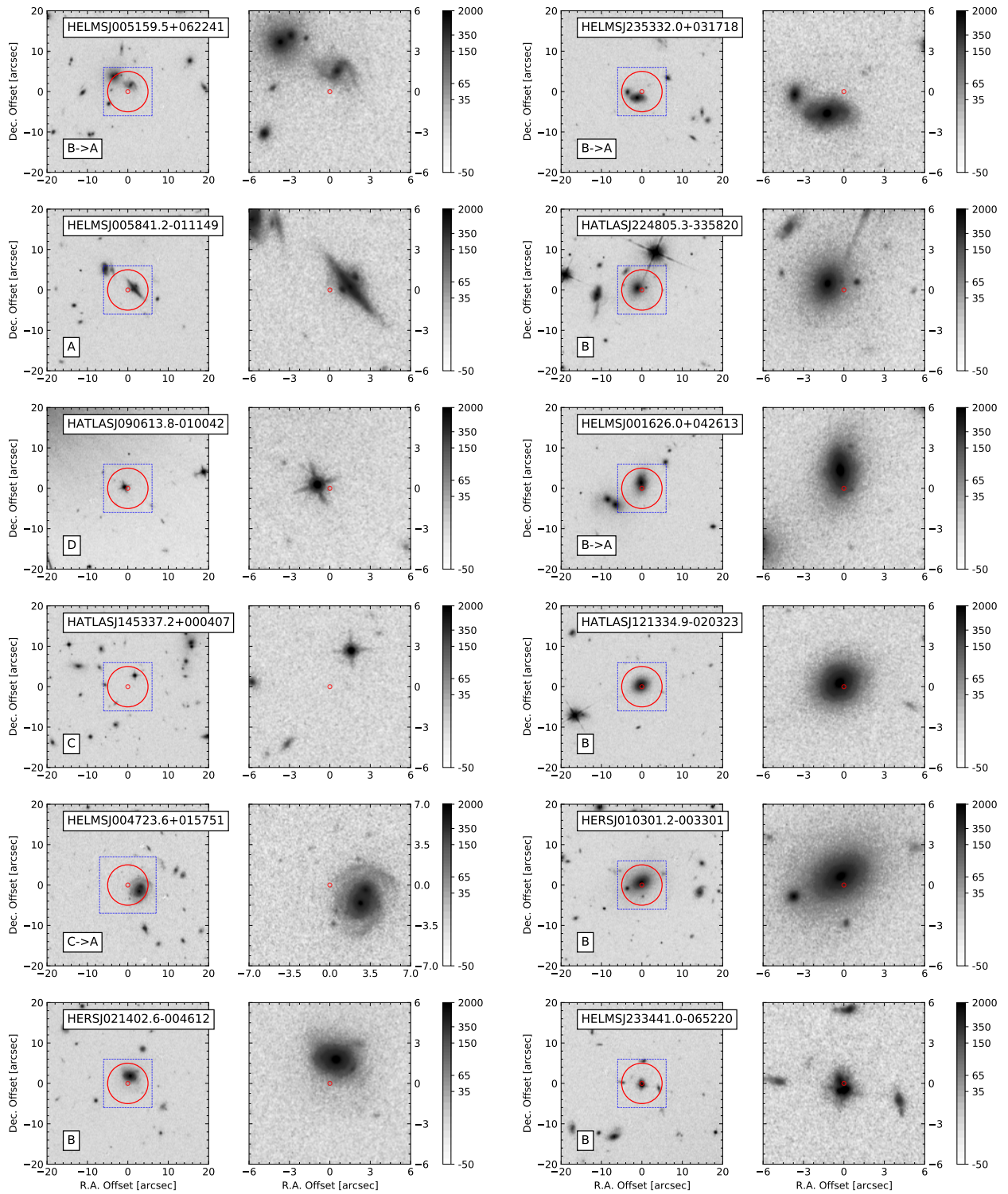


Figura B.1: (continua)

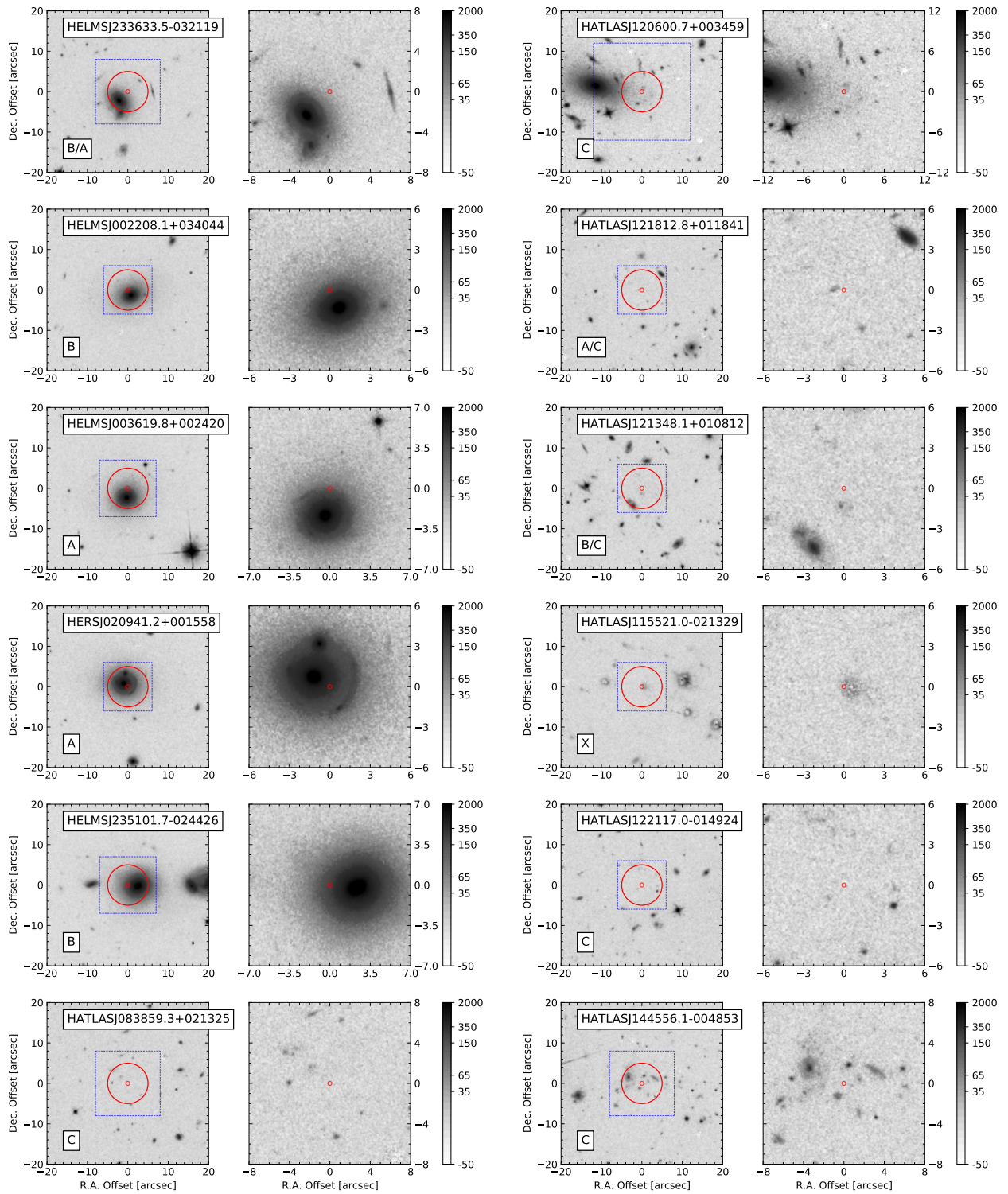


Figura B.1: (continua)

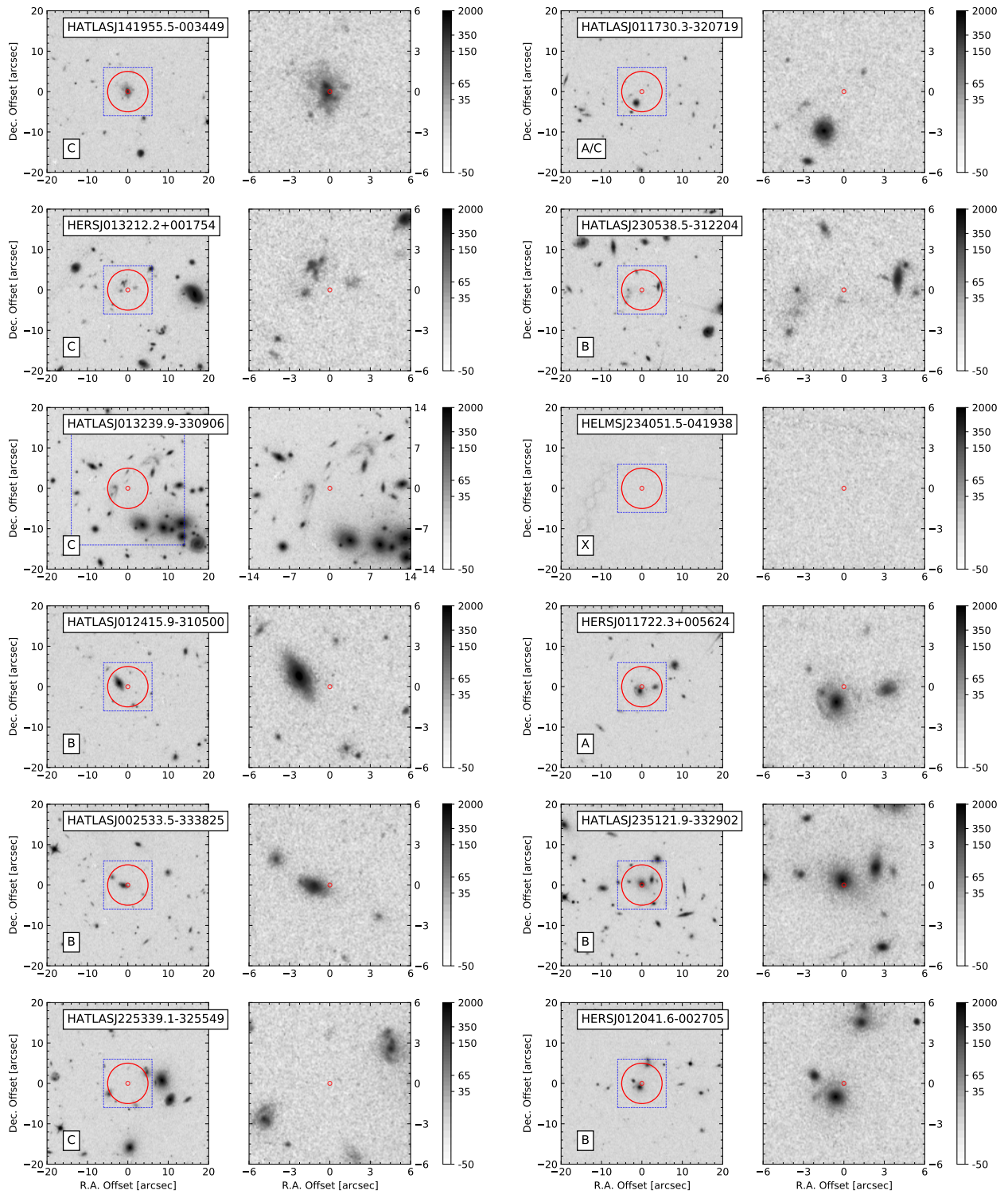


Figura B.1: (continua)

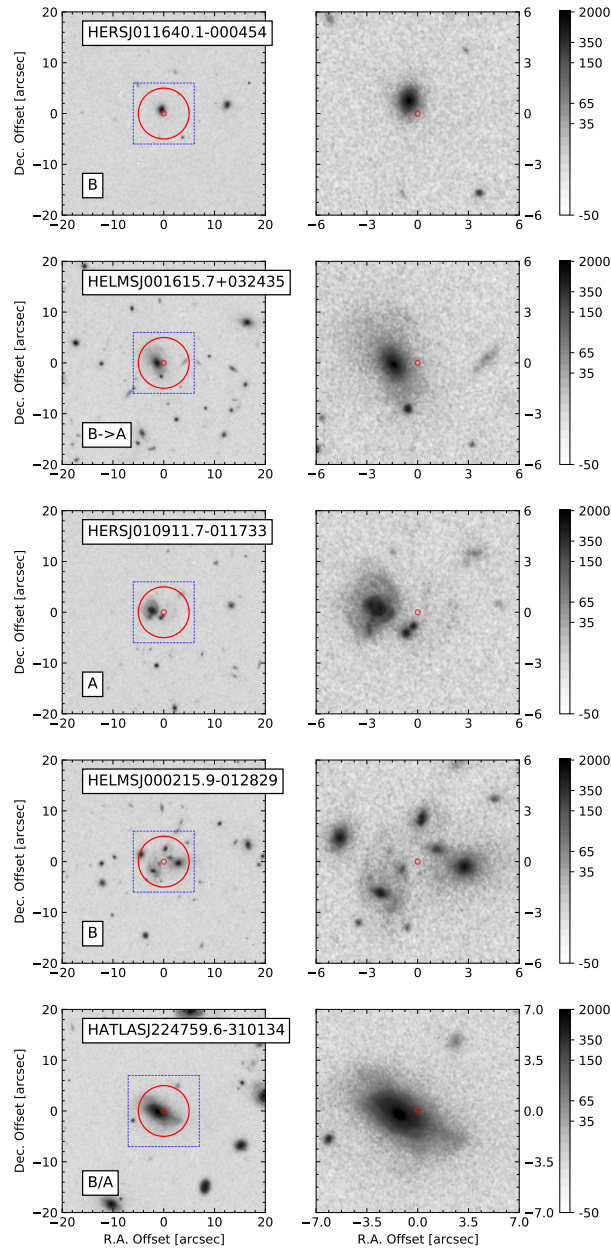


Figura B.1: (continua)



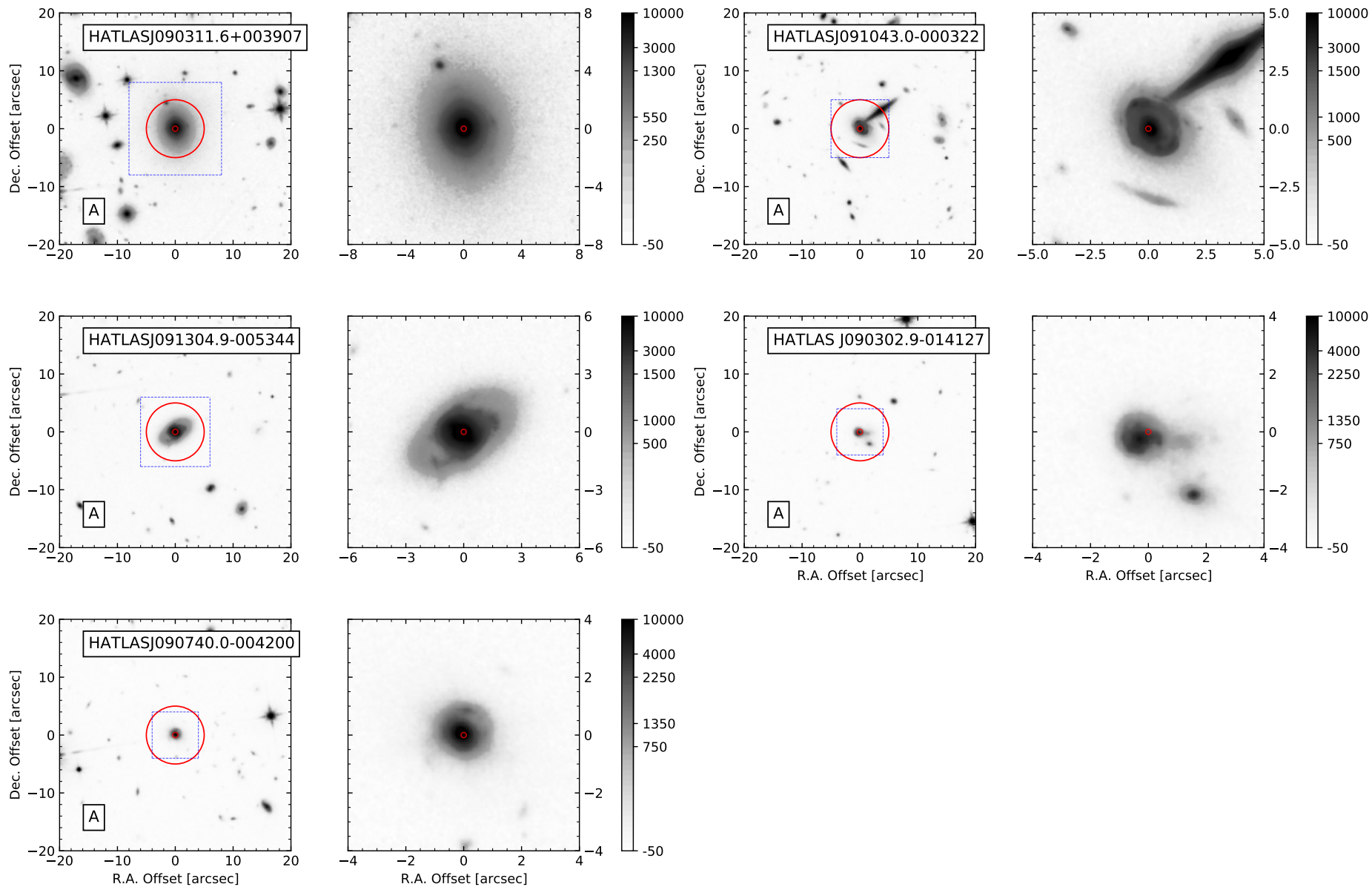


Figura B.2: Immagini utilizzate per la classificazione delle 5 sorgenti osservate durante il ciclo 18.

# Bibliografia

- Abazajian K. N., et al., 2009, ApJS, 182, 543
- Adelman-McCarthy J. K., et al., 2007, ApJS, 172, 634
- Aguerri J. A. L., Méndez-Abreu J., Corsini E. M., 2009, A&A, 495, 491
- Alcock C., et al., 1993, Nature, 365, 621
- Amvrosiadis A., et al., 2018, MNRAS, 475, 4939
- Amvrosiadis A., et al., 2019, MNRAS, 483, 4649
- Aubourg E., et al., 1993, Nature, 365, 623
- Auger M. W., Treu T., Bolton A. S., Gavazzi R., Koopmans L. V. E., Marshall P. J., Bundy K., Moustakas L. A., 2009, ApJ, 705, 1099
- Bahcall J. N., Spitzer L. J., 1982, Scientific American, 247, 40
- Barnabè M., Czoske O., Koopmans L. V. E., Treu T., Bolton A. S., Gavazzi R., 2009, MNRAS, 399, 21
- Bell E. F., de Jong R. S., 2001, ApJ, 550, 212
- Bertin E., Arnouts S., 1996, A&AS, 117, 393
- Binney J., Tremaine S., 1987, Galactic Dynamics. Princeton University Press, Princeton, NJ
- Blain A. W., 1996, MNRAS, 283, 1340
- Blain A. W., Longair M. S., 1993, MNRAS, 264, 509
- Blandford R. D., Narayan R., 1992, ARA&A, 30, 311
- Blanton M. R., et al., 2017, AJ, 154, 28
- Blumenthal G. R., Faber S. M., Primack J. R., Rees M. J., 1984, Nature, 311, 517
- Bolton A. S., Burles S., Koopmans L. V. E., Treu T., Moustakas L. A., 2005, ApJ, 624, L21
- Bolton A. S., Burles S., Koopmans L. V. E., Treu T., Moustakas L. A., 2006, ApJ, 638, 703
- Bolton A. S., Burles S., Koopmans L. V. E., Treu T., Gavazzi R., Moustakas L. A., Wayth R., Schlegel D. J., 2008a, ApJ, 682, 964
- Bolton A. S., Treu T., Koopmans L. V. E., Gavazzi R., Moustakas L. A., Burles S., Schlegel D. J., Wayth R., 2008b, ApJ, 684, 248
- Bourne N., et al., 2016, MNRAS, 462, 1714
- Bundy K., et al., 2015, ApJ, 798, 7

- Burke W. L., 1981, *ApJ*, 244, L1
- Bussmann R. S., et al., 2013, *ApJ*, 779, 25
- Bussmann R. S., et al., 2015, *ApJ*, 812, 43
- Calanog J. A., et al., 2014, *ApJ*, 797, 138
- Caon N., Capaccioli M., D’Onofrio M., 1993, *MNRAS*, 265, 1013
- Cappellari M., 2002, *MNRAS*, 333, 400
- Carter D., 1978, *MNRAS*, 182, 797
- Chae K.-H., 2007, *ApJ*, 658, L71
- Chae K. H., et al., 2002, *Phys. Rev. Lett.*, 89, 151301
- Ciambur B. C., 2015, *ApJ*, 810, 120
- Clements D. L., et al., 2010, *A&A*, 518, L8
- Conley A., et al., 2011, *ApJ*, 732, L35
- Coppin K., et al., 2006, *MNRAS*, 372, 1621
- Corsini E. M., et al., 1999, *A&A*, 342, 671
- Cox P., et al., 2011, *ApJ*, 740, 63
- Csabai I., Dobos L., Trencsényi M., Herczegh G., Józsa P., Purger N., Budavári T., Szalay A. S., 2007, *AN*, 328, 852
- Davis M., Efstathiou G., Frenk C. S., White S. D. M., 1985, *ApJ*, 292, 371
- Dawson K. S., et al., 2013, *AJ*, 145, 10
- Dawson K. S., et al., 2016, *AJ*, 151, 44
- Diehl H. T., et al., 2014, in *Observatory Operations: Strategies, Processes, and Systems V.* p. 91490V, doi:10.1117/12.2056982
- Dressel L., 2019, *Wide Field Camera 3 Instrument Handbook, Version 12.0.* STScI, Baltimore, Maryland, US
- Driver S. P., et al., 2009, *Astronomy and Geophysics*, 50, 5.12
- Dunne L., et al., 2011, *MNRAS*, 417, 1510
- Dye S., et al., 2014, *MNRAS*, 440, 2013
- Dye S., et al., 2015, *MNRAS*, 452, 2258
- Eales S., et al., 2010, *PASP*, 122, 499
- Eisenstein D. J., et al., 2001, *AJ*, 122, 2267
- Eisenstein D. J., et al., 2011, *AJ*, 142, 72
- Emsellem E., Monnet G., Bacon R., 1994, *A&A*, 285, 723
- Enia A., et al., 2018, *MNRAS*, 475, 3467
- Fassnacht C. D., Pearson T. J., Readhead A. C. S., Browne I. W. A., Koopmans L. V. E., Myers S. T., Wilkinson P. N., 1999, *ApJ*, 527, 498

- Faure C., et al., 2008, *ApJS*, 176, 19
- Faure C., et al., 2011, *A&A*, 529, A72
- Freeman K. C., 1966, *MNRAS*, 133, 47
- Frieman J. A., et al., 2008, *AJ*, 135, 338
- Fukugita M., Turner E. L., 1991, *MNRAS*, 253, 99
- Furlanetto C., et al., 2018, *MNRAS*, 476, 961
- Gavazzi R., Treu T., Rhodes J. D., Koopmans L. V. E., Bolton A. S., Burles S., Massey R. J., Moustakas L. A., 2007, *ApJ*, 667, 176
- Gavazzi R., Treu T., Koopmans L. V. E., Bolton A. S., Moustakas L. A., Burles S., Marshall P. J., 2008, *ApJ*, 677, 1046
- Ge J., et al., 2009, in *Techniques and Instrumentation for Detection of Exoplanets IV*. p. 74400L, doi:10.1117/12.826651
- George R. D., et al., 2013, *MNRAS*, 436, L99
- Gladders M. D., Yee H. K. C., 2005, *ApJS*, 157, 1
- Glenn J., et al., 2010, *MNRAS*, 409, 109
- Gonzaga S., Hack W., Fruchter A., Mack J., 2012, *The DrizzlePac Handbook*. STScI, Baltimore, Maryland, US
- González-Nuevo J., et al., 2012, *ApJ*, 749, 65
- González-Nuevo J., et al., 2019, *A&A*, 627, A31
- Gorenstein M. V., Falco E. E., Shapiro I. I., 1988a, *ApJ*, 327, 693
- Gorenstein M. V., Cohen N. L., Shapiro I. I., Rogers A. E. E., Bonometti R. J., Falco E. E., Bartel N., Marcaide J. M., 1988b, *ApJ*, 334, 42
- Griffin M. J., et al., 2010, *A&A*, 518, L3
- Guo Q., et al., 2011, *MNRAS*, 412, 2277
- Hardcastle M. J., et al., 2010, *MNRAS*, 409, 122
- Harris A. I., et al., 2012, *ApJ*, 752, 152
- Harvanek M., Stocke J. T., Morse J. A., Rhee G., 1997, *AJ*, 114, 2240
- Hewitt J. N., Turner E. L., Schneider D. P., Burke B. F., Langston G. I., 1988, *Nature*, 333, 537
- Hopkins P. F., Murray N., Thompson T. A., 2009, *MNRAS*, 398, 303
- Inada N., et al., 2008, *AJ*, 135, 496
- Inada N., et al., 2010, *AJ*, 140, 403
- Inada N., et al., 2012, *AJ*, 143, 119
- Irwin M. J., Webster R. L., Hewett P. C., Corrigan R. T., Jedrzejewski R. I., 1989, *AJ*, 98, 1989
- Iverson R. J., et al., 2013, *ApJ*, 772, 137
- Jackson N., 2008, *MNRAS*, 389, 1311

- Jedrzejewski R. I., 1987, MNRAS, 226, 747
- Jiang G., Kochanek C. S., 2007, ApJ, 671, 1568
- Kessler M. F., et al., 1996, A&A, 500, 493
- King I., 1962, AJ, 67, 471
- Klimov Y. G., 1963, Soviet Physics Doklady, 8, 119
- Klypin A., Kravtsov A. V., Valenzuela O., Prada F., 1999, ApJ, 522, 82
- Kochanek C. S., 2004, ApJ, 605, 58
- Kochanek C. S., Mochejska B., Morgan N. D., Stanek K. Z., 2006, ApJ, 637, L73
- Komatsu E., et al., 2009, ApJS, 180, 330
- Koopmans L. V. E., Treu T., Bolton A. S., Burles S., Moustakas L. A., 2006, ApJ, 649, 599
- Lacey C. G., Baugh C. M., Frenk C. S., Benson A. J., Orsi A., Silva L., Granato G. L., Bressan A., 2010, MNRAS, 405, 2
- Lagattuta D. J., et al., 2010, ApJ, 716, 1579
- Langston G. I., et al., 1989, AJ, 97, 1283
- Lapi A., et al., 2011, ApJ, 742, 24
- Lauer T. R., 1999, PASP, 111, 1434
- Lawson C. L., Hanson R. J., 1974, Solving Least Squares Problems.. Englewood Cliffs: Prentice-Hall, Upper Saddle River, NJ
- Lehar J., Hewitt J. N., Roberts D. H., Burke B. F., 1992, ApJ, 384, 453
- Liebes S., 1964, Physical Review, 133, 835
- Lupu R. E., et al., 2012, ApJ, 757, 135
- Lynds R., Petrosian V., 1989, ApJ, 336, 1
- Maddox S. J., et al., 2018, ApJS, 236, 30
- Magdis G. E., et al., 2010, MNRAS, 409, 22
- Majewski S. R., et al., 2017, AJ, 154, 94
- Maller A. H., Flores R. A., Primack J. R., 1997, ApJ, 486, 681
- Mao S., Schneider P., 1998, MNRAS, 295, 587
- Marchetti L., et al., 2016, MNRAS, 456, 1999
- Marshall P. J., et al., 2007, ApJ, 671, 1196
- Marshall P. J., Hogg D. W., Moustakas L. A., Fassnacht C. D., Bradač M., Schrabback T., Blandford R. D., 2009, ApJ, 694, 924
- Méndez-Abreu J., Aguerri J. A. L., Corsini E. M., Simonneau E., 2008, A&A, 478, 353
- Méndez-Abreu J., et al., 2017, A&A, 598, A32
- Moffat A. F. J., 1969, A&A, 3, 455

- Monnet G., Bacon R., Emsellem E., 1992, *A&A*, 253, 366
- Murakami H., et al., 2007, *PASJ*, 59, S369
- Myers S. T., et al., 2003, *MNRAS*, 341, 1
- Nayyeri H., et al., 2016, *ApJ*, 823, 17
- Negrello M., Perrotta F., González-Nuevo J., Silva L., de Zotti G., Granato G. L., Baccigalupi C., Danese L., 2007, *MNRAS*, 377, 1557
- Negrello M., et al., 2010, *Science*, 330, 800
- Negrello M., et al., 2014, *MNRAS*, 440, 1999
- Negrello M., et al., 2017, *MNRAS*, 465, 3558
- Neugebauer G., et al., 1984, *ApJ*, 278, L1
- Nulsen P. E. J., Powell S. L., Vikhlinin A., 2010, *ApJ*, 722, 55
- Oguri M., et al., 2006, *AJ*, 132, 999
- Oguri M., et al., 2008, *AJ*, 135, 512
- Oguri M., et al., 2012, *AJ*, 143, 120
- Oke J. B., 1964, *ApJ*, 140, 689
- Oliver S. J., et al., 2010, *A&A*, 518, L21
- Oliver S. J., et al., 2012, *MNRAS*, 424, 1614
- Omont A., et al., 2013, *A&A*, 551, A115
- Peng C. Y., Impey C. D., Rix H.-W., Kochanek C. S., Keeton C. R., Falco E. E., Lehár J., McLeod B. A., 2006, *ApJ*, 649, 616
- Pilbratt G. L., et al., 2010, *A&A*, 518, L1
- Poglitsch A., et al., 2010, *A&A*, 518, L2
- Pohlen M., Trujillo I., 2006, *A&A*, 454, 759
- Press W. H., Teukolsky S. A., Vetterling W. T., Flannery B. P., 1992, *Numerical Recipes in C. The Art of Scientific Computing*. Cambridge University Press, Cambridge, England
- Prieto M., Gottesman S. T., Aguerri J.-A. L., Varela A.-M., 1997, *AJ*, 114, 1413
- Refsdal S., 1964a, *MNRAS*, 128, 295
- Refsdal S., 1964b, *MNRAS*, 128, 307
- Richards G. T., et al., 2002, *AJ*, 123, 2945
- Riechers D. A., Walter F., Brewer B. J., Carilli C. L., Lewis G. F., Bertoldi F., Cox P., 2008, *ApJ*, 686, 851
- Riechers D. A., et al., 2013, *Nature*, 496, 329
- Riess A. G., et al., 2009, *ApJ*, 699, 539
- Rosario D. J., Mendel J. T., Ellison S. L., Lutz D., Trump J. R., 2016, *MNRAS*, 457, 2703

- Rykoff E. S., et al., 2014, *ApJ*, 785, 104
- Rykoff E. S., et al., 2016, *ApJS*, 224, 1
- Sabbi E., et al., 2009, CALWF3 Testing. STScI, Baltimore, Maryland, US
- Sarzi M., Rix H.-W., Shields J. C., Rudnick G., Ho L. C., McIntosh D. H., Filippenko A. V., Sargent W. L. W., 2001, *ApJ*, 550, 65
- Schneider P., 1984, *A&A*, 140, 119
- Schneider P., 2006, in P. Schneider, C. S. Kochanek, J. Wambsganss, eds., SAAS-FEE Adv. Courses Vol.33, Gravitational Lensing: Strong, Weak and Micro. Springer, Berlin, Germany, p. 89
- Scoville N., et al., 2007a, *ApJS*, 172, 1
- Scoville N., et al., 2007b, *ApJS*, 172, 150
- Sirianni M., et al., 2005, *PASP*, 117, 1049
- Smith M. W. L., et al., 2017, *ApJS*, 233, 26
- Soucail G., Fort B., Mellier Y., Picat J. P., 1987, *A&A*, 172, L14
- Soucail G., Mellier Y., Fort B., Mathez G., Cailloux M., 1988, *A&A*, 191, L19
- Stanford S. A., Gonzalez A. H., Brodwin M., Gettings D. P., Eisenhardt P. R. M., Stern D., Wylezalek D., 2014, *ApJS*, 213, 25
- Stark D. P., Swinbank A. M., Ellis R. S., Dye S., Smail I. R., Richard J., 2008, *Nature*, 455, 775
- Sérsic J. L., 1968, Atlas de Galaxias Australes. Observatorio Astronomico de Cordoba, Cordoba, Argentina
- Thomas J., Saglia R. P., Bender R., Thomas D., Gebhardt K., Magorrian J., Corsini E. M., Wegner G., 2007, *MNRAS*, 382, 657
- Thomas J., Saglia R. P., Bender R., Thomas D., Gebhardt K., Magorrian J., Corsini E. M., Wegner G., 2009, *ApJ*, 691, 770
- Thompson M. A., et al., 2010, *A&A*, 518, L134
- Treu T., 2010, *ARA&A*, 48, 87
- Treu T., Koopmans L. V., Bolton A. S., Burles S., Moustakas L. A., 2006, *ApJ*, 640, 662
- Treu T., Gavazzi R., Gorecki A., Marshall P. J., Koopmans L. V. E., Bolton A. S., Moustakas L. A., Burles S., 2009, *ApJ*, 690, 670
- Treu T., Auger M. W., Koopmans L. V. E., Gavazzi R., Marshall P. J., Bolton A. S., 2010, *ApJ*, 709, 1195
- Tyson J. A., Valdes F., Wenk R. A., 1990, *ApJ*, 349, L1
- Udalski A., Szymanski M., Kaluzny J., Kubiak M., Krzemiński W., Mateo M., Preston G. W., Paczyński B., 1993, *Acta Astron.*, 43, 289
- Valiante E., et al., 2016, *MNRAS*, 462, 3146
- Viero M. P., et al., 2014, *ApJS*, 210, 22
- Viero M. P., et al., 2015, *ApJ*, 809, L22

- Virtanen P., et al., 2020, *Nature Methods*, 17, 261
- Walsh D., Carswell R. F., Weymann R. J., 1979, *Nature*, 279, 381
- Wardlow J. L., et al., 2013, *ApJ*, 762, 59
- Warren S. J., Dye S., 2003, *ApJ*, 590, 673
- Werner M. W., et al., 2004, *ApJS*, 154, 1
- White S. D. M., Rees M. J., 1978, *MNRAS*, 183, 341
- Wong K. C., et al., 2020, *MNRAS*,
- Yanny B., et al., 2009, *AJ*, 137, 4377
- York D. G., et al., 2000, *AJ*, 120, 1579
- Young P., Gunn J. E., Kristian J., Oke J. B., Westphal J. A., 1980, *ApJ*, 241, 507
- Zackrisson E., Bergvall N., Marquart T., Östlin G., 2006, *A&A*, 452, 857
- Zwicky F., 1937, *ApJ*, 86, 217
- de Blok W. J. G., Walter F., Brinks E., Trachternach C., Oh S. H., Kennicutt R. C. J., 2008, *AJ*, 136, 2648
- de Graauw T., et al., 2010, *A&A*, 518, L6
- de Vaucouleurs G., 1948, *Annales d'Astrophysique*, 11, 247
- van Albada T. S., Sancisi R., 1986, *Philosophical Transactions of the Royal Society of London Series A*, 320, 447