

UNIVERSIDADE FEDERAL DO RIO GRANDE DO SUL
INSTITUTO DE FÍSICA

EVELLYN GUIMARÃES

**ESTUDO DO EXTREMO MAIS BRILHANTE DA FUNÇÃO DE
LUMINOSIDADE DE GALÁXIAS COM REDSHIFT $z \sim 4 - 7$: UMA
BUSCA POR SISTEMAS DE LENTES GRAVITACIONAIS**

TRABALHO DE CONCLUSÃO DE CURSO

PORTO ALEGRE
2021

EVELLYN GUIMARÃES

**ESTUDO DO EXTREMO MAIS BRILHANTE DA FUNÇÃO DE
LUMINOSIDADE DE GALÁXIAS COM REDSHIFT $z \sim 4 - 7$: UMA
BUSCA POR SISTEMAS DE LENTES GRAVITACIONAIS**

Trabalho de Conclusão de Curso apresentado à Comissão de Graduação em Física da Universidade Federal do Rio Grande do Sul, como requisito parcial para a obtenção do título de Bacharel em Física.

Orientadora: Prof. Dra. Cristina Furlanetto
Universidade Federal do Rio Grande do Sul

PORTO ALEGRE
2021

AGRADECIMENTOS

Eu tinha um amigo. Quando você vive entre trabalhar e estudar sem ter tempo para mais nada, ter amigos começa a se tornar uma vaga lembrança. Mas ainda assim esse amigo ficou. Ele não era o único, mas era um dos poucos que me restaram, e definitivamente era o que mais esforçava-se para manter a minha amizade.

O nome dele era Maxwel e ele era muito engraçado, não de um jeito proposital, mas de um jeito caótico. A convivência com ele era basicamente isso: uma comédia caótica. Essa era a camada externa que todos viam, no entanto, existia uma mais profunda, e aqueles que permitiam que ele mostrasse o lado interno, encontravam algo muito mais precioso, amor e cuidado.

Eu tive a oportunidade de conhecer os dois lados. O lado caótico me deu algumas das lembranças mais engraçadas da minha vida e o lado cuidadoso me fazia sempre lembrar de manter minha mente em paz. Em suas madrugadas de trabalho no hotel, ele sempre mandava uma mensagem perguntando se eu não estava passando dos limites e me falando para ir logo dormir (às vezes eu obedecia mesmo). Ele sempre lembrava de perguntar como eu estava, e certamente sempre encontrava alguma bizarrice na internet que me fazia rir.

Quando eu recebi algumas mensagens da Ana (namorada dele e uma linda, amada e querida) falando que ele não estava bem de saúde e iria ser internado, apesar da preocupação, meu primeiro pensamento foi "ele vai ficar bem, afinal é o Maxwel, ele está sempre ali". Afinal, poucos dias antes nós havíamos conversado em chamada de vídeo, e mesmo no dia anterior à internação ele havia mandado uma mensagem aparentemente não muito preocupante, apenas achando que estava com alguns sintomas da Covid.

Eu tinha certeza que ficaria tudo bem, logo ele estaria bem como eu sempre esperava encontrá-lo. Eu iria visitá-lo em Balneário Camboriú e nós iríamos em muitos lugares, como tínhamos combinado. Eu pensei em como ele faria questão de contar as histórias dele no hospital, já que ele adorava transformar todos os acontecimentos da sua vida em aventura épica.

Acontece que ele foi diagnosticado com meningite, precisou ser sedado e nunca mais acordou. Desde então, as madrugadas de produção deste trabalho foram muito mais vazias. Existe uma angústia sempre à espreita dos pensamentos nos bons momentos que compartilhamos e nos planos que não conseguimos concretizar.

Eu gostaria que este fosse um agradecimento ou dedicatória como outra qualquer, mas a vida não quis assim. Então eu deixo aqui este registro, e se em algum momento as lembranças dos momentos que nós vivemos deixarem de ser uma eterna tristeza, eu espero poder olhar para esta dedicatória e lembrar com carinho destes momentos da minha vida em que eu fui muito feliz.

Obrigada meu amigo, eu dedico este trabalho a você. E mesmo que você não esteja mais aqui, eu prometo que eu e a Ana vamos realizar tudo que combinamos.

RESUMO

O estudo de galáxias em alto *redshift* permite sondar o ambiente do Universo jovem e entender o surgimento e evolução de suas estruturas. Neste contexto, o uso de lentes gravitacionais funciona como facilitador na detecção e estudo destas galáxias distantes que dificilmente seriam observadas com a tecnologia atual. Outra importante ferramenta que funciona como um indicador estatístico de galáxias no Universo jovem é função de luminosidade, que fornece a densidade numérica de uma classe de objetos em um determinado volume e com uma determinada luminosidade. Estudos recentes têm apontado que há uma superabundância de galáxias com alto *redshift* ($z \geq 3$) no extremo mais brilhante ($M_{UV} \leq -22.5$) das funções de luminosidade no referencial de repouso do ultravioleta (LF UV) observadas. Neste trabalho, para investigar estes excessos encontrados, estudamos o extremo mais brilhante de LFs UV de galáxias do tipo *Lyman Break* (*Lyman Break Galaxy* - LBG) com *redshift* $z \sim 4 - 7$ do catálogo GOLDRUSH IV de *Hyper Suprime-Cam Subaru Strategic Program* (HSC SSP). Dividimos este trabalho em duas etapas. Na primeira utilizamos as LFs UV galácticas de $z \sim 4 - 7$ determinadas em [Harikane et al. \(2021\)](#) e [Bouwens et al. \(2021\)](#) para ajustar três formas funcionais utilizadas para descrever as LFs: o modelo Schechter, o modelo Schechter Lenteado e o modelo com uma lei de potência dupla (*Double Power Law* - DPL). Com base nestes ajustes, confirmamos que há uma quantidade de galáxias no extremo mais brilhante das LFs UV que excede o corte exponencial previsto pela forma Schechter padrão. Verificamos ainda que, apesar de a forma Schechter Lenteada ajustar, dentro das incertezas, as LFs em $z \sim 5 - 7$, ela não confere um bom ajuste em $z \sim 4$, sendo o modelo DPL aquele que melhor descreve os dados observados. Todos os parâmetros de melhor ajuste encontrados estão de acordo com resultados obtidos na literatura. Na segunda etapa deste trabalho, investigamos se a magnificação por lenteamento gravitacional pode justificar os excessos encontrados nas LFs UV observadas. Aqui, optamos por analisar esta contribuição em $z \sim 4$, pois neste *redshift*, o excesso observado de galáxias brilhantes foi mais pronunciado, há maior quantidade de dados observados e as imagens possuem melhor qualidade para inspeção visual. Com base nas cores e separação angular das galáxias detectadas em $z \sim 4$, selecionamos no catálogo GOLDRUSH IV 610 grupos de detecções candidatos à configurações de lenteamento gravitacional, dos quais 51 foram classificados como possíveis sistemas de lentes gravitacionais. Verificamos que a quantidade encontrada de galáxias possivelmente magnificadas, ainda que de algum modo pudesse contribuir, não seria suficiente para explicar os excessos encontrados no extremo mais brilhante das funções de luminosidade observadas em $z \sim 4$. Para os outros *redshifts*, no entanto, análises posteriores são necessárias para verificar esta hipótese.

Palavras-chave: Astrofísica. Extragaláctica. Alto *Redshift*. Galáxias *Lyman-Break*. Função de Luminosidade. Lenteamento Gravitacional.

ABSTRACT

The study of high-redshift galaxies allows us to probe the environment of the early Universe and to understand the birth and evolution of its structures. In this context, we can use gravitational lenses as a tool for the detection and study of these distant galaxies that would possibly not be observed with current technology. Another important tool to build-up a statistical description of galaxies in the early Universe is the luminosity function, which provides the numerical density of a class of objects per unit volume as a function of their luminosities. Recent studies have pointed out that there is an overabundance of galaxies at high redshift ($z > 3$) in the bright-end ($M_{UV} \leq -22.5$) of their rest-frame ultraviolet luminosity functions (UV LFs). In this work, in order to investigate these observed excesses, we study the bright-end of Lyman Break Galaxies (LBGs) UV LFs at $z \sim 4 - 7$ of the GOLDRUSH IV survey from the Hyper Suprime-Cam Subaru Strategic Program (HSC SSP). We divided this work into two parts. In the first one, we use the galactic UV LFs at $z \sim 4 - 7$ measured by [Harikane et al. \(2021\)](#) and [Bouwens et al. \(2021\)](#) to investigate their shapes by fitting them with three functional forms: the Schechter model, the Lensed Schechter model and the double-power law model (DPL). We confirm that there is a number density of galaxies at the bright-end of the observed LFs that exceeds the exponential cutoff of the typically assumed Schechter functional form. We also verify that the UV LFs can be better described by a DPL model, and although the Lensed Schechter function provides a good fit, within the uncertainties, of the UV LFs at $z \sim 5 - 7$, it does not provide a good fit at $z \sim 4$. All the best-fit parameters found are in good agreement with the literature. In the second part of this work, we investigate if the bright-end galaxies are significantly affected by gravitational lensing magnification, so they can explain the excesses found. Here, we chose to analyze the bright galaxies at $z \sim 4$, since at this redshift, the observed amount of bright galaxies is larger, there is a greater number of observed data and the images have better quality for visual inspection. Based on the colors and angular separation of detected sources at $z \sim 4$, we selected in the GOLDRUSH IV survey, 610 groups of detection candidates for gravitational lensing configurations, of which 51 were classified as possible gravitational lensing systems. We found that the amount of possibly magnified galaxies would not be enough to explain the excesses at the bright end of the LFs observed in $z \sim 4$, even though it could contribute in some level. For other redshifts, however, further analysis is necessary to verify this hypothesis.

Keywords: Astrophysics. Extragalactic. High-redshift galaxies. Lyman-break galaxies. Bright-end. Luminosity function. Gravitational lensing

LISTA DE FIGURAS

<p>Figura 1 – À esquerda temos o exemplo de um espectro típico de uma LAE (linha sólida) e o de uma LBG (linha tracejada). O gráfico à direita identifica bandas de emissão no céu noturno. Nele, podemos identificar as regiões correspondentes à <i>redshifts</i> específicos, dentro das quais os filtros de bandas estreitas podem ser direcionados de modo mais eficaz. Fonte: Dunlop (2013)</p>	2
<p>Figura 2 – Galáxia <i>g dropout</i> HSC J100034+015921 identificada em Ono et al. (2017). Seu <i>redshift</i>, $z \sim 4$, deslocou para banda <i>g</i> ($\sim 5000 \text{ \AA}$) o comprimento de onda de ionização do hidrogênio, portanto ela se torna visível apenas em bandas com comprimentos de ondas maiores, como é o caso da banda <i>r</i> ($\sim 6000 \text{ \AA}$).</p>	3
<p>Figura 3 – Exemplo do efeito de lenteamento gravitacional. O objeto lenteado aparece distorcido e magnificado em volta do objeto que funciona como lente. Fonte: ESA/Hubble e NASA (2019)</p>	5
<p>Figura 4 – Visualização bidimensional de um sistema de lenteamento gravitacional. Nele, podemos identificar o ângulo de deflexão reduzido presente na equação da lente como $\alpha = \theta - \beta$.</p>	6
<p>Figura 5 – No painel superior visualizamos o fator de magnificação μ para a imagem θ_+, onde é possível verificar que não é possível haver demagnificação, uma vez que μ aproxima-se assintoticamente de $\mu = 2$ (linha azul). No painel inferior observamos o comportamento de μ para a imagem θ_-, que assume valores $\mu > 0$, sendo demagnificada para $0 < \mu < 1$ e magnificada para $\mu > 1$. Em ambos os casos assumimos um θ_E unitário.</p>	9
<p>Figura 6 – Em azul, representando a LF para $z \sim 3$, é possível observar uma densidade de galáxias acima do previsto pela forma Schechter, mostrada na linha sólida. Fonte: Burg, Hildebrandt e Erben (2010)</p>	11
<p>Figura 7 – Exemplos de função de luminosidade de galáxias no UV de repouso para altos <i>redshifts</i> ($z \sim 4$ e $z \sim 7$). Para $M_{UV} \leq -22$, é possível identificar distribuições de luminosidades com densidades acima das esperadas pela função Schechter, representada em (a) pela linha sólida preta e em (b) pela linha sólida magenta.</p>	12
<p>Figura 8 – Transmissão em cinco filtros de banda larga utilizados por HSC (<i>g</i>: lilás, <i>r</i>: azul, <i>i</i>: verde, <i>z</i>: laranja, <i>y</i>: vermelho). Quatro espectros para galáxias com <i>redshifts</i> $z = 3.5$, $z = 4.7$, $z = 6$ e $z = 6.5$ retirados de Bruzual e Charlot (2003) estão representados pelas linhas pretas. As galáxias candidatas a $z \sim 4$, $z \sim 5$, $z \sim 6$ e $z \sim 7$ foram selecionadas com base nas cores <i>gri</i>, <i>riz</i>, <i>izy</i> e <i>zy</i> respectivamente. Fonte: Ono et al. (2017)</p>	18

Figura 9 – De cima para baixo, estão representadas as LFs UV e formas ajustadas obtidas neste trabalho para $z \sim 4, 5, 6$ e 7 , respectivamente. Em todos os casos é possível verificar que o melhor ajuste é conferido pela forma DPL. A fim de comparação, incluímos as LFs UV anteriormente determinadas em Bouwens et al. (2015) e Ono et al. (2017). Para os <i>redshifts</i> $z \sim 6 - 7$ as funções de luminosidade estimadas em Bouwens et al. (2021) são praticamente iguais as de Bouwens et al. (2015) e por isso não foram incluídas.	24
Figura 10 – O painel superior denota as frações contaminantes de AGNs em função das magnitudes, aparente (m_{UV}), no eixo superior e absoluta (M_{UV}), no eixo inferior. O painel inferior mostra a LF UV em $z \sim 4$. Fonte: Harikane et al. (2021)	25
Figura 11 – Imagens das duas configurações enquadradas na categoria A, nas bandas g, r, i, z e y . Nelas, é possível identificar a presença da lente no centro da configuração e as imagens lenteadas em volta. No caso da configuração no painel inferior, a lente torna-se mais visível na banda y .	28
Figura 12 – Imagens das duas configurações enquadradas na categoria A, obtidas no <i>software</i> Aladin nas bandas g, r, i e com sobreposição dos filtros gri . Nos dois casos, a posição marcada é a imagem com maior magnitude aparente da fonte possivelmente lenteada.	29
Figura 13 – Exemplos de três configurações classificadas como B, nos filtros g, r, i, z e y . As configurações estão localizadas no centro da imagem. É possível identificar duas ou mais candidatas a imagens múltiplas com forma alongada ou distorcida.	30
Figura 14 – Exemplos de três configurações classificadas como C, nos filtros g, r, i, z e y . As configurações estão localizadas no centro da imagem. É possível identificar duas candidatas a imagens múltiplas da fonte.	31
Figura 15 – Quasar J0918, identificado como imagem múltipla em Jaelani et al. (2021). As imagens múltiplas possuem uma configuração similar aos nossos grupos classificados como C. Fonte: Jaelani et al. (2021)	31

LISTA DE TABELAS

Tabela 1 – Funções de luminosidade no UV estimadas para $z \sim 4$, $z \sim 5$, $z \sim 6$ e $z \sim 7$, baseadas nos dados obtidos por HSC SSP. Fonte: Harikane et al. (2021)	22
Tabela 2 – Funções de luminosidade no UV estimadas para $z \sim 4$, $z \sim 5$, $z \sim 6$ e $z \sim 7$, baseadas nos dados obtidos por HST. Fonte: Bouwens et al. (2021)	23
Tabela 3 – Parâmetros de melhor ajuste obtidos para as formas Schechter, Schechter Lenteada e DPL, assim como o valor de χ_r^2 reduzido nos <i>redshifts</i> $z \sim 4$, 5, 6 e 7. Os valores encontrados estão em concordância com a literatura (ONO et al., 2017; HARIKANE et al., 2021).	23

LISTA DE ABREVIATURAS E SIGLAS

AGN	Núcleos de Galáxias Ativos (<i>Active Galactic Nuclei</i>)
DPL	Lei de potência dupla (<i>Double Power Law</i>)
HSC SSP	Hyper Suprime-Cam Subaru Strategic Program
LAE	Emissor de Lyman Alpha (<i>Lyman Alpha Emitter</i>)
LBG	Galáxias Lyman Break (<i>Lyman Break Galaxy</i>)
LF	Função de luminosidade (<i>Luminosity Function</i>)
SFR	Taxa de Formação Estelar (<i>Star Formation Rate</i>)
SIS	Esfera Isotérmica Singular (<i>Singular Isothermal Sphere</i>)
UV	Ultravioleta

SUMÁRIO

1 – INTRODUÇÃO	1
1.1 Lentes Gravitacionais	4
1.1.1 Teoria de Lentes Gravitacionais	5
1.2 Função de Luminosidade	9
1.3 Objetivos	15
2 – DADOS OBSERVACIONAIS	17
2.1 <i>Hyper Suprime-Cam Subaru Strategic Program</i> - HSC SSP	17
2.2 <i>Hubble Space Telescope</i> - HST	18
3 – ANÁLISE DA FORMA DE FUNÇÕES DE LUMINOSIDADE UV OBSERVADAS	20
4 – BUSCA POR CONFIGURAÇÕES DE IMAGENS MÚLTIPLAS	25
4.1 Inspeção Visual das Configurações Seleccionadas	27
5 – CONCLUSÃO	32
5.1 Trabalhos Futuros	32
Referências	34
Apêndices	38
APÊNDICE A – Viés de Magnificação e Função de Luminosidade Gravitacionalmente Lenteada	39
A.1 Viés de Magnificação	39
A.2 Função de Luminosidade Gravitacionalmente Lenteada	39
A.3 Função de Luminosidade Lenteada como Função da Magnitude	40

1 INTRODUÇÃO

As galáxias representam uma das peças básicas que compõem o quebra cabeça cósmico. Ao estudá-las, podemos descobrir diversas características a cerca do Universo. A análise de galáxias a diferentes distâncias concede a oportunidade de sondar seu ambiente em diferentes épocas, e com isso temos a oportunidade de entender o Universo em seus diversos estágios de evolução. Deste modo, podemos afirmar que o estudo de galáxias com alto desvio para o vermelho (*redshift*) é fundamental para entendermos o Universo em seus tempos primordiais.

Sabendo que a luz de um objeto viaja um tempo equivalente à sua distância, o fato de estas galáxias estarem entre os objetos mais distantes observáveis, as torna uma janela de observação para o passado (SPERGEL; STEIDEL, 1997). Algumas das galáxias mais antigas se formaram quando o Universo tinha apenas quatrocentos milhões de anos (JIANG et al., 2021), um período em que a composição e estrutura do Universo eram muito diferentes das atuais.

Apesar de terem grande importância no entendimento da formação e evolução de estruturas do Universo, a identificação e estudo de galáxias em alto *redshift* tem uma problemática envolvida no que diz respeito à observações astronômicas. O fato de estarem a grandes distâncias implica que tenham baixa magnitude aparente, o que dificulta sua observação. Sendo assim, é necessário recorrer à técnicas que facilitem a identificação destas galáxias e driblem estes obstáculos observacionais (ILLINGWORTH, 1999).

Existem diversas técnicas para encontrar galáxias distantes, no entanto, duas delas mostram-se as mais bem sucedidas até o momento (DUNLOP, 2012). São elas as técnicas de busca envolvendo as galáxias *Lyman-Break* (*Lyman-Break Galaxies* - LBGs) e *Lyman-Alpha Emitters* (LAEs). A identificação destas galáxias está relacionada às sua composição química rica em hidrogênio neutro, o qual é esperado que seja abundante em galáxias jovens (NILSSON, 2007; DUNLOP, 2012). No método de detecção das LAEs, busca-se por linhas de emissão *Lyman alpha* ($Ly\alpha$) desviadas para o vermelho, que foram geradas por átomos de hidrogênio excitados pela luz ultravioleta de estrelas jovens (DUNLOP, 2012). Já no método de identificação das LBGs, o *redshift* destas galáxias desloca para o óptico o comprimento de onda de ionização do hidrogênio, o que faz com que ocorra uma "quebra" identificável no comprimento de onda no qual a galáxia deixa de ser visível. No painel à esquerda da Figura 1, temos o exemplo de espectros típicos de LAEs (linha sólida) e LBGs (linha tracejada). Para as LBGs há uma queda no fluxo de emissão em um determinado comprimento de onda, já para as LAEs há um pico de emissão $Ly\alpha$.

O método de detecção das LAEs envolve a observação do céu em uma banda estreita buscando encontrar emissão $Ly\alpha$, desviada para uma determinada faixa de *redshifts*. Utilizando um filtro que permite a passagem de um pequeno intervalo de comprimento de ondas, é possível analisar a emissão $Ly\alpha$ correspondente a uma faixa estreita de *redshifts*, tipicamente com $\Delta z \sim 0.05$ (NILSSON, 2007). A aplicação desta técnica é baseada na comparação de

imagens obtidas pelos filtros nas faixas estreitas com imagens obtidas em bandas mais largas em comprimentos de ondas próximos aos usados nas observações em bandas estreitas. Conforme mostrado no painel direito da Figura 1, observando as imagens das bandas largas é possível analisar em quais intervalos de comprimentos de ondas as bandas estreitas devem ser focadas para que a busca seja mais eficaz (DUNLOP, 2012).

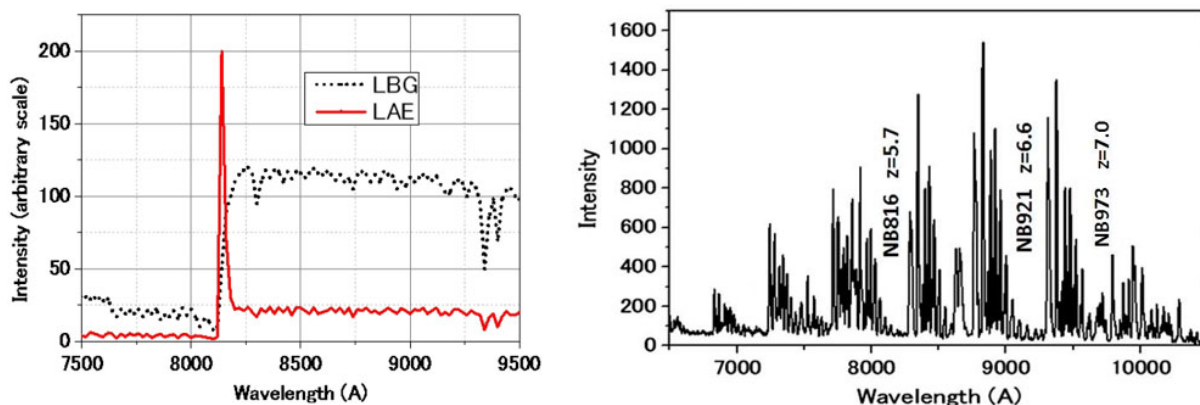


Figura 1 – À esquerda temos o exemplo de um espectro típico de uma LAE (linha sólida) e o de uma LBG (linha tracejada). O gráfico à direita identifica bandas de emissão no céu noturno. Nele, podemos identificar as regiões correspondentes à *redshifts* específicos, dentro das quais os filtros de bandas estreitas podem ser direcionados de modo mais eficaz. Fonte: Dunlop (2013)

A técnica da quebra de Lyman (*Lyman Break*) foi inicialmente aplicada para identificar galáxias a $z \sim 3$ (STEIDEL; HAMILTON, 1992), sendo que atualmente se mostra útil para detecções com $z > 2$ (ILLINGWORTH, 1999). A energia de ionização do hidrogênio é aproximadamente 13.6 eV, o que faz com que os fótons emitidos por estrelas que possuem energia abaixo deste limite de ionização sejam completamente absorvidos por gás hidrogênio, tanto na própria galáxia quanto na linha de observação entre nós e o objeto (NILSSON, 2007). Essa energia de ionização é correspondente à fótons com cerca de 900 Å de comprimento de onda, localizado na banda ultravioleta. Em galáxias do tipo *Lyman-Break*, seu alto *redshift*, em geral $z > 2$ (ILLINGWORTH, 1999; SOMERVILLE; FABER, 2001), faz com que o comprimento de onda de ionização do hidrogênio seja deslocado para a banda do óptico, ou seja, elas se tornam "invisíveis" (ver Figura 2) para comprimentos de onda abaixo deste limite no qual ocorre a absorção completa dos fótons (THOMMES, 1999). Por causa disto, estas galáxias são frequentemente referidas na literatura como objetos *dropout* (ILLINGWORTH, 1999; ONO et al., 2017; HARIKANE et al., 2021). A partir da identificação do comprimento de onda no qual ocorre esta "quebra", conseguimos determinar o *redshift* da galáxia em questão, o que nos permite saber aproximadamente qual idade do Universo estamos observando.

A distinção exata entre LBGs e LAEs não é tão objetiva e existe extensa discussão na literatura sobre quais seriam suas diferenças em massa, idade, poeira e outras características (DAYAL; FERRARA, 2012). As estimativas para massa estelar e taxa de formação estelar (*Star Formation Rate* - SFR) de LAEs com $z \geq 2$ são $10^{8-9} M_{\odot}$ e $1 - 10 M_{\odot} yr^{-1}$, respectivamente

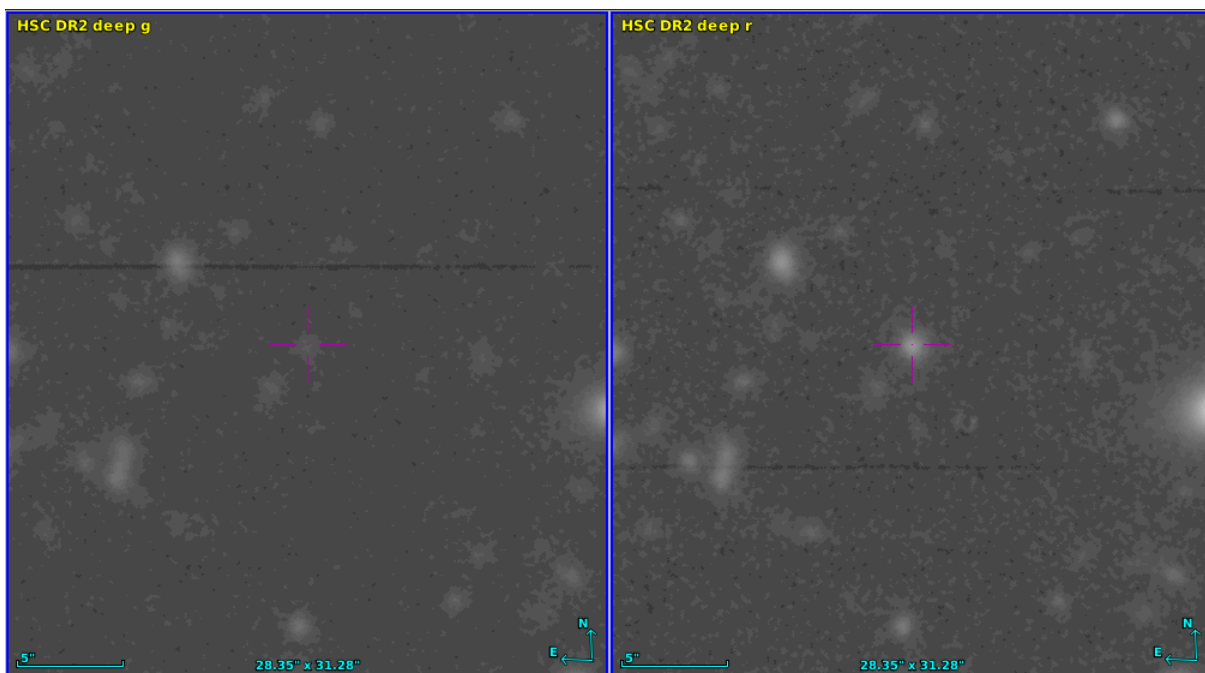


Figura 2 – Galáxia *g dropout* HSC J100034+015921 identificada em [Ono et al. \(2017\)](#). Seu *redshift*, $z \sim 4$, deslocou para banda *g* ($\sim 5000 \text{ \AA}$) o comprimento de onda de ionização do hidrogênio, portanto ela se torna visível apenas em bandas com comprimentos de ondas maiores, como é o caso da banda *r* ($\sim 6000 \text{ \AA}$).

([OUCHI; ONO; SHIBUYA, 2020](#)). Para LBGs, os valores de massa estelar e SFR em $z \geq 3$ ficam em torno de $M_* \approx 10^{9-11} M_\odot$ e $SFR \approx 3 - 200 M_\odot \text{ yr}^{-1}$, respectivamente ([HEINIS et al., 2013](#); [Bouwens et al., 2012](#); [SCHAERER; BARROS; SKLIAS, 2012](#)). Em geral, os resultados sugerem que LAEs são menos massivas, possuem menor SFR e são mais jovens que LBGs ([NAGAMINE et al., 2010](#)). No entanto, em muitos casos, as galáxias obtidas por esses dois métodos de seleção, emissão $\text{Ly}\alpha$ e *Lyman-Break*, têm características similares ([SCHAERER, 2014](#)), e ambas as técnicas de seleção podem servir como métodos complementares ou de confirmação.

Dadas as dificuldades de observação de galáxias em alto *redshift*, pesquisas na área valem-se de todas as ferramentas possíveis que auxiliem na sondagem destes objetos. Neste contexto, um importante indicador do panorama do Universo jovem é a função de luminosidade, que determina a forma com a qual uma determinada classe de objetos se distribui de acordo com a sua luminosidade.

Utilizando amostras de galáxias selecionadas a partir das técnicas de detecção de emissão $\text{Ly}\alpha$ e *Lyman Break*, diversos estudos têm determinado, com cada vez maior precisão, funções de luminosidade em alto *redshift* ([ONO et al., 2017](#); [KONNO et al., 2017](#); [BOUWENS et al., 2021](#); [HARIKANE et al., 2021](#)), mostrando interessantes resultados no que diz respeito à forma destas funções no extremo de objetos mais brilhantes. Uma superabundância de galáxias com alto brilho têm sido encontrada nas funções de luminosidade observadas em $z \geq 4$ ([BOWLER et al., 2014](#); [ONO et al., 2017](#); [BOWLER et al., 2020](#)), levantando diversas

hipóteses em relação às causas deste excesso. A seguir discutimos as possibilidades levantadas na literatura:

i) Contaminação das funções de luminosidade observadas por Núcleos Ativos de Galáxia (*Active Galactic Nuclei*, AGNs), embora as frações estimadas de contaminação a princípio não justifiquem os excessos encontrados (HARIKANE et al., 2021).

ii) Estudos na área também consideram que as funções de luminosidade observadas em alto *redshift* poderiam intrinsecamente ter densidades galácticas maiores no seu extremo mais brilhante, devido à ineficiência de processos que regulam a formação estelar ou baixo obscurecimento por poeira nas galáxias (BOWLER et al., 2014; BOWLER et al., 2020).

iii) É possível que galáxias em processo de fusão estejam sendo detectadas como uma única fonte (mais brilhante), por instrumentos observacionais cuja resolução não é suficiente para diferenciar os dois objetos (HARIKANE et al., 2021).

iv) Outra hipótese levantada diz respeito ao possível lenteamento gravitacional sofrido pelas galáxias, que seria capaz de amplificar seus brilhos, levando a um viés de magnificação (WYITHE et al., 2011; BARONE-NUGENT et al., 2015; ONO et al., 2017).

Neste trabalho, buscaremos fazer um estudo da forma de funções de luminosidade no seu extremo mais brilhante, procurando entender se o fenômeno de lentes gravitacionais seria capaz de explicar os excessos observados. Deste modo, para apresentar o problema a ser discutido nesta monografia e introduzir alguns conceitos importantes na condução do trabalho, dedicaremos a seção 1.1 para uma breve descrição da teoria de lentes gravitacionais e a seção 1.2 para discorrer sobre alguns estudos relacionados à funções de luminosidades e o viés de magnificação.

1.1 Lentes Gravitacionais

Conforme anteriormente citado, o estudo de galáxias em alto *redshift* implica em diversas dificuldades observacionais. Sendo assim, tornam-se úteis quaisquer que sejam os métodos que facilitem o estudo destas galáxias. Neste cenário, o uso de lentes gravitacionais encaixa-se como um facilitador no estudo e identificação das galáxias que dificilmente seriam observadas pelas ferramentas astronômicas atuais (TREU, 2010).

Lentes gravitacionais são uma das previsões da teoria da Relatividade Geral de Einstein (SCHNEIDER, 2015). Elas ocorrem quando uma distribuição de massa gera um campo gravitacional capaz de deformar o espaço-tempo de modo a defletir e amplificar a luz de um objeto de fundo que esteja na sua mesma linha de visão (SCHNEIDER, 2015; CARROLL; OSTLIE, 2007). O fenômeno do lenteamento gravitacional funciona assim como um telescópio natural, capaz de aumentar o tamanho angular e o brilho do objeto de fundo (ver Figura 3), distorcer e/ou gerar múltiplas imagens. Com esta magnificação, temos a oportunidade de analisar galáxias em alto *redshift* menores e menos massivas, que estariam além da fluxo limite imposto pela instrumentação observacional (BARONE-NUGENT et al., 2015). É seguro, portanto, afirmar que identificar lentes gravitacionais e objetos lentesados tem devida importância

no estudo de galáxias em alto *redshift*.

Faremos agora uma breve descrição do funcionamento de um sistema de lentes gravitacionais, apresentando alguns conceitos e equações relevantes para entender o efeito e seu uso como ferramenta em pesquisas.



Figura 3 – Exemplo do efeito de lenteamento gravitacional. O objeto lenteado aparece distorcido e magnificado em volta do objeto que funciona como lente. Fonte: [ESA/Hubble e NASA \(2019\)](#)

1.1.1 Teoria de Lentes Gravitacionais

A Teoria da Relatividade Geral de Einstein, prevê que o ângulo de deflexão de um raio de luz passando a uma distância ξ de uma massa pontual M , seria defletido por um ângulo

$$\hat{\alpha} = \frac{4GM}{c^2} \frac{\xi}{|\xi|^2}, \quad (1)$$

onde G é a constante gravitacional de Newton e c é a velocidade da luz.

No entanto, é importante observar que entre o objeto fonte e o observador podem existir diversas distribuições de matéria capazes de alterar a propagação dos raios de luz. Ainda assim, contanto que as dimensões da distribuição de massa sejam muito menores em comparação às distâncias entre o observador e fonte, D_F , e entre a lente e a fonte, D_{LF} ¹ (ver Figura 4), é possível fazer a chamada aproximação de lente fina, que assume que o lenteamento seja dominado por uma única inhomogeneidade de massa localizada no plano da lente (SCHNEIDER, 2015). Essa aproximação é consistente em situações de lenteamentos causados por galáxias e aglomerados de galáxias, uma vez que as dimensões destes objetos são da ordem de 50 kpc e 1 Mpc e as distâncias D_{LF} e D_F são da ordem de 1 Gpc.

Analisando a Figura 4 podemos entender como funciona a geometria de um sistema de lentes gravitacionais na aproximação de lente fina. Uma distribuição de massa no plano da

¹Devemos observar que, em geral, $D_{LF} \neq D_F - D_L$

lente está a uma distância D_L do observador e funciona como um defletor da luz da fonte que está a uma distância D_{LF} da distribuição de massa que cumpre o papel de lente. Tendo como base um eixo perpendicular aos planos da lente e da fonte que passa pelo observador (linha tracejada horizontal), na ausência do objeto defletor, a fonte seria observada na posição angular β . No entanto, o raio de luz da fonte passa a uma distância ξ do defletor e é defletido pelo campo gravitacional da lente em um ângulo $\hat{\alpha}$, o que faz com que sua imagem seja observada na posição angular θ .

Considerando os ângulos e distância envolvidos, é interessante construir uma relação entre a posição angular real do objeto na ausência do defletor, β , a posição angular em que o objetos é visto devido à deflexão causada pela lente, θ , o ângulo de deflexão sofrido pela luz da fonte, $\hat{\alpha}$ e as distâncias D_{LF} e D_F . Essa relação é chamada Equação da Lente e é construída considerando que os ângulos em questão são muito pequenos (o que é válido dentro das distâncias envolvidas anteriormente citadas).

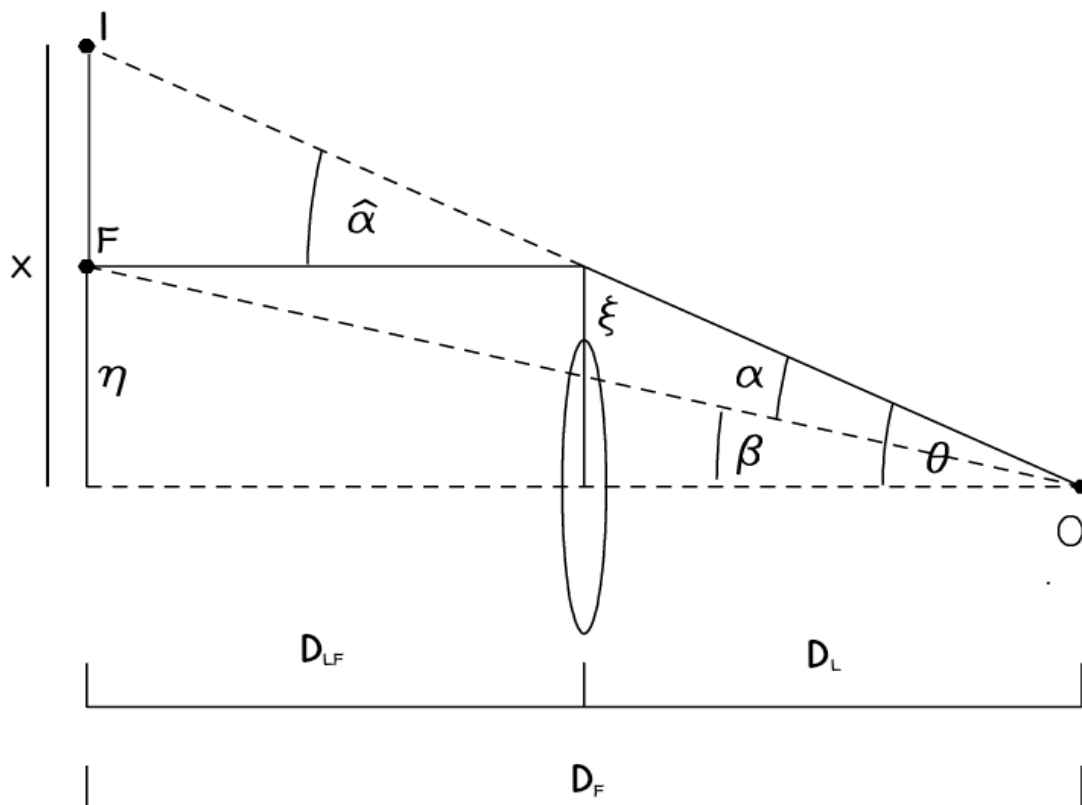


Figura 4 – Visualização bidimensional de um sistema de lenteamento gravitacional. Nele, podemos identificar o ângulo de deflexão reduzido presente na equação da lente como $\alpha = \theta - \beta$.

Usando como base a Figura 4, os ângulos β , $\hat{\alpha}$ e θ são aproximados por

$$\beta = \frac{\eta}{D_F}, \quad \hat{\alpha} = \frac{X - \eta}{D_{LF}} \quad \text{e} \quad \theta = \frac{X}{D_F} \quad \text{ou} \quad \theta = \frac{\xi}{D_L},$$

e, ao dividirmos $\hat{\alpha}$ por D_F e rearranjar os termos, temos

$$\frac{D_{LF}}{D_F} \hat{\alpha} = \frac{X}{D_F} + \frac{\eta}{D_F}.$$

Definindo o ângulo de deflexão reduzido α como

$$\alpha(\theta) = \frac{D_{LF}}{D_F} \hat{\alpha}(\theta) \quad (2)$$

e aplicando esta definição na Eq. 2, chegamos em

$$\beta = \theta - \alpha(\theta) , \quad (3)$$

que é conhecida como Equação da Lente.

Para cada posição angular verdadeira da fonte, β , a Eq. 3 pode apresentar múltiplas soluções θ_i , o que significa que o lenteamento gravitacional terá gerado múltiplas imagens da fonte, que serão vistas nas posições angulares θ_i .

Além de ser capaz de multiplamente imagear a fonte, um segundo efeito geométrico do lenteamento é a magnificação da luz emitida por ela. Como o brilho superficial é preservado e o lenteamento causa deflexão diferencial da luz emitida, isto pode gerar um aumento no ângulo sólido no qual a imagem da fonte é observada. Uma vez que o fluxo é o produto do brilho superficial com o ângulo sólido, o fluxo observado da fonte é amplificado (SCHNEIDER, 2015). A razão entre a área da imagem observada e a área original da fonte é definida como o fator de magnificação μ . Seja ω_F o ângulo sólido da imagem da fonte e ω o ângulo sólido observado, temos:

$$\mu = \frac{\omega}{\omega_F} . \quad (4)$$

Conforme anteriormente citado, na aproximação de lente fina consideramos a massa do defletor distribuída no plano da lente. Tendo isto em vista, para que se resolva a equação da lente, é necessário considerar a distribuição de massa do objeto defletor. Utilizando esta aproximação, consideramos que o ângulo de deflexão seja uma superposição das deflexões causadas por todos os elementos de massa m_i distribuídos no plano da lente. Consequentemente, temos um ângulo de deflexão $\hat{\alpha}$ dado por:

$$\hat{\alpha} = \sum_i \hat{\alpha}_i = \sum_i \frac{4Gm_i}{c^2} \frac{\xi - \xi_i}{|\xi - \xi_i|^2} , \quad (5)$$

onde ξ é a posição do raio de luz no plano da lente e ξ_i é a posição do i -ésimo elemento de massa. Generalizando para uma distribuição contínua de massa com densidade superficial $\Sigma(\xi')$, o ângulo $\hat{\alpha}$ se torna:

$$\hat{\alpha} = \frac{4G}{c^2} \int d^2\xi' \Sigma(\xi') \frac{\xi - \xi'}{|\xi - \xi'|^2} . \quad (6)$$

Como não é possível conhecer a forma exata da distribuição de massa da lente, é necessário utilizar um modelo que descreva esta distribuição.

Um modelo simples amplamente utilizado para descrever a distribuição de massa em galáxias é o da Isotérmica Singular (*Singular Isothermal Sphere*, SIS). Este modelo assume

que as estrelas e outros componentes de massa se comportam como partículas de um gás ideal, confinado em um potencial gravitacional esféricamente simétrico. Este modelo reproduz naturalmente as curvas de rotação de galáxias espirais, o que justifica o seu uso (KNEIB; NATARAJAN, 2011).

O perfil de densidade no modelo SIS é dado por

$$\rho(r) = \frac{\sigma_v^2}{2\pi G r^2}, \quad (7)$$

onde σ_v é a dispersão de velocidades das estrelas e r é o raio da esfera.

Considerando a simetria esférica do modelo, passamos a ter $|\boldsymbol{\xi}| = \xi$, com ξ sendo a distância do ponto ao centro do defletor. Neste caso, temos um $\hat{\alpha}$ apontando radialmente para o centro da esfera, o que resulta em

$$\hat{\alpha} = \frac{4GM(\xi)}{c^2\xi}.$$

A forma da densidade superficial de massa é dada por $\Sigma(\xi) = \frac{\sigma_v^2}{2G\xi}$ o que leva a uma massa

$$M(\xi) = 2\pi \int_0^\xi \Sigma(\xi')\xi' d\xi' = \frac{\pi\sigma_v^2\xi}{G},$$

resultando assim no ângulo de deflexão para o modelo SIS

$$\hat{\alpha} = \frac{4\pi\sigma_v^2}{c^2}. \quad (8)$$

Aplicando $\hat{\alpha}$ obtido acima na Eq. 2, encontramos

$$\alpha = \frac{4\pi\sigma_v^2}{c^2} \frac{D_{LF}}{D_F} = \theta_E, \quad (9)$$

onde verificamos que o ângulo de deflexão é igual a uma constante, conhecida como ângulo de Einstein para o modelo SIS. Com isso, obtemos a solução da equação da lente para este modelo, que é

$$\beta = \theta - \theta_E \frac{\theta}{|\theta|}. \quad (10)$$

Assumindo $\leq \beta < 0$, a equação da lente assume duas soluções,

$$\theta_+ = \beta + \theta_E \quad \text{e} \quad \theta_- = \beta - \theta_E,$$

que são as posições angulares onde as imagens são observadas. Se $\beta \geq 0$, $\theta_+ > \theta_E > 0$ e $0 > \theta_- > -\theta_E$ as imagens estão localizadas em lados opostos e separadas por $\Delta\theta = 2\theta_E$. Quando $\beta > \theta_E$, observamos apenas a imagem θ_+ , localizada no mesmo lado do centro da lente que a fonte não lenteada. No caso limite em que $\beta = 0$, quando a fonte está exatamente atrás da lente, a deflexão da imagem da fonte irá formar um de raio $\theta = \theta_E$, o então chamado Anel de Einstein.

Para o fator de magnificação μ , decorre do modelo SIS que

$$\mu(\theta) = \frac{|\theta/\theta_E|}{||\theta/\theta_E| - 1|}, \quad (11)$$

onde é possível verificar que, para o caso $\beta < \theta_E$ em que duas imagens são geradas, a imagem primária tem $|\mu| > 2$ e é sempre magnificada, enquanto a imagem secundária tem $|\mu| > 0$, podendo ser magnificada ou demagnificada (ver Figura 5).

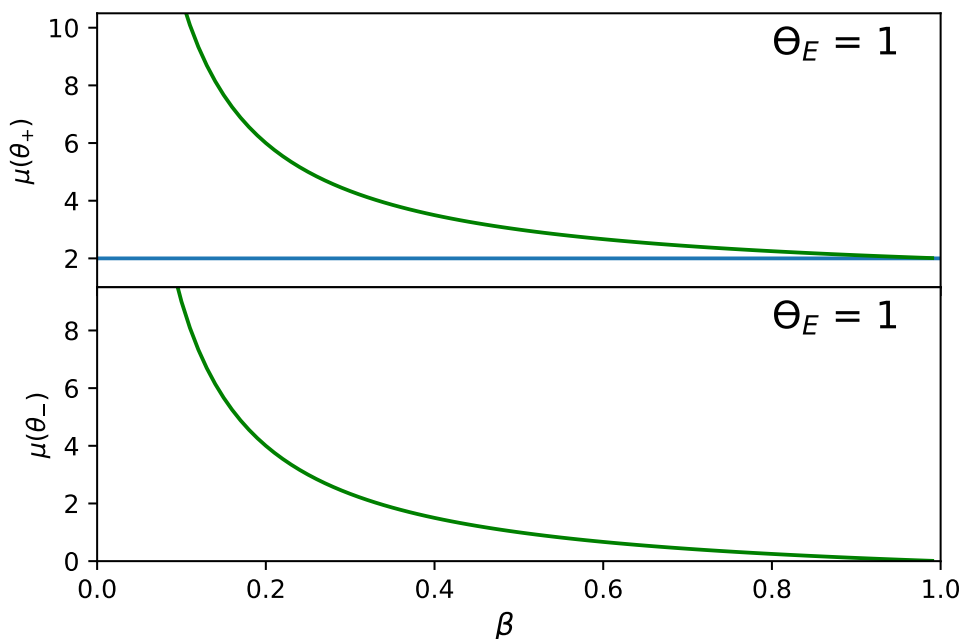


Figura 5 – No painel superior visualizamos o fator de magnificação μ para a imagem θ_+ , onde é possível verificar que não é possível haver demagnificação, uma vez que μ aproxima-se assintoticamente de $\mu = 2$ (linha azul). No painel inferior observamos o comportamento de μ para a imagem θ_- , que assume valores $\mu > 0$, sendo demagnificada para $0 < \mu < 1$ e magnificada para $\mu > 1$. Em ambos os casos assumimos um θ_E unitário.

1.2 Função de Luminosidade

Uma importante ferramenta que pode ser utilizada para estudar uma população de galáxias é a função de luminosidade (*Luminosity Function*, LF). Uma LF fornece a densidade numérica de objetos em um determinado volume, com uma determinada luminosidade (SCHNEIDER, 2015).

Em alto *redshift*, a forma da LF no referencial de repouso do ultravioleta (LF UV) tem uma particular importância no estudo do processo evolutivo das galáxias e de propriedades do Universo jovem (BURG; HILDEBRANDT; ERBEN, 2010; BOUWENS et al., 2015; BARONE-NUGENT et al., 2015). A emissão no UV é um indicativo de processos de formação estelar, e portanto o estudo de LFs UV em galáxias com alto *redshift* fornece uma descrição estatística da atividade de formação estelar em galáxias jovens (WYITHE et al., 2011). Medidas precisas destas

funções de luminosidade em vários *redshifts* podem ajudar a obter importantes informações sobre a formação e evolução das galáxias, os processos físicos envolvidos e o ambiente no qual estavam inseridas (ONO et al., 2017; ADAMS et al., 2020). Devido à forte correlação entre a luminosidade de uma galáxia no referencial de repouso do UV e a taxa de formação estelar, estabelecer a LF em alto *redshift* é importante ainda para analisarmos o impacto das galáxias na reionização do Universo (BOUWENS et al., 2015; BOWLER et al., 2014; ONO et al., 2017).

Uma expressão analítica para aproximar a função de luminosidade de galáxias foi proposta por Schechter (1976) e tem a forma

$$\Psi(L)dL = \Psi^* \left(\frac{L}{L^*} \right)^\alpha \exp \left(-\frac{L}{L^*} \right) d \left(\frac{L}{L^*} \right), \quad (12)$$

onde $\Psi(L)dL$ é a densidade numérica de galáxias com luminosidade entre L e $L + dL$. A LF Schechter apresentada acima, é descrita por uma densidade característica Ψ^* , uma inclinação de uma lei de potências dada pelo índice α , possui corte exponencial para magnitudes que excedem a luminosidade característica L^* e é satisfatoriamente eficiente para ajustar a LF de galáxias com baixo *redshift*.

Nos últimos anos, o aumento da precisão instrumental e a combinação de catálogos com diferentes campos de observação e profundidades levou ao alcance da definição das LFs até magnitudes mais baixas ($M_{UV} \leq -22.5$, onde M_{UV} é a magnitude absolutas no UV), o que deu indícios de que o modelo Schechter, apesar de largamente utilizado, talvez não seja tão eficaz em representar a forma das funções de luminosidade de galáxias com alto *redshift* ($z \geq 3$) em seu extremo mais brilhante, onde uma superabundância de galáxias tem sido observada (WYITHE et al., 2011; BOWLER et al., 2014; ONO et al., 2017; BOWLER et al., 2020; ADAMS et al., 2020).

De acordo com o princípio analiticamente traduzido por Schechter, o número de galáxias brilhantes é muito inferior às de baixo brilho. No que diz respeito ao estudo de objetos em alto *redshift*, são necessárias observações profundas de grandes áreas do céu para que uma amostra significativa destes objetos seja observada. Este obstáculo dificultou por muito tempo a definição de LFs com $z \geq 3$ para magnitudes $M_{UV} \leq -22.5$, o que fez com apenas recentemente pudesse ser observada a LF de uma população de galáxias até densidades abaixo de $10^{-6} \text{ mag}^{-1} \text{ Mpc}^{-3}$ (BURG; HILDEBRANDT; ERBEN, 2010), onde este aparente excesso de galáxias foi evidenciado.

Um dos primeiros indícios de um possível desvio da função Schechter para $M_{UV} \leq -22.5$ foi observado em Burg, Hildebrandt e Erben (2010), que, ao analisarem a LF UV para o maior levantamento de LBGs em alto *redshift* até a data, verificaram, para $z \sim 3$, uma densidade de galáxias acima do esperado pela forma Schechter (ver Figura 6). Devido à falta de evidências e grandes incertezas nas medidas, esse desvio foi associado pelos autores à inhomogeneidades na distribuição de matéria na linha de visada entre o observador e as galáxias, que concluíram que as distribuições de luminosidade intrínsecas permaneceriam seguindo o modelo Schechter padrão.

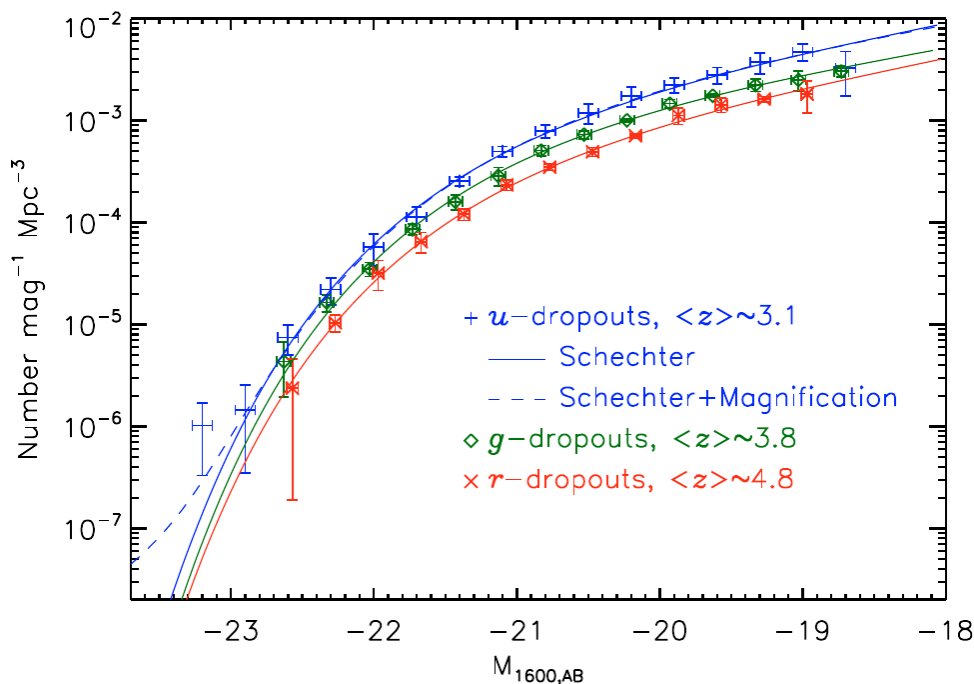
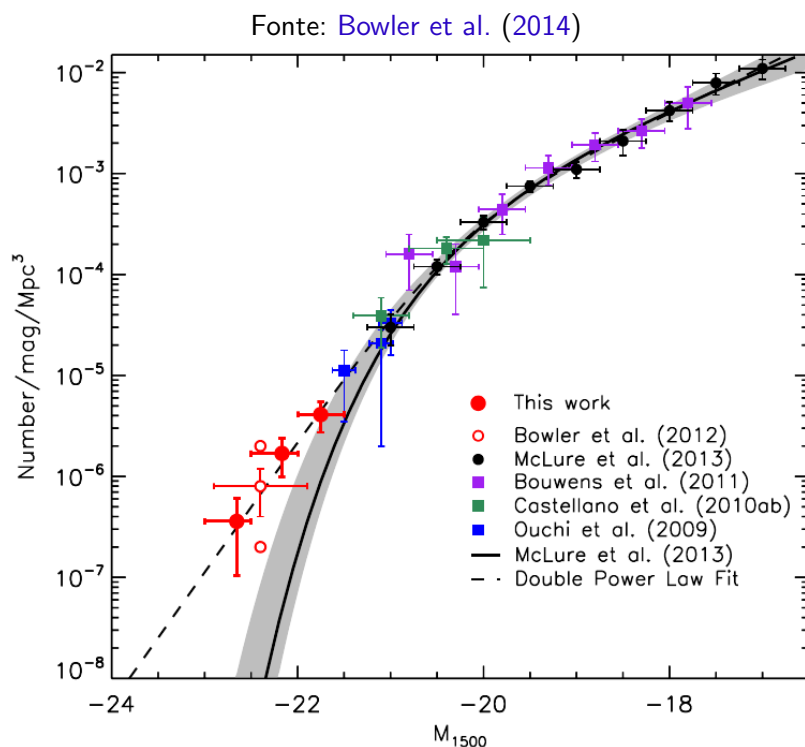


Figura 6 – Em azul, representando a LF para $z \sim 3$, é possível observar uma densidade de galáxias acima do previsto pela forma Schechter, mostrada na linha sólida. Fonte: Burg, Hildebrandt e Erben (2010)

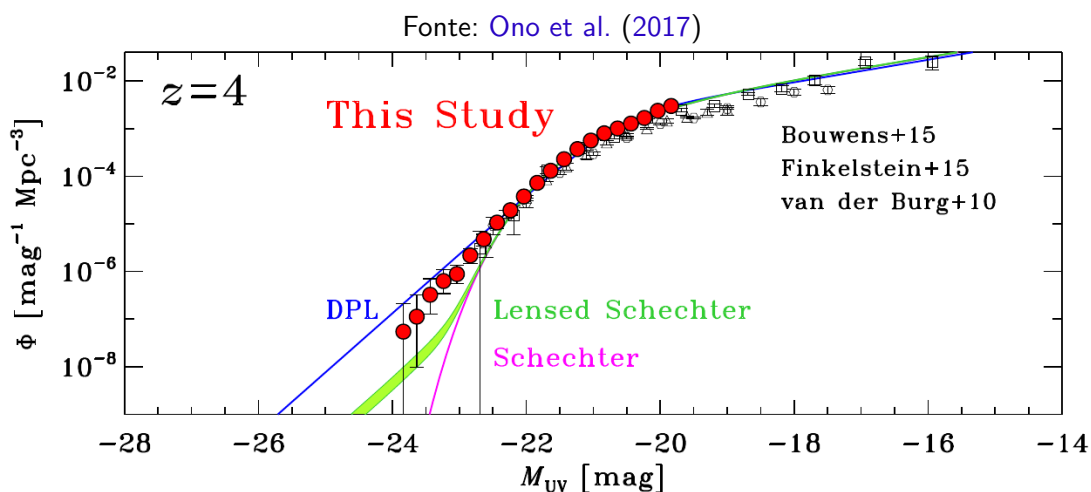
No entanto, a combinação de levantamentos profundos com levantamentos mais rasos de grandes área de observação, tem proporcionado dados que permitem determinar as distribuições de luminosidade em alto *redshift* para magnitudes mais baixas ($M_{UV} \leq -22.5$) (Ono et al., 2012; BOWLER et al., 2014; BOWLER et al., 2016; ONO et al., 2017; ADAMS et al., 2020; HARIKANE et al., 2021). Com isso, tem tornado-se cada vez mais evidente densidades de galáxias que excedem o corte exponencial previsto pela função Schechter (ver Figuras 7a e 7b).

Um exemplo claro destes desvios foi identificado em Ono et al. (2017), que apresenta um estudo baseado em aproximadamente meio milhão de candidatas *dropout* com $z \sim 4 - 7$ identificadas nos dados de Hyper Suprime-Cam Subaru Strategic Program (HSC SSP) do telescópio Subaru. Neste trabalho, foram calculadas as LFs UV até magnitudes $M_{UV} \sim -24$, onde fica explícito que há uma densidade de galáxias que excede a previsão do modelo Schechter, conforme podemos observar na Figura 7b. Com base em 358 fontes *dropout* espectroscopicamente confirmadas, os autores puderam estimar a fração contaminante de AGNs nas LFs UV medidas, e com isso puderam aferir que a parcela de contaminação não justificaria os excessos observados. Embora hajam incertezas em relação à causa destas discrepâncias, algumas hipóteses e fatores a respeito dos desvio permanecem em discussão na literatura (BOWLER et al., 2014; BARONE-NUGENT et al., 2015; MASON et al., 2015; ADAMS et al., 2020; BOWLER et al., 2020; HARIKANE et al., 2021).

Um dos pontos importantes a serem considerados nesta discussão diz respeito ao lenteamento gravitacional, cujo efeito é capaz de magnificar o brilho das fontes observadas, levando



(a) Função de luminosidade galáctica no UV para $z \sim 7$. O melhor ajuste da LF observada é conferido pelo modelo que consiste em uma lei de potência dupla (DPL, linha tracejada).



(b) Função de luminosidade galáctica no UV de repouso para $z \sim 4$. A linha verde superior mostra a função de luminosidade gravitacionalmente lenteada prevista por Barone-Nugent et al. (2015). A linha verde inferior representa a estimativa de (TAKAHASHI et al., 2011).

Figura 7 – Exemplos de função de luminosidade de galáxias no UV de repouso para altos redshifts ($z \sim 4$ e $z \sim 7$). Para $M_{UV} \leq -22$, é possível identificar distribuições de luminosidades com densidades acima das das esperadas pela função Schechter, representada em (a) pela linha sólida preta e em (b) pela linha sólida magenta.

à uma superestimativa de fontes mais brilhantes. Este efeito, chamado viés de magnificação, é esperado em amostras limitadas por fluxo e foi primeiramente sugerido por [Turner, Ostriker e Gott J. R. \(1984\)](#), sendo conhecido por afetar principalmente observações em aglomerados de galáxias ([JAIN; LIMA, 2010](#)).

Contrariando a ideia estabelecida até então, [Wyithe et al. \(2011\)](#) indicou que, principalmente para $z \leq 8$, o efeito do viés de magnificação seria relevante não apenas em aglomerados, mas também para observações em "área vazias", levando à identificação de fontes que estariam tipicamente acima do fluxo limite de observação. Desta forma, entender e contabilizar este efeito é essencial para analisar estas fontes que, a princípio, não poderiam ser observadas. [Wyithe et al. \(2011\)](#) apresentam um método para estimar o efeito do viés de magnificação e propõem uma função de luminosidade gravitacionalmente lenteada, $\Psi_L(L)$, que considera estes efeitos e tem a seguinte forma:

$$\Psi_L(L) = (1 - \tau_m) \frac{1}{\mu_{demag}} \Psi\left(\frac{L}{\mu_{demag}}\right) + \tau_m \int_0^\infty \frac{1}{\mu} \left(\frac{dP_{m,1}}{d\mu} + \frac{dP_{m,2}}{d\mu} \right) \Psi\left(\frac{L}{\mu}\right) d\mu, \quad (13)$$

onde

$$\frac{dP_{m,1}}{d\mu} = \begin{cases} \frac{2}{(\mu-1)^3} & \text{se } \mu > 2 \\ 0 & \text{se } 0 < \mu < 2 \end{cases}$$

e

$$\frac{dP_{m,2}}{d\mu} = \frac{2}{(\mu+1)^3} \quad \text{se } \mu > 0$$

são as distribuições de probabilidade da magnificação para a primeira e a segunda imagem, respectivamente, para lentes descritas por uma Esfera Isotérmica Singular. Na função Schechter Lenteada, τ_m é a profundidade óptica, definida como a probabilidade que uma galáxia de fundo seja lenteada por uma galáxia a *redshift* mais baixo em primeiro plano, μ é o fator de magnificação, e μ_{demag} é o fator de demagnificação para as fontes não lenteadas, considerado de modo a conservar o fluxo total em uma esfera cósmica centrada no observador. Conforme foi identificado na Figura 5, existe probabilidade de magnificação $\mu > 0$ para a segunda imagem, e para a primeira, a probabilidade de magnificação é zero para $0 < \mu < 2$. A descrição das LFs das Equações 12 e 13 em termos da magnitude no UV, assim como o desenvolvimento que levou à função de luminosidade gravitacionalmente lenteada apresentada por [Wyithe et al. \(2011\)](#) estão apresentadas no apêndice A.

Com o objetivo de quantificar o impacto do viés de magnificação em amostras *dropout* $z \sim 4-7$, [Barone-Nugent et al. \(2015\)](#) calcularam a profundidade óptica τ_m para estes *redshifts* e, utilizando a Eq. 13, fizeram uma previsão teórica da forma das LFs UV no seu extremo mais brilhante. Ainda assim, como é possível observar na Figura 7b (curva superior em verde), a função prevista está fora das incertezas da LF observada em $z \sim 4$. Uma outra estimativa de profundidade óptica foi calculada por [Takahashi et al. \(2011\)](#), no entanto ela também está fora das incertezas para $z \sim 4$ (curva verde inferior da Figura 7b).

Outro ponto importante a ser considerado é a possibilidade de que simplesmente as funções de luminosidade de galáxias em alto *redshift* não acompanhem a forma Schechter

no limite inferior de magnitudes, onde os objetos são mais brilhantes (BOWLER et al., 2014; BOWLER et al., 2020). Esta seria uma importante mudança, que poderia indicar alterações nas condições astrofísicas nos *redshifts* observados (MASON et al., 2015). Bowler et al. (2014) e Bowler et al. (2020) chegaram a esta conclusão, uma vez que os autores verificaram que hipóteses como viés de magnificação ou contaminação por AGNs não justificavam o excesso de galáxias brilhantes nas LFs UV observadas.

Em Bowler et al. (2014), utilizando os levantamentos UltraVISTA² (*Ultra Deep Survey* com telescópio VISTA) e UKIDSS³ (UKIRT - *Infrared Deep Sky Survey*, UDS - *Ultra Deep Survey*) foi obtida um amostra de 34 galáxias brilhantes ($-22.7 \leq M_{UV} \leq -21.2$) em $z \sim 7$, cujos critérios de seleção rejeitaram a possibilidade de haver contaminação por AGNs. Baseando-se nesta amostra, os autores determinaram a LF UV (ver Figura 7a) e sugeriram que a superabundância de galáxias brilhantes observadas poderia ser justificadas caso os mecanismos físicos que inibem a formação de estrelas em galáxias massivas (*feedback* de AGN, por exemplo), ainda não fossem eficientes em $z \sim 7$.

Em Bowler et al. (2020), os autores analisaram os dados de 27 LBGs brilhantes em $z \sim 8$ e $z \sim 9$ obtidos pela combinação dos catálogos UltraVISTA e VIDEO (JARVIS et al., 2012, *VISTA Deep Extragalactic Observation*) e, após estimar as LFs UV em magnitudes $M_{UV} \sim -23$ pela primeira vez, os autores encontraram excessos que não podiam ser explicados pelas hipóteses anteriormente citadas. Eles postulam que nestes *redshifts*, a forma das LFs difere inerentemente do padrão Schechter no extremo mais brilhante e argumentam que a causa desta mudança seria uma combinação da ineficiência de processos que regulam a formação estelar (como por exemplo *feedback* de AGN) com um baixo obscurecimento por poeira em galáxias neste *redshift*.

Em ambos os casos discutidos acima, os autores verificaram que a forma que promove o melhor ajuste aos dados observados é uma função de luminosidade comumente utilizada no estudo de AGNs, sua forma segue uma lei de potência dupla (*Double Power Law*, DPL), como por exemplo a apresentada na Eq. 14 mostrada abaixo (BOWLER et al., 2012):

$$\Psi(L)dL = \Psi^* \left[\left(\frac{L}{L^*} \right)^{-\alpha} + \left(\frac{L}{L^*} \right)^{-\beta} \right]^{-1} d \left(\frac{L}{L^*} \right). \quad (14)$$

Nesta forma, $\Psi(L)dL$ e os parâmetros Ψ^* , α e L^* são os mesmo descritos para a modelo Schechter, no entanto na função DPL não há mais o corte exponencial para luminosidades acima de L^* , e as luminosidades mais altas são regidas pelo parâmetro de inclinação β .

Além das hipóteses citadas até aqui, Harikane et al. (2021) levantam a possibilidade de que, para LFs UV observadas por instrumentos com baixa resolução espacial, galáxias em processo de fusão pudessem estar sendo detectadas como uma única fonte brilhante. Isso poderia aumentar a estimativa destes objetos levando a excessos o extremo mais brilhante

²<https://ultravista.org/>

³<https://www.nottingham.ac.uk/astronomy/UDS/>

das LFs. Esta hipótese justificaria as estimativas $M_{UV} \geq -23.6$, mas não seria suficiente para explicar os excessos observados em $M_{UV} \leq -23.6$.

Dadas todas as discussões em andamento a respeito do problema, fica claro que ainda não há consenso científico a respeito das causas dos excessos que vêm sendo observados em trabalhos recentes (BOWLER et al., 2014; ONO et al., 2017; BOWLER et al., 2020; HARIKANE et al., 2021). Portanto, discussões a respeito do problema são essenciais para entender estas questões que permanecem em aberto.

1.3 Objetivos

Embora as maiores restrições instrumentais estejam relacionadas à observação de objetos pouco brilhantes, seguindo a discussão levantada, é possível entender o interesse relacionado ao estudo de objetos com alto brilho. Ao atestarmos que as funções de luminosidade eram bem definidas no extremo menos brilhante antes de haver uma busca maior por objetos mais brilhantes ($M_{UV} \leq -22.5$), podemos interpretar que a falta de interesse na busca por estes objetos pode ter levado à demora na descoberta destes excessos encontrados.

Nosso principal objetivo neste trabalho é analisar a forma no extremo mais brilhante de funções de luminosidade de galáxias *dropout* observadas em alto *redshift* e examinar a contribuição de lenteamento gravitacional para os excessos encontrados. Para isto, dividimos a composição do nosso trabalho em duas etapas.

Na primeira parte, utilizamos as LFs UV medidas por Harikane et al. (2021) e Bouwens et al. (2021), para *dropouts* em $z \sim 4 - 7$ e ajustamos três modelos funcionais: a função de Luminosidade Schechter padrão (Eq. 12), a função Schechter Lenteada (Eq. 13) e a função DPL (Eq. 14). Com base nestes ajustes, foi realizada uma análise sobre as formas das funções de luminosidade observadas e suas semelhanças e diferenças entre as formas esperadas pelos modelos ajustados. O foco da análise foi voltado para o limite inferior de magnitudes da LF ($M_{UV} \leq -22.5$), onde é observada uma superabundância de galáxias.

A segunda parte do nosso trabalho consiste na busca por grupos de detecções *dropout* cujas características indicam uma configuração de imagens múltiplas geradas por lenteamento. Aqui, utilizamos fontes com queda no fluxo de emissão na banda *g*, $z \sim 4$, onde o excesso de objetos brilhantes é mais pronunciado e o número de detecções é maior, além disso há maior qualidade nas imagens para análise. Nesta etapa, nosso objetivo é verificar a contribuição do lenteamento gravitacional para as densidades galácticas observadas no extremo mais brilhante da LF UV em $z \sim 4$ e, com base nos resultados obtidos, ponderar sobre a possibilidade de o viés de magnificação afetar significativamente LFs UV com alto *redshift*. Para tal, utilizamos o catálogo GOLDRUSH IV (*Great Optically Luminous Dropout Research Using Subaru HSC*) (ONO et al., 2017; Harikane et al., 2018; Toshikawa et al., 2018) apresentado em Harikane et al. (2021) para procurar por candidatos a sistemas de lentes gravitacionais entre os objetos os mais brilhante ($M_{UV} \leq -22.5$). Após isso, analisamos as imagens dos sistemas candidatos usando o terceiro lançamento público de dados de HSC SSP (*Hyper Suprime-Cam Subaru*

Strategic Program).

Este trabalho está estruturado da seguinte forma. No capítulo 2 apresentaremos os dados observacionais utilizados e as justificativas para suas escolhas, nos capítulos 3 e 4, respectivamente, faremos uma descrição detalhada da primeira e segunda etapa que compõem este trabalho, no capítulo 5 apresentaremos nossas conclusões sobre os resultados obtidos nos capítulos 3 e 4 e as perspectivas sobre trabalhos que podem ser realizados para aprimorar os resultados obtidos nesta monografia.

2 DADOS OBSERVACIONAIS

A primeira etapa deste trabalho é composta pela análise da forma no extremo mais brilhante de LFs UV galácticas observadas em alto *redshift*. A segunda etapa é constituída pela busca de sistemas de imagens múltiplas geradas por lenteamento gravitacional, cujas magnificações poderiam estar gerando um excesso na quantidade de galáxias brilhantes observadas. Neste capítulo, descreveremos os dados observacionais utilizados na condução das duas etapas.

2.1 *Hyper Suprime-Cam Subaru Strategic Program* - HSC SSP

Uma parte dos dados utilizados compõe o programa HSC SSP¹, cujas observações são realizadas pelo telescópio Subaru do Observatório Astronômico Nacional do Japão. Neste programa, foram realizadas observações durante 330 noites entre 2014 – 2016, cujo foco era a busca por galáxias em alto *redshift* brilhantes. Os dados foram coletados no óptico, em três camadas com áreas e profundidades diferentes. Uma camada mais ampla, com um limite de 26.5 mag e 1400 deg² de área de busca, uma profunda com limite de 27.5 mag e 27 deg² de área de busca e uma camada ultraprofunda com limite de 28.1 mag e 3.5 deg² de área de busca.

Na primeira etapa deste trabalho, cujo foco é o ajuste de formas funcionais em LFs UV observadas, utilizamos as LFs galácticas em $z \sim 4 - 7$ determinadas por Harikane et al. (2021), baseadas no catálogo GOLDRUSH IV (versão ver20210826²) de HSC SSP. Neste trabalho, os autores utilizaram a técnica fotométrica de seleção de cor baseada na quebra de Lyman (STEIDEL; HAMILTON, 1992) para selecionar fontes *dropout* em alto *redshift*. As fontes selecionadas apresentam uma “quebra” no fluxo de emissão contínua no UV de repouso em certas bandas, as quais são equivalentes aos comprimentos de ondas para os quais os *redshifts* desloca a emissão. Conforme é possível ver na Figura 8, g , r , i e z são as bandas nas quais há uma quebra no fluxo de emissão para $z \sim 4$, $z \sim 5$, $z \sim 6$ e $z \sim 7$, respectivamente.

Em GOLDRUSH IV de Harikane et al. (2021), foram identificadas aproximadamente quatro milhões de fontes *dropout*³, entre Galáxias e AGNs, das quais 1037 foram espectroscopicamente confirmadas. Com base na fração de galáxias e AGNs nestes 1037 objetos, os autores descontaram a fração contaminante de AGNs nas funções de luminosidade *dropout* observadas, o que tornou possível obter as LFs UV galácticas com baixa probabilidade de excessos causados por contaminação de AGNs no seu extremo brilhante.

¹<https://hsc-release.mtk.nao.ac.jp/doc/>

²Disponível em: <http://cos.icrr.u-tokyo.ac.jp/rush.html>

³Anteriormente, os dados utilizados na produção desta monografia eram parte do catálogo GOLDRUSH I de Ono et al. (2017), onde aproximadamente meio milhão de fontes *dropout* foram identificadas. No entanto, durante a condução deste trabalho, o catálogo GOLDRUSH IV obtido em Harikane et al. (2021) foi lançado e entrou em processo de publicação. Como haveria um grande aumento na qualidade estatística na produção do trabalho, optamos por utilizar as LFs de Harikane et al. (2021) e o catálogo GOLDRUSH IV.

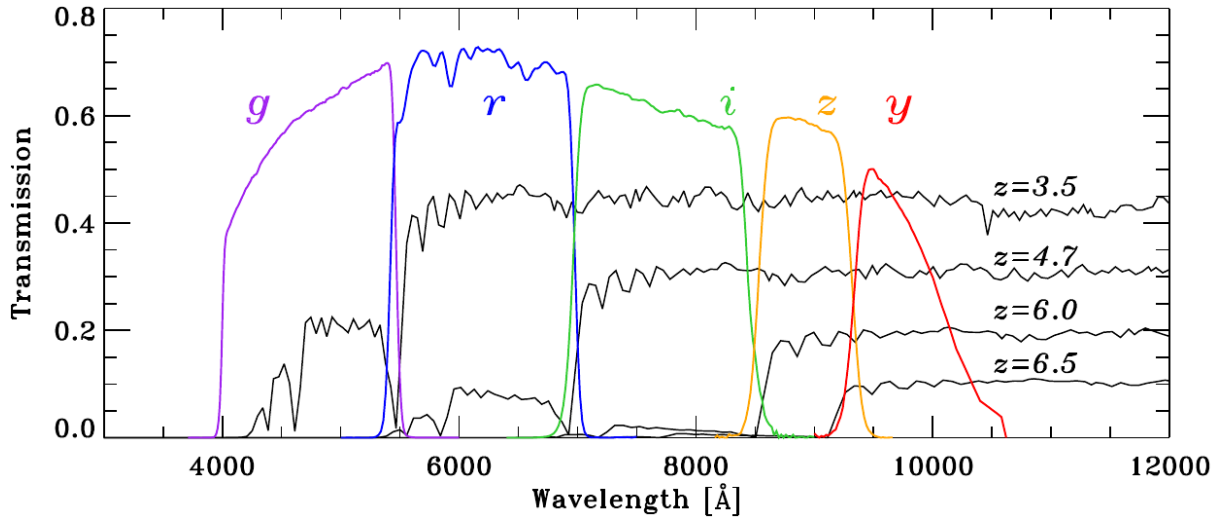


Figura 8 – Transmissão em cinco filtros de banda larga utilizados por HSC (*g*: lilás, *r*: azul, *i*: verde, *z*: laranja, *y*: vermelho). Quatro espectros para galáxias com *redshifts* $z = 3.5$, $z = 4.7$, $z = 6$ e $z = 6.5$ retirados de Bruzual e Charlot (2003) estão representados pelas linhas pretas. As galáxias candidatas a $z \sim 4$, $z \sim 5$, $z \sim 6$ e $z \sim 7$ foram selecionadas com base nas cores *gri*, *riz*, *izy* e *zy* respectivamente. Fonte: Ono et al. (2017)

Na segunda etapa, onde verificamos a contribuição do lenteamento gravitacional para as altas densidades de galáxias brilhantes na LFs UV observada, procuramos, entre as 1816071 fontes *g-dropout* ($z \sim 4$) identificadas catálogo GOLDRUSH IV utilizado em Harikane et al. (2021), grupos de detecções que seguem os critérios apresentados no capítulo 4. Em posse das coordenadas dos grupos candidatos, recorreremos ao terceiro lançamento público de dados de HSC SSP para obter as imagens nos filtros *g*, *r*, *i*, *z*, *y* e analisar quais das seleções mais assemelhavam-se a configurações de imagens múltiplas.

2.2 Hubble Space Telescope - HST

Uma vez que o programa HSC SSP é focado na busca por galáxias brilhantes em alto *redshift*, as funções de luminosidade construídas em Harikane et al. (2021) possuem boa definição em seu extremo mais brilhante. No entanto, para o ajuste de modelos às LFs UV observadas, é importante que elas sejam também bem definidas para densidades galácticas mais altas, onde os objetos possuem brilho menor. Sendo assim, para realizar os ajustes, utilizamos também as funções de luminosidade calculadas em Bouwens et al. (2021), dado que estas possuem boa definição no seu extremo menos brilhante.

Usando observações realizadas no óptico e infravermelho próximo em campos com alta profundidade do HST^{4,5}, como HUDF (*Hubble Ultra Deep Field*), XDF (*Extreme Deep Field*), CANDELS (*Cosmic Assembly Near-infrared Deep Extragalactic Legacy Survey*) e HFF Parallels (*Hubble Frontier Fields Parallels*), em Bouwens et al. (2021), os autores utilizaram

⁴<https://archive.stsci.edu/prepds/hlf/>

⁵<https://archive.stsci.edu/hlsp/uvudf>

fontes *dropouts* identificadas no próprio trabalho e em trabalhos anteriores (BOUWENS et al., 2015; Oesch et al., 2018). Com isto, eles foram capazes de construir uma amostra de 5766, 6332, 7240, 3449, 1066, 601, 246 e 33 fontes a $z \sim 2, 3, 4, 5, 6, 7, 8$ e 9 , respectivamente.

Devido ao número de fontes utilizadas, os autores estimaram com grande qualidade estatística as funções de luminosidade UV em $z \sim 2 - 9$ entre as magnitudes $-22.5 \leq M_{UV} \leq -16$ e melhoraram as estimativas anteriormente calculadas em Bouwens et al. (2015). Devido à boa determinação destas funções de luminosidade UV no seu extremo menos brilhante ($M_{UV} > -21$), na primeira etapa deste trabalho, utilizamos as LFs UV $z \sim 4 - 7$ derivadas por Bouwens et al. (2021) em união com as determinadas por Harikane et al. (2021), o que nos possibilitou LFs com boa definição nos dois extremos.

3 ANÁLISE DA FORMA DE FUNÇÕES DE LUMINOSIDADE UV OBSERVADAS

Neste capítulo apresentaremos os métodos e os resultados encontrados na primeira etapa deste trabalho, que consiste em estudar a forma no extremo mais brilhante de funções de luminosidade no UV de repouso observadas em $z \sim 4 - 7$.

A fim de obter uma função de luminosidade com maior alcance em magnitudes, utilizamos as LFs UV determinadas por [Harikane et al. \(2021\)](#) e [Bouwens et al. \(2021\)](#), apresentadas nas Tabelas 1 e 2 respectivamente, o que viabilizou a construção de uma LF UV com $-24.5 \leq M_{UV} \leq -16$.

Utilizando programação em Python, unimos os dados de ambas as tabelas e implementamos um algoritmo de ajuste para três modelos usados na estimativa de LFs: o modelo Schechter padrão, a função Schechter Lenteada e a função DPL, identificadas, respectivamente, nas Eq. 12, 13 e 14.

Considerando que a grandeza utilizada na análise das LFs é a magnitude e não a luminosidade, o primeiro passo para implementação dos algoritmos de ajuste foi o desenvolvimento das três funções em termos das magnitudes no UV de repouso. As formas Schechter padrão e Lenteada em M_{UV} estão desenvolvidas e apresentadas no apêndice A. O desenvolvimento do modelo DPL em função de M_{UV} é similar ao da função Schechter padrão e pode ser obtido seguindo os mesmos passos. O modelo DPL em função de M_{UV} é dado pela expressão

$$\Psi(M_{UV}) = \frac{\ln 10}{2.5} \Psi^* 10^{0.4(M_{UV}^* - M_{UV})(\alpha+1)} \exp(-10^{0.4(M_{UV}^* - M_{UV})}), \quad (15)$$

o modelo Schechter padrão por

$$\Psi(M_{UV}) = \frac{\ln 10}{2.5} \Psi^* \left[10^{0.4(M_{UV}^* - M_{UV})(\alpha+1)} + 10^{0.4(M_{UV}^* - M_{UV})(\beta+1)} \right]^{-1} \quad (16)$$

e o modelo Schechter Lenteado é dado por

$$\begin{aligned} \Psi(M_{UV}) = & (1 - \tau_m) \frac{\Psi^*}{\mu_{demag}^{\alpha+2}} \frac{\ln 10}{2.5} 10^{\left(\frac{M_{UV} - M_{UV}^*}{-2.5}\right)^{\alpha+1}} \exp\left(\frac{-10^{\frac{M_{UV} - M_{UV}^*}{-2.5}}}{\mu_{demag}}\right) + \\ & \tau_m \frac{\ln 10}{2.5} 10^{\left(\frac{M_{UV} - M_{UV}^*}{-2.5}\right)^{\alpha+1}} \left[\int_0^2 \frac{2}{(\mu + 1)^3} \frac{\Psi^*}{\mu^{\alpha+2}} \exp\left(\frac{-10^{\frac{M_{UV} - M_{UV}^*}{-2.5}}}{\mu}\right) d\mu + \right. \\ & \left. \int_2^\infty \left(\frac{2}{(\mu - 1)^3} + \frac{2}{(\mu + 1)^3} \right) \frac{\Psi^*}{\mu^{\alpha+2}} \exp\left(\frac{-10^{\frac{M_{UV} - M_{UV}^*}{-2.5}}}{\mu}\right) d\mu \right], \end{aligned} \quad (17)$$

onde, nos três casos, M_{UV}^* é a magnitude característica.

Para obtenção dos parâmetros de melhor ajuste, utilizamos a função `curve_fit` do módulo `scipy.optimize`, que utiliza o método de minimização não-linear de mínimos quadrados. Neste método, são retornados os melhores valores dos parâmetros buscados, de

modo que a soma dos quadrados dos erros $f(M_{UV}, popt) - \Psi_{observado}$ (onde f é Schechter, Schechter Lenteada ou DPL e $popt$ são os parâmetros de melhor ajuste), é a menor possível.

Os parâmetros de melhor ajuste M_{UV}^* , Ψ^* e α , para a função Schechter e M_{UV}^* , Ψ^* , α e β para a função DPL, assim como os valores obtidos de χ_r^2 reduzido, nos dois casos, estão resumidos na Tabela 3.

Para o modelo Schechter Lenteado, além dos parâmetros M_{UV}^* , α e Ψ^* há ainda a dependência da profundidade óptica, τ_m , e do termo de conservação de fluxo, μ_{demag} , onde

$$\mu_{demag} = \frac{(1 - \langle \mu_{mult} \rangle \tau_m)}{(1 - \tau_m)}.$$

Aqui, adotamos $\langle \mu_{mult} \rangle = 4$, que é a magnificação média de imagens multiplamente imageadas (WYITHE et al., 2011; BARONE-NUGENT et al., 2015; ONO et al., 2017; HARIKANE et al., 2021). Para τ_m , recorreremos aos valores calculados por Barone-Nugent et al. (2015), que, aplicando o método descrito por eles às posições de 50000 fontes aleatórias no campo GOODS (*Great Observatories Origins Deep Survey*) do HST, encontraram os valores $\tau_m = (0.0041, 0.0054, 0.0065, 0.0072)$ para os *redshifts* $z = (4, 5, 6, 7)$. Os valores de melhor ajuste para os parâmetros M_{UV}^* , Ψ^* e α , e o valor χ_r^2 reduzido para a função Schechter Lenteada estão resumidos na Tabela 3.

Na Figura 9, denotamos as funções de luminosidade UV em $z \sim 4, 5, 6$ e 7 dadas nas Tabelas 1 e 2 e, a fim de comparação, as funções de luminosidade anteriormente estimadas em Ono et al. (2017) (GOLDRUSH I) e Bouwens et al. (2015) (para $z \sim 4 - 5$). Além destas, apresentamos os ajustes obtidos para os modelos Schechter, Schechter Lenteado e DPL. Como é possível observar, no extremo mais brilhante das LFs observadas há de fato um excesso de galáxias brilhantes que não é bem representado pelo modelo Schechter padrão, sendo o modelo DPL aquele que melhor corresponde aos dados observados.

A forma Schechter Lenteada apesar de, dentro das incertezas, ajustar as LFs observadas em $z \sim 5 - 7$, não tem a mesma qualidade de ajuste do modelo DPL e não ajusta a LF em $z \sim 4$, para $M_{UV} < -22.5$. Isto pode ser um indicativo de que o viés de magnificação talvez não seja suficiente para justificar os excessos observados nestas magnitudes. Além dos valores de profundidade óptica τ_m (probabilidade de magnificação) e $\langle \mu_{mult} \rangle$ (magnificação média) utilizados, testamos algumas variações a fim de verificar se alguma mudança nos valores destes parâmetros, dentro do fisicamente razoável, ajustaria com qualidade o modelo Schechter Lenteado às observações. Verificamos que, para que este modelo conferisse um bom ajuste em $M_{UV} < -22.5$ às formas observadas, seriam necessárias profundidades ópticas, τ_m , cerca de dez vezes maiores, o que é uma probabilidade de magnificação fisicamente incoerente, considerando os valores utilizados na literatura (BARONE-NUGENT et al., 2015; TAKAHASHI et al., 2011). Para $\langle \mu_{mult} \rangle$, seria necessário que se aumentasse aproximadamente 50 vezes a magnificação média para que a forma Schechter Lenteada conferisse um bom ajuste, o que também é fisicamente inconsistente (WYITHE et al., 2011).

M_{UV} (mag)	Ψ (Mpc $^{-3}$ mag $^{-1}$)	M_{UV} (mag)	Ψ (Mpc $^{-3}$ mag $^{-1}$)
$z \sim 4$		$z \sim 5$	
-24.39	$(1.11^{+2.74}_{-1.11}) \times 10^{-8}$	-24.42	$(2.58^{+14.68}_{-2.58}) \times 10^{-9}$
-24.09	$(4.30^{+5.65}_{-4.30}) \times 10^{-8}$	-23.92	$(4.73^{+10.22}_{-4.73}) \times 10^{-8}$
-23.79	$(9.22^{+9.32}_{-9.22}) \times 10^{-8}$	-23.42	$(1.57^{+2.48}_{-1.57}) \times 10^{-7}$
-23.49	$(2.17^{+1.83}_{-1.83}) \times 10^{-7}$	-23.05	$(6.22^{+4.19}_{-4.19}) \times 10^{-7}$
-23.19	$(3.63^{+2.30}_{-2.30}) \times 10^{-7}$	-22.80	$(1.27^{+0.67}_{-0.66}) \times 10^{-6}$
-22.89	$(8.07^{+4.28}_{-4.28}) \times 10^{-7}$	-22.55	$(5.21^{+2.28}_{-2.28}) \times 10^{-6}$
-22.64	$(1.97^{+0.92}_{-0.92}) \times 10^{-6}$	-22.30	$(1.24^{+0.43}_{-0.43}) \times 10^{-5}$
-22.44	$(5.67^{+2.01}_{-2.01}) \times 10^{-6}$	-22.05	$(2.97^{+0.80}_{-0.80}) \times 10^{-5}$
-22.29	$(9.24^{+4.10}_{-4.10}) \times 10^{-6}$	-21.80	$(4.78^{+1.10}_{-1.10}) \times 10^{-5}$
-22.19	$(1.53^{+0.61}_{-0.61}) \times 10^{-5}$	-21.55	$(1.00^{+0.20}_{-0.20}) \times 10^{-4}$
-22.09	$(1.89^{+0.68}_{-0.68}) \times 10^{-5}$	-21.30	$(1.77^{+0.38}_{-0.38}) \times 10^{-4}$
-21.99	$(2.75^{+0.92}_{-0.92}) \times 10^{-5}$	-21.05	$(2.93^{+0.71}_{-0.71}) \times 10^{-4}$
-21.89	$(3.66^{+1.13}_{-1.13}) \times 10^{-5}$	-20.80	$(4.09^{+1.14}_{-1.14}) \times 10^{-4}$
-21.79	$(5.44^{+1.58}_{-1.58}) \times 10^{-5}$	-20.55	$(4.31^{+1.50}_{-1.50}) \times 10^{-4}$
-21.69	$(7.38^{+1.89}_{-1.89}) \times 10^{-5}$	-20.30	$(6.13^{+2.52}_{-2.52}) \times 10^{-4}$
-21.59	$(1.03^{+0.23}_{-0.23}) \times 10^{-4}$		
-21.49	$(1.28^{+0.26}_{-0.26}) \times 10^{-4}$	$z \sim 6$	
-21.39	$(1.82^{+0.34}_{-0.34}) \times 10^{-4}$	-24.02	$(6.00^{+9.95}_{-6.00}) \times 10^{-9}$
-21.29	$(2.23^{+0.38}_{-0.38}) \times 10^{-4}$	-23.52	$(3.76^{+2.97}_{-2.05}) \times 10^{-8}$
-21.19	$(2.92^{+0.49}_{-0.49}) \times 10^{-4}$	-23.12	$(1.80^{+1.09}_{-1.09}) \times 10^{-7}$
-21.09	$(3.86^{+0.67}_{-0.67}) \times 10^{-4}$	-22.82	$(7.59^{+4.14}_{-4.14}) \times 10^{-7}$
-20.99	$(4.58^{+0.81}_{-0.81}) \times 10^{-4}$	-22.52	$(1.81^{+0.96}_{-0.96}) \times 10^{-6}$
-20.89	$(5.16^{+0.93}_{-0.93}) \times 10^{-4}$	-22.22	$(3.46^{+1.78}_{-1.78}) \times 10^{-6}$
-20.79	$(6.35^{+1.16}_{-1.16}) \times 10^{-4}$	-21.92	$(9.58^{+4.82}_{-4.82}) \times 10^{-6}$
-20.69	$(8.15^{+1.51}_{-1.51}) \times 10^{-4}$	-21.62	$(3.55^{+1.80}_{-1.80}) \times 10^{-5}$
-20.59	$(9.08^{+1.72}_{-1.72}) \times 10^{-4}$	-21.32	$(7.35^{+4.05}_{-4.05}) \times 10^{-5}$
-20.49	$(1.03^{+0.20}_{-0.20}) \times 10^{-3}$	-21.02	$(1.77^{+1.22}_{-1.22}) \times 10^{-4}$
-20.39	$(1.19^{+0.24}_{-0.24}) \times 10^{-3}$		
-20.29	$(1.46^{+0.31}_{-0.31}) \times 10^{-3}$	$z \sim 7$	
-20.19	$(1.59^{+0.36}_{-0.36}) \times 10^{-3}$	-24.42	$(5.00^{+24.81}_{-5.00}) \times 10^{-10}$
-20.09	$(1.78^{+0.44}_{-0.44}) \times 10^{-3}$	-23.92	$(1.31^{+2.46}_{-1.31}) \times 10^{-8}$
-19.99	$(2.02^{+0.54}_{-0.54}) \times 10^{-3}$	-23.42	$(4.39^{+6.02}_{-4.39}) \times 10^{-8}$
		-22.92	$(1.83^{+3.62}_{-1.83}) \times 10^{-7}$
		-22.42	$(1.06^{+1.20}_{-1.06}) \times 10^{-6}$
		-21.92	$(2.75^{+2.77}_{-2.55}) \times 10^{-6}$

Tabela 1 – Funções de luminosidade no UV estimadas para $z \sim 4$, $z \sim 5$, $z \sim 6$ e $z \sim 7$, baseadas nos dados obtidos por HSC SSP. Fonte: [Harikane et al. \(2021\)](#)

M_{UV} (mag)	Ψ ($\text{Mpc}^{-3} \text{mag}^{-1}$)	M_{UV} (mag)	Ψ ($\text{Mpc}^{-3} \text{mag}^{-1}$)
	$z \sim 4$		$z \sim 5$
-22.69	0.000005 ± 0.000004	-23.11	0.000001 ± 0.000001
-22.19	0.000015 ± 0.000009	-22.61	0.000004 ± 0.000002
-21.69	0.000144 ± 0.000022	-22.11	0.000028 ± 0.000007
-21.19	0.000344 ± 0.000038	-21.61	0.000092 ± 0.000013
-20.69	0.000698 ± 0.000068	-21.11	0.000262 ± 0.000024
-20.19	0.001624 ± 0.000131	-20.61	0.000584 ± 0.000044
-19.69	0.002276 ± 0.000199	-20.11	0.000879 ± 0.000067
-19.19	0.003056 ± 0.000388	-19.61	0.001594 ± 0.000156
-18.69	0.004371 ± 0.000689	-19.11	0.002159 ± 0.000346
-17.94	0.010160 ± 0.000920	-18.36	0.004620 ± 0.000520
-16.94	0.027420 ± 0.003440	-17.36	0.008780 ± 0.001540
-15.94	0.028820 ± 0.008740	-16.36	0.025120 ± 0.007340
	$z \sim 6$		$z \sim 7$
-22.52	0.000002 ± 0.000002	-22.19	0.000001 ± 0.000002
-22.02	0.000014 ± 0.000005	-21.69	0.000041 ± 0.000011
-21.52	0.000051 ± 0.000011	-21.19	0.000047 ± 0.000015
-21.02	0.000169 ± 0.000024	-20.69	0.000198 ± 0.000036
-20.52	0.000317 ± 0.000041	-20.19	0.000283 ± 0.000066
-20.02	0.000724 ± 0.000087	-19.69	0.000589 ± 0.000126
-19.52	0.001147 ± 0.000157	-19.19	0.001172 ± 0.000336
-18.77	0.002820 ± 0.000440	-18.69	0.001433 ± 0.000419
-17.77	0.008360 ± 0.001660	-17.94	0.005760 ± 0.001440
-16.77	0.017100 ± 0.005260	-16.94	0.008320 ± 0.002900

Tabela 2 – Funções de luminosidade no UV estimadas para $z \sim 4$, $z \sim 5$, $z \sim 6$ e $z \sim 7$, baseadas nos dados obtidos por HST. Fonte: [Bouwens et al. \(2021\)](#)

		$\log(\Psi^*)$	M_{UV}^*	α	β	χ_r^2
$z \sim 4$	Schechter	-2.69	-20.72	-1.68	-	0.97
	Lenteada	-2.69	-20.71	-1.67	-	0.89
	DPL	-3.09	-21.11	-1.87	-4.95	0.75
$z \sim 5$	Schechter	-3.09	-21.05	-1.76	-	0.39
	Lenteada	-3.09	-21.04	-1.75	-	0.37
	DPL	-3.46	-21.38	-1.94	-4.90	0.36
$z \sim 6$	Schechter	-3.30	-20.93	-1.98	-	0.64
	Lenteada	-3.29	-20.92	-1.96	-	0.50
	DPL	-3.68	-21.24	-2.14	-5.03	0.34
$z \sim 7$	Schechter	-3.32	-20.64	-1.88	-	1.14
	Lenteada	-3.32	-20.64	-1.88	-	1.11
	DPL	-3.81	-21.10	-2.11	-5.22	1.12

Tabela 3 – Parâmetros de melhor ajuste obtidos para as formas Schechter, Schechter Lenteada e DPL, assim como o valor de χ_r^2 reduzido nos *redshifts* $z \sim 4$, 5, 6 e 7. Os valores encontrados estão em concordância com a literatura ([ONO et al., 2017](#); [HARIKANE et al., 2021](#)).

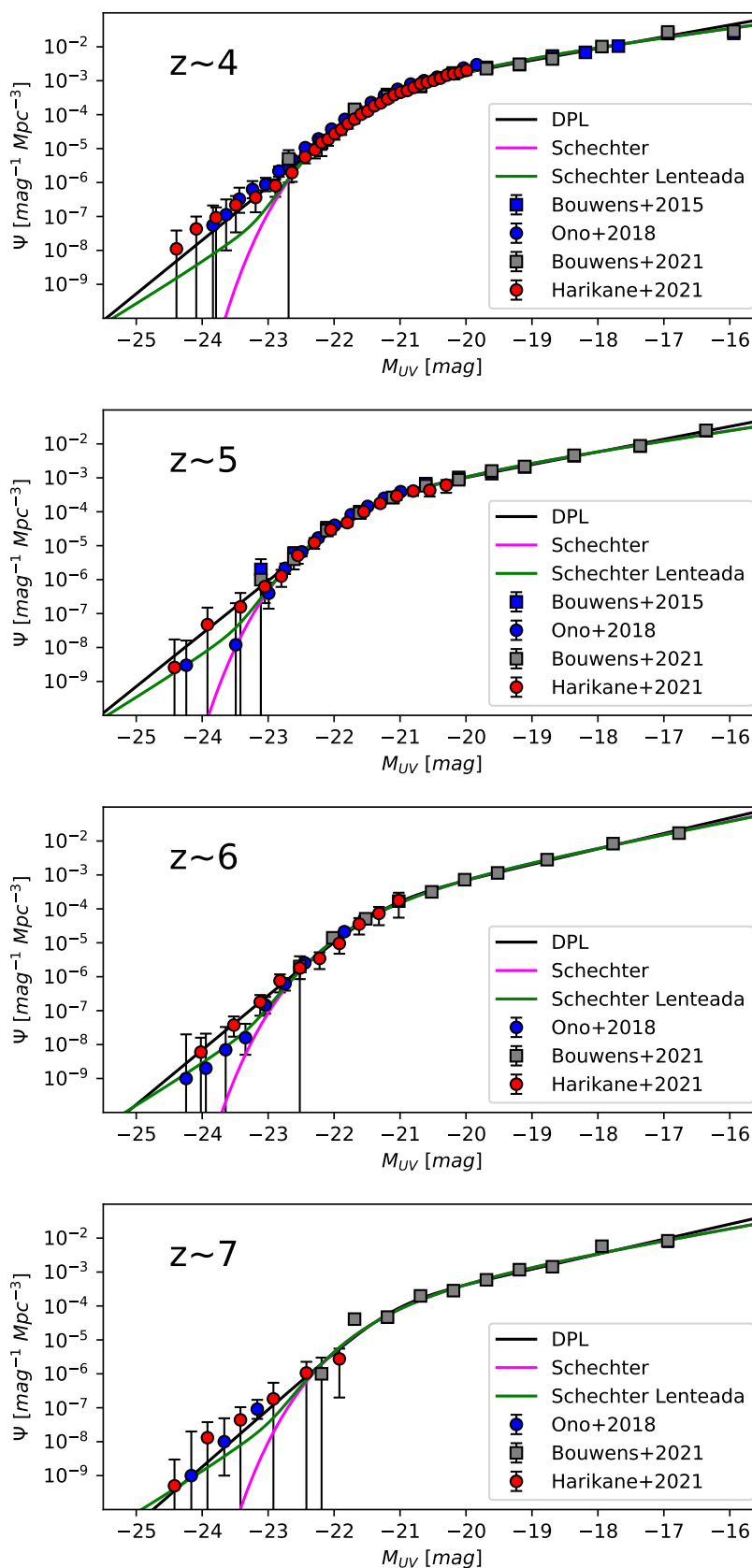


Figura 9 – De cima para baixo, estão representadas as LFs UV e formas ajustadas obtidas neste trabalho para $z \sim 4, 5, 6$ e 7 , respectivamente. Em todos os casos é possível verificar que o melhor ajuste é conferido pela forma DPL. A fim de comparação, incluímos as LFs UV anteriormente determinadas em [Bouwens et al. \(2015\)](#) e [Ono et al. \(2017\)](#). Para os *redshifts* $z \sim 6 - 7$ as funções de luminosidade estimadas em [Bouwens et al. \(2021\)](#) são praticamente iguais as de [Bouwens et al. \(2015\)](#) e por isso não foram incluídas.

4 BUSCA POR CONFIGURAÇÕES DE IMAGENS MÚLTIPLAS

Neste capítulo, descreveremos a segunda etapa deste trabalho, na qual temos o objetivo de verificar se a magnificação por lenteamento gravitacional tem relevância para justificar as altas densidades de galáxias brilhantes observadas nas LFs UV da Figura 9. Para esta análise, utilizamos o catálogo GOLDRUSH IV (HARIKANE et al., 2021) para selecionar as coordenadas de grupos de detecções candidatos à sistemas de imagens múltiplas, e após, utilizando o terceiro lançamento público de dados de HSC SSP, analisamos as imagens nas coordenadas selecionadas.

Para a busca em GOLDRUSH IV, optamos por utilizar os dados de objetos *g-dropout* ($z \sim 4$), cuja seleção é feita com base nas cores *gri*. Estes objetos foram escolhidos pois, além de representarem a maior parte (1816071) das cerca de quatro milhões de fontes *dropout* identificadas no catálogo, seu *redshift* mais baixo viabiliza maior qualidade nas imagens em relação aos objetos com $z \sim 5 - 7$. Entre as fontes *dropout* do catálogo, existem também AGNs, e, com base em 1037 fontes espectroscopicamente confirmadas, Harikane et al. (2021) estimaram a fração contaminante de AGNs entre os *g-dropouts*. No painel superior da Figura 10, podemos identificar as frações contaminantes estimadas por Harikane et al. (2021) para $z \sim 4$. Em $M_{UV} \leq -24$, cerca de 100% das detecções correspondem a AGNs, enquanto que em $M_{UV} \geq -22.5$ essa fração cai para cerca de 0%.

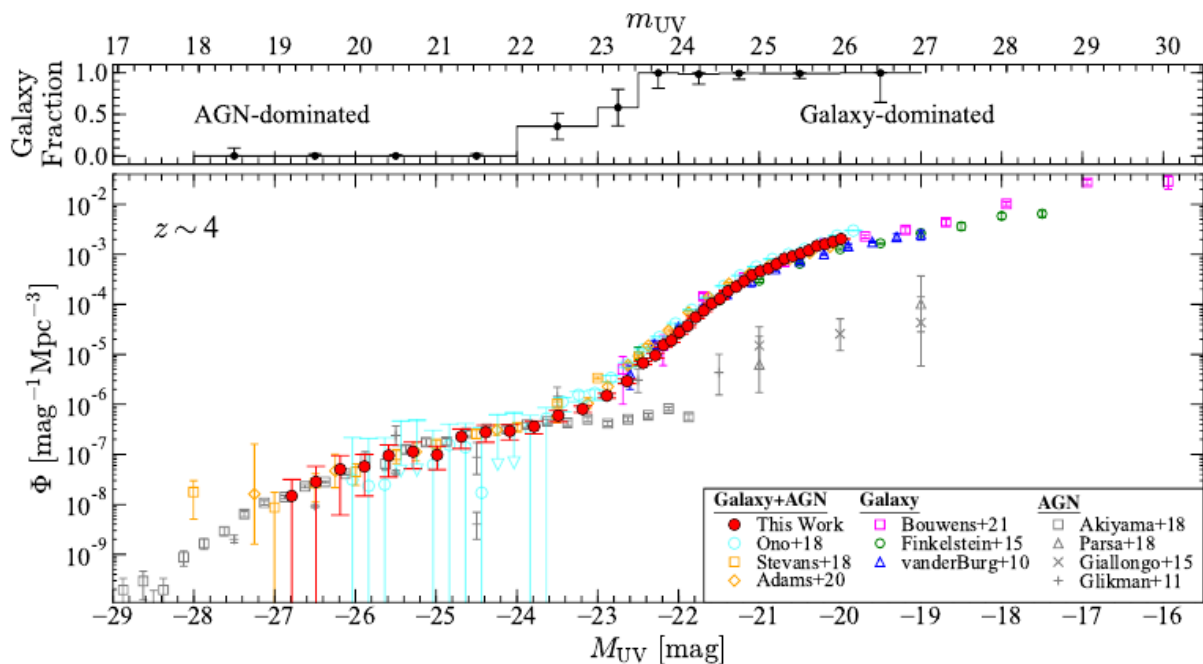


Figura 10 – O painel superior denota as frações contaminantes de AGNs em função das magnitudes, aparente (m_{UV}), no eixo superior e absoluta (M_{UV}), no eixo inferior. O painel inferior mostra a LF UV em $z \sim 4$. Fonte: Harikane et al. (2021)

Para selecionar os grupos de detecções *g-dropout* candidatas a configurações de

imagens múltiplas, estabelecemos os critérios descritos a seguir:

i) Em um sistema de imagens múltiplas geradas por lenteamento gravitacional, as fontes observadas devem ter uma separação angular de aproximadamente duas vezes o raio de Einstein ($2\theta_E$) umas das outras. Com isto, o primeiro critério estabelecido foi que as detecções do grupo candidatos estivessem a uma distância de no máximo $4''$ umas das outras. Esta separação angular seria equivalente a um raio de Einstein, θ_E , de $\sim 2''$, o que respeita um valor típico de $\sim 1.5''$ (CABANAC et al., 2005; JAELANI et al., 2020), para sistemas de lentes do tipo galáxia-galáxia, com uma margem de $\sim 30\%$.

ii) Nosso principal interesse é avaliar o extremo mais brilhante das LFs UV, portanto, considerando que nem todas as imagens de uma fonte lenteada são magnificadas, determinamos que ao menos uma das fontes do grupo candidato deveriam possuir magnitude $-24 \leq M_{UV} \leq -22.5$. O limite inferior foi assumido uma vez que em $M_{UV} \leq -24$, todas as detecções são AGNs, de acordo com as frações contaminantes apresentadas na Figura 10. Nas observações a grandeza medida é o fluxo emitido pela fonte, de forma que o catálogo apresenta as magnitudes aparentes. Para se obter a magnitude absoluta, é necessário que se conheça a distância ao objeto. Dado que as fontes *g-dropout* estão em $z \sim 4$, o comprimento de onda central do UV de repouso (1500\AA) é deslocado para a banda *i*. Desta forma, utilizamos na nossa análise as magnitudes aparentes nesta banda. Considerando as magnitudes aparentes e absolutas de fontes espectroscopicamente confirmadas em $z \sim 4$, é possível estimar um módulo de distância ($m_{UV} - M_{UV}$) médio e com isso obter uma estimativa da magnitude absoluta destas fontes a partir da sua magnitude aparente. Para isso, selecionamos as galáxias *g-dropout* dentre as 358^1 fontes espectroscopicamente confirmadas de Ono et al. (2017) e encontramos o valor médio de 46.0 para o módulo de distância. Assim, verificamos que para selecionar fontes com $-24 \leq M_{UV} \leq 22.5$ em $z \sim 4$ deveríamos selecionar aquelas com $22 \leq i \leq 23.5$.

iii) Considerando que o efeito do lenteamento gravitacional é acromático, imagens múltiplas de uma fonte devem possuir as mesmas cores. Ainda que possa haver magnificação diferencial, este efeito é pequeno e afeta pouco a cor das imagens múltiplas. Deste modo, com base na incerteza típica das medidas de magnitude nas bandas *g*, *r*, *i* e *z*, definimos que todos os pares componentes de um grupo deveriam ter a seguinte diferença absoluta máxima nas suas cores:

$$|\Delta(g - r)| < 0.2 \text{ e } |\Delta(r - i)| < 0.2 \quad \text{ou} \quad |\Delta(r - i)| < 0.2 \text{ e } |\Delta(i - z)| < 0.2$$

Uma vez estabelecidos os critérios, a seleção foi realizada seguindo os seguintes passos:

I) Utilizando o *software* TOPCAT, concatenamos todas as tabelas com dados de detecções *g-dropout* do catálogo *masked*² de GOLDRUSH IV, o que resultou em uma seleção

¹Não foi possível utilizar as 1037 fontes espectroscopicamente confirmadas de Harikane et al. (2021) nesta estimativa pois estes dados ainda não estavam disponíveis publicamente.

²O catálogo GOLDRUSH IV é dividido entre duas tabelas, classificadas como *all* e *masked*. A primeira contém todas as fontes que satisfazem os critérios de seleção *dropout* e a segunda contém as fontes selecionadas após alguns critérios de correção para *pixels* ruins ou saturados, raios cósmicos e regiões que são afetadas por fontes brilhantes.

de 1816071 detecções.

II) Dentro desta triagem, ainda no *software* TOPCAT, realizamos um *match* interno para identificar todas as fontes a uma distância de pelo menos $4''$ umas das outras, conforme o critério estabelecido no item (i). Encontramos 42226, 1749, 163, 18, 4 e 1 grupos com 2, 3, 4, 5, 6 e 7 integrantes, cujas fontes cumpriam o critério de distância máxima determinado.

III) Através de programação em Python, buscamos quais dos grupos selecionados possuíam ao menos um integrante cuja magnitude na banda i era menor que 23.5 e maior que 22, seguindo o que foi determinado no item (ii).

IV) Para os grupos selecionados, ainda em Python, verificamos par a par todos os integrantes. Se pelo menos um dos pares respeitasse o critério de semelhança de cor apresentado no item (iii), este seria um grupo candidato. No total, encontramos 610 grupos candidatos, sendo 516, 72, 16, 3, 2 e 1 grupos com 2, 3, 4, 5, 6 e 7 integrantes, totalizando 1346 detecções.

V) Para cada uma das 610 configurações candidatas selecionadas, solicitamos, no terceiro lançamento público de dados de HSC SSP³, imagens com $8'' \times 8''$ centralizadas na média nas coordenadas dos integrantes do grupo de detecções. As imagens foram obtidas nos filtros g , r , i , z e y , para que fosse possível avaliar a variação no fluxo de emissão das fontes nas diferentes bandas.

Em posse das imagens dos grupos selecionados, realizamos uma inspeção visual e classificamos cada possível configuração de lenteamento gravitacional de acordo com os critérios que serão apresentados na seção a seguir.

4.1 Inspeção Visual das Configurações Selecionadas

Com o objetivo de definir se os grupos selecionados representavam um possível sistema de lenteamento gravitacional, realizamos a inspeção visual de todas as imagens obtidas. Esta identificação visual de sistemas de lentes, apesar de à primeira vista ser um método subjetivo, é válido e comumente utilizado na literatura (SONNENFELD et al., 2017; JACOBS et al., 2019; JAELANI et al., 2020; CANAMERAS et al., 2021). Tomando como inspiração algumas configurações confirmadas como sistemas de lentes, como as apresentadas em Canameras et al. (2021) e Sonnenfeld et al. (2017), as quais foram baseadas em catálogos de HSC SSP⁴, criamos três categorias diferentes para guiar nossa classificação de forma mais objetiva. No caso em que uma configuração não se enquadrasse em nenhuma das categorias estabelecidas, ela seria excluída da seleção. Identificamos os grupos selecionados conforme segue:

Classe A: evidência clara de um sistema de lentes gravitacionais, onde fosse possível identificar a lente no centro da configuração e imagens múltiplas (ou anel de Einstein).

³https://hsc-release.mtk.nao.ac.jp/doc/index.php/data-access_pdr3/

⁴As configurações de lentes encontradas em Canameras et al. (2021) e Sonnenfeld et al. (2017), apesar de baseadas em catálogos de HSC SSP, não foram encontradas nos nossos grupos selecionados pois não fazem parte do catálogo GOLDRUSH e sim de SuGOHI (Survey of Gravitationally lensed Objects in HSC Imaging) que realiza buscas em *reshiffts* mais baixos $z \sim 0.5 - 3$.

Classe B: um provável sistema de lenteamento, com presença de duas ou mais imagens múltiplas da fonte lenteada, mas sem a presença da lente. No caso de duas imagens, a configuração entraria na classe B se houvesse alongação ou distorção em uma, ou ambas, as imagens.

Classe C: uma possível configuração de lenteamento, onde houvesse duas imagens múltiplas não distorcidas e sem identificação da lente.

Com base nas classificações apresentadas, verificamos 51 grupos: 2 classificados como A, 19 como B e 30 como C. Na Figura 11, apresentamos as duas configurações definidas como classe A e nas Figuras 13 e 14, apresentamos 3 exemplos de grupos classificados como B e C, respectivamente.

Para os dois grupos classificados como A, é possível identificar múltiplas imagens da fonte com a presença da lente no centro da configuração. No sistema no painel superior da Figura 11, da banda g para a banda y , é possível verificar que o fluxo de transmissão das imagens múltiplas diminui, enquanto que o da lente no centro da configuração aumenta, tornando-a mais visível. Essa configuração é similar à apresentada em Jaelani et al. (2020), que relata a descoberta acidental de uma LBG ($z \sim 3$) lenteada em HSC SSP. A maior visibilidade da lente ao aproximar-se da banda y pode ser justificada considerando que o *redshift* mais baixo da lente desloca seu fluxo no óptico para bandas mais vermelhas. Na Figura 12, apresentamos as imagens dos grupos classe A obtidas com o software Aladin. Na imagem colorida com a sobreposição dos filtros (painel inferior direito), é possível fazer uma distinção mais clara da possível lente.

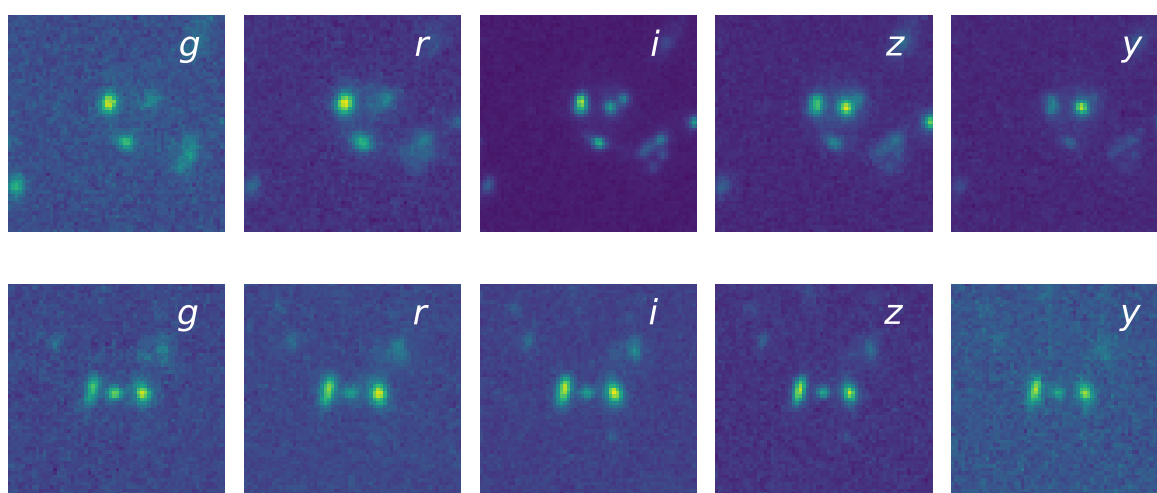
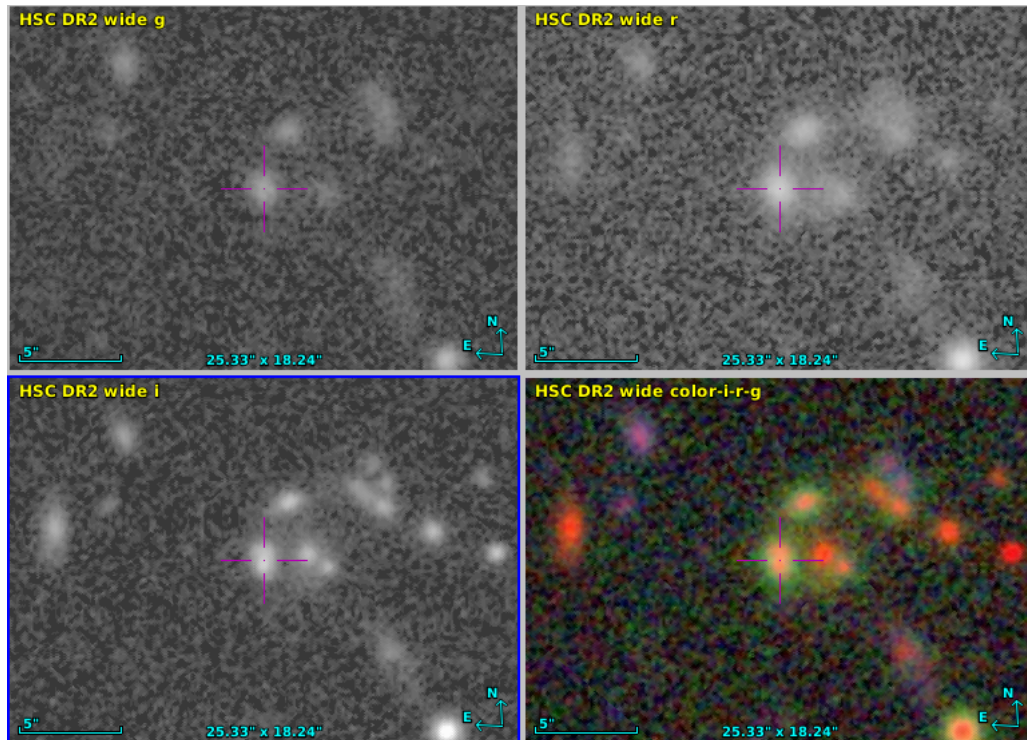
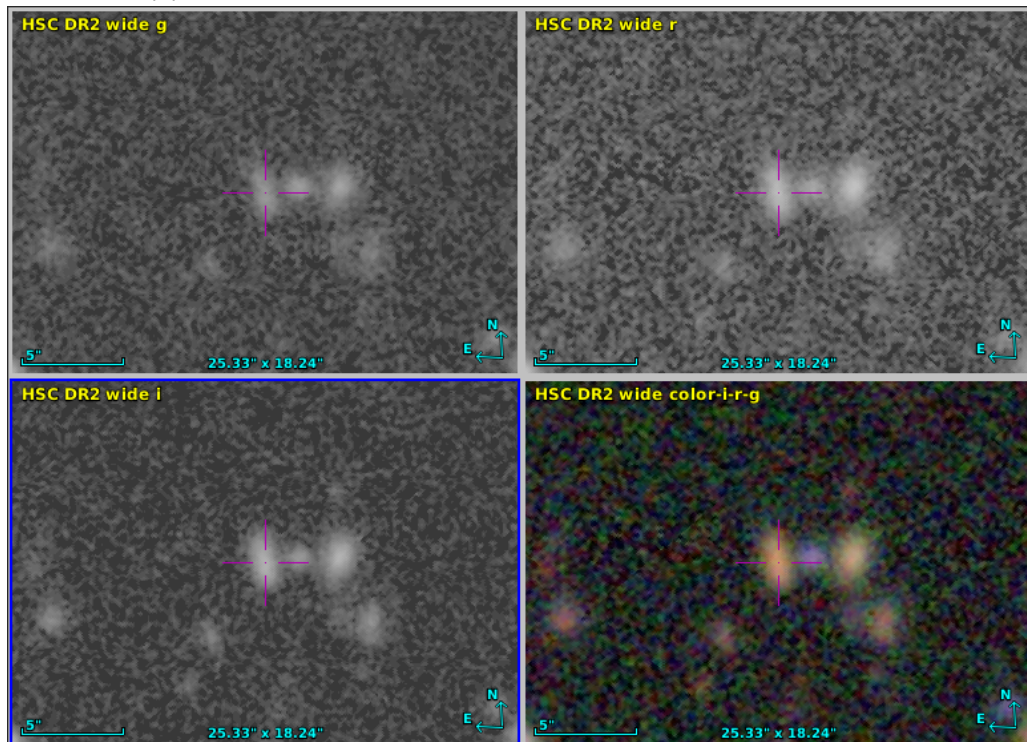


Figura 11 – Imagens das duas configurações enquadradas na categoria A, nas bandas g , r , i , z e y . Nelas, é possível identificar a presença da lente no centro da configuração e as imagens lenteadas em volta. No caso da configuração no painel inferior, a lente torna-se mais visível na banda y .

Nos exemplos de grupos classificados como B, apresentados na Figura 13, verificamos uma configuração bastante similar à imagens múltiplas distorcidas (alongadas, neste caso)



(a) A possível lente é visível à sudeste das imagens lenteadas.



(b) A possível lente é visível no centro da configuração, entre as imagens possivelmente lenteadas.

Figura 12 – Imagens das duas configurações enquadradas na categoria A, obtidas no *software* Aladin nas bandas *g*, *r*, *i* e com sobreposição dos filtros *gri*. Nos dois casos, a posição marcada é a imagem com maior magnitude aparente da fonte possivelmente lenteada.

da fonte, no entanto, não é possível identificar a presença da lente. Isto pode ocorrer pois, dependendo do *redshift* do objeto defletor, ele pode ter seu fluxo no ótico deslocado para uma banda não observada em HSC SSP, ou, devido a um alto *redshift*, ter magnitude aparente abaixo do fluxo limite de observação.

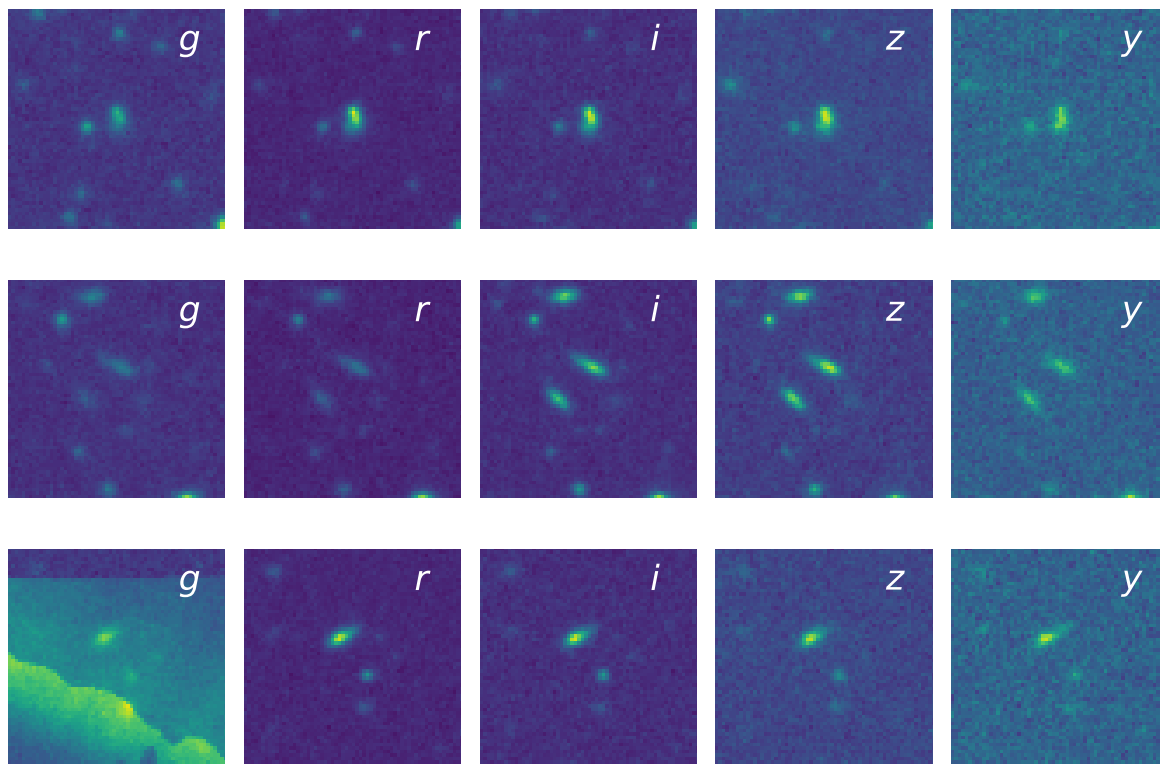


Figura 13 – Exemplos de três configurações classificadas como B, nos filtros *g*, *r*, *i*, *z* e *y*. As configurações estão localizadas no centro da imagem. É possível identificar duas ou mais candidatas a imagens múltiplas com forma alongada ou distorcida.

Na Figura 14, temos três exemplos de configurações enquadradas na classe C, nelas, é possível verificar uma possível configuração de imagens múltiplas, onde a lente não está visível e também não houve distorção das imagens. A Figura 15, denota o exemplo de um AGN lenteado identificado em [Jaelani et al. \(2021\)](#), com uma configuração similar aos nossos grupos classificados como C. Com base nela, é possível verificar que nosso critério de classificação para classes C é razoável.

Segundo o método adotado neste trabalho, de um total de 48204 detecções *g-dropout* de GOLDRUSH IV com $22 \leq i \leq 23.5$ (equivalente a $-24 \leq M_{UV} \leq -22.5$), 610 grupos passaram pelos nossos critérios de seleção para serem considerados sistemas de lentes. Destes 610 grupos candidatos, apenas 51 foram classificados após inspeção visual em alguma categoria de lenteamento. Considerando que nem todos os integrantes possuem magnitudes para serem alocados no extremo mais brilhante da LFs UV, $22 \leq i \leq 23.5$, menos de 0,106% das detecções seriam magnificadas.

Com base nestas estimativas obtidas seguindo os métodos apresentados, inferimos que,

ainda que uma parte do excesso observado no extremo mais brilhante da LFs UV em $z \sim 4$ apresentada na Figura 9, seja causado por magnificação devido à lenteamento gravitacional, ele não seria suficiente pra justificar inteiramente a quantidade de galáxias brilhantes observadas.

É importante notar que o método de busca proposto nesta monografia requer que mais de uma imagem múltipla da fonte lenteada esteja dentro do limite de detecção do instrumento utilizado para obter as imagens. Outros sistemas de lentes que não passam pelos nossos critérios de seleção podem estar presentes neste conjunto de dados analisados, o que elevaria a fração de detecções de galáxias lenteadas. De qualquer forma, o método proposto consiste em uma maneira simples e eficiente de se encontrar candidatos a galáxias a alto *redshift* lenteadas.

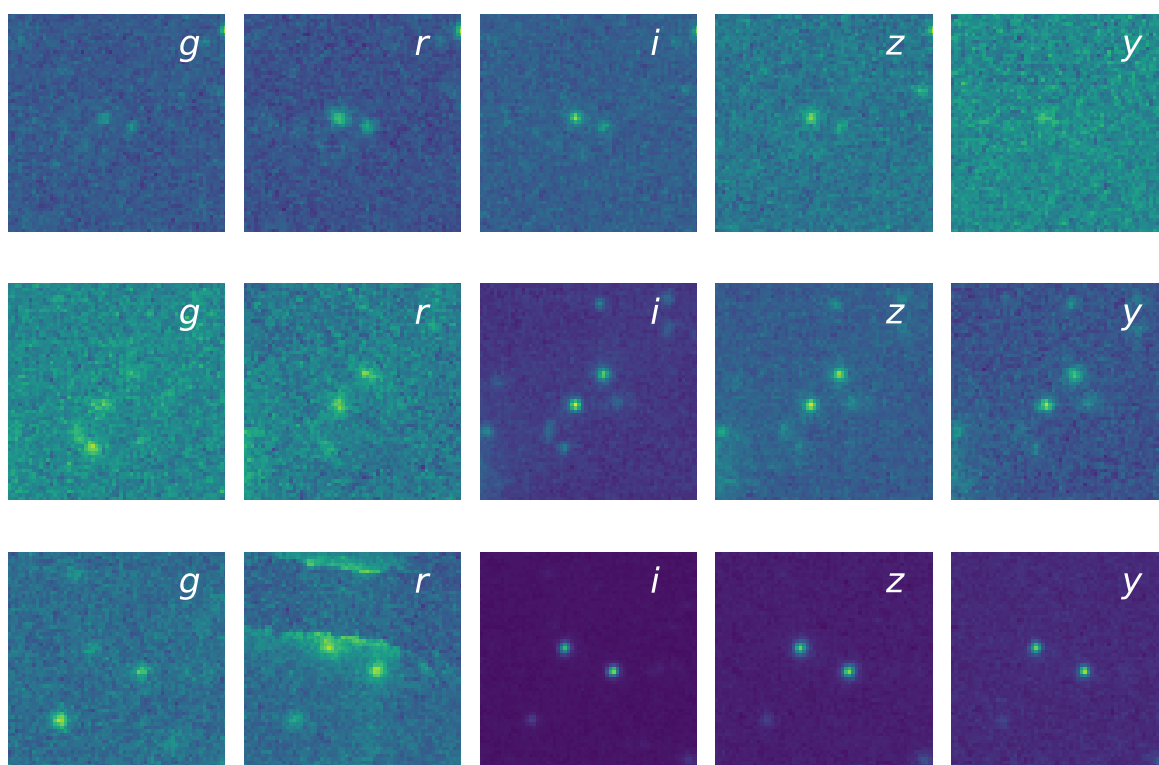


Figura 14 – Exemplos de três configurações classificadas como C, nos filtros g , r , i , z e y . As configurações estão localizadas no centro da imagem. É possível identificar duas candidatas a imagens múltiplas da fonte.

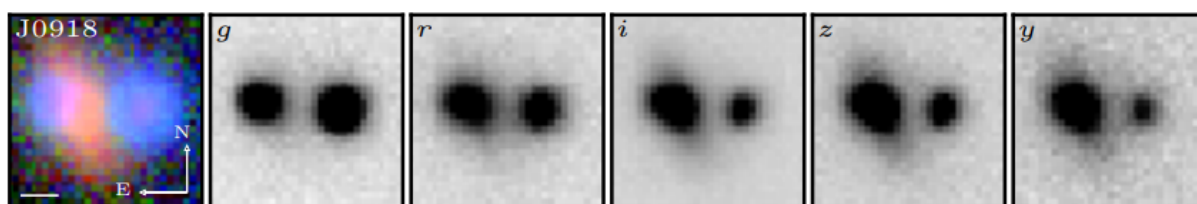


Figura 15 – Quasar J0918, identificado como imagem múltipla em [Jaelani et al. \(2021\)](#). As imagens múltiplas possuem uma configuração similar aos nossos grupos classificados como C. Fonte: [Jaelani et al. \(2021\)](#)

5 CONCLUSÃO

Neste trabalho, realizamos um estudo sobre o extremo mais brilhante de funções de luminosidade no UV de repouso observadas em $z \sim 4 - 7$, estimadas por [Harikane et al. \(2021\)](#) e [Bouwens et al. \(2021\)](#), e verificamos que há um excesso de galáxias em relação às quantidades estimadas pela função Schechter ([SCHECHTER, 1976](#)), em $M_{UV} < -22.5$. Constatamos que a forma Schechter de fato não confere um bom ajuste aos dados observados e testamos outras duas formas funcionais, sendo elas a forma Schechter Lenteada e o modelo DPL. Entre as duas, a que confere o melhor ajuste às LFs UV observadas em $M_{UV} < -22.5$ é o modelo DPL. A forma Schechter Lenteada, apesar de, dentro das incertezas, ajustar as LFs observadas em $z \sim 5 - 7$, não é tão próxima aos dados quanto a forma DPL, e também não ajusta a LF UV em $z \sim 4$. Testamos ainda algumas variações na profundidade óptica (τ_m) e magnificação média ($\langle \mu_{mult} \rangle$) da função Schechter Lenteada, a fim de verificar se alguma mudança nos valores destes parâmetros, dentro do fisicamente aceitável, ajustaria com qualidade este modelo às observações. Encontramos que, para que a forma Schechter Lenteada conferisse um bom ajuste aos dados, os parâmetros τ_m e $\langle \mu_{mult} \rangle$ teriam que assumir valores 10 e 50 vezes maiores dos que os valores típicos da literatura, respectivamente. Com isso, temos um indício de que provavelmente o lenteamento gravitacional não seria suficiente para justificar os excessos observados, o que está de acordo com a literatura ([BOWLER et al., 2014](#); [ONO et al., 2017](#); [BOUWENS et al., 2021](#); [HARIKANE et al., 2021](#)).

Após a análise das formas das LFs UV em $z \sim 4 - 7$, realizamos uma busca por configurações de lentes gravitacionais, a fim de investigar se o lenteamento gravitacional justificaria as quantidades de galáxias brilhantes observadas. Utilizando o catálogo GOLDRUSH IV ([HARIKANE et al., 2021](#)) de HSC SSP, seguimos o método apresentado no capítulo 4 e buscamos por grupos de detecções que configurariam possíveis sistemas de lentes. Nossa busca foi realizada em *g-dropouts* ($z \sim 4$) pois neste *redshift* o excesso de galáxias observadas é mais pronunciado, além disso, a quantidade de detecções é maior e há melhor qualidade nas imagens para inspeção visual. Ao fim da nossa análise, encontramos 51 configurações que enquadramos em três categorias de lenteamento e verificamos que no máximo de 0,106% dos *g-dropout* detectados seriam possivelmente magnificadas, o que não justificaria o excesso observado no extremo mais brilhante da LFs e $z \sim 4$.

5.1 Trabalhos Futuros

Apesar das diversas hipóteses levantadas a respeito da superabundância de galáxias brilhantes que tem sido encontrada em LFs UV observadas em alto *redshift* ($z > 3$), ainda não há consenso sobre as causas destes excessos. Neste trabalho, investigamos a contribuição por lenteamento gravitacional da LF UV de galáxias *dropout* em $z \sim 4$ e verificamos que há uma

baixa quantidade de galáxias magnificadas. No entanto, a identificação de grupos de detecções como sistemas de lentes, exige a inspeção visual de grande quantidade de imagens em diversos filtros diferentes, e como esta monografia foi produzida com duas pessoas, a classificação das configurações pode ser prejudicada por viés de confirmação. O ideal é que se realize inspeção visual por um grupo maior de pessoas, de forma independente, assim este viés pode ser evitado. Uma alternativa viável neste caso, seria a criação de um Zooniverse¹, portal de colaboração em pesquisas científicas, no qual o trabalho de inspeção visual poderia ser compartilhado. Além disto, com mais integrantes para realizar a pesquisa, seria possível investigar a contribuição por lenteamento gravitacional nas LFs UV também nos *redshifts* $z \sim 5 - 7$, para, com base em nos resultados obtidos, produzir uma análise quantitativa mais apurada.

Como existem ainda outras hipóteses a respeito destes excessos além da contribuição por lenteamento gravitacional, pesquisas futuras indicarão quais são as possibilidades mais promissoras. A observação profunda de grandes área do céu como as que serão possíveis com Euclid (telescópio espacial da Agência Espacial Europeia, com lançamento previsto para 2022) e com o telescópio espacial *Nancy Grace Roman* (*Nancy Grace Roman Space Telescope*, com previsão de lançamento para 2027) e a observação de galáxias em alto *redshift* com o Telescópio Espacial James Webb (*James Webb Space Telescope*), permitirão a investigação mais apurada das hipóteses levantadas e possivelmente contribuirão para resolução destas questões atualmente em aberto.

¹<https://www.zooniverse.org/>

Referências

- ADAMS, N. J. et al. The rest-frame uv luminosity function at $z \sim 4$: a significant contribution of agns to the bright end of the galaxy population. **Monthly Notices of the Royal Astronomical Society**, v. 494, n. 2, p. 1771–1783, 2020. Citado 2 vezes nas páginas [10](#) e [11](#).
- BARONE-NUGENT, R. L. et al. The impact of strong gravitational lensing on observed Lyman-break galaxy numbers at $4 \leq z \leq 8$ in the GOODS and the XDF blank fields. **Monthly Notices of the Royal Astronomical Society**, v. 450, p. 1224–1236, 2015. Citado 6 vezes nas páginas [4](#), [9](#), [11](#), [12](#), [13](#) e [21](#).
- Bouwens, R. J. et al. UV-continuum Slopes at $z \sim 4-7$ from the HUDF09+ERS+CANDELS Observations: Discovery of a Well-defined UV Color-Magnitude Relationship for $z \geq 4$ Star-forming Galaxies. , v. 754, p. 83, 2012. Citado na página [3](#).
- BOUWENS, R. J. et al. Uv luminosity functions at redshifts $z \sim 4$ to $z \sim 10$: 10,000 galaxies from hst legacy fields. **The Astrophysical Journal**, v. 803, p. 34, 2015. Citado 6 vezes nas páginas , [9](#), [10](#), [19](#), [21](#) e [24](#).
- BOUWENS, R. J. et al. New determinations of the uv luminosity functions from $z = 9$ to $z = 2$ show a remarkable consistency with halo growth and a constant star formation efficiency. **The Astronomical Journal**, v. 162, p. 47, 2021. Citado 9 vezes nas páginas , [3](#), [15](#), [18](#), [19](#), [20](#), [23](#), [24](#) e [32](#).
- BOWLER, R. A. A. et al. Discovery of bright $z \sim 7$ galaxies in the UltraVISTA survey. **Monthly Notices of the Royal Astronomical Society**, v. 426, p. 2772–2788, 2012. Citado na página [14](#).
- BOWLER, R. A. A. et al. The bright end of the galaxy luminosity function at $z \sim 7$: before the onset of mass quenching? **Monthly Notices of the Royal Astronomical Society**, v. 440, p. 2810–2842, 2014. Citado 8 vezes nas páginas [3](#), [4](#), [10](#), [11](#), [12](#), [14](#), [15](#) e [32](#).
- BOWLER, R. A. A. et al. Unveiling the nature of bright $z \sim 7$ galaxies with the hubble space telescope. **Monthly Notices of the Royal Astronomical Society**, v. 466, p. 3612–3635, 2016. Citado na página [11](#).
- BOWLER, R. A. A. et al. A lack of evolution in the very bright end of the galaxy luminosity function from $z \sim 8$ to $z \sim 10$. **Monthly Notices of the Royal Astronomical Society**, v. 493, p. 2059–2084, 2020. Citado 6 vezes nas páginas [3](#), [4](#), [10](#), [11](#), [14](#) e [15](#).
- Bruzual, G.; Charlot, S. Stellar population synthesis at the resolution of 2003. , v. 344, p. 1000–1028, 2003. Citado 2 vezes nas páginas e [18](#).
- BURG, R. F. J. van der; HILDEBRANDT, H.; ERBEN, T. The uv galaxy luminosity function at $z \sim 3 - 5$ from the cfht legacy survey deep fields. **Astronomy Astrophysics**, v. 523, p. A74, 2010. Citado 4 vezes nas páginas , [9](#), [10](#) e [11](#).
- CABANAC, R. A. et al. Discovery of a high-redshift einstein ring. **Astronomy Astrophysics**, v. 436, p. L21–L25, 2005. Citado na página [26](#).
- CANAMERAS, R. et al. Holismokes. vi. new galaxy-scale strong lens candidates from the hsc-ssp imaging survey. **Astronomy Astrophysics**, v. 653, p. L6, 2021. Citado na página [27](#).

- CARROLL, B. W.; OSTLIE, D. A. **An Introduction to Modern Astrophysics**. 2nd (international). ed. [S.l.: s.n.], 2007. Citado na página 4.
- DAYAL, P.; FERRARA, A. Ly α emitters and lyman-break galaxies: dichotomous twins. **Monthly Notices of the Royal Astronomical Society**, v. 421, p. 2568–2579, 2012. Citado na página 2.
- DUNLOP, J. S. Observing the First Galaxies. **Astrophysics and Space Science Library**, Springer Berlin Heidelberg, p. 223–292, Sep 2012. Citado 2 vezes nas páginas 1 e 2.
- DUNLOP, J. S. **LAEs detection method**. 2013. Disponível em: <<https://ned.ipac.caltech.edu/level5/Sept14/Dunlop/Dunlop3.html#3.2>>. Acesso em: 19 de agosto de 2021. Citado 2 vezes nas páginas e 2.
- ESA/HUBBLE; NASA. **Gravitational Lensing**. 2019. Disponível em: <<https://hubblesite.org/contents/articles/gravitational-lensing>>. Acesso em: 26 de julho de 2021. Citado 2 vezes nas páginas e 5.
- HARIKANE, Y. et al. GOLDRUSH. IV. Luminosity Functions and Clustering Revealed with $\sim 4,000,000$ Galaxies at $z \sim 2 - 7$: Galaxy-AGN Transition, Star Formation Efficiency, and Implication for Evolution at $z > 10$. **arXiv e-prints**, p. arXiv:2108.01090, ago. 2021. Citado 17 vezes nas páginas , 2, 3, 4, 11, 14, 15, 17, 18, 19, 20, 21, 22, 23, 25, 26 e 32.
- Harikane, Y. et al. GOLDRUSH. II. Clustering of galaxies at $z \sim 4 - 6$ revealed with the half-million dropouts over the 100 deg² area corresponding to 1 Gpc³. , v. 70, p. S11, 2018. Citado na página 15.
- HEINIS, S. et al. HerMES: dust attenuation and star formation activity in ultraviolet-selected samples from $z \sim 4$ to ~ 1.5 . **Monthly Notices of the Royal Astronomical Society**, v. 437, p. 1268–1283, 2013. Citado na página 3.
- ILLINGWORTH, G. Galaxies at high redshift. **Astrophysics and Space Science**, v. 269/270, p. 165–181, 1999. Citado 2 vezes nas páginas 1 e 2.
- JACOBS, C. et al. An extended catalog of galaxy–galaxy strong gravitational lenses discovered in des using convolutional neural networks. **The Astrophysical Journal Supplement Series**, American Astronomical Society, v. 243, p. 17, 2019. Citado na página 27.
- JAELANI, A. T. et al. Discovery of an unusually compact lensed lyman-break galaxy from the hyper supprime–cam survey. **Monthly Notices of the Royal Astronomical Society**, v. 494, p. 3156–3165, 2020. Citado 3 vezes nas páginas 26, 27 e 28.
- JAELANI, A. T. et al. Survey of gravitationally lensed objects in hsc imaging (sugohi) – vii. discovery and confirmation of three strongly lensed quasars†. **Monthly Notices of the Royal Astronomical Society**, v. 502, p. 1487–1493, 2021. Citado 3 vezes nas páginas , 30 e 31.
- JAIN, B.; LIMA, M. Magnification effects on source counts and fluxes. **Monthly Notices of the Royal Astronomical Society**, v. 411, p. 2113–2117, 2010. Citado na página 13.
- JARVIS, M. J. et al. The vista deep extragalactic observations (video) survey. **Monthly Notices of the Royal Astronomical Society**, Oxford University Press (OUP), v. 428, p. 1281–1295, 2012. Citado na página 14.

- JIANG, L. et al. Evidence for gn-z11 as a luminous galaxy at redshift 10.957. **Nature Astronomy**, v. 5, p. 256–261, 2021. Citado na página 1.
- KNEIB, J.-P.; NATARAJAN, P. Cluster lenses. **The Astronomy and Astrophysics Review**, v. 19, 2011. Citado na página 8.
- KONNO, A. et al. Silverrush. iv. $ly\alpha$ luminosity functions at $z = 5.7$ and 6.6 studied with $\sim 1300ly\alpha$ emitters on the $14\text{--}21\text{ deg}^2$ sky. **Publications of the Astronomical Society of Japan**, Oxford University Press (OUP), v. 70, 2017. Citado na página 3.
- MASON, C. A. et al. Correcting the $z \sim 8$ galaxy luminosity function for gravitational lensing magnification bias. **The Astrophysical Journal**, v. 805, p. 79, 2015. Citado 2 vezes nas páginas 11 e 14.
- NAGAMINE, K. et al. Lyman α Emitters and Lyman-Break Galaxies at $z = 3\text{--}6$ in Cosmological SPH Simulations. **Publications of the Astronomical Society of Japan**, v. 62, p. 1455–1472, 2010. Citado na página 3.
- NILSSON, K. K. **The Ly α Emission Line as a Cosmological Tool**. Tese (Doutorado) — ESO - European Southern Observatory, 2007. Citado 2 vezes nas páginas 1 e 2.
- Oesch, P. A. et al. HDUV: The Hubble Deep UV Legacy Survey. , v. 237, p. 12, 2018. Citado na página 19.
- ONO, Y. et al. Great optically luminous dropout research using subaru hsc (goldrush). uv luminosity functions at $z \sim 4\text{--}7$ derived with the half-million dropouts on the 100 deg^2 sky. **Publications of the Astronomical Society of Japan**, v. 00, 2017. Citado 15 vezes nas páginas , 2, 3, 4, 10, 11, 12, 15, 17, 18, 21, 23, 24, 26 e 32.
- Ono, Y. et al. Spectroscopic Confirmation of Three z-dropout Galaxies at $z = 6.844\text{--}7.213$: Demographics of Ly α Emission in $z\sim 7$ Galaxies. , v. 744, p. 83, 2012. Citado na página 11.
- OUCHI, M.; ONO, Y.; SHIBUYA, T. Observations of the lyman- α universe. **Annual Review of Astronomy and Astrophysics**, Annual Reviews, v. 58, p. 617–659, 2020. Citado na página 3.
- SCHAERER, D. Lyman alpha emitting and related star-forming galaxies at high redshift. **Lessons from the Local Group**, p. 463–475, 2014. Citado na página 3.
- SCHAERER, D.; BARROS, S. de; SKLIAS, P. Properties of $z \sim 3\text{--}6$ lyman break galaxies. **Astronomy Astrophysics**, v. 549, p. A4, 2012. Citado na página 3.
- SCHECHTER, P. An analytic expression for the luminosity function for galaxies. **The Astrophysical Journal**, v. 203, p. 297–306, 1976. Citado 2 vezes nas páginas 10 e 32.
- SCHNEIDER, P. **Extragalactic Astronomy and Cosmology: An Introduction**. 2nd. ed. [S.l.]: Springer, 2015. Citado 4 vezes nas páginas 4, 5, 7 e 9.
- SOMERVILLE, J. R. P. R. S.; FABER, S. M. The nature of high-redshift galaxies. **Monthly Notices of the Royal Astronomical Society**, v. 320, p. 504–528, 2001. Citado na página 2.
- SONNENFELD, A. et al. Survey of gravitationally-lensed objects in hsc imaging (sugohi). i. automatic search for galaxy-scale strong lenses. **Publications of the Astronomical Society of Japan**, v. 70, n. SP1, 2017. Citado na página 27.

SPERGEL, S. J. L. D. N.; STEIDEL, C. The epoch of galaxy formation. **Proceedings of the National Academy of Sciences of United States of America**, v. 94, p. 2783–2784, 1997. Citado na página 1.

STEIDEL, C. C.; HAMILTON, D. Deep imaging of redshift qso fields below the lyman limit. i. the field of q0000-263 and galaxies at $z = 3.4$. **Astronomical Journal**, v. 104, p. 942, 1992. Citado 2 vezes nas páginas 2 e 17.

TAKAHASHI, R. et al. Probability distribution functions of cosmological lensing: Convergence, shear, and magnification. **The Astrophysical Journal**, v. 742, p. 15, 2011. Citado 3 vezes nas páginas 12, 13 e 21.

BORNER, H. M. G. b. M. G. (Ed.). **Galaxies at High Redshifts – Observing Galaxies in the Cradle**. Ringberg Castle, Tegernsee, Germany: Proceedings of the Workshop on From Stars to Galaxies to the Universe, 1999. Citado na página 2.

Toshikawa, J. et al. GOLDRUSH. III. A systematic search for protoclusters at $z \sim 4$ based on the $> 100 \text{ deg}^2$ area. , v. 70, p. S12, 2018. Citado na página 15.

TREU, T. Strong lensing by galaxies. **Annual Review of Astronomy and Astrophysics**, v. 48, p. 87–125, 2010. Citado na página 4.

TURNER, E. L.; OSTRIKER, J. P.; GOTT J. R., I. The statistics of gravitational lenses : the distributions of image angular separations and lens redshifts. , v. 284, p. 1–22, 1984. Citado na página 13.

WYITHE, J. S. B. et al. A distortion of very-high-redshift galaxy number counts by gravitational lensing. **Nature**, v. 469, p. 181–184, 2011. Citado 6 vezes nas páginas 4, 9, 10, 13, 21 e 40.

Apêndices

APÊNDICE A – Viés de Magnificação e Função de Luminosidade Gravitacionalmente Lenteada

A.1 Viés de Magnificação

A observação de uma amostra de galáxias em alto *redshift* está sujeita à uma luminosidade limite. O efeito do viés de magnificação afeta o levantamento de dados, amplificando o brilho de fontes intrinsecamente fracas e levando à detecção de galáxias que estariam abaixo do limite observacional. Com o lenteamento gravitacional, a luminosidade da fonte observada é magnificada por um fator μ (Eq. 4) e passa a estar distribuída em um ângulo sólido $\mu\Omega$ no céu.

Caso não considerássemos o viés de magnificação, a probabilidade de uma fonte observada em *redshift* z_H ser fortemente lenteada por um fonte em primeiro plano à *redshift* z_L mais baixo, seria dada pela profundidade óptica τ_m , que representa a fração do céu coberta pelo raio de Einstein de todos os possíveis defletores em z_L . Esta probabilidade, no entanto, é aumentada pelo o viés.

Em uma amostra observada limitada por fluxo, o viés de magnificação B para fontes com luminosidade entre L e $L + dL$ ($L > L_{lim}$) é dado por:

$$B(L) = \frac{\int_{\mu_{min}}^{\mu_{max}} d\mu p(\mu) \Psi\left(\frac{L}{\mu}\right)}{\Psi(L)}, \quad (18)$$

onde $p(\mu)$ é a distribuição de probabilidades de magnificação considerando lenteamento modelado como uma Esfera Isotérmica Singular (*Singular Isothermal Sphere*, SIS), e portanto $\int_{\mu_{min}}^{\mu_{max}} d\mu p(\mu)$ representa a probabilidade total de uma fonte ser multiplamente imageada por lenteamento com magnificação entre μ_{min} e μ_{max} , $\Psi\left(\frac{L}{\mu}\right)$ é a LF Schechter (Equação 12) com as luminosidades divididas pelo fator de magnificação μ para que se obtenha as luminosidades intrínsecas e $\Psi(L)$ é a função de luminosidade observada, de modo que a razão entre entres fatores resulta no viés de magnificação.

Uma vez que levamos em conta o viés, a real probabilidade de uma fonte em alto *redshift* ser lenteada é dada dor $\tau_m B$.

A.2 Função de Luminosidade Gravitacionalmente Lenteada

A função de luminosidade de Schechter modificada por lenteamento gravitacional pode ser estimada através da soma de dois componentes:

- A LF Schechter (corrigida pelo fator de magnificação μ) modificada pela probabilidade de magnificação para as duas imagens $p(\mu)$ (calculada sobre todos os possíveis μ) na fração do céu τ_m .
- A LF Schechter demagnificada (corrigida pelo fator demagnificação μ_{demag}) na fração restante do céu $(1 - \tau_m)$, onde $\mu_{demag} = (1 - \langle \mu_{mult} \rangle \tau_m) / (1 - \tau_m)$ foi calculado de

modo que a magnificação média sobre todo o céu seja igual a um.

A soma destes dois itens conduz à forma da LF introduzida por Wyithe et al. (2011) :

$$\Psi_L(L) = (1 - \tau_m) \frac{1}{\mu_{demag}} \Psi \left(\frac{L}{\mu_{demag}} \right) + \tau_m \int_0^\infty \frac{p(\mu)}{\mu} \Psi \left(\frac{L}{\mu} \right) d\mu . \quad (19)$$

Na equação acima, $p(\mu)$ é calculado com base no modelo SIS e é dado pela soma das distribuições de probabilidade para as imagens primária $\frac{dP_{m,1}}{d\mu}$ (a mais brilhante) e secundária $\frac{dP_{m,2}}{d\mu}$, que são dadas por:

$$p(\mu) = \frac{dP_{m,1}}{d\mu} + \frac{dP_{m,2}}{d\mu} ,$$

$$\frac{dP_{m,1}}{d\mu} = \begin{cases} \frac{2}{(\mu-1)^3} & \text{se } \mu > 2 \\ 0 & \text{se } 0 < \mu < 2 , \end{cases}$$

e

$$\frac{dP_{m,2}}{d\mu} = \frac{2}{(\mu+1)^3} \quad \text{se } \mu > 0 .$$

Unindo todos os termos, somos conduzidos à

$$\begin{aligned} \Psi_L(L) = & (1 - \tau_m) \frac{1}{\mu_{demag}} \Psi \left(\frac{L}{\mu_{demag}} \right) + \tau_m \int_0^2 \frac{1}{\mu} \frac{2}{(\mu+1)^3} \Psi \left(\frac{L}{\mu} \right) d\mu \quad + \\ & \tau_m \int_2^\infty \frac{1}{\mu} \left(\frac{2}{(\mu+1)^3} + \frac{2}{(\mu-1)^3} \right) \Psi \left(\frac{L}{\mu} \right) d\mu , \end{aligned} \quad (20)$$

que é a função de luminosidade lenteada.

A.3 Função de Luminosidade Lenteada como Função da Magnitude

Devemos ressaltar que observacionalmente a função de luminosidade é dada em termos da magnitude na banda de interesse, que no caso no nosso trabalho, seria no referencial de repouso da distribuição espectral de energia Ultravioleta. Posto isto, vamos escrever a LF lenteada em termos de M_{UV} . Começamos usando a relação entre luminosidade e magnitude:

$$L = L_\odot 10^{\frac{M_{UV} - M_\odot}{-2.5}} \quad \text{e} \quad L^* = L_\odot 10^{\frac{M_{UV}^* - M_\odot}{-2.5}} .$$

Para $\frac{L}{L^*}$, encontramos

$$\frac{L}{L^*} = 10^{\frac{M_{UV} - M_{UV}^*}{-2.5}} ,$$

e inserindo a expressão acima na Equação 12, temos

$$\Psi(L)dL = \Psi^* 10^{\left(\frac{M_{UV} - M^*}{-2.5}\right)\alpha} \exp \left(-10^{\frac{M_{UV} - M^*}{-2.5}} \right) d \left(10^{\frac{M_{UV} - M^*}{-2.5}} \right) ,$$

onde verificamos que

$$d\left(10^{\frac{M_{UV}-M^*}{-2.5}}\right) = \frac{\ln 10}{-2.5} 10^{\frac{M-M^*}{-2.5}} dM_{UV}.$$

Com isto, definindo que $\Psi(L)dL = \Psi(M_{UV})dM_{UV}$, encontramos

$$\Psi(M_{UV}) = \frac{\ln 10}{2.5} \Psi^* 10^{0.4(M_{UV}^*-M_{UV})(\alpha+1)} \exp(-10^{0.4(M_{UV}^*-M_{UV})}), \quad (21)$$

que é o modelo Schechter Padrão em função de M_{UV} .

Dividindo $\Psi(L)$ por μ (e similarmente para μ_{demag}), obtemos

$$\Psi\left(\frac{M_{UV}}{\mu}\right) = \frac{\ln 10}{2.5} \frac{\Psi^*}{\mu^{\alpha+1}} 10^{0.4(M_{UV}^*-M_{UV})(\alpha+1)} \exp\left(\frac{-10^{0.4(M_{UV}^*-M_{UV})}}{\mu}\right). \quad (22)$$

Ao inserir $\Psi\left(\frac{L}{\mu_{demag}}\right)$ e $\Psi\left(\frac{L}{\mu}\right)$ na Equação 20, chegamos à LF lenteada em termos na magnitude no UV:

$$\begin{aligned} \Psi(M_{UV}) = & (1 - \tau_m) \frac{\Psi^*}{\mu_{demag}^{\alpha+2}} \frac{\ln 10}{2.5} 10^{\left(\frac{M_{UV}-M_{UV}^*}{-2.5}\right)^{\alpha+1}} \exp\left(\frac{-10^{\frac{M_{UV}-M_{UV}^*}{-2.5}}}{\mu_{demag}}\right) + \\ & \tau_m \frac{\ln 10}{2.5} 10^{\left(\frac{M_{UV}-M_{UV}^*}{-2.5}\right)^{\alpha+1}} \left[\int_0^2 \frac{2}{(\mu+1)^3} \frac{\Psi^*}{\mu^{\alpha+2}} \exp\left(\frac{-10^{\frac{M_{UV}-M_{UV}^*}{-2.5}}}{\mu}\right) d\mu + \right. \\ & \left. \int_2^\infty \left(\frac{2}{(\mu-1)^3} + \frac{2}{(\mu+1)^3} \right) \frac{\Psi^*}{\mu^{\alpha+2}} \exp\left(\frac{-10^{\frac{M_{UV}-M_{UV}^*}{-2.5}}}{\mu}\right) d\mu \right]. \end{aligned} \quad (23)$$