

UNIVERSIDAD DE GUANAJUATO
CAMPUS GUANAJUATO
DIVISIÓN DE CIENCIAS NATURALES Y EXACTAS



*LA VARIACIÓN DEL PROCESO DE
FORMACIÓN ESTELAR EN QSOs A
DIFERENTES REDSHIFTS.*

Tesis presentada al
DEPARTAMENTO DE ASTRONOMÍA

como requisito para la obtención del grado de
DOCTORA EN CIENCIAS (ASTROFÍSICA)

por
M. en C. Karla Alejandra Cutiva Alvarez.

Asesorado por
Dr. Roger Coziol.

Guanajuato, Gto. - Abril 2024

A mi querido asesor, cuya orientación y apoyo han sido fundamentales en este viaje académico. A mi familia, quienes han sido el pilar inquebrantable de mi camino académico. Su amor, apoyo y aliento constante han sido la fuerza motriz que me ha impulsado en cada etapa de este arduo proceso. Gracias por creer en mí, por comprender las horas de dedicación y por celebrar cada pequeño logro como propio. Cada sacrificio y gesto de ánimo han sido la chispa que iluminó este camino hacia la culminación de esta tesis de investigación. A mi novio, por ser mi fuente de inspiración y motivación constante. A mis amigos, por alegrar el camino con su compañía y ánimo. Sin todos ustedes, este logro no habría sido posible. ¡Gracias por ser parte de mi trayecto hacia el éxito!

Contemplando el vasto universo, percibo la grandiosa obra de un Creador cuya sabiduría y amor trascienden toda comprensión humana.

Agradecimientos

- Quiero expresar mi sincero agradecimiento a todos aquellos que hicieron posible la culminación de esta tesis de investigación. A mis distinguidos profesores, cuya sabiduría y orientación fueron fundamentales en cada etapa de este proyecto.
- Deseo expresar mi profundo agradecimiento al apoyo brindado por el Consejo Nacional de Ciencia y Tecnología (CONACyT), cuya beca fue fundamental para sostenerme económicamente durante el desarrollo de mis estudios de doctorado.
- Agradezco a la Universidad de Guanajuato, especialmente, al Departamento de Astronomía, administrativos e investigadores, así como al Posgrado en Ciencias (Astrofísica) por posibilitar mi formación académica.
- Finalmente agradezco el apoyo dado por la Universidad de Guanajuato (Dirección de Apoyo a la Investigación y al Posgrado, DAIP, División de Ciencias Naturales y Exactas, y Campus Guanajuato) para la participación a conferencias y colaboraciones nacionales e internacionales.

Resumen

Desde su descubrimiento en la década de los años 60, la teoría sobre los cuásares ha experimentado un cambio dramático de paradigma. El paradigma actual dice que un cuásar es una fase especial de la formación de galaxias, durante el cual un agujero negro súper masivo (SMBH), al centro de las galaxias, crece rápidamente en masa por acreción. Sin embargo, aunque las observaciones recientes a altos corrimientos al rojo *redshifts* muestran una formación muy rápida de los SMBHs, no se sabe nada sobre la formación de sus galaxias anfitrionas. Por otro lado, para AGNs a bajos *redshifts* existe una relación entre la masa del agujero negro y la dispersión de velocidades de las estrellas del bulbo que sugieren que las galaxias deben formarse al mismo tiempo que los agujeros negros súper masivos (SMBHs).

En esta tesis se usa el código **X-CIGALE**, que permite reproducir la distribución de energía espectral (SED) de cuásares y determinar la rapidez de formación estelar en sus galaxias anfitrionas. Para este estudio, se ha usado 1,359 objetos cuasi-estelares (QSO), dentro del rango de *redshift* $0 < z < 4$, con espectros del SDSS, para determinar la masa y el nivel de acreción de sus SMBHs, y por lo cual se tiene flujos en MIR (*Infrarrojo Medio*) de WISE (*Wide-Field Infrared Survey Explorer*) con la más alta calidad (HQWISE QSOs). Aunque parte del UV-Opt (*Ultravioleta-Óptico*) del espectro de un QSO está dominado por el continuo del AGN (*Núcleo Activo de Galaxias*) y la intensa emisión de líneas anchas, la información sobre la formación de estrellas en sus galaxias anfitrionas todavía aparece en su distribución de energía (SED) a través de sus poblaciones estelares subyacentes y emisión de polvo en el MIR. Esto nos permite determinar el tiempo *e-folding* (el intervalo de tiempo en el que una cantidad que crece exponencialmente aumenta en un factor de e ; para una galaxia esto es el tiempo característico para formar $\sim 69\%$ de su población estelar) de la función de la historia formación estelar (SFH) y la tasa de formación estelar (SFR), y a partir de esto deducir cual es la relación entre el crecimiento de los SMBHs y la formación de sus galaxias anfitrionas.

Para modelar la SFH se experimentó con dos funciones diferentes en **X-CIGALE**: `sfhdelayed`, un SFH típico de galaxias elípticas, y `sfh2exp`, un SFH típico de galaxias espirales. De acuerdo con una rápida formación de las galaxias anfitrionas, la mejor SFH determinada por **X-CIGALE** tiene pequeño tiempo de e-folding, como máximo 750 Myrs usando `sfh2exp` y 1000 Myrs para `sfhdelayed`. En general, las SEDs de los QSOs son dominadas por el AGN y alta SFR, coincidente con brotes de formación estelar (*starburst*), la cual aumenta con el *redshift* haciendo que encima de $z \sim 1,6$ las dos soluciones para la SFH son degeneradas. A bajo

redshift la solución para la función `sfh2exp` tiene un mejor ajuste que la función `sfhdelayed` con emisión polar hasta un redshift $z = 1.11$ y una SFR compatible con galaxias ultra luminosas en el infrarrojo (ULIRGs) en galaxias espirales. También se observó un aumento de la SFR con la masa del bulbo, con la luminosidad del AGN y con la razón de Eddington, lo que sugiere que no hay evidencia de extinción de SFR en los datos de HQWISE QSOs, por parte de viento AGN. Comparando la tasa de acreción específica de los BHs (sBHAR) con la tasa de formación estelar específica (sSFR) de sus galaxias anfitrionas, se encontró que todos los QSOs a cualquier *redshift* trazan una secuencia lineal por debajo de la luminosidad de Eddington, en paralelo y por encima de la relación uno a uno, lo que implica que los QSO se encuentran en una fase especial de evolución donde el crecimiento de la masa de su SMBH es más rápido que el crecimiento de la masa de sus galaxias anfitrionas. Sin embargo, considerando la alta masa de las galaxias anfitrionas, esta fase particular sugiere un escenario de formación en el cual las galaxias se formaran más rápidamente que sus SMBHs. En concordancia con la ausencia de evidencia de *quenching*, esto sugiere que durante la formación de galaxias una alta eficiencia de formación de estrellas es responsable por limitar sus masas y posiblemente limitar el crecimiento de los SMBHs en su centro. Esto hace de los cuásares (*quasi-stellar radio source*) una fase intrínseca del proceso de formación de galaxias.



Abstract

Since their discovery in the 1960s, quasar theories have undergone a dramatic paradigm shift. The current paradigm states that a quasar is a special phase in the formation of galaxies, during which a supermassive black hole (SMBH), forming at their center, rapidly grows in mass by accretion. However, although recent observations at high *redshifts* show very rapid formation of SMBHs, nothing is known about the formation of their host galaxies. On the other hand, at high redshifts *redshifts*, there exists a relationship between the mass of the black hole and the velocity dispersion of the stars in the bulge of their host galaxies that suggests galaxies must form at the same time as their super massive black hole (SMBHs).

In this thesis the code **X-CIGALE** is used to reproduce the spectral energy distribution (SED) of quasars and to determine the rate of star formation (SFR) and star formation history (SFH) of their host galaxies. For this study, I used 1,359 SDSS quasi-stellar objects (QSO), within the range of *redshifts* $0 < z < 4$, with information about the mass of their SMBH, their AGN luminosity and their accretion rate, and with MIR (Mid Infrared) fluxes from WISE (*Wide-Field Infrared Survey Explorer*), with the highest quality (the HQWISE QSOs). Although the UV-Opt (*Ultraviolet-Optical*) spectrum of a QSO is dominated by the AGN (*Active Galaxy Nuclei*) continuum and intense broad line emissions, information about the SFR and SFH of their host galaxies still appear in the SED via their subjacent stellar populations and dust emission in the MIR. This information allows us to reconstruct the history of formation of their host galaxies and better understand how this history is linked to the grow in mass of the SMBHs at their centers.

To determine the SFH, I experimented with two functions in **X-CIGALE**: `sfhdelayed`, typical of elliptical galaxies, and `sfh2exp`, typical of spiral galaxies. Consistent with a rapid formation of the host galaxies, the best SFH determined by **X-CIGALE** has small e-folding times, at most 750 Myrs using `sfh2exp` and 1000 Myrs using `sfhdelayed`. In general, the SEDs of the QSOs are dominated by the AGN, with polar emission in IR, and high SFR that increases with the *redshifts*, such that above $z \sim 1.6$ the two solutions for the different SFHs are degenerate. At low *redshifts* the `sfh2exp` function shows a better fit than the `sfhdelayed` function, with SFR consistent with ultra-luminous galaxies (ULIRGs) in late-type spirals. We also observe an increase in SFR with the bulge mass, the AGN luminosity, and the Eddington ratio, which suggest that there is no evidence of *quenching* of star formation due to AGN wind. Comparing the BH-specific accretion rate (sBHAR) with the specific star formation

rate (sSFR) of their host galaxies, all the QSOs at any *redshifts* trace a linear sequence, well below the Eddington luminosity, in parallel and above the one-to-one relationship, implying that QSOs are in a special phase of evolution during which the growth in mass of the SMBH is faster than the growth in the mass of their host galaxies. However, considering the high masses of the host galaxies of QSOs, our results are consistent with a scenario of formation of the host within which the galaxies form their stars more rapidly than their SMBHs. This suggests that a high star formation efficiency during the formation of galaxies is responsible in exhausting rapidly their reservoir of gas, limiting not only the masses of the galaxies, but also the masses of the SMBHs, growing at their centers. This makes quasars (*quasi-stellar radio sources*) an intrinsic phase of the process of galaxies.

Acrónimo

ADS Sistema de Datos Astrofísicos

AGN Núcleo Activo de Galaxia

BH Agujero Negro

BIC Criterio de Información Bayesiano

CT Tiempo Cósmico

DR12(14) Data Release 12 (14)

FIR Infrarrojo Lejano

FWMH Anchura a Media Altura

HST Telescopio Espacial Hubble

IMF Función de Masa Inicial

IR Infrarrojo

MIR Infrarrojo Medio

nEdd Razón de Eddington

NIR Infrarrojo Cercano

NLQSOs Cuásares con Líneas Delgadas

LMC Gran Nubes de Magallanes

PAH Policíclicos Aromáticos Hidrocarburos

quenching Proceso por el cual se deja de formar nuevas estrellas

QSO Objetos Casi estelares

redshift Corrimiento al Rojo
SED Distribución Espectral de Energía
SPP Población Estelar Simple
SF Formación Estelar
SFH Historia de Formación Estelar
SMBH Agujero Negro Súper Masivo
SFR Tasa de Formación Estelar
sBHAR Tasa de Acreción Específica de los Agujeros Negros
sSFR Tasa de Formación Estelar Específica
ULIRGs Galaxias Ultraluminosas en el Infrarrojo
VLT Very Large Telescope

Índice general

Resumen	v
Abstract	ix
Acrónimo	xi
1 Introducción	1
1.1 La formación estelar en QSOs y su relación con la formación de galaxias . . .	5
1.2 Cómo integrar la formación de los SMBHs en la formación de galaxias	9
1.3 Observaciones claves para encontrar una conexión significativa entre la forma- ción de los SMBHs en la formación de galaxias	12
1.4 Meta de la tesis	15
2 Método del proyecto	17
2.1 El programa X-CIGALE	18
2.2 Definición de los parámetros en los módulos físicos de X-CIGALE	18
2.3 Modelo de SFH de galaxias	20
2.3.1 Modelo de población estelar simple (SSP)	22
2.3.2 Modelos de atenuación intrínseca	24
2.4 Componente AGN: modelo de Fritz	25
2.4.1 Emisión polar en IR en AGN	28
2.5 Método óptimo para el análisis con X-CIGALE	29
3 Muestra del Proyecto	33
3.1 Muestra	33
3.1.1 Calibración en flujo	38
3.2 Características de los SMBHs	39
3.2.1 Presencia de Fe en los HQWISE QSOs, y sus abundancias peculiares	41

4	Resultados y análisis de SED obtenidas por X-CIGALE	45
4.1	Variación de la SED con el <i>redshift</i>	45
4.1.1	Comparando SFR	52
4.1.2	El origen de la inflexión del color W1-W2 en QSOs	54
4.2	Presencia de ULIRGs en QSOs a bajo <i>redshift</i>	56
4.2.1	Comparación de los modelos Polar con no Polar usando el BIC	57
5	Discusión	59
5.1	Conectando la formación de las galaxias anfitrionas de QSOs a la formación de sus SMBHs	59
6	Resumen y conclusiones	69
	Apéndice	71
A		73
A.1	Instalación de X-CIGALE	73
A.1.1	Configuración y preparación de los datos	74
B		77
B.1	Artículo	77

Índice de figuras

1.1	Imágenes del primero cuásar descubierto, 3C 273 observado por el Telescopio Espacial Hubble. La imagen de la izquierda muestra un objeto no resuelto, parecido a una estrella. Sin embargo, se nota un chorro óptico coincidente con el chorro que se detectó en radio (compatible con eyección de masa a alta velocidad). En la imagen derecha se utilizó un coronógrafo que bloquea la luz del cuásar dejando ver su galaxia anfitriona	2
1.2	En este gráfico se compara las funciones de luminosidad de las galaxias Seyfert, las galaxias <i>starburst</i> (Markarian) y las galaxias normales (Field) con la función de luminosidad de los QSOs. Según Meurs & Wilson (1984), los QSOs son equivalentes a Sy1s con más altas luminosidades.	4
1.3	Imágenes del HST tomada por Bahcall et al. (1997). Podemos ver que aunque los cuásares <i>Radio-loud</i> son más compactos que los <i>Radio-quiet</i> , ambas muestran evidencia de perturbaciones. Los QSOs, del otro lado, muestran más evidencia de discos espirales, casi no perturbado.	5
1.4	La historia cósmica de la formación de estrellas: panel izquierdo, curva total, UV + IR; panel superior derecho, banda UV, panel inferior derecho, banda IR (Madau & Dickinson, 2014).	6
1.5	Comparación por Madau & Dickinson (2014) de la historia cósmica de formación de estrellas, curva sólida gruesa, con la historia de acreción de materia en agujeros negros masivos en rayos-X (curva roja; Shankar et al., 2009); (Aird et al., 2010, sombreado verde;), y en el infrarrojo (sombreado azul claro; Delvecchio et al., 2014).	6
1.6	Historia de formación estelar derivadas a partir de observaciones en sub-milimétrico (línea continua gruesa) hecho por Blain et al. (1999) usando el instrumento SCUBA en el JCMT: las observaciones sugieren que a un <i>redshift</i> mayor a 3 la SFR está en una fase <i>starburst</i> escondida por polvo, consistente con el modelo ULIRGs a bajo <i>redshifts</i>	10

1.7	Variación de la tasa de formación estelar en una muestra de QSOs de WISE determinada a partir del color W2-W3 (Coziol et al., 2015; Torres-Papaqui et al., 2020), comparando una muestra de QSOs (VV10) de Verón y Verón (2010) y (P14) Pâris et al. (2014). El pico de SFR aparece a mas alto <i>redshift</i> que en el modelo de Madau & Dickinson (2014) y no hay evidencia clara que la SFR baja a más altos <i>redshifts</i>	11
1.8	a) Mosaico de 9 imágenes del HST donde muestran diferentes ULIRGs. Todas muestran evidencia clara de interacción entre dos o más galaxias espirales; Crédito: NASA, STScI, K.Borne, L.Colina, H. Bushouse & R.Lucas; b) Imágenes de QSOs del HST, donde también se ve evidencia colisión de galaxias, pero sin morfología clara, que sugiere etapa de interacción/fusión más avanzada que para las galaxias ULIRGs; Crédito: J. Bahcall (Institute for Advanced Study, Princenton), M. Disney (University of Wales) y NASA.	11
1.9	Comparación de las masas de los BHs formados por fusión, observados por ondas gravitacionales, con otros objetos compactos relacionados a la evolución de estrellas masivas. Crédito: LIGO-Virgo/Aaron Geller/Northwestern University https://www.ligo.caltech.edu/image/ligo20211107a	12
1.10	a) Metalicidad en unidad solar, Z/Z_{\odot} , en función de la luminosidad a 5100 Å, y b) en función de las masas de BHs (Neri-Larios et al., 2011). La metalicidad del gas aumenta con la masa del BH.	13
1.11	Modelo jerárquico-sesgo que proponemos para la formación de galaxias, incluyendo la formación de SMBHs por fusión de proto-galaxias.	15
2.1	Variación de las tasas de natalidad (astración) integrada en el tiempo de las galaxias con diferentes tipos morfológicos: panel arriba, temprana, E, S0 y Sa y panel bajo, tardía, Sb, Sc, Sd y Sm. Este modelo explica la diferencia en la formación de bulbo y disco, así que SFRs diferentes.	21
2.2	Ejemplos de SFHs generadas con la función <code>sfh2exp</code> y la función <code>sfhdelayed</code> , utilizando conjuntos de parámetros representativos. Las dos primeras SFH <code>sfh2exp</code> (azul y naranja) tiene similar $\tau = 7000$ Myr, pero difieren por la presencia de un brote reciente de formación de estrellas (en azul). Las tercera SFH muestra que pasa cuando τ es negativo (consistente con morfologías tardías, Sd o m en la Figura 2.1). Las dos SFH <code>sfhdelayed</code> muestran la importancia de haber un τ chico para la formación de bulbos masivos.	22
2.3	El diagrama color-color, U-V vs. V-K, muestra la evolución de los modelos de síntesis de isócronas para galaxias con SFR decrecientes en escalas de tiempo, $\tau = 0.5, 1, 2, 3, 6, 9$ Gyrs y ∞ . Se indican los colores medios observados en galaxias brillantes de varios tipos morfológicos (desde E hasta Im). Las líneas punteadas representan las ubicaciones, en el diagram U-V vs. V-K, de modelos con edades fijas de 1, 5, 10 y 15 Gyrs (Charlot & Bruzual, 1991).	23
2.4	a) Fuente puntual (estrella) detrás de una pantalla de polvo; y b) Distribución extendida de estrellas mezcladas con grumos de polvo, según Calzetti et al. (2000).	25

2.5	Ejemplos de SEDs producidos por los cuatro módulos en X- CIGALE: <code>d1e2014</code> (arriba a la izquierda), <code>d12007</code> (arriba a la derecha), <code>d12014</code> (abajo a la izquierda) y <code>casey2012</code> (abajo a la derecha). Cada color indica un conjunto diferente de parámetros que se muestran en la esquina inferior derecha. Para los módulos <code>d12007</code> y <code>d12014</code> , la línea punteada corresponde a la componente de regiones de formación estelar, y la línea discontinua a la componente AGN, mientras que el módulo <code>casey2012</code> , la línea discontinua corresponde a un cuerpo negro y línea punteada corresponde a la ley de potencia de un AGN (Boquien et al., 2019a).	26
2.6	Ejemplos de SED obtenidas con el módulo <code>Fritz2006</code> . Cada color indica un conjunto diferente de parámetros. Las líneas continuas representan la emisión total. Las líneas punteadas representan la emisión por el disco de acreción, las líneas discontinuas la emisión de la componente dispersa y las líneas de puntos y guiones la emisión térmica del polvo (Boquien et al., 2019a).	27
2.7	Modelo de tres componentes para la emisión en el MIR en el núcleo de la galaxia Circinus. Los colores rojo, verde y azul corresponden al modelo a $13.0 \mu\text{m}$, $10.5 \mu\text{m}$ y $8.0 \mu\text{m}$, respectivamente. La escala de colores se presenta en forma logarítmica para mostrar tanto las estructuras luminosas como débiles. 80 % de la emisión proviene del componente extendido polar.	28
2.8	Representación esquemática del sistema de obstrucción de AGN adoptado por X-CIGALE. El modelo original de CIGALE sólo incluye la obstrucción del toro. Se agregó la obstrucción del polvo polar para tener en cuenta la extinción de AGN tipo 1 (Yang et al., 2020).	29
3.1	Diagrama color-color propuesto por Wright et al. (2010) para separar galaxias en diferentes clases de actividad.	34
3.2	Diagrama color-color, W1-W2 vs. W2-W3, para, a) muestra A; b) muestra B y c) muestra C. Los QSOs son separados por sus líneas de emisión anchas, Mg II a bajo <i>redshifts</i> y C IV a alto <i>redshifts</i>	35
3.3	Variaciones de los colores WISE con el <i>redshift</i>	36
3.4	En la Figura (a) se presentan ejemplos de las distribuciones de energía de dos cuásares: uno con emisión de <i>radio-loud</i> (4C 34.47, arriba) y otro con emisión de <i>radio-quiet</i> (Mrk 586, abajo). Estos ejemplos ilustran las características clave del continuo. Las distribuciones de energía representan el logaritmo de la energía por unidad de intervalo de frecuencia logarítmica, en el marco de reposo (Elvis et al., 1994). En la Figura (b) se muestra la (SED) para la muestra completa de cuásares (representada por una línea continua), los cuásares de <i>radio-loud</i> (RLQ, representados por una línea punteada) y los cuásares de <i>radio-quiet</i> (RQQ, representados por una línea discontinua). Las líneas horizontales indican las regiones espectrales disponibles en diferentes desplazamientos al rojo. Las áreas sombreadas en gris indican los rangos espectrales donde se lleva a cabo el ajuste de la ley de potencia (Labita et al., 2008). . .	38
3.5	Corrimiento al rojo de las líneas de emisión en función del <i>redshift</i> según SDSS; https://www.sdss.org/wp-content/uploads/2014/06/quasar_stack.jpg	39

3.6	Gráficos de caja que muestran las variaciones de las características de los QSOs en cada bin con el <i>redshift</i>	42
3.7	Comparando las masas de los BHs en Kozłowski (2017) y Rakshit et al. (2020). Las regresiones lineales son comparables: para Mg II, $Y = 0.86X + 1.04$, con $r = 0.91$, para C IV, $Y = 1.08X - 0.92$, con $r = 0.82$, y para ambas líneas, $Y = 0.91X + 0.67$, con $r = 0.89$	43
3.8	La Razón de abundancias Fe II/Mg II. La identificación de Fe(UV) y Fe(OP) se refiere a emisión en el UV y óptico. La línea roja es la mediana, y las líneas azules es el intervalo de confianza estimado por Wang et al. (2022): $\text{Fe II/Mg II} = 2.54_{-0.43}^{+1.12}$	43
4.1	Resultados para sfh2exp (izquierda) y sfhdelayed (derecha) en los intervalos de bin #0 a #3. Todas las SEDs incluyen emisión polar.	46
4.2	Similar a Figura 4.1 para intervalos #3 a #5.	47
4.3	Similar a Figura 4.1 para intervalos #6 a #8.	48
4.4	Similar a Figura 4.1 para intervalos #9 a #11.	49
4.5	Similar a Figura 4.1 para intervalos #12 y #13.	50
4.6	Comparando la SFR usando sfh2exp con la SFR usando sfhdelayed . Nota que SFRs superiores a 0 dex usando sfhdelayed sólo aparecen a partir del bin 2 ($z \sim 0.62$) mientras que usando sfh2exp la SFR ya esta a 1.5 dex en este bin.	52
4.7	Comparando la SFR ajustados por nuestros modelos con el análisis simulado: para a) sfh2exp , b) sfhdelayed , y los dos residuales, para c) sfh2exp , y d) sfhdelayed . La línea en rojo corresponde a dos regresiones lineales simples con el IC del 95 % en verde: $Y = 0,90X + 0,22$ para sfh2exp y $Y = 0,87X + 0,19$, con $R^2 = 0,80$ y $R^2 = 0,77$, respectivamente. El IC del 95 % corresponde a los intervalos [0,88-0,93] y [0,84-0,90] respectivamente.	53
4.8	SFR en función del <i>redshift</i> , tal que obtenida por X-CIGALE. En el panel izquierdo, mostramos la solución usando la SFH sfh2exp y en la derecha usando la SFH sfhdelayed	54
4.9	Reproducción de los colores de WISE con X-CIGALE: a la izquierda, para la función sfh2exp y a la derecha para la función sfhdelayed . En todos los gráficos, los puntos azules son las medianas de WISE de cada bin y los puntos rojos o verde son las medianas de X-CIGALE de los ajustes con $\chi_{red}^2 < 1$	55
5.1	Comparando las masas estelares determinada por X-CIGALE (poblaciones jóvenes + viejas) con las masas de los bulbos obtenidas usando la ecuación 5.1 según lo estimado por Ramsden et al. (2022).	60
5.2	Variación de la SFR en función de la M_{bulbo}	61
5.3	Variación de SFR en función de la luminosidad AGN (izquierdo) y la relación de Eddington (derecho).	61
5.4	Variación de la razón de Eddington con la masa del bulbo.	63

5.5	SBHAR vs. sSFR a diferentes <i>redshifts</i> . QSOs identificado como EO (edge-on), tienen ángulo ψ más pequeño que 61 % de los QSOs. La línea roja, horizontal-truncada es el límite de Eddington y la línea diagonal la relación uno a uno. También se incluyó límites para “ <i>Green Valley</i> ” (línea vertical verde) y <i>quenching</i> (línea vertical roja) según Bait et al. (2017).	65
-----	--	----



Índice de tablas

1.1	Densidad espacial de objetos (Osterbrock & Ferland, 2006).	4
2.1	Descripción de la evidencia proporcionada por diferentes rangos de ΔBIC contra un BIC alto.	30
2.2	Entradas utilizadas en <i>X-Cigale</i>	31
3.1	Muestras de QSOs; los porcentajes se refieren sólo a la muestra total.	34
3.2	Medianas de los QSO de HQLWISE de los 14 bins a diferente <i>redshift</i> . Los números en la columna 4 dan el número de QSO con las medidas de las masas del BH, usando las líneas de emisión de Mg II o C IV, en comparación con el número total de QSO HQLWISE en cada bin. Teniendo en cuenta que cuando ambas líneas están presentes en un espectro, solo usamos la masa determinada usando la línea de Mg II.	41
4.1	Los mejores ajustes para la función <i>sfhdelayed</i> con emisión polar; los valores corresponden en las medianas de los modelos con $\chi_{red}^2 < 1$ (61 % de la muestra).	50
4.2	Los mejores ajustes para la función <i>sfh2exp</i> con emisión polar; los valores corresponden en las medianas de los modelos con $\chi_{red}^2 < 1$ (61 % de la muestra).	51
4.3	Mejores ajustes para QSOs con $\chi_{red}^2 > 3$, variando el ángulo ψ	56
4.4	Descripción de los criterios de ajustes para los modelos polar y no polar.	57



CAPÍTULO 1

Introducción

Como se sabe hoy en día, los cuásares (*quasi-stellar radio sources*) y sus homólogos no detectados en radio, los QSOs (*quasi stellar objects*), son objetos claves de estudio para entender la formación y evolución de galaxias en nuestro universo (Weedman, 1988): son ejemplos de las galaxias a alto (*redshift*) donde un SMBHs en su centro está en una fase activa de crecimiento por acreción de materia. Para entender como se llegó a esta conclusión es importante revisar cómo se descubrieron estos objetos. Nota que en esta tesis se usará muchas palabras y acrónimos en inglés, al fin de adaptarse a la literatura especializada en astrofísica.

Todo empezó en los años 40s cuando Carl Seyfert descubrió que algunas galaxias espirales de tipo morfológico temprano (con bulbos masivos de estrellas) mostraban una fuente puntual de radiación muy luminosa en sus centros. Tomando espectros ópticos de estas galaxias, Seyfert descubrió líneas de emisión permitidas de la serie de Balmer (en particular, $H\alpha\lambda 6563 \text{ \AA}$ y $H\beta\lambda 4861 \text{ \AA}$), similar a las que se observa en galaxias espirales de tipo tardío, donde estrellas masivas, O y B, en regiones de formación estelar ionizan el gas interestelar, pero con más altas intensidades y con perfiles Doppler más anchos: $\text{FWHM} = c \times \Delta\lambda/\lambda \sim 10^3 \text{ km s}^{-1}$, comparado con $\text{FWHM} \sim 10^2 \text{ km s}^{-1}$ en región de formación estelar en galaxias normales. Además, Seyfert notó diferencias en los perfiles de líneas de emisión que él usó para separar las galaxias Seyfert en dos tipos: las más luminosas, las Seyfert 1 (Sy1), con líneas más anchas ($\text{FWHM} \geq 1000 \text{ km s}^{-1}$), con un continuo creciendo en el azul y evidencia de líneas de alta ionización (en particular hierro), y las Seyfert 2 (Sy2), de menos luminosidad y con líneas menos anchas que las Sy1 ($500 \leq \text{FWHM} < 1000 \text{ km s}^{-1}$), donde el continuo en el azul es más débil, y donde se ven líneas de absorción debido a la galaxia anfitriona. Las galaxias Seyfert hoy en día hacen parte de una familia especial y rara ($\sim 10\%$) de galaxias a bajo *redshifts* con un AGN.

Aunque el estudio de Seyfert fue importante, el significado real de este descubrimiento no apareció antes del descubrimiento de los cuásares. En los años 60s se descubrieron fuentes

de radio intensas (parte del catálogo 3C) en objetos con apariencia de estrellas y con colores muy azules ($U - B \leq -0.4$). Haciendo el seguimiento espectroscópico de algunos de estos objetos, se observó líneas de emisión muy intensas y anchas, con $\text{FWHM} > 10^3 \text{ km s}^{-1}$, similares a las que se observa en Sy1, pero, al principio, desconocidas. Debido a que estos objetos parecían estrellas en el óptico, (Figura 1.1), se clasificaron como fuentes de Radio Casi Estelares (o *Quasi Stellar Radio Sources*). Este nombre eventualmente se simplificó a cuásar, tal que sugerido por Chiu (1964).

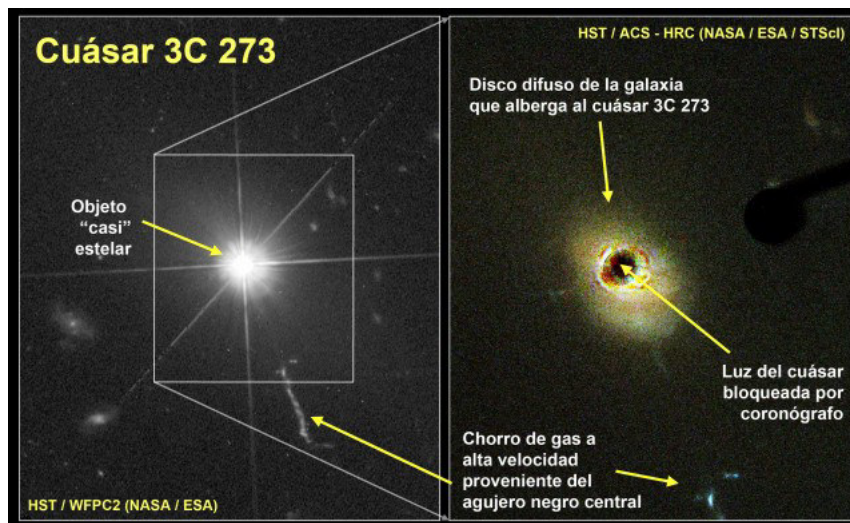


Figura 1.1: Imágenes del primero cuásar descubierto, 3C 273 observado por el Telescopio Espacial Hubble. La imagen de la izquierda muestra un objeto no resuelto, parecido a una estrella. Sin embargo, se nota un chorro óptico coincidente con el chorro que se detectó en radio (compatible con eyección de masa a alta velocidad). En la imagen derecha se utilizó un coronógrafo que bloquea la luz del cuásar dejando ver su galaxia anfitriona ¹

En la época del descubrimiento de los cuásares se pensaba que estos objetos podrían ser un tipo nuevo de estrellas. En 1963, Hazard et al. (1963) publicaron un artículo sobre la ocultación de la fuente luminosa 3C 273 por la luna. Gracias a ese evento, por primera vez se pudo determinar la posición de esta fuente de radio en el cielo con una precisión mejor que 1 segundo de arco. Esta medición confirmó la apariencia casi-estelar en el óptico de 3C 273. Sin embargo, para confirmar si se trataba de una estrella o un objeto extragaláctico, era también necesario determinar su distancia. En 1963, Schmidt (1963) identificó las líneas de la serie de Balmer, $H\beta$, $H\gamma$ y $H\delta$ y además líneas de emisión de Mg II con $\lambda \sim 2798 \text{ \AA}$ y $[\text{O III}]$ con $\lambda \sim 5007 \text{ \AA}$, confirmando que se trataba de una fuente extragaláctica a un *redshift* muy alto de $z = 0.158$. Este trabajo sirvió de base para identificar las líneas y el *redshifts* de otros cuásares: para 3C 48 encontraron $z = 0.367$, para 3C 196, $z = 0.871$ y para 3C 286, $z = 0.849$. En general se observó que la mayoría de los cuásares eran a alto *redshift*, eliminando de una vez por todo la idea que son estrellas.

En 1966, Sandage (1966) publicó un resultado altamente significativo basado en un estudio de colores ($U - B$ vs. $B - V$) en placas fotográficas, donde demostró que la mayoría de

¹<https://esahubble.org/images/opo0303a/>

objetos con color azul ($U - B < -0.4$) y apariencia estelar, pero no detectados en radio, también muestran espectros ópticos similares a los cuásares. Eventualmente, se determinó que la mayoría de los cuásares ($\sim 90\%$) no emiten en radio (casi-stellar objects, QSOs). Hasta la fecha la razón porqué sólo 10% de los cuásares emiten en radio es aún desconocida (ver discusión en [Coziol et al., 2017](#)). Este fenómeno es además curioso, considerando que ambos objetos, cuásares y QSOs, puede emitir ampliamente radiación en las demás banda del espectro electromagnético, desde los rayos X hasta el infrarrojo.

Sin embargo, el hecho que los QSOs están a alto *redshifts* implica que sus luminosidades son extremas: del orden de 100 veces mayor que la luminosidad típica que emiten la totalidad de las estrellas en una galaxia elíptica gigante (como se encuentran en el centro de cúmulos de galaxias). Además, la luminosidad puede variar en escalas de tiempo que van desde meses hasta unas pocas horas. Esta variación incluso es más rápida en los rayos X que en el óptico, sugiriendo que la radiación de alta energía es emitida en una región menos extendida que la región que emite en el óptico. En general la variabilidad rápida de la luminosidad permite establecer un límite superior en la dimensión de la zona de emisión de los QSOs del orden de 10^{-6} pc. Esta característica implica que la fuente de energía es concentrada en una región muy compacta ([Schneider, 2015](#)). Además, la alta luminosidad implica que no puede ser impulsada por la fusión nuclear en estrellas, porque este proceso sólo convierte el 0.7% de la masa en energía. A partir de esto se concluyó que sólo se puede explicar la alta producción de energía de los QSOs por la materia cayendo a la superficie de un agujero negro formando un disco de acreción, con un factor típico de conversión masa-energía del 10% ([Lynden-Bell, 1969](#); [Rees, 1978](#); [Soltan, 1982](#); [Netzer, 1985](#); [Rawlings & Saunders, 1991](#)).

Para las galaxias Seyfert, el hecho que los espectros de Sy1 son similares a los espectros de los QSOs sugiere un motor común de la actividad en todos los AGN, quiere decir, un disco de acreción formado por materia cayendo en un agujero negro (BH). De acuerdo con esta idea, [Meurs & Wilson \(1984\)](#) compararon la función de luminosidad de las dos, Sy1 y QSOs, demostrando que son comparables a alta luminosidad (ver Figura 1.2). Por lo tanto, se pensó que los QSOs podrían ser la extensión de las Sy1s a alta luminosidad; o más bien la Sy1 la extensión de los QSOs a baja luminosidad. Un primer escenario posible para explicar la diferencia de luminosidad sugiere que las galaxias Seyfert forman BHs menos masivos que los QSOs. Sin embargo, un escenario más completo, incluyendo las Sy1 y otras galaxias, podría ser que los QSOs son relacionados de manera evolutiva a todas las galaxias cercanas. Esto sería conforme con la observación de una gran abundancia de QSOs en una época temprana (con *redshift* $z > 1$), aunque hoy en día, los QSOs tan sólo representan una pequeña fracción de las galaxias (ver la Tabla 1.1). Efectivamente, se demostró que los QSOs son más numerosos y más luminosos a alto *redshift* que a bajo *redshift*, compatible con modelos de evolución en densidad y luminosidad ([Schmidt, 1972](#); [Braccesi et al., 1980](#); [Verón, 1986](#); [Yee & Green, 1987](#); [Boyle et al., 2000](#); [Richards et al., 2006b](#); [Croom et al., 2009](#)).

Otra evidencia, compatible con un escenario general de evolución de galaxias para los AGN, es el estudio morfológico de los QSOs observados con el telescopio Hubble ([Bahcall et al., 1997](#)). En la Figura 1.3 las imágenes muestran un rango más diverso de morfología que la morfología típica de galaxias espirales de las Sy1s. Más específicamente, para los cuásares *Radio-loud* vemos estructuras más compactas que en las *Radio-quiet*, con evidencias de interacción y/o fusión de galaxias, mientras que para los QSOs se distinguen muchos discos espirales que parecen no perturbados. En general, las evidencias de interacción y/o

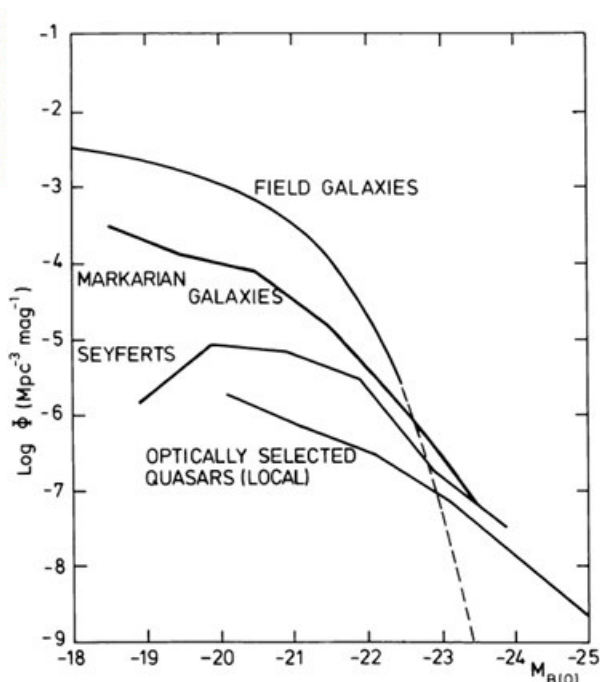


Figura 1.2: En este gráfico se compara las funciones de luminosidad de las galaxias Seyfert, las galaxias *starburst* (Markarian) y las galaxias normales (Field) con la función de luminosidad de los QSOs. Según Meurs & Wilson (1984), los QSOs son equivalentes a Sy1s con más altas luminosidades.

Tipo de Objetos	Cantidad de Objetos/Mpc ³
Galaxias de Campo	10 ⁻¹
Galaxias Luminosas	10 ⁻²
Galaxias Seyfert	10 ⁻⁴
Radio Galaxias	10 ⁻⁶
QSOs	10 ⁻⁷
Cuásares	10 ⁻⁹

Tabla 1.1: Densidad espacial de objetos (Osterbrock & Ferland, 2006).

fusión de galaxias parecen más frecuentes que en galaxias a bajo *redshifts*. Esta observaciones concuerdan con el modelo jerárquico de formación de galaxias donde galaxias masivas se forman por fusión de galaxias (o proto-galaxias) menos masivas.

Con base a estas observaciones, se puede inferir que los QSOs corresponden a una fase primordial o primitiva en la formación de galaxias, donde se forman los SMBHs en sus centros (Cavaliere & Szalay, 1986; Silk & Rees, 1998; Miller et al., 2003; Di Matteo et al., 2005; Lapi et al., 2006; Hopkins et al., 2007; Elbaz et al., 2009; Letawe et al., 2010; Treister et al., 2010). ¿Como crecen los SMBHs y cual es la importancia de este proceso para la formación de galaxias? son dos asuntos de investigación muy activo en la astrofísica moderna.

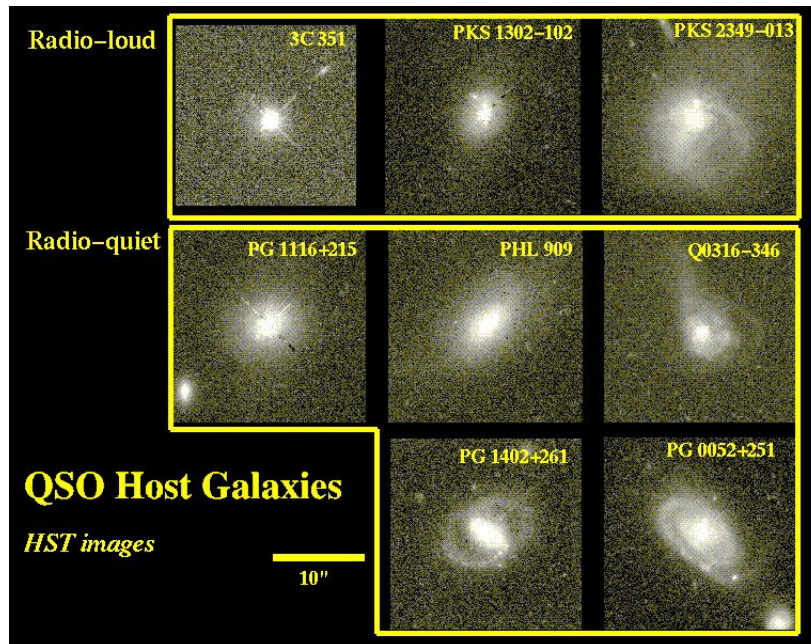


Figura 1.3: Imágenes del HST tomada por Bahcall et al. (1997). Podemos ver que aunque los cuásares *Radio-loud* son más compactos que los *Radio-quiet*, ambas muestran evidencia de perturbaciones. Los QSOs, del otro lado, muestran más evidencia de discos espirales, casi no perturbado.

1.1 La formación estelar en QSOs y su relación con la formación de galaxias

Un estudio muy relevante relacionando los QSOs a la formación de las galaxias, es el trabajo publicado por Madau et al. (1998), donde se determinó la evolución cosmológica de la tasa de formación estelar en galaxias. Una versión actualizada de esta relación es reproducida en la Figura 1.4 (Madau & Dickinson, 2014). En esta figura se puede distinguir un aumento de la formación estelar en galaxias a partir de $z = 8$ hasta un pico a un *redshift* $z = 2$ y un decrecimiento hasta hoy ($z = 0$). Este comportamiento se presentó con una evidencia en favor del modelo de formación jerárquica de galaxias (Madau et al., 1998; Madau & Dickinson, 2014). Sin embargo, lo más interesante fue que el mismo año Boyle & Terlevich (1998) publicaron un artículo donde compararon la curva en Madau et al. (1998) con la curva de densidad en luminosidad de los QSOs, mostrando una evolución similar con el *redshift*. En la Figura 1.5 publicado por Madau & Dickinson (2014), se compara la evolución de la formación estelar en galaxias (curva negra) con la historia de acreción de materia en BH (curva roja) donde vemos una evolución en el tiempo comparable. Estas observaciones sugieren que la formación de los BHs siguen en paralelo la formación de galaxias.

Para verificar la hipótesis de evolución en paralelo, un paso importante fue determinar las masas de los BHs en AGNs a partir de observaciones usando el método de tiempo de reverberación (Blandford & McKee, 1982; Peterson, 1993). El método consiste en mapear la variación de perfil de líneas anchas en función de la variación en luminosidad del continuo: si la fuente de ionización de estas líneas es el continuo mismo, la variación del perfil aparecerá

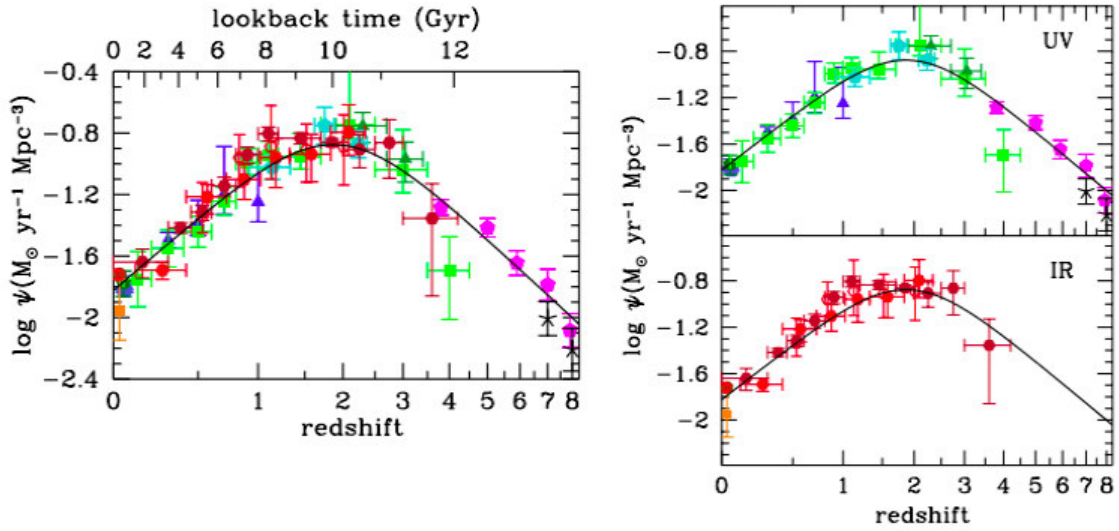


Figura 1.4: La historia cósmica de la formación de estrellas: panel izquierdo, curva total, UV + IR; panel superior derecho, banda UV, panel inferior derecho, banda IR (Madau & Dickinson, 2014).

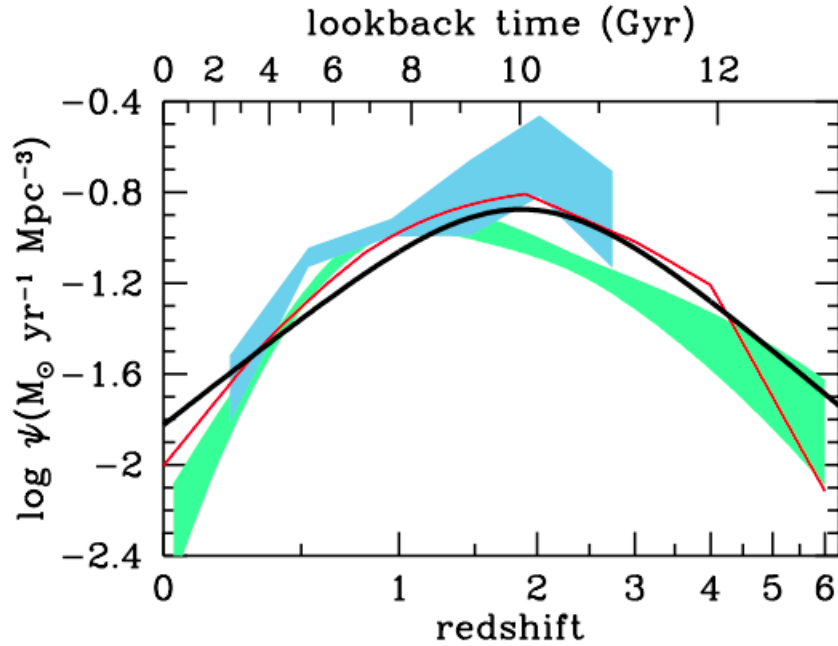


Figura 1.5: Comparación por Madau & Dickinson (2014) de la historia cósmica de formación de estrellas, curva sólida gruesa, con la historia de acreción de materia en agujeros negros masivos en rayos-X (curva roja; Shankar et al., 2009); (Aird et al., 2010, sombreado verde;), y en el infrarrojo (sombreado azul claro; Delvecchio et al., 2014).

después de la variación en el continuo, retrasada por un tiempo τ , dependiendo de la distancia de la región de líneas anchas (BLR) del disco de acreción, $R_{BLR} \leq c\tau$, donde c es la velocidad de la luz. La aplicación de este método demostró que los BHs son súper masivos (SMBHs) con una masa típica del orden de 10^8 hasta $10^9 M_{\odot}$ (Peterson et al., 2004). Este último resultado confirmó el modelo de acreción: la materia formando un disco de acreción convierte aproximadamente el 10 % de la masa en energía, siguiendo la relación, $L = \eta \dot{m} c^2$, donde \dot{m} es la tasa de acreción y $\eta \sim 0.1$ es el factor de eficiencia de transformación de masa en energía. Esta relación sugiere, además, que un BH se puede transformar en SMBH en sólo 10^8 años (Schneider, 2015).

Otro paso importante para la teoría de AGN fue el descubrimiento de una relación entre la masa del SMBH (M_{BH}) y la dispersión de velocidad de las estrellas del bulbo (σ) de las galaxias anfitrionas $M_{BH}-\sigma$, ya que, una vez que se aplica a otras galaxias sugiere una relación estrecha en la formación de ambas estructuras (Magorrian et al., 1998; Ferrarese & Merritt, 2000; Gebhardt et al., 2000; Häring & Rix, 2004; Gültekin et al., 2009; Graham et al., 2011).

A partir de estas observaciones se generó la preocupación de entender ¿cómo la formación de un SMBH se integra en el proceso de formación de galaxias? El problema es el siguiente: la formación de un SMBH por acreción implica que una gran cantidad de gas debe de caer en un pozo de potencial gravitacional. Pero, no importa la forma del potencial (con un halo o sin halo de materia oscura), este gas debe colapsar aún más para formar estrellas. Considerando que el único proceso conocido para formar un BH pasa por la evolución de una estrella masiva, esto implica que la formación inicial de un SMBH debe pasar por una fase violenta de formación estelar, compatible con *starburst* o una fase de fusión.

Como las primeras estrellas que se formaron en el Universo (estrellas de Población III, *Pop III*) tenían metalicidad cero, estas deberían de haber sido muy masivas, del orden de $100 M_{\odot}$ o más, y su evolución hacia un BH debería haber ocurrido en un tiempo muy corto, del orden de 10^6 años o mucho menos. Siendo así, algunas de las preguntas que surgen en este modelo son las siguientes: 1) ¿Las estrellas de Pop III pasaron por una fase supernova (SN) o colapsaron directamente en BHs? 2) Si la evolución fue por SN, ¿Cual fue el efecto de las SNs sobre la formación estelar de las galaxias anfitrionas y de los BH primordiales? 3) ¿En que tipo de estructura y masa se formaron las primeras estrellas (proto-galaxias con $M \sim 10^{6-7} M_{\odot}$ o estructuras similar a cúmulos globulares con $M \sim 10^{5-6} M_{\odot}$)? 4) ¿Para aumentar sus masas, los BHs crecerán primordialmente por fusión o por acreción de gas de su ambiente? 4. ¿Qué pasó con el gas que no cayó directamente en el BH?, ¿Puede este gas formar más estrellas? En respuesta a estas diferentes preocupaciones se sugirió que las primeras estructuras que se formaron en el Universo no podían haber estado en equilibrio (como cúmulos globulares o galaxias espirales, soportada por presión dinámica o rotación), pero que estaban en colapso, de forma irregulares, muy masivas y ricas en gas, con núcleos densos de formación estelar. Estas son las proto-galaxias. Además, se podría también sugerir que las galaxias se formarán desde su interior, donde el bulbo y el SBMH se formarán primero (Coziol et al., 2000), consistente con la relación $M_{BH}-\sigma$.

La existencia de la relación $M_{BH}-\sigma$ también nos lleva a otra pregunta importante ¿Cómo se hace la conexión física entre la formación de las estrellas en el bulbo de la galaxia anfitriona y la formación del SMBH en su centro? Se ha sugerido (e.g., Silk & Rees, 1998) que existe alguna clase de retroalimentación (*AGN feedback*) que actúa para regular la formación de estrellas en el bulbo: La energía producida por la caída del material en el disco de acreción,

produce movimiento de masa de gas y polvo (*outflow*, OF) que empujando hacia afuera puede interferir con la formación estelar de la galaxia anfitriona, limitando la masa de su bulbo de estrellas; también podría actuar sobre la masa cayendo en el BH, limitando su masa mucho antes de llegar al límite de Eddington. Alternativamente, una formación rápida de los bulbos de galaxias podrían agotar rápidamente el gas para la formación de estrellas y limitar al mismo tiempo la masa de gas que puede acretar el BH.

¿Cómo se puede relacionar estos dos procesos con la evolución de la formación de estrellas en galaxias y la formación y evolución de los SMBHs (Figura 1.5)? La evolución de la formación estelar cósmica sugiere que la formación de galaxias y de los SMBHs tomó apenas 2.38 Gyr² después de la reionización, para llegar a su punto máximo. Del otro lado, la reionización, el momento en que el gas del universo pasa de estar neutro a estar ionizado por las primeras estrellas que se formaron, sucedió cuando la edad del cósmica era apenas 0.87 Gyr (a $z = 6.28$, determinado a partir de las observaciones del (a $z = 6.28$, tal que determinado por observación del Gunn-Peterson trough; Becker et al., 2001) y después de la recombinación a $z = 1080$ (0.37 Myrs), deja muy poco tiempo para la formación de las primeras estructuras. En estas condiciones ambos *starburst* y vientos de AGN son favorecidos.

Sin embargo, también se necesita considerar cómo el ambiente donde se forman las galaxias puede influir sobre su formación y evolución. Desde los estudios de Hubble, sabemos que las galaxias muestran diferentes morfologías: de galaxias elípticas (E) y galaxias lenticulares (S0), pobres en formación estelar y polvo, pero ricas en estrellas viejas, hasta galaxias espirales (e irregulares) ricas en polvo y con diferentes tasas de formación estelar relacionada por la masa del bulbo; la masa del bulbo disminuye a medida que la tasa de formación estelar aumenta de Sa/Sb hasta Sc e Irr. También, gracias a los estudios de Dressler (1980), sabemos que la morfología de las galaxias cambia con la densidad de sus ambientes: las galaxias tempranas se encuentran en ambientes más densos que galaxias tardías. Finalmente, con el estudio de Sandage (1986), se sabe que las galaxias elípticas formarán sus estrellas en un tiempo corto en comparación con las galaxias espirales. Todos estos elementos se combinan en un modelo donde la curva de evolución de los SMBHs debe seguir el modelo jerárquico-sesgo de formación de galaxias, donde el número de fusión de proto-galaxias varía con la densidad del ambiente: mientras más alta sea la densidad del ambiente, más alta sería la tasa de fusión de proto-galaxias, más alta la masa del SMBH, y más alta y rápida la formación de estrellas del bulbo (Coziol, 1996; Coziol et al., 1998).

Siguiendo el modelo jerárquico-sesgo (Longair, 2013; Loeb, 2008), las galaxias se forman primero en las regiones más densas, que son muy pocas, explicando porqué la SFR es baja a alto *redshift* en el diagrama de Madau & Dickinson (2014). Con el tiempo la formación de galaxias llega a ambientes menos densos, que son mucho más comunes, explicando el aumento de la densidad de formación estelar de $z = 8$ hasta $z = 2$. Después de la culminación de la densidad de formación estelar, entre $z = 2$ y $z = 1$, la formación de galaxias espirales en ambientes aún menos densos empieza a dominar (ambientes menos densos permiten al gas de formar discos alrededor de bulbos menos masivos). Con el tiempo, la densidad de formación estelar baja gradualmente porque ya hay menos gas intergaláctico disponible para formar galaxias. Esta evolución también sugiere un cambio de tipo de AGNs de alto a bajo *redshift*: de SMBHs en galaxias temprana (*early-type*; QSOs) en cúmulos de galaxias, a BH menos

²<http://www.astro.ucla.edu/~wright/CosmoCalc.html>

masivos y menos activos en galaxias espirales tardía (*late-type*) en el campo (Sy1s, Sy2s). Esto explica en el diagrama de [Madau & Dickinson \(2014\)](#) la evolución en paralelo de la formación de galaxias y la formación de los SMBH en sus centro.

1.2 Cómo integrar la formación de los SMBHs en la formación de galaxias

En 1988, [Sanders et al. \(1988\)](#) publicaron un artículo significativo sobre las galaxias ULIRGs, donde sus espectros en el óptico se puede interpretar asumiendo una mezcla de *starburst* y AGNs. Efectivamente, [Veilleux et al. \(1997\)](#) demostraron que a medida que la luminosidad IR de una galaxia ULIRG aumenta, la probabilidad de observar un AGN en su espectro óptico también aumenta. En este artículo [Sanders et al. \(1988\)](#) también propusieron que estas galaxias podrían ser los progenitores de los QSOs. Además, demostraron que las ULIRGs son ejemplos en el universo cercano de fusión de galaxias espirales ricas en gas, conforme con el modelo jerárquico-sesgo y la observación de QSOs. Esta fusión produce una *starburst* donde, muy rápidamente, la producción de polvo esconde la región central de las galaxias, y donde los SMBHs de las galaxias en interacción pueden fusionarse (de hecho, algunas muestran 2 núcleos en sus espectros). Por lo tanto, ellos sugirieron que las ULIRGs podrían ser una fase primordial de QSOs escondido en polvo: cuando el polvo es destruido o empujado por vientos de AGN la luz intensa del QSO finalmente aparece en su espectro óptico.

Alternativamente, [Blain et al. \(1999\)](#) publicaron una versión de la curva de evolución de formación estelar cósmica de [Madau et al. \(1998\)](#) con base en observaciones submilimétricos (Figura 1.6) sugieren que la densidad de formación estelar en galaxias continúan subiendo después de un $z = 2$ y se queda constante después de un $z = 3$. Esto fue interpretado por [Blain et al. \(1999\)](#) como evidencia de formación de galaxias escondidas por polvo (donde la luz es producida puramente por polvo calentado por *starburst*). Pero esto podría ser interpretado como una mezcla de *starburst* y AGN ambos responsables por la luminosidad en el IR (*Infrarrojo*), consistente con el modelo de [Sanders et al. \(1988\)](#). En la Figura 1.7 mostramos la evolución de SFR en los QSOs luminosos en WISE que [Coziol et al. \(2015\)](#) determinaron a partir de una relación empírica entre la SFR y el color W2-W3 ([Torres-Papaqui et al., 2020](#)). Aunque la calibración de la SFR basada en el color W2-W3 puede ser subestimada, en primer análisis la evolución parece seguir mejor la relación de [Blain et al. \(1999\)](#) que la relación de [Madau & Dickinson \(2014\)](#).

En la Figura 1.8 (a) mostramos algunas imágenes de ULIRGs tomadas por el HST. En esta imagen se confirma que el fenómeno ULIRGs es debido a la interacciones de galaxias espirales. Del otro lado, en la Figura 1.8 (b) se muestran imágenes del HST de QSOs. Aunque tienen evidencia de interacciones y/o fusiones, no es nada seguro que las galaxias que estén interactuando son galaxias espirales. Además, si se toma en cuenta que mostramos en la Figura 1.3, hay muchas más galaxias con morfología temprana en la muestra de QSOs que en la muestra de ULGIRs. En general, las galaxias anfitrionas de los QSOs parecen tener una evolución más avanzada o rápida que en el modelo de fusión de galaxias espirales. De hecho, según el modelo jerárquico-sesgo el ambiente donde se forma galaxias espirales no es el mismo donde se forman las galaxias elípticas y por lo tanto se espera que las galaxias formen sus estrellas más rápidamente ([Sandage, 1986](#)).

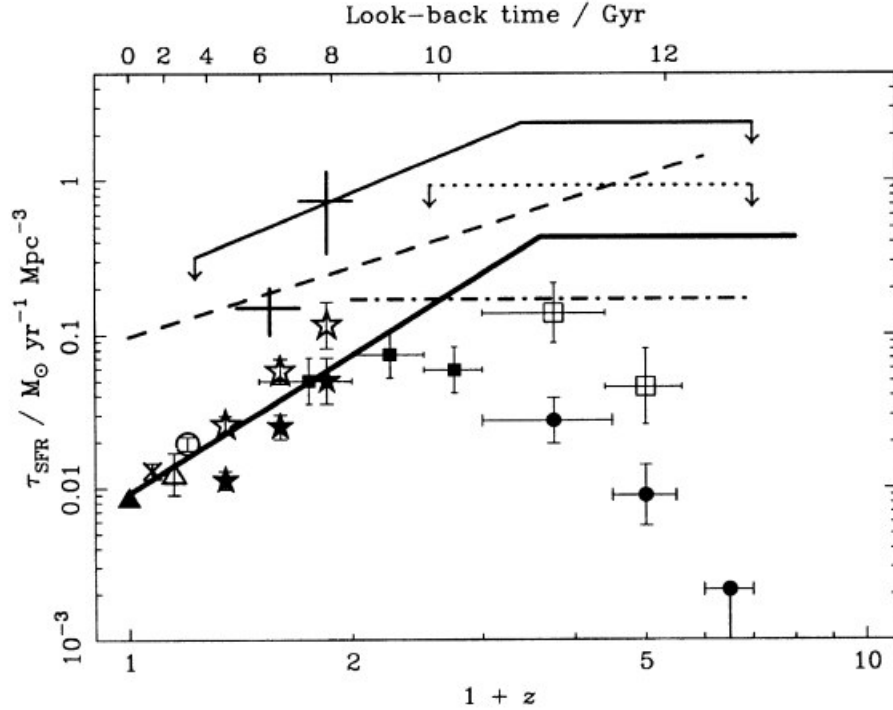


Figura 1.6: Historia de formación estelar derivadas a partir de observaciones en sub-milimétrico (línea continua gruesa) hecho por [Blain et al. \(1999\)](#) usando el instrumento SCUBA en el JCMT: las observaciones sugieren que a un *redshift* mayor a 3 la SFR está en una fase *starburst* escondida por polvo, consistente con el modelo ULIRGs a bajo *redshifts*.

Hay aún más problemas con el modelo de ULIRGs como progenitores de QSOs en general. Uno es que no se explica cómo se forman los SMBHs en este modelo. Desde el descubrimiento reciente de las ondas gravitacionales, sabemos que la fusión de BHs es un proceso común en el universo (*The LIGO Scientific Collaboration; Abbott et al., 2016*). Aunque las primeras ondas gravitacionales observadas corresponden a BHs tipo estelar (con masa $< 100 M_{\odot}$; ver Figura 1.9), una observación reciente parece corresponder a un BH de $160 M_{\odot}$ ([Abbott et al., 2020](#)). La importancia de esta observación viene del hecho que un BH tan masivo no se puede crear por el proceso de SN, porque las estrellas masivas, hoy en día, están limitadas a $100 M_{\odot}$ (con algunas raras excepciones, como: NGC 3603-A1, WR 21a y WR 20A). Por lo tanto, sólo la fusión de BHs puede explicar un BH de $160 M_{\odot}$. Como las masas de los BHs originales deben haber sido muy altas, cerca o arriba del límite en masa de estrellas normales, esto sugiere que la formación de este BH corresponde a múltiples generaciones de fusión de BHs. Este proceso es consistente con el modelo de formación de semillas de SMBH: durante la fusión de proto-galaxias se forman cúmulos de estrellas masivas de Pop III, con 10^6 a 10^7 estrellas, que evolucionan rápidamente en BH, los cuales fusionan para producir un semilla de SMBH, con masa del orden de 10^5 a $10^6 M_{\odot}$. Después de su formación tal SMBH aumentara rápidamente su masa por acreción, hasta 10^8 a $10^9 M_{\odot}$ (e.g., [Pezzulli et al., 2016; Valiante et al., 2017; Regan et al., 2017; Banik et al., 2018](#)).

El otro punto oscuro con los modelos de [Sanders et al. \(1988\)](#) y [Blain et al. \(1999\)](#) es

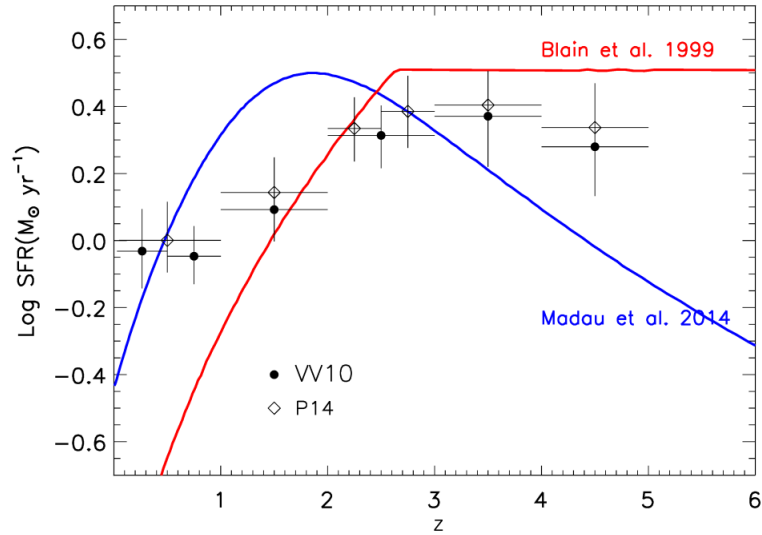


Figura 1.7: Variación de la tasa de formación estelar en una muestra de QSOs de WISE determinada a partir del color W2-W3 (Coziol et al., 2015; Torres-Papaqui et al., 2020), comparando una muestra de QSOs (VV10) de Verón y Verón (2010) y (P14) Pâris et al. (2014). El pico de SFR aparece a mas alto *redshift* que en el modelo de Madau & Dickinson (2014) y no hay evidencia clara que la SFR baja a más altos *redshifts*.

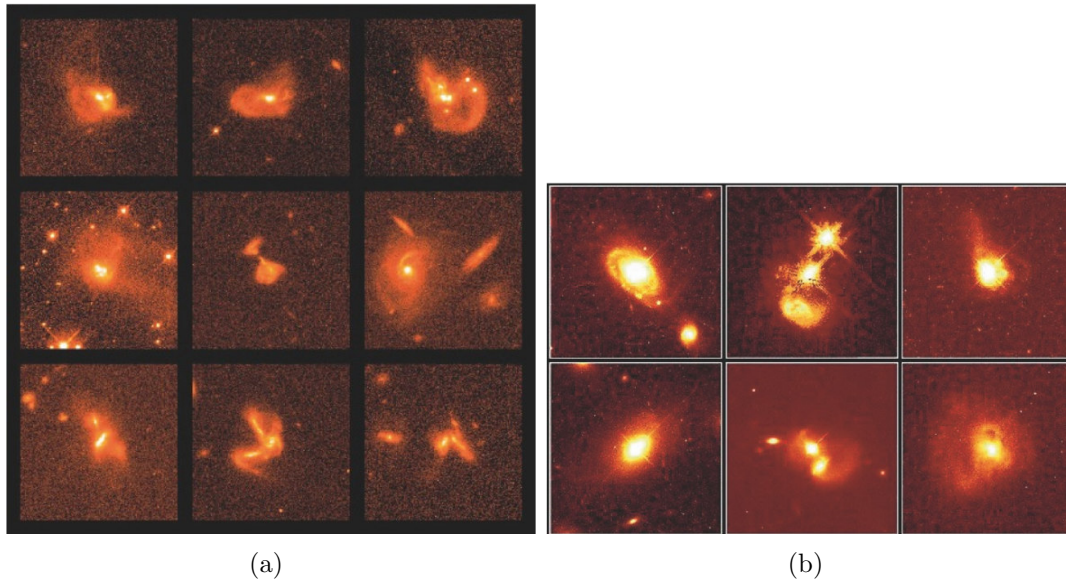


Figura 1.8: a) Mosaico de 9 imágenes del HST donde muestran diferentes ULIRGs. Todas muestran evidencia clara de interacción entre dos o más galaxias espirales; Crédito: NASA, STScI, K.Borne, L.Colina, H. Bushouse & R.Lucas; b) Imágenes de QSOs del HST, donde también se ve evidencia colisión de galaxias, pero sin morfología clara, que sugiere etapa de interacción/fusión más avanzada que para las galaxias ULIRGs; Crédito: J. Bahcall (Institute for Advanced Study, Princeton), M. Disney (University of Wales) y NASA.

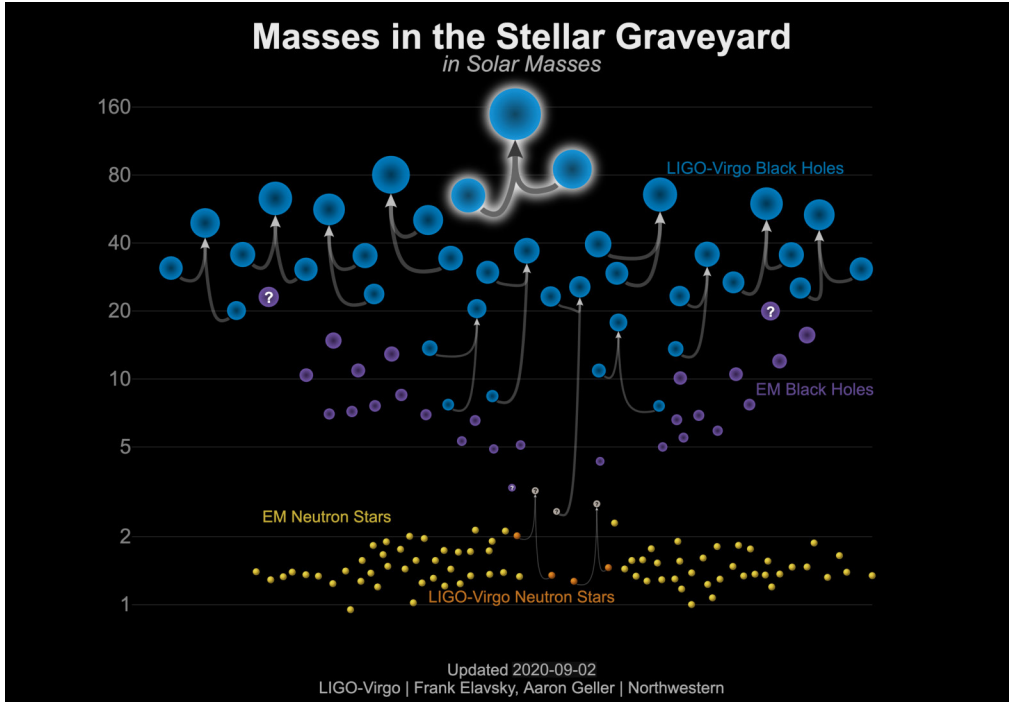


Figura 1.9: Comparación de las masas de los BHs formados por fusión, observados por ondas gravitacionales, con otros objetos compactos relacionados a la evolución de estrellas masivas. Crédito: LIGO-Virgo/Aaron Geller/Northwestern University <https://www.ligo.caltech.edu/image/ligo20211107a>

¿Cómo se produce el polvo para ocultar los QSOs? Como sólo se producen metales por las estrellas, está claro que brotes de formación estelar potentes deben haber sido activados durante la formación de los bulbos de galaxias. Consistente con esta interpretación, en 2011 [Neri-Larios et al. \(2011\)](#) mostraron que la metalicidad de los AGNs aumenta con su luminosidad y con la masa de los SMBHs (ver Figura 1.10). Esto implica un aumento de SFR con el *redshift* sugerido por [Coziol et al. \(2015\)](#) en el caso de los QSOs de WISE.

1.3 Observaciones claves para encontrar una conexión significativa entre la formación de los SMBHs en la formación de galaxias

Hay tres observaciones claves a considerar en la búsqueda de una conexión entre la formación de los QSOs y la formación de sus galaxias anfitrionas. La primera es que los SMBHs con masas del orden de $10^9 M_{\odot}$ existen a un *redshift* $z \sim 6$ ([Fan et al., 2003](#); [Mortlock et al., 2011](#); [Wu et al., 2015](#); [Bañados et al., 2018](#); [Yang et al., 2020](#); [Wang et al., 2022](#)). Este hecho observacional enfatiza lo rápido que debe ser el proceso de formación de los SMBHs ([Woods et al., 2019](#); [Inayoshi et al., 2020](#); [Pacucci & Loeb, 2022](#)). Por ejemplo, consideramos J0313-1806, que es el QSOs más lejano descubierto hasta ahora, a un *redshift* $z = 7.642$ ([Wang et al., 2021](#)). Basándonos en sus líneas de emisión y adoptando una cosmología estándar

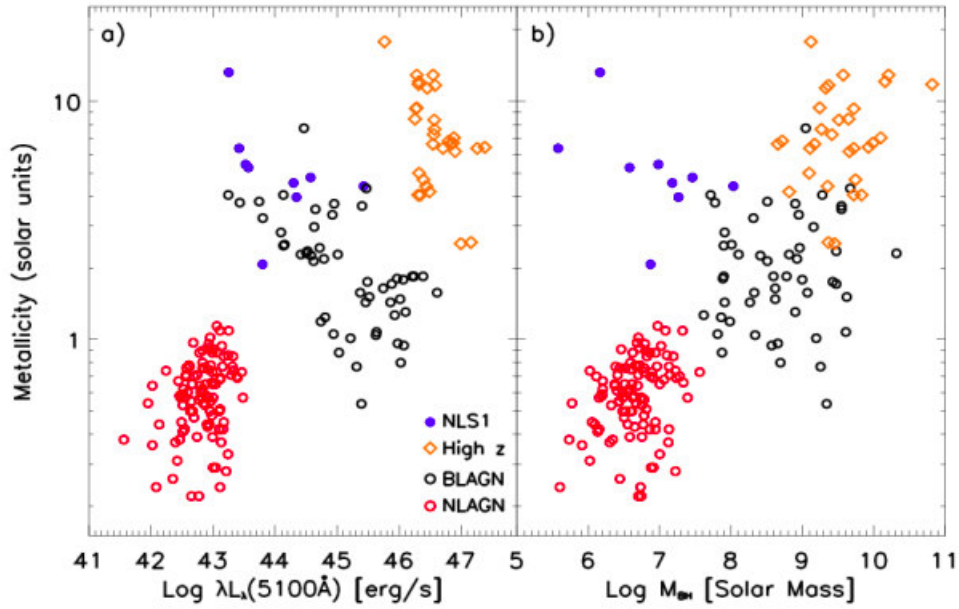


Figura 1.10: a) Metalicidad en unidad solar, Z/Z_{\odot} , en función de la luminosidad a 5100 Å, y b) en función de las masas de BHs (Neri-Larios et al., 2011). La metalicidad del gas aumenta con la masa del BH.

(con $H_0 = 70 \text{ km s}^{-1} \text{ Mpc}^{-1}$, $\Omega_{DM} = 0.30$ y $\Omega_{\Lambda} = 0.70$), este QSO, que aparece a una edad relativamente joven en el universo, un tiempo cosmológico (CT) de sólo 0.667 Gyr, ya habría alcanzado una masa de $(1.6 \pm 0.4) \times 10^9 M_{\odot}$. Ahora, suponiendo que la formación del SMBH comenzó justo después de la recombinación en $z = 1,080$, esto implica un tiempo de formación muy corto de 6.67×10^8 años. ¿Cómo la formación puede haber sido tan rápida? Por ejemplo, suponiendo que la masa del BH aumenta únicamente por acreción, con una tasa de $\dot{M}_{BH} = (1 - \eta)\dot{m}_{acc}$ y asumiendo una eficiencia típica $\eta = 0.1$, implicaría una tasa constante de acreción del del orden de $\dot{m}_{acc} \sim 3 M_{\odot} \text{ yr}^{-1}$. Esto es ligeramente inferior a la tasa de acreción necesaria para producir su luminosidad bolométrica observada, $L_{bol} = 3.6 \times 10^{13} L_{\odot}$ o $\sim 0.7 L_{Edd}$. Sin embargo suponer una tasa de acreción constante justo después de la recombinación es altamente improbable, considerando que \dot{m}_{acc} varía a medida que crece la masa del BH, y su propio crecimiento está enredado con el proceso de la formación de su galaxia anfitriona, que dentro del contexto de formación de estructuras jerárquicas es un fenómeno físico complejo, altamente no lineal. Esta dificultad explica porqué algunos investigadores han considerado tasa de acreción súper-Eddington, aunque no es claro como esto es físicamente posible.

La segunda pista en la búsqueda de una conexión entre la formación de los QSOs y la formación de sus galaxias anfitrionas es la relación $M_{BH}-\sigma$ (Magorrian et al., 1998; Ferrarese & Merritt, 2000; Häring & Rix, 2004; Gültekin et al., 2009; Graham et al., 2011). Asumiendo que la relación se aplica a alto *redshifts* (ya que las condiciones para la formación de SMBH posiblemente se determinaron desde el principio; Fan, 2006; Shen et al., 2019), esto produciría para J0313-1806 una dispersión de velocidad $\sigma \sim 323 \text{ km s}^{-1}$ (usando la relación; Graham et al., 2011), que es típico de galaxias elípticas con masa mínima $\sim 1.5 \times 10^{11} M_{\odot}$ según

Reines & Volonteri (2015). Para los QSOs con SMBHs, esto no sólo sugiere que formaran sus galaxias anfitrionas al mismo tiempo que sus SMBHs, sino que también estas galaxias formarán la mayor parte de su estrellas extremadamente rápido, un proceso de formación (o SFH) que es típico de galaxias tempranas (Sandage, 1986; Warner et al., 2003; Bischetti et al., 2021). En estas condiciones, el caso de J0313-1806, por lo tanto, no habría ninguna contradicción.

La tercera pista observacional también implica una rápida formación de galaxias anfitrionas. En cualquier QSO, independientemente del *redshift*, el gas en la región de las líneas anchas que rodea el disco de acreción tiene una metalicidad solar o superior al solar (Hamann & Ferland, 1993; Jiang et al., 2007; Juarez et al., 2009; Śniegowska et al., 2021). Dado que los metales son formados por estrellas, la alta metalicidad del gas que se acumula en torno de un SMBH sólo puede significar tasas muy altas de formaciones estelares (de tipo *starburst*) en el pasado, acompañando la rápida formación de los SMBH (un proceso que también favorece estrellas masivas; un *starburst* con función de masa inicial, IMF, plana). De hecho, un rápido proceso de formación de galaxias parece ser requisito para explicar las diversas relaciones masa-metalicidad observadas en QSOs (Dietrich et al., 2003; Neri-Larios et al., 2011; Matsuoka et al., 2018).

Sin embargo, probablemente el hecho más significativo sobre las abundancias en los QSOs es que la razón de líneas Fe II/Mg II observada en cualquier QSOs a cualquier *redshift* es relativamente alta (entre $z = 2$ y 4 ; De Rosa et al., 2014; Wang et al., 2022). Tomando la razón Fe II/Mg II como “*proxy*” para la razón Fe/α (C, O, Ne, Mg, Si, S), esto sugiere un rápido enriquecimiento en Fe, producida por estrellas que se formaron a una época mucho antes del CT al momento de de observación (Barth et al., 2003; Dietrich et al., 2003; Kurk et al., 2007; Shin et al., 2019). Esta característica podría representar un problema para QSOs a altos *redshifts*, porque, mientras que los elementos α son producidos por SNe tipo II e Ib, el Fe es producido por SNe tipo Ia, que tienen como progenitores estrellas menos masivas con tiempo de vida muy largo en la secuencia principal. Por lo tanto la abundancia de Fe deberá ser retrasada por lo menos por 1 Gyr en comparación con los elementos α . La duración de este retraso es mucho más largo que la escala de tiempo típica para el crecimiento de SMBH por acreción (unos pocos $\times 10^8$ años; Inayoshi et al., 2020). Sin embargo, esta aparente dificultad también podría traducirse en una alternativa interesante, que es que las proto-galaxias que se fusionaron por formar los bulbos de galaxias (Tinsley & Larson, 1979; Silk & Norman, 1981) estaban pobladas por estrellas de Pop III (De Rosa et al., 2014): dado que estas estrellas son masivas y pobres en metales, expulsarían en el ISM muy poco Mg II en comparación con Fe a medida que evolucionan, lo que explica la alta proporción Fe II/Mg II típicamente observada en QSOs (Thomas, 1999).

La hipótesis de proto-galaxias formadas por estrellas Pop III también encajarían bien dentro de un modelo para la formación de semilla del SMBH, basado en el modelo jerárquico de formación de galaxias (Devecchi & Volonteri, 2009; Yajima & Khochfar, 2016; Sakurai et al., 2017; Reinoso et al., 2018): 1) Una gran cantidad de gas primitivo cayendo en mini-halos de materia oscura (DM), con masas del orden de $10^{5-6} M_{\odot}$, forman proto-galaxias donde el IMF esta plana (un medio intergaláctico pobre en metal favoreciendo la formación de estrellas masivas); 2) las estrellas más masivas ($m_{*} \geq 10^2 M_{\odot}$) en el centro de estas proto-galaxias evolucionaran rápidamente en BH que fusionaran para formar semilla de SMBH, con masa del orden de $M_{BH} \sim 10^{3-4} M_{\odot}$; 3) la masa de estas semillas aumentarían rápidamente

3- REMNANTS: Es una fase a bajo *redshifts*, después del pico en densidad de formación estelar, entre $z = 1$ y $z = 2$, donde el gas que se queda en las galaxias para formar estrellas y activar sus SMBHs empieza a ser raro. Esta fase también depende del ambiente: por ejemplo, LINERs y dwarf AGNs concentradas en ambientes densos (dominados por galaxias elípticas) mientras Seyfert 2 y LINER luminosos se encuentran en el campo.

4- NOW: Esto es una fase inactiva de los AGNs; con muchas evidencias de AGN menos luminosos (dwAGNs y LINERs) en cantidad suficiente para apoyar la idea que todas las galaxias masivas pasaron por una fase de QSO cuando se formaron (Heckman, 1980; Osterbrock & Dahari, 1983; Phillips et al., 1986; Ho et al., 1993; Barth et al., 1998; Coziol et al., 1998; Richstone et al., 1998; Miller et al., 2003; Satyapal et al., 2004; Sarzi et al., 2005; Kewley et al., 2006; Filho et al., 2006; Chen & Zhang, 2006; Gavignaud et al., 2008; González-Martín et al., 2006, 2009; Kauffmann, 2009; Martínez et al., 2008, 2010; Coziol et al., 2011; Torres-Papaqui et al., 2012a,b).

La meta principal de esta investigación consiste en hacer un análisis de 1,359 QSOs detectados en espectroscopia óptica y observados en infrarrojo (WISE) para poder estudiar con más detalles ¿Cómo la SFR en los QSOs se relacionan con las distintas características de su SMBH en diferentes rangos de *redshifts*? Estas características son: la masa del SMBH, su luminosidad, la tasa de acreción y la razón de Eddington. Para las características de las galaxias anfitrionas, se usará X-CIGALE para reproducir la SED de los QSOs, obteniendo por la SFR y el tiempo *e-folding* de la SFH, a partir del cual se podrá determinar como estas galaxias formarán rápidamente sus poblaciones estelares en comparación al crecimiento en masa de sus SMBHs. La comparación de las variaciones a diferentes *redshifts* nos permitirá determinar como la formación de los SMBHs se relacionan con el proceso de formación de sus galaxias anfitrionas.

CAPÍTULO 2

Método del proyecto

Nuestro método consiste en utilizar **X-CIGALE** para obtener información sobre las galaxias anfitrionas de los QSOs. Aunque en un QSOs la luz producida por el SMBH domina el espectro en UV-Opt, MIR y posiblemente FIR (no consideramos radio ni rayos X en nuestro estudio), ocultando la información sobre la población estelar subyacente de su galaxia anfitrionas, es posible recuperar esta información al reconstruir la SED, ya que esta es la suma de las dos componentes: AGN y poblaciones estelares. Más específicamente, la formación activa de estrellas produce un continuo plano más intenso en UV-Opt, por la presencia de estrellas OB masivas, y en el MIR y FIR por la reemisión de la luz de estas estrellas por el polvo. Por lo tanto, trazando la SED podemos deducir la SFR de las galaxias anfitrionas, determinando si el nivel es normal, como se ve en galaxias a bajo *redshift*, o más alto, como se ve en galaxias *starburst*. Además, a medida que el CT aumenta, la fracción de estrellas jóvenes y viejas nos proporciona información sobre su SFH, a partir del cual, a través del tiempo *e-folding* se puede determinar la rapidez con la cual la galaxia anfitriona construyó su población estelar. En particular, cuanto más bajo el tiempo *e-folding*, más rápido fue la formación de la galaxia. Para recuperar esta información, es importante tener a mano un código de síntesis de SED que toma en cuenta en detalles los diferentes aspectos y características de la emisión de los discos de acreción de los SMBHs y de las poblaciones estelares. En este estudio, se usó el código **X-CIGALE**, que se mostró ser uno de los programas disponibles para la comunidad astronómica más eficiente para separar las componentes AGN y estelar.

Otro aspecto importante de nuestro método consiste en utilizar una gran muestra de QSOs con diferentes *redshifts*, para poder conectar la evolución de las galaxias anfitrionas a la evolución de sus SMBHs. Para las características de los SMBHs, contamos con dos análisis espectrales, los trabajos de (Kozłowski, 2017) y (Rakshit et al., 2020), donde se encuentran, para cada QSO, datos sobre la masa del SMBH, sus luminosidad, la tasa de acreción y la razón de Eddington.

2.1 El programa X-CIGALE

X-CIGALE es un programa de análisis fotométrico de galaxias, desarrollado por un equipo de astrónomos dirigido por [Boquien et al. \(2019a\)](#) en el Observatorio de Marsella en Francia. Este programa utiliza modelos de evolución de poblaciones estelares simple (SSP) para ajustar espectros de distribución de energía (SEDs) a galaxias, con o sin componente AGN, dando información sobre la edad de la población estelar dominante, la SFR, SFH, su metalicidad y extinción por polvo. Para las galaxias AGNs, el programa utiliza módulos especiales que permiten determinar su contribución en la SED, desde los rayos-X hasta el IR lejano (FIR). Al analizar una gran muestra de galaxias a diferentes *redshifts*, los ajustes de SEDs permiten comprender cómo se forman y evolucionan las galaxias y el SMBH en su centro.

La versión de X-CIGALE que se usó para la tesis fue mejorada recientemente por [Yang et al. \(2022\)](#), quien incorporó un nuevo módulo que permite obtener mejores ajustes de la componente AGN. En particular, se introdujo un conjunto de funciones que permiten determinar la pendiente de la ley de potencia en diferentes longitudes de ondas, y algoritmos que producen emisión polar en IR (quiere decir, emisión en dirección perpendicular a la estructura toroidal de polvo que se forma en la región circumnuclear de los AGNs (e.g., [Lyu & Rieke, 2022](#); [Yang et al., 2020](#)).¹

Un punto importante a destacar sobre el programa X-CIGALE es que puede ser usado libremente por la comunidad científica para analizar, usando computadores con números de CPU más alto posible (según los autores la eficiencia del código X-CIGALE depende de la potencia del computador), donde se examinan grandes conjuntos de datos fotométricos de galaxias observadas en diversas longitudes de ondas. Una de las aplicaciones más interesantes es el estudio de la evolución de galaxias a lo largo del tiempo cósmico (CT), lo cual es fundamental para entender como las galaxias se forman y evolucionan, y entender mejor como estos procesos se conectan con la formación de los SMBHs en sus centros. La originalidad de esta tesis reside en la aplicación de X-CIGALE para determinar si las galaxias anfitrionas de QSOs pasaron por una fase *starburst* y si su formación fue rápida, como la formación de sus SMBHs. En particular, este análisis se concentra sobre el tiempo *e-folding* de la función SFH, que es un parámetro importante, que hasta ahora, no se ha estudiado de manera integral. (Detalles de la instalación de X-CIGALE lo pueden encontrar en Apéndice A).

2.2 Definición de los parámetros en los módulos físicos de X-CIGALE

Los procesos físicos de cada módulo tratan de explicar las emisiones de luz de galaxias en diferentes bandas fotométricas debido a diferentes componentes: 1) la emisión total de la población estelar (del UV-Opt hasta el NIR), tomando en cuenta la atenuación por la extinción del polvo. 2) la contribución de las poblaciones estelares jóvenes (estrellas masivas): con contribución en el UV-Opt, responsables en calentar el polvo que reemite en PAH, MIR

¹Casi al final de esta tesis, se necesitó cambiar de versión y ejecutarla sobre toda la muestra, repitiendo los diferentes pruebas donde se cambian diferentes parámetros para notar los efectos sobre la SED. Aunque esto retrasó la tesis por más de seis meses, esta etapa se mostró ser muy importante. En particular, permitió reproducir y explicar la inflexión para el azul en los QSOs del color W1-W2 de WISE al *redshift* $z \sim 1.6$.

y FIR y 3) el disco de acreción del SMBH y su disco de acreción (rayos-X, UV-Opt) y la reemisión de esta luz en el NIR/FIR por el polvo del toro en la región circumnuclear.

En X-CIGALE los modelos de SED son determinados usando la suma de los *output* de cada módulo, consistente con los datos fotométricos, calculando para cada ajuste un χ^2 , usando estadística estándar y bayesiana.² Una secuencia típica para construir cada modelo es la siguiente:

- Primero se determina la forma de la SFH de la galaxia. Esta etapa es muy importante en este estudio porque determina, a partir del parámetros llamado tiempo *e-folding* (τ_{main} o τ en X-CIGALE), que tan rápido una galaxia forma sus estrellas. Un τ corto indica una SFR que disminuye rápidamente, la galaxia formando su población estelar muy rápidamente, mientras que un τ más largo indica que una SFR disminuye de manera más gradual. Es importante tener en cuenta que el valor óptimo de τ en X-CIGALE puede variar según el tipo morfológico de la galaxia (temprana o *early-type vs.* tardía o *late-type*) y las características específicas del objeto de estudio (tipo de AGN o galaxias *starburst*).
- Usando funciones estándar de SFH el programa determina la componente de población estelar de la SED usando modelos de población estelar simple (SSP). A esta componente se aplica diferentes funciones de extinción por polvo, tal que observada en nuestra galaxia u otras galaxias como (por ejemplo, en *starburst*) a bajo *redshift*. La extinción consiste en la atenuación del flujo de las estrellas absorbidas por el polvo, produciendo una componte estelar atenuada.
- De la misma manera se puede añadir emisión nebular (líneas de emisión y continuo) producido por el gas ionizado por estrellas masivas. Desafortunadamente, no hay por el momento parámetros para incluir líneas de emisión anchas típicas de AGN. Por lo tanto no se usará este módulo para este análisis.
- Cálculo de la emisión de polvo en el IR medio (MIR) e IR lejano (FIR). Esto es basado en el principio del balanceo de energía: la energía absorbida por el polvo en longitudes de ondas cortas, que se han calculado en el paso anterior, se vuelve a emitir en longitudes de onda más largas. Hay dos fuentes de energía posibles, el disco de acreción de los SMBHs, calentado por el polvo de toro que reemite más luz en el MIR que en el FIR, y estrellas OB en región activa de formación estelar calentando el polvo que reemite del MIR hasta el FIR, y dependiendo del nivel de SFR puede dominar en el FIR mismo cuando hay un AGN. Por lo tanto, observaciones en el FIR son ideales para determinar mejor la SFR de las galaxias. Esta componente depende mucho de como el polvo esta distribuido: mezclado con las estrellas y el AGN (incluyendo emisión en dirección polar relativo al disco de acreción de un SMBH) o separado del AGN, el toro de polvo actuando con tela o parasol, ocultando la región nuclear.
- Cálculo de la emisión por por el disco de acreción del SMBH. Esta es una componente en emisión relacionada a modelos de disco de acreción en AGN, que toma la forma de un continuo sobre un rango largo de longitud de onda, y que implica la reemisión en

²https://tereom.github.io/est-multivariada-15/14-Intro_bayesiana.html

el IR de una parte importante de la radiación debido a un toro de polvo que se asume presente en cualquier de los dos tipos de AGN, tipo 1 donde el toro se ve de frente (*face-on*), dejando la región de la líneas de emisión anchas (BLR) visible, y tipo 2, donde se ve el toro de polvo de lado (*edge-on*), escondiendo la BLR. Así mismo en QSOs, donde casi sólo se ve en sus espectros líneas de emisión anchas, pero donde aún la emisión en IR es alta, se puede asumir la presencia de tal estructura, aunque la distribución de polvo puede ser diferente que en el tipo 2 (consistente con QSO tipo 2). Además, el toro de polvo puede ser o poroso con factor de cobertura (CF) o grado de ocultación bajo, dejando mucha luz salir, dependiendo de la luminosidad del AGN.

- Dos correcciones generales preliminares que aplica X-CIGALE sobre los flujos de cada galaxia, son extinción por medio inter-galáctico (IGM; Meiksin, 2006) y corrección para el *redshift* (todas la SEDs son mostradas, tal que aparecen al *redshift* de las galaxias).

A seguir se discute con más detalles los principios físico desarrollados en cada módulo.

2.3 Modelo de SFH de galaxias

Uno de los hechos más importantes sobre las galaxias es que, aunque hay trillones (~ 100 billones) de galaxias en el universo, sus morfologías se limitan, a un rango de tipo tipo morfológico restringidos. Los dos más importantes son: morfología elíptica o morfología espiral con casos intermediarios de (S0 e Irr). Lo que determina estos tipos de morfologías es sencillo: esto depende en la rapidez con la cual las galaxias forman sus poblaciones estelares, quiere decir, como las galaxias transforman rápidamente su gas en estrellas (este proceso es conocido como *astración*). En 1986, Sandage (1986) publicó un estudio detallado de SFH basado en el modelo de formación de galaxia por colapso monolítico (galaxias que se forman por el colapso gravitacional de una sola nube de gas de alta masa). En la Figura 2.1, reproducimos su resultado más importante, donde se puede explicar todas las morfologías a partir de un variación en rapidez del colapso: galaxias elípticas sufrieron un colapso rápido dentro de 1 Gyr, formando bulbos masivos y agotando casi toda su reserva del gas, reduciendo su SFR a casi cero (*quenching*), mientras que el colapso es menos rápido en galaxias espiral, dejando tiempo al gas de formar discos espirales masivos, donde el proceso de formación de estrellas se prolonga durante un periodo de tiempo de miles de millones de años.

Dentro del modelo monolítico de Sandage (1986), se relaciona la formación de bulbos a un proceso con baja disipación de energía (*free fall*), mientras que la formación de un disco es visto como un fenómeno con alta disipación. Estas relaciones son invertidas en un modelo de formación jerárquico de galaxias: la formación de bulbos masivos implica una alta tasa de fusión de proto-galaxias, en ambientes densos, que es un proceso con alta disipación de energía, mientras que la formación de galaxias espirales implica una menor incidencia de fusión de galaxias, en ambiente menos densos, y por lo tanto es un proceso físico que implica una más baja disipación de energía. Es interesante notar que en el modelo de formación jerárquico de galaxias, la SFR está directamente relacionada con la disipación de energía; para formar una estructura con energía gravitacional de ligación más alta, por ejemplo, un bulbo masivo, una galaxia debe disipar más energía en su ambiente, formando más estrellas en un tiempo corto.

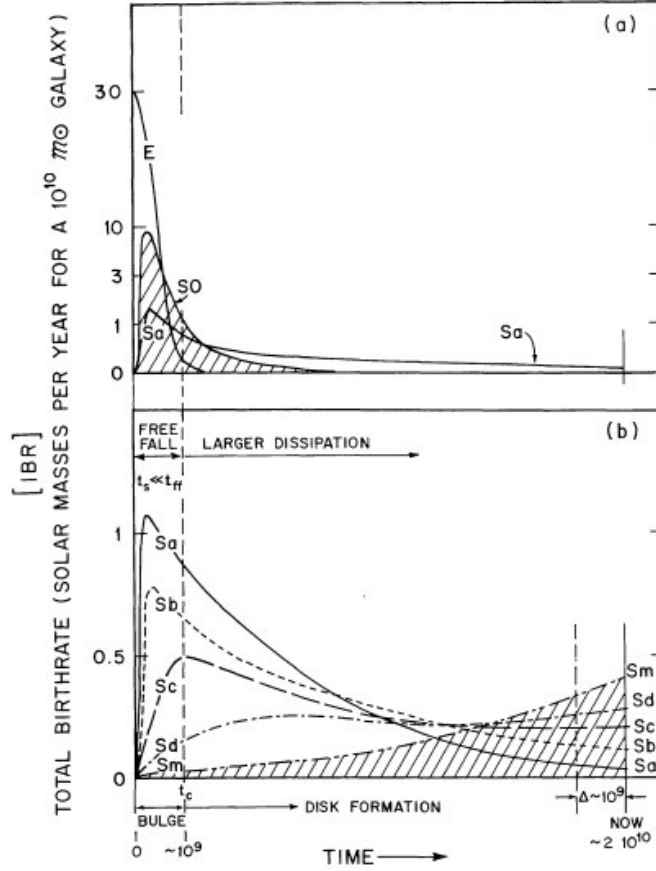


Figura 2.1: Variación de las tasas de natalidad (astración) integrada en el tiempo de las galaxias con diferentes tipos morfológicos: panel arriba, temprana, E, S0 y Sa y panel bajo, tardía, Sb, Sc, Sd y Sm. Este modelo explica la diferencia en la formación de bulbo y disco, así que SFRs diferentes.

En X-CIGALE, la SFH de una galaxia se reproduce utilizando diferentes funciones. Las dos más importantes son `sfh2exp` para galaxias espirales y `sfhdelayed` para galaxias elípticas. En la Figura 2.2 mostramos algunos ejemplos de SFH posibles según Boquien et al. (2019a). Los dos primeros modelos (naranja, azul) usan un `sfh2exp`, con tiempo e-folding $\tau_1 = 7$ Gyrs y difiere por la presencia reciente de un *starburst* de baja intensidad, $f = 0.01$ de la población estelar total, con un $\tau_2 = 50$ Myr y edad 250 Myr. La tercera SFH `sfh2exp` muestra que pasa cuando τ es negativo ($\tau_1 = -7$ Gyrs): esto produce un SFH típica de una galaxia muy tardía (Sd o m), que casi sólo ahora empieza a formar sus estrellas (típico de galaxias *blue compact dwarf galaxies or HII* ; Coziol, 1996). Del otro lado, las dos SFH con `sfhdelayed` muestran la importancia de haber un τ chico para producir galaxias con bulbos masivos.

Dos funciones adicionales amplían el conjunto de opciones disponibles en SFH. Una es `sfhperiodic` que represente galaxias con SFR constante, por secuencias de brotes de formación de estrellas de corta duración (con decrecimiento SFR abrupto, tipo rectangular, o más suave, tipo exponencial). La otra es un modelo obtenido por Buat et al. (2008) para gala-

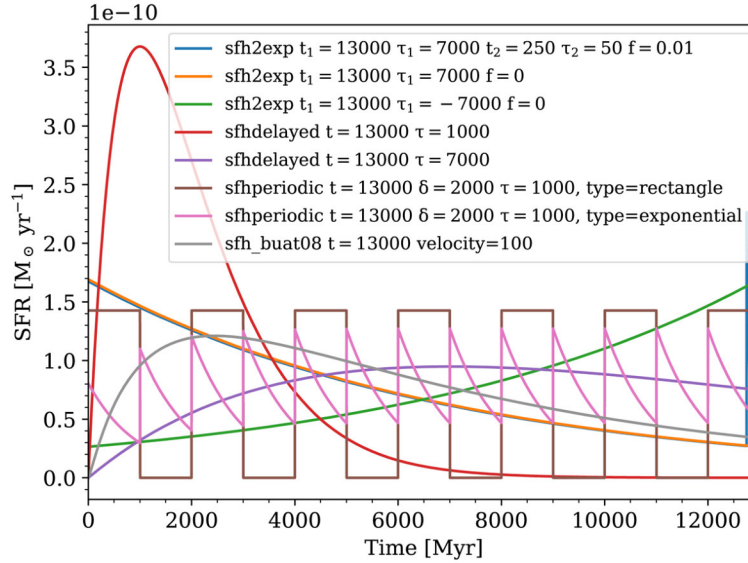


Figura 2.2: Ejemplos de SFHs generadas con la función `sfh2exp` y la función `sfhdelayed`, utilizando conjuntos de parámetros representativos. Las dos primeras SFH `sfh2exp` (azul y naranja) tiene similar $\tau = 7000$ Myr, pero difieren por la presencia de un brote reciente de formación de estrellas (en azul). Las tercera SFH muestra que pasa cuando τ es negativo (consistente con morfologías tardías, Sd o m en la Figura 2.1). Las dos SFH `sfhdelayed` muestran la importancia de haber un τ chico para la formación de bulbos masivos.

xias espirales masivas a alto *redshifts*. Nota que ninguna de estas funciones puede producir bulbos masivos. Por lo tanto, teniendo en cuenta que la formación de un SMBH requiere la formación de tal bulbos, las únicas dos funciones relevantes para nuestro estudio de QSOs son `sfhdelayed` y `sfh2exp`, con tiempos e-folding razonablemente cortos. De hecho el tiempo *e-folding* puede depender de la variación de SFR con el *redshift* y la edad después de la formación (muy cercano a el tiempo cósmico o CT) de las galaxias a diferentes z . Por lo tanto, nosotros testamos diferentes valores para τ , de chico a grande, usando todas los valores posibles en X-CIGALE. Dado a que sólo se puede usar un tipo de SFH en una sola ejecución de X-CIGALE, esto significa que se necesitan dos ejecuciones separadas para poder determinar cual SFH que se aplica a las galaxias anfitrionas de QSOs.

2.3.1 Modelo de población estelar simple (SSP)

La idea principal atrás de la SSP en galaxias es que cualquier sistema estelar puede ser descompuesto en una serie de poblaciones de estrellas, formándose en diferentes brotes de formación estelar de corta duración. En consecuencia, para reconstruir una SSP, se necesita dos cosas: 1) modelos de síntesis isócronas de poblaciones estelares, trazando la evolución en el tiempo de estrellas de diferentes masas, y 2) determinar los colores propios a cada etapa de la evolución de estas estrellas. Como en un brote de formación estelar todas las estrellas tienen la misma edad y metalicidad, cada brote ocupa un sólo punto en un diagrama color-magnitud (CMD). En consecuencia, una isócrona de SSP corresponde a una serie de puntos en el CMD, cada uno relacionado a una etapa de evolución con el tiempo de la población.

Para calibrar de manera empírica los colores de estas isócronas, se puede usar diferentes cúmulos de estrellas con diferentes edades y metalicidad. En particular, en el estudio de [Charlot & Bruzual \(1991\)](#) ellos se enfocaron en los cúmulos estelares ubicados en la Gran Nube de Magallanes (LMC), los cuales exhiben una amplia gama de edades, que van desde unos pocos millones hasta varios miles de millones de años ([Searle et al., 1980](#); [Elson & Fall, 1985](#)). Así, cada cúmulo puede ser considerado como una sucesión instantánea de un sistema estelar de edad específica, que se formó en un brote, con duración $\lesssim 1 \times 10^7$ yr. En este tipo de modelo, la metalicidad de las estrellas, afectando los colores, fue tomada en cuenta, considerando que los cúmulos estelares más jóvenes, con edades $\lesssim 2 - 4$ Gyrs, tienen metalicidad casi solar, mientras que la metalicidad de cúmulos más antiguos, presenta una deficiencia en metales a diferentes niveles ([Cohen, 1982](#)). A partir de esto, [Charlot & Bruzual \(1991\)](#) obtuvo un conjunto de 45 espectros de SSP de diferente edades y metalicidades.

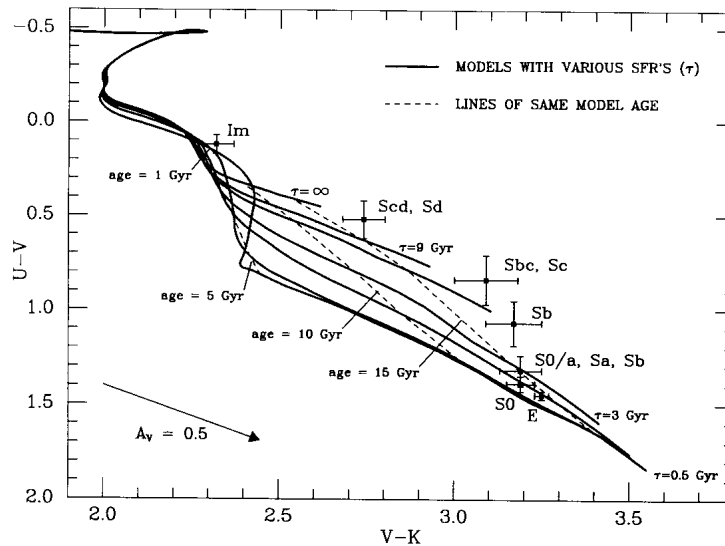


Figura 2.3: El diagrama color-color, U-V vs. V-K, muestra la evolución de los modelos de síntesis de isócronas para galaxias con SFR decrecientes en escalas de tiempo, $\tau = 0.5, 1, 2, 3, 6, 9$ Gyrs y ∞ . Se indican los colores medios observados en galaxias brillantes de varios tipos morfológicos (desde E hasta Im). Las líneas punteadas representan las ubicaciones, en el diagram U-V vs. V-K, de modelos con edades fijas de 1, 5, 10 y 15 Gyrs ([Charlot & Bruzual, 1991](#)).

Como ejemplo, [Charlot & Bruzual \(1991\)](#) compararon los colores predichos por modelos SSP con los colores observados de galaxias actuales. Esta comparación es reproducida en la Figura 2.3. Este diagrama color-color sugiere que las galaxias normales (no AGN) tempranas formaran sus estrellas en tiempo más cortos, $\tau \sim 3$ Gyr, que las galaxias tardías ([Aaronson, 1978](#); [Kennicutt, 1983](#)). Alrededor de ~ 1 Gyr, todos los modelos se ajustan a los colores de galaxias tipo Im o galaxias *starburst* muy jóvenes. La evolución de los colores en el tiempo muestra una transición gradual hacia los colores más rojos a medida que las estrellas más jóvenes evolucionan y desaparecen, dejando el lugar a estrellas menos masivas, más viejas. A medida que los modelos envejecen (el CT aumenta), los modelos se acercan a las posicio-

nes color-color que corresponden a galaxias con tipos morfológicos más tempranos, E y S0 (Charlot & Bruzual, 1991).

Estos resultados demuestran como los modelos SSP son capaces de reproducir la evolución observada de los colores de poblaciones estelares de diferentes edades y metalicidades, donde la SFR y el tiempo *e-folding* juegan un papel crucial en la determinación la evolución de las poblaciones estelares en galaxias a lo largo del tiempo.

En el marco de X-CIGALE, contamos con dos módulos de SSP disponibles: el modelo de Bruzual & Charlot (2003), identificado con bc03 y el modelo de Maraston (2005), identificado con m2005. Estos módulos han sido ampliamente utilizados y estudiados en la literatura. Sin embargo, en nuestro estudio, hemos adoptado por utilizar el módulo de (Bruzual & Charlot, 2003) debido a sus ventajas específicas que son, 1) una amplia gama de metalicidades, Z , 0.0001, 0.0004, 0.004, 0.008, 0.02 y 0.05, 2) diferentes opciones para la función de masa inicial (IMF). En nuestro caso, hemos utilizado la IMF de Salpeter, incluida en el módulo Bruzual & Charlot (2003).

Una posible debilidad en usar SSP es que no se contempla la formación y evolución de estrellas de Pop III. De hecho, al excepción de un IMF plana (favoreciendo estrellas muy masivas), no se sabe muy bien como esta estrellas evolucionan: ¿explotan en SN o se cambia directamente en BH? y ¿en cual escala de tiempo se produce esta evolución? Del otro lado, aunque estrellas de Pop III son probablemente importante en la fase inicial para la formación de semillas de SMBH, los bulbos de galaxias son formados de estrellas mucho menos masivas, un proceso que ya es relativamente bien reproducido por la SSP.

2.3.2 Modelos de atenuación intrínseca

En X-CIGALE tienen diferentes opciones para tomar en cuenta el efecto de la extinción por el polvo en la ISM de las galaxias. Esta extinción se aplica tanto al continuo como a la las líneas de emisión de gas ionizado por estrellas. Según Calzetti et al. (2000)³ hay dos maneras de interpretar los modelos de extinción. La Figura 2.4 muestra, en el panel izquierdo, una configuración típica, que permite medidas de curvas de extinción: una única fuente luminosa ubicada en el fondo del polvo. El polvo extingue la luz por absorción directa y por dispersión fuera del campo visual. En el panel derecho se muestra una representación más complicada, donde hay una distribución mezclada de estrellas y polvo. Sin embargo, esto es un modelo más realista para la extinción intrínseca en galaxias. En este caso, diferentes estrellas pueden encontrar diferentes números de nubes de polvo (diferencias en la profundidad óptica), y algunas estrellas pueden estar completamente incrustadas en polvo (extinción interna) o estar completamente en primer plano a la distribución del polvo. Hay dispersión de la luz por el polvo tanto dentro como fuera del campo visual. Debido a la relación geométrica más compleja entre el polvo y las fuentes de iluminación, la atenuación es el efecto neto del polvo sobre la SED de la población estelar.

En los módulos de atenuación ofrecido por X-CIGALE, se aplica el principio de conservación de energía, que hace que la luz UV de alta energía, o bajas longitudes de onda, absorbida por el polvo en el ISM es reemitida en el IR, ya que los granos de polvo se calientan. Todavía, la modelización de la emisión de polvo es un campo de investigación activo, y a diferentes

³https://ned.ipac.caltech.edu/level5/Sept12/Calzetti/Calzetti1_4.html

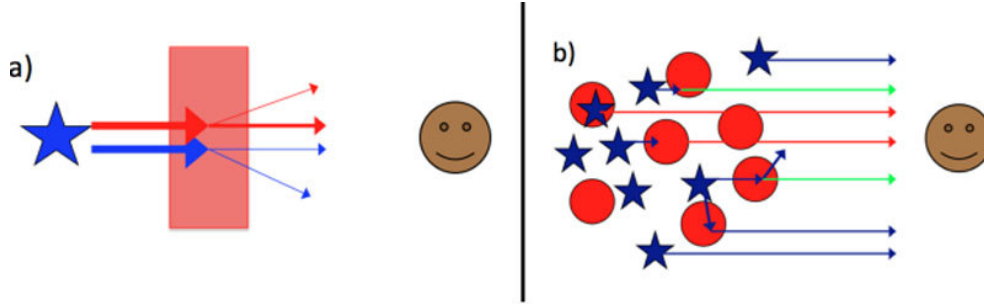


Figura 2.4: a) Fuente puntual (estrella) detrás de una pantalla de polvo; y b) Distribución extendida de estrellas mezcladas con grupos de polvo, según Calzetti et al. (2000).

modelos para describir este efecto en galaxias, sin o con AGN. En X-CIGALE, hay cuatro conjuntos de modelos diferentes: uno es el módulo basado en modelos empíricos de Dale et al. (2014), identificado como dale2014, otros son los modelos de Draine & Li (2007), identificado como d12007 y d12014, donde se incluyó las actualizaciones de Draine et al. (2014), y el último es el modelo analítico de Carilli et al. (2002), formado de un cuerpo negro y una componente AGN, identificado como Casey2012. En la Figura 2.5 se muestran algunos ejemplos de SEDs obtenidas por X-CIGALE usando los diferentes módulos.

Para nuestro análisis optamos en usar el modelo de Dale et al. (2014), el cual se basa en una muestra de galaxias de formación estelar cercanas estudiada originalmente por Dale & Helou (2002). Sin embargo, en X-CIGALE este módulo es una versión refinada que permite tomar en cuenta la emisión por PAH (hidrocarburos aromáticos policíclicos), usando el parámetro q_{pah} y que permite también agregar una componente adicional AGN. La principal fortaleza de este módulo es su simplicidad, ya que se utiliza un único parámetro, llamado α , fácil de interpretar para describir el componente de la formación estelar. Más específicamente, el parámetro α se relaciona con la masa del polvo (M_d) y la intensidad del campo de radiación (U) a través de la ecuación: $dM_d/dU \propto U^{-\alpha}$. Además, el valor de α está estrechamente vinculado con el color entre las longitudes de onda de 600 y 100 μm . Sin embargo, se ha observado que la emisión relativa del PAH en relación con el IR total muestra una variación limitada en función de α . Esto puede ser problemático en el caso de galaxias con bajos niveles de metales, ya que se ha observado que estas galaxias presentan una baja emisión en PAH. Del otro lado, se debe notar también que, aunque la metalicidad de los QSOs a cualquier *redshift* es alta, no se ve habitualmente emisión PAH, por el hecho que el polvo en el centro de galaxias que produce esta emisión es muy fino y es fácilmente destruido por la luminosidad intensa de estos AGNs.

2.4 Componente AGN: modelo de Fritz

La componente AGN en QSOs tiene un role dominante que se refleja en la SED desde los rayos X hasta el radio. Por lo tanto, resulta crucial contar con modelos más exhaustivos para simular esta componente de manera precisa. En X-CIGALE se ofrece dos modelos para la componente AGN: el modelo SKIRTOR (Stalevski et al., 2016) y el modelo modelo de Fritz2006 (Fritz et al., 2006). La diferencia más importante entre estos dos modelos es como se describe el toro de polvo. En el modelo SKIRTOR la estructura del toro es grumosa, mientras que en el

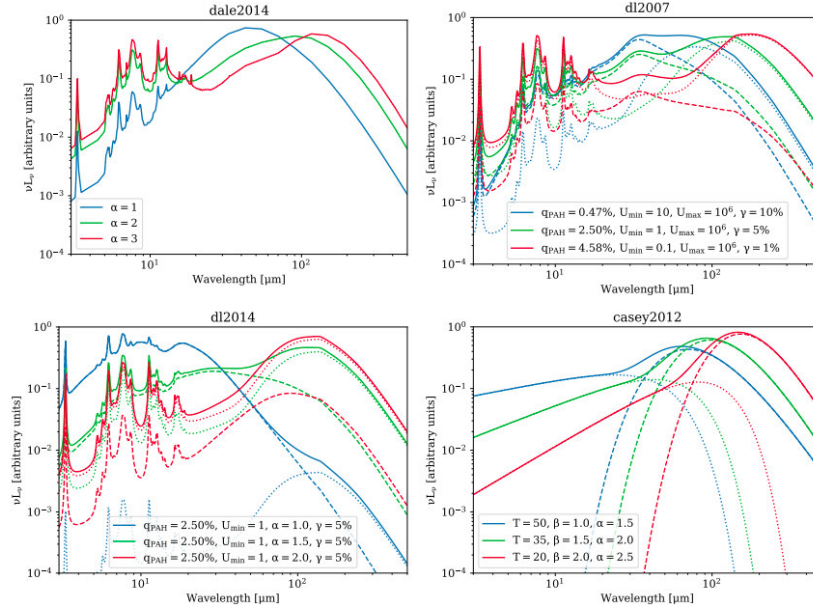


Figura 2.5: Ejemplos de SEDs producidos por los cuatro módulos en X- CIGALE: `dale2014` (arriba a la izquierda), `dl2007` (arriba a la derecha), `dl2014` (abajo a la izquierda) y `casey2012` (abajo a la derecha). Cada color indica un conjunto diferente de parámetros que se muestran en la esquina inferior derecha. Para los módulos `dl2007` y `dl2014`, la línea punteada corresponde a la componente de regiones de formación estelar, y la línea discontinua a la componente AGN, mientras que el módulo `casey2012`, la línea discontinua corresponde a un cuerpo negro y línea punteada corresponde a la ley de potencia de un AGN (Boquien et al., 2019a).

modelo de Fritz2006 la distribución es más homogénea. En una serie inicial de pruebas con X-CIGALE, probamos ambos modelos y comparando los resultados se concluyó que los ajustes de SED usando el modelo de Fritz2006 estaban mejores en el UV-Opt, y esto también en la nueva versión de X-CIGALE donde se permite modificar la ley de potencia del AGN en el óptico. Por lo tanto, decidimos usar para nuestro estudio sólo el modelo Fritz.

El modelo Fritz2006 toma en cuenta tres componentes a través de un modelo de transferencia radiativa: 1) la fuente primaria (el disco de acreción) ubicada al centro del toro, 2) la emisión dispersa por el polvo en el toro, y 3) la reemisión térmica del polvo en IR. Estos elementos se caracterizan por un conjunto de siete parámetros que los definen: R_{max}/R_{min} , la razón entre el radio máximo y mínimo del toro de polvo (esto determina el ángulo de apertura del toro, A.O., y está relacionado al CF (*covering factor*), la parte del toro iluminada por el AGN), τ , la profundidad óptica a $9.7 \mu\text{m}$, β y γ describiendo la distribución de la densidad del polvo, ψ , el ángulo entre el eje polar del toro y la línea de visión, y f_{AGN} , la fracción de la luz del AGN contribuyendo al la reemisión en IR; un $\psi = 90^\circ$ corresponde a una línea de visión *edge-on* (típico de AGN tipo 2). En la Figura 2.6 se muestra algunos ejemplos de SEDs obtenidos por el modelo Fritz2006 (Boquien et al., 2019b). Se puede ver que a medida que τ disminuye, la luz en UV-Opt del disco de acreción disminuye significativamente. También en el IR, la combinación A.O. y ψ altos, produce componentes dispersas más intensas y más emisión térmica.

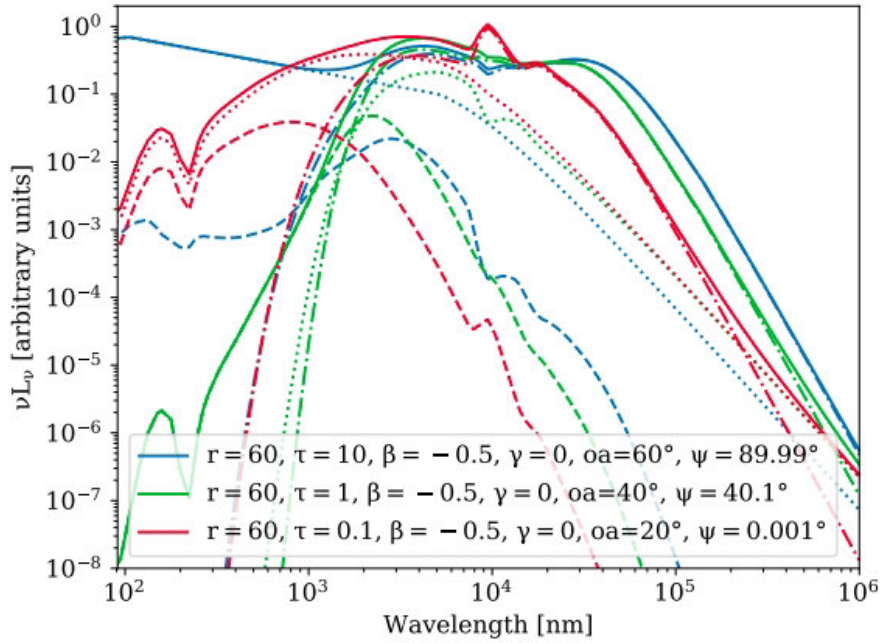


Figura 2.6: Ejemplos de SED obtenidas con el módulo `Fritz2006`. Cada color indica un conjunto diferente de parámetros. Las líneas continuas representan la emisión total. Las líneas punteadas representan la emisión por el disco de acreción, las líneas discontinuas la emisión de la componente dispersa y las líneas de puntos y guiones la emisión térmica del polvo (Boquien et al., 2019a).

Aquí es importante hacer una aclaración sobre el significado del parámetro ψ que (se utilizó) en la versión más reciente de `X-CIGALE`. En la nueva versión, el ángulo ψ esta definido a partir del plano del toro, quiere decir, es el inverso de como se definió originalmente en Fritz et al. (2006). En la descripción del módulo `Fritz2006` en el archivo `pcigale init` no hay ambigüedad: “Angle between equatorial axis and line of sight: $\Psi = 90^\circ$ for type 1... and $\Psi = 0^\circ$ for type 2. Possible values are: 0.001, 10.100, 20.100, 30.100, 40.100, 50.100, 60.100, 70.100, 80.100, 89.990.” El problema es que este cambio no había sido documentado, y en el módulo `SKIRTOR`, que la mayoría de los investigadores usan, la definición se quedo consistente con el original. De hecho, fue el árbitro de nuestro artículo que nos aviso de la situación, diciendo que habíamos hecho un error. Sin embargo, consultando el archivo `pcigale init`, el pudo confirmar que no era el caso. Además, buscando la literatura, nosotros pudimos encontrar un estudio reciente por Kubo et al. (2022) usando el módulo `Fritz2006` con la misma interpretación que nosotros.

En realidad, después de experimentar con diferentes ángulos en nuestro estudio de QSOs, llegamos a la conclusión que la interpretación correcta sólo puede ser $\psi = 90^\circ$ para QSO: para nuestra muestra, 61 % tienen mejores ajustes con $\psi = 89.990^\circ$ y la mayoría de los que necesitan un ángulo más chico son a bajo *redshifts*, posiblemente en galaxias con una morfología espiral.

2.4.1 Emisión polar en IR en AGN

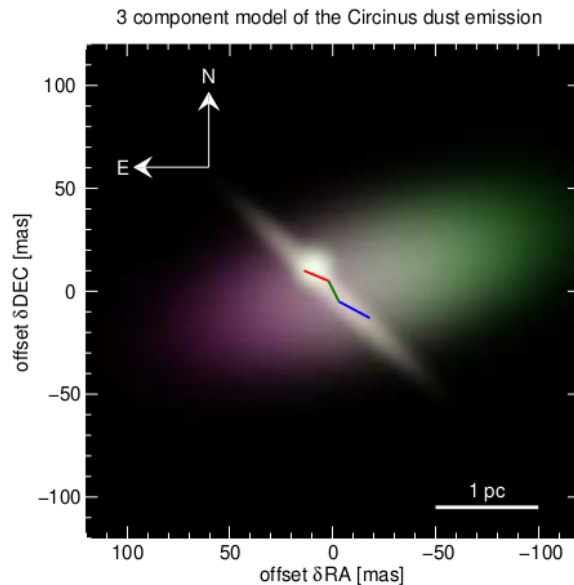


Figura 2.7: Modelo de tres componentes para la emisión en el MIR en el núcleo de la galaxia Circinus. Los colores rojo, verde y azul corresponden al modelo a $13.0 \mu\text{m}$, $10.5 \mu\text{m}$ y $8.0 \mu\text{m}$, respectivamente. La escala de colores se presenta en forma logarítmica para mostrar tanto las estructuras luminosas como débiles. 80 % de la emisión proviene del componente extendido polar.

En 2014, [Tristram et al. \(2014\)](#) aplicó el método de interferometría en el IR usando el VLT, para resolver la emisión en IR en AGNs, comúnmente asociadas con el polvo del toro. El AGN que se observó fue la galaxia Circinus, que alberga un núcleo activo de tipo Sy2. En su estudio, [Tristram et al. \(2014\)](#) construyeron un modelo compuesto de cuerpos negros con distribución de brillo gaussiano y con extinción de polvo, donde confirmaron que la emisión IR se distribuye en dos componentes distintos: un componente de emisión en forma de disco, con un tamaño (FWHM) de aproximadamente $0.2 \times 1.1 \text{ pc}$ y un componente extendido con un tamaño de aproximadamente $0.8 \times 1.9 \text{ pc}$. El componente en forma de disco tiene un ángulo de posición (PA) de aproximadamente 46° y está orientado perpendicularmente al cono de ionización de flujo. Como se puede ver en la Figura 2.7, el componente IR más extendido, responsable del 80 % de la emisión, tiene un PA de $\sim 107^\circ$, y está perpendicular al componente de disco, de modo que esta en dirección polar. Además, ambos componentes de emisión tienen una temperatura de $\sim 300 \text{ K}$, lo que indica que no hay evidencia de un aumento en la temperatura del polvo hacia el centro. A partir de esto, [Tristram et al. \(2014\)](#) concluyó que la gran parte de la emisión en el MIR probablemente proviene de una estructura polar caliente (iluminada por el disco de acreción) con escala de algunos pc.

En la nueva versión de X-CIGALE, se incorporó la posibilidad de incluir emisión IR en la dirección polar, no sólo en AGN tipo 2 pero también en tipo 1. En la Figura 2.8, se muestra un modelo de como la emisión polar puede ser parametrizada en X-CIGALE ([Yang et al., 2020](#)): en AGN tipo 1, el ángulo de visión es *face-on* y la extinción y reemisión de

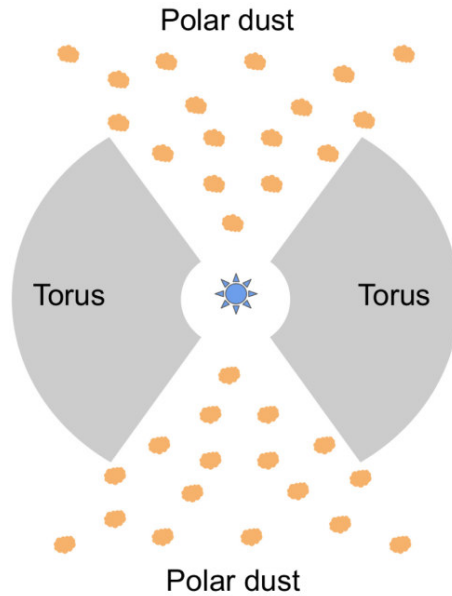


Figura 2.8: Representación esquemática del sistema de obstrucción de AGN adoptado por X-CIGALE. El modelo original de CIGALE sólo incluye la obstrucción del toro. Se agregó la obstrucción del polvo polar para tener en cuenta la extinción de AGN tipo 1 (Yang et al., 2020).

la luz del AGN es debido a polvo en la dirección de los ejes polar. En los modelos antiguos de SKIRTOR y Fritz2006 la extinción de la luz UV en AGN de tipo 1 estaba considerada insignificante. Pero esta suposición no aplica en el caso de emisión polar. Sin embargo, como las propiedades físicas del polvo pueden ser complicadas y sus distribuciones variar de galaxias a galaxias (López-Gonzaga et al., 2014; Stalevski et al., 2017, 2019; Asmus, 2019), es difícil construir conjuntos de modelos con diferentes ecuaciones de transferencia de radiación, a partir de los cuales se puede determinar la extinción y reemisión en IR. Por lo tanto, en Yang et al. (2020) se usó diferentes curvas de extinción empíricas, asumiendo que toda la luz absorbida es reemitida por el polvo, siguiendo el modelo casey2012.

En un estudio reciente de Buat et al. (2021), testó el modelo de emisión polar en X-CIGALE con una muestra de 1,275 AGN tipo 1 del estudio XMM-XXL (Pierre & XXL Consortium, 2016), con datos UV-Opt hasta IR. Los autores encontraron que al menos el 50% de las galaxias mostraba evidencia clara de emisión polar, 60% con curva de extinción empinada y 40% con curva de extinción plana. Aunque la interpretación física no es muy clara, esto sugiere que emisión polar en IR podría ser también común en QSOs.

2.5 Método óptimo para el análisis con X-CIGALE

Nuestro método consiste en aplicar la nueva versión X-CIGALE producida en 2022 por Yang et al. (2022), que incluye dos mejoras importantes en el modelo de AGN, en 1) la introducción de leyes de potencia del UV al IR, con ajuste del pendiente en la parte óptica, y 2) la presencia de emisión polar en AGN tipo 1. Nuestra meta principal es deducir la SFR y SFH de galaxias anfitrionas de cuásares (*radio quiet* o QSOs) y relacionar estas a la evolución de

la características de sus SMBHs a diferentes *redshifts*.

Debido a que no podemos asumir a priori la morfología de las galaxias anfitrionas de los QSOs, se usaron dos funciones SFH disponibles en X-CIGALE (Boquien et al., 2019b): la función `sfh2exp`, típica para galaxias espirales tardía (Sb, Sc) y la función `sfhdelayed`, típica para galaxias temprana (E, S0 y Sa). El parámetro clave de la SFH para nuestro análisis es el tiempo *e-folding*, que permite estimar que tanto rápido las galaxias anfitrionas de los QSOs formaron sus poblaciones estelares.

Otro parámetro importante de las galaxias anfitrionas de los QSOs es la SFR, el cual será determinado a partir del módulo de síntesis de población estelares (Bruzual & Charlot, 2003), que permite determinar la edad de las estrellas y la fracción de estas estrellas que son masivas, a partir del continuo en UV-Opt y IR.

Además, a partir de las características de las componentes AGN (Fritz et al., 2006) se podrá evaluar algunas hipótesis propuestas en la literatura para la formación y evolución de los SMBHs en los QSOs, más específicamente, el modelo de galaxias ULIRGs (Sanders et al., 1988; Blain et al., 1999) que sugiere que los QSOs se forman en galaxias *starburst* en interacción, donde los SMBHs están escondidos atrás de polvo, o alternativamente y de manera general, verificar la hipótesis que las galaxias anfitrionas de los QSOs se formaran tan rápidamente que sus SMBHs, siguiendo el modelo jerárquico de galaxias (Madau & Dickinson, 2014).

Tabla 2.1: Descripción de la evidencia proporcionada por diferentes rangos de ΔBIC contra un BIC alto.

(1)	(2)
ΔBIC	Evidencia contra un BIC alto
0-2	No vale la pena más que una simple mención
2-6	Positivo
6-10	Fuerte
>10	Muy Fuerte

Al implementar X-CIGALE, uno de los aspectos cruciales es determinar el conjunto óptimo de parámetros del modelo que mejor se ajuste a los datos observados. Es el criterio estadístico que se usó para comparar los resultados de diferentes modelos: el BIC, (criterio de información bayesiano), basado en la función de probabilidad y estrechamente relacionado con el criterio de información de Akaike (AIC), pero más sencillo en aplicación. Donde, asumiendo el supuesto de normalidad, el BIC se calcula por la ecuación:

$$BIC = \chi^2 + k \times \ln(n) \tag{2.1}$$

Donde k es el número de variable libre (que hacemos variar en los modelos) y n es el número de datos (en nuestro caso $n = 9$, correspondiente a 5 datos fotométrico de SDSS y 4 de WISE). Dados dos modelos, el mejor es aquel que tiene menor valor de BIC. La fuerza de la evidencia en contra del modelo con mayor BIC se puede evaluar usando la tabla 2.1.

Finalmente, en la Tabla 2.2, se resume los valores de los parámetros que usó en X-CIGALE para obtener los mejores ajustes de SED (minimizando el χ^2), indicando el rango de valores de los parámetros que se permitió variar.

CAPÍTULO 2 – MÉTODO DEL PROYECTO

Tabla 2.2: Entradas utilizadas en *X-Cigale*

Parámetros	Valores	Descripción
τ_{main}	50, 100, 500, 1000, 2000, 4000, 7000	Historia de formación estelar (SFH): funciones <code>sfhdelayed</code> y <code>sfh2exp</code> tiempo e-folding en Myr
Edad	CT	Edad de las estrellas viejas (Myr); usamos el tiempo cósmico (CT) al <i>redshift</i> de los QSO
Z	(0.0004, 0.004, 0.008), 0.02, 0.05	Síntesis de población estelares simple (SSP): <code>bc03</code> Metalicidad; valores entre paréntesis se probaron en diferentes ejecuciones omitiendo valores fuera de paréntesis
Separación en edad	10	Diferencia de edad entre las poblaciones estelares más jóvenes y más antiguas (Myr)
$E(B - V)_{\text{line}}$	0.005, 0.05, 0.5, 0.10, 0.70	Atenuación: <code>dustatt_modified_starburst</code> El exceso de color de la luz de las líneas nebulosas tanto para la población joven como para la mayor
$f = E(B - V)_{\text{factor}}$	0.25, 0.5, 0.75	Factor de reducción $f = E(B - V)_{\text{continuo}} / E(B - V)_{\text{línea}}$; líneas son mas atenuada que el continuo
Pendiente de la ley de potencia	0.0, 0.25, 0.5	Pendiente de la ley de potencia que modifica la curva de atenuación
q_{PHA}	0.45 (0.47, 2.50, 4.58, 5.95, 7.32)	Componente de polvo en IR: <code>dl2014</code> Fracción de masa de PAH (en porcentaje); Los valores entre paréntesis se probaron en diferentes ejecuciones omitiendo el valor fuera del paréntesis
u_{min}	50	Campo de radiación mínimo
α	1.0	Pendiente de la ley de potencia $dU/dM \propto U^\alpha$
γ	0.1	Fracción iluminada de U_{min} a U_{max}
$R_{\text{max}}/R_{\text{min}}$	10.0, 30.0, 60.0, 100.0, 150.0	Componente AGN del UV hasta IR: <code>fritz06</code> Relación entre los radios máximo y mínimo del Toro de polvo
τ	0.1, 0.6, 1.0, 6.0, 10.0	Profundidad óptica a $9.7\mu\text{m}$
β	-1.00, -0.75, -0.50, -0.25, 0.00	describe la distribución de la densidad del polvo con el radio
γ	0.0, 2.0	Gamma es la distribución de densidad de ley de potencia para la componente de emisión polar relativo al toro
Opening Angle (θ)	60.0, 100.0, 140.0	Ángulo de apertura total del Toro
ψ	(10.000, 20.000, 25.000, 30.000), 89.990	Ángulo entre el eje ecuatorial y la línea de visión; valores entre paréntesis se probaron en diferentes ejecuciones omitiendo el valor fuera del paréntesis
δ	-1, -0.5, -0.7, 0	índice de la ley de potencia δ modificando la pendiente óptica del continuo AGN; valores negativos hacen que la pendiente sea más pronunciada/valores positivos hacen que la pendiente sea menos profunda
f_{AGN}	0.1, 0.5, 0.9	Fracción de la contribución del AGN a la luminosidad IR
Ley de Extinción	1	Ley de extinción del polvo polar: 0 (SMC), 1 (Calzetti 2000), or 2 (Gaskell et al. 2004)
$E(B - V)$	0, 0.05, 0.1, 0.15, 0.2, 0.3, 0.4	$E(B-V)$ fpara la extinción en la dirección polar en magnitudes
Temperature	100.0, 500.0, 1000.0	Temperatura del polvo polar en K

Es importante tomar en cuenta que los valores indicados fueron decidido a partir de criterios teóricos (por ejemplo, galaxias con SMBH masivos deben tener bulbos masivos, y en AGN de tipo 1, la linea de visión debe ser *face-on*) o criterios empíricos, donde probamos más valores que lo indicado (por ejemplo, diferente curva de extinción, diferentes edades y metalicidades para las poblaciones estelar, o diferentes ángulo para ψ). Al final, la opción simulada (mock; Mountrichas et al., 2021) se utilizará para verificar la fiabilidad de nuestras soluciones finales para la SFR.

CAPÍTULO 3

Muestra del Proyecto

3.1 Muestra

La muestra de QSOs que se utilizó para esta tesis viene del catálogo de [Pâris et al. \(2017\)](#), Data Release 12 Quasar (DR12Q), que contiene 297,301 cuasares confirmados mediante inspección visual de sus espectros en SDSS y por lo cuales se determinó sus *redshifts* usando una combinación de líneas de emisión.

Para obtener los mejores ajustes de SED posibles con X-CIGALE, se necesita una muestra con datos fotométricos que cubren el mayor rango de flujos en diferentes longitudes de onda posibles. Desafortunadamente, a excepción de los datos en UV-Opt ya disponibles en SDSS, los datos en todas las demás bandas resultaron ser decepcionantes. Usando las herramientas X-match en VizieR¹, sólo se encontró datos suficientes en IR del WISE. La misión WISE usó un telescopio espacial IR de 40 cm de diámetro, que fue lanzado en diciembre del 2009 y que realizó, hasta 2011, una prospección de todo el cielo, en cuatro bandas de longitudes de onda: $3.4\mu\text{m}$ (W1), $4.6\mu\text{m}$ (W2), $12\mu\text{m}$ (W3) y $22\mu\text{m}$ (W4). Usando el catálogo AllWISE ([Cutri & et al., 2014](#)), el algoritmo de correlación X-match produjo una lista inicial de 190,415 QSOs, representando el 64% de la muestra total de ([Pâris et al., 2017](#)). Esto nos dió dos listas preliminares, QSOs WISE (190,415 detectados) y QSOs no WISE (106,886 no detectados). Sin embargo, estudiando en detalles los QSOs WISE se observó que no todos tienen la misma calidad de flujo. En WISE, los criterios de calidad fotométrica son identificados por cuatro letras, A, B, C y U, donde A corresponde a un flujo con $S/N \geq 10$, B con $3 \leq S/N < 10$, C con $2 \leq S/N < 3$ y U con $S/N < 2$. Para este trabajo se decidió separar la muestra basado sobre la calidad, privilegiando QSOs que tienen la más alta calidad de flujo. Se construyeron tres muestras, con A en todos los filtros, llamadas muestra A, y con A en los tres primeros filtros pero B o C en W4, respectivamente muestra B y muestra C.

¹<http://vizier.u-strasbg.fr/cgi-bin/VizieR>

Pâris et al. (2014)	detectado	no detectado	A	B	C
297,301	190,415 (64 %)	106,886 (36 %)	1,359 (0.7 %)	10,271 (5 %)	1,564 (0.8 %)

Tabla 3.1: Muestras de QSOs; los porcentajes se refieren sólo a la muestra total.

En la Tabla 3.1, presentamos la estadística para las diferentes muestras: de los 64 % QSOs detectados por WISE, sólo el 7 % tiene una alta calidad en las cuatro bandas de longitud de onda. ¿Por qué un número tan bajo? Posiblemente hay diferentes factores. Uno es de naturaleza observacional, la apertura del telescopio es relativamente pequeña, 40 cm (en comparación con 57 cm para IRAS y 85 cm para Spitzer) y la sensibilidad en W1 y W2 es mayor que en W3 y W4 (ver Figura 16 en Wright et al., 2010). El otro es por la naturaleza física: basado en la SED de diferentes objetos, al excepción de galaxias *starburst*, que son objetos muy raros, la mayoría de las galaxias, incluyendo los QSOs que son azul por definición, no emiten por encima de 20 μm (ver Figura 45 en Wright et al., 2010).

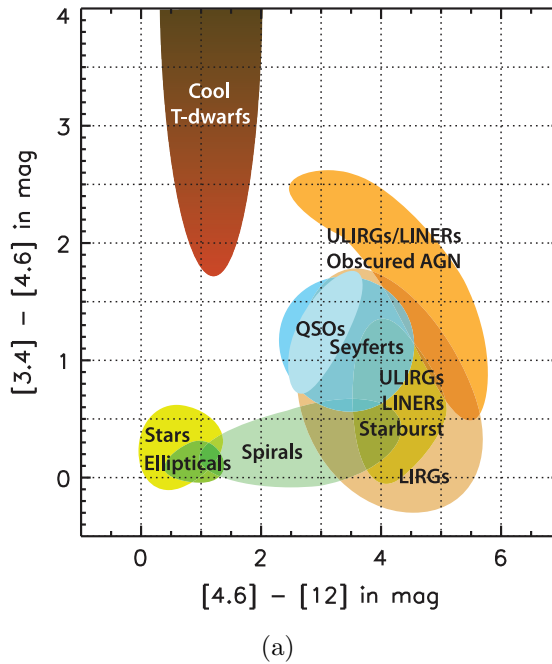


Figura 3.1: Diagrama color-color propuesto por Wright et al. (2010) para separar galaxias en diferentes clases de actividad.

En el estudio de Wright et al. (2010), los autores construyeron un diagrama color-color (W1-W2 vs. W2-W3) que permite distinguir los colores propios de diferentes tipos de galaxias. Este diagrama es reproducido en la Figura 3.1. En la Figura 3.2 se trazo los mismo diagrama para las muestras A, B, C, donde los QSOs son clasificado usando las líneas de emisión anchas que se usa para determinar las características de los SMBHs; a bajo *redshift*, $z \leq 1.5$, la línea Mg II y alto redshifts la línea C IV (cf. Figura 3.5). Se puede ver que los colores de los QSOs a bajos *redshifts* son consistentes con los colores típicos de estos objetos en la Figura 3.1. Sin embargo, a altos *redshifts* hay un cambio sistemático en la dispersión: a medida que W2-W3 se torna más rojo, con magnitudes entre $3 < W2-W3 < 4$, la dispersión de W1-W2 llega a

valores más azules.

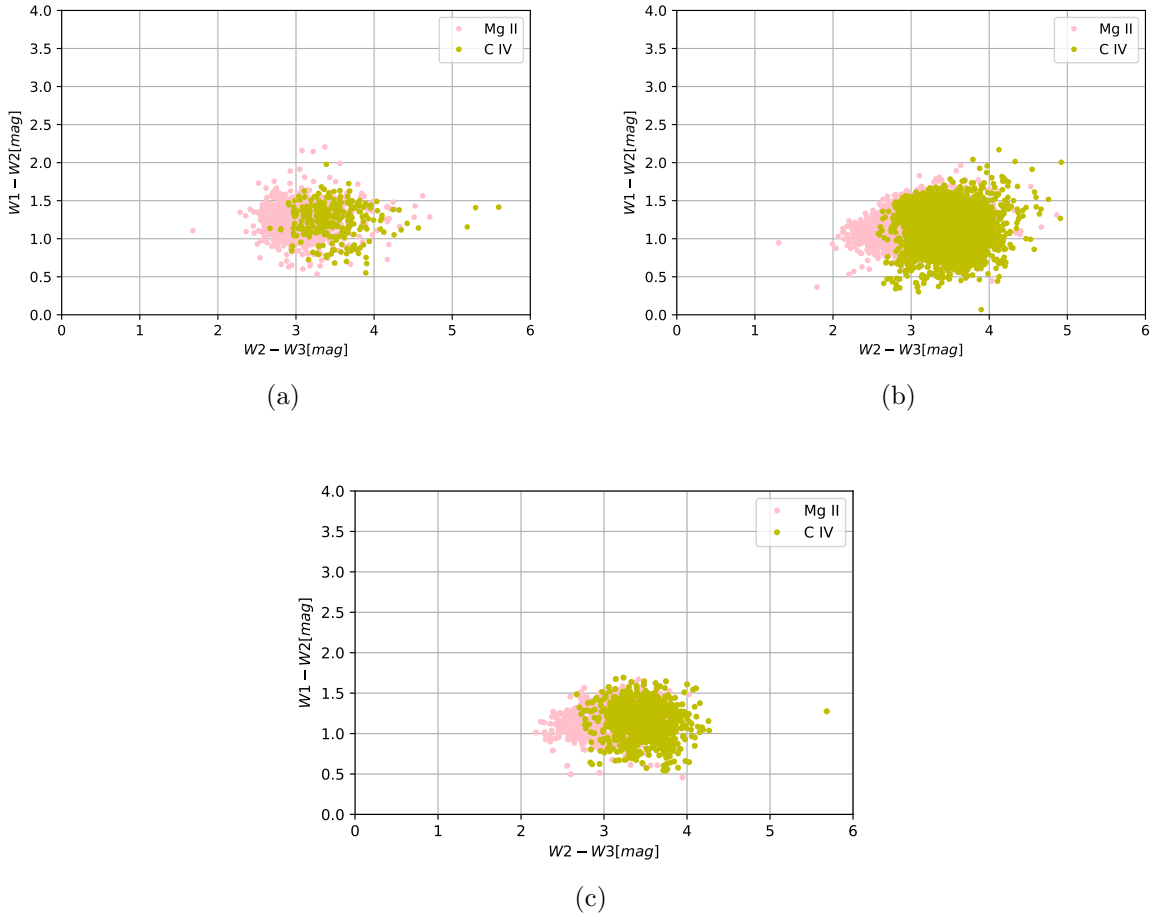


Figura 3.2: Diagrama color-color, $W1-W2$ vs. $W2-W3$, para, a) muestra A; b) muestra B y c) muestra C. Los QSOs son separados por sus líneas de emisión anchas, Mg II a bajo *redshifts* y C IV a alto *redshifts*.

Para entender mejor que se pasa a medida que el *redshift* aumenta, mostramos en la Figura 3.3 como los tres colores de WISE varían en la muestra A. Los dos colores $W2-W3$ y $W3-W4$, respectivamente en Figura 3.3 (b) y Figura 3.3 (c), muestran variaciones continuas: $W2-W3$ aumenta gradualmente por 1.5 mag, volviéndose más rojo a alto *redshifts*, mientras que $W3-W4$ se torna más azul, por 0.5 mag. Ambas distribuciones muestran un aumento en la dispersión por debajo de $z = 1$. Lo más interesante de la dispersión en $W2-W3$ es que algunos QSOs tienen colores comparables a QSOs a alto *redshifts*, lo que sugiere que podrían compartir características similares.

Según (Madau & Dickinson, 2014), la SFR en galaxias aumenta de manera monótona de $z = 0$ a $z \sim 1$, alcanzando un máximo entre $z = 1$ y $z = 2$ y luego va disminuyendo a alto *redshifts*. En consecuencia, la variación de colores $W2-W3$ y $W3-W4$ podría sugerir un aumento gradual con el *redshift* de SFR en QSOs (e.g., Leipski et al., 2014; Drouart et al., 2014; Dong & Wu, 2016). Efectivamente, en (Coziol et al., 2015), se demostró que

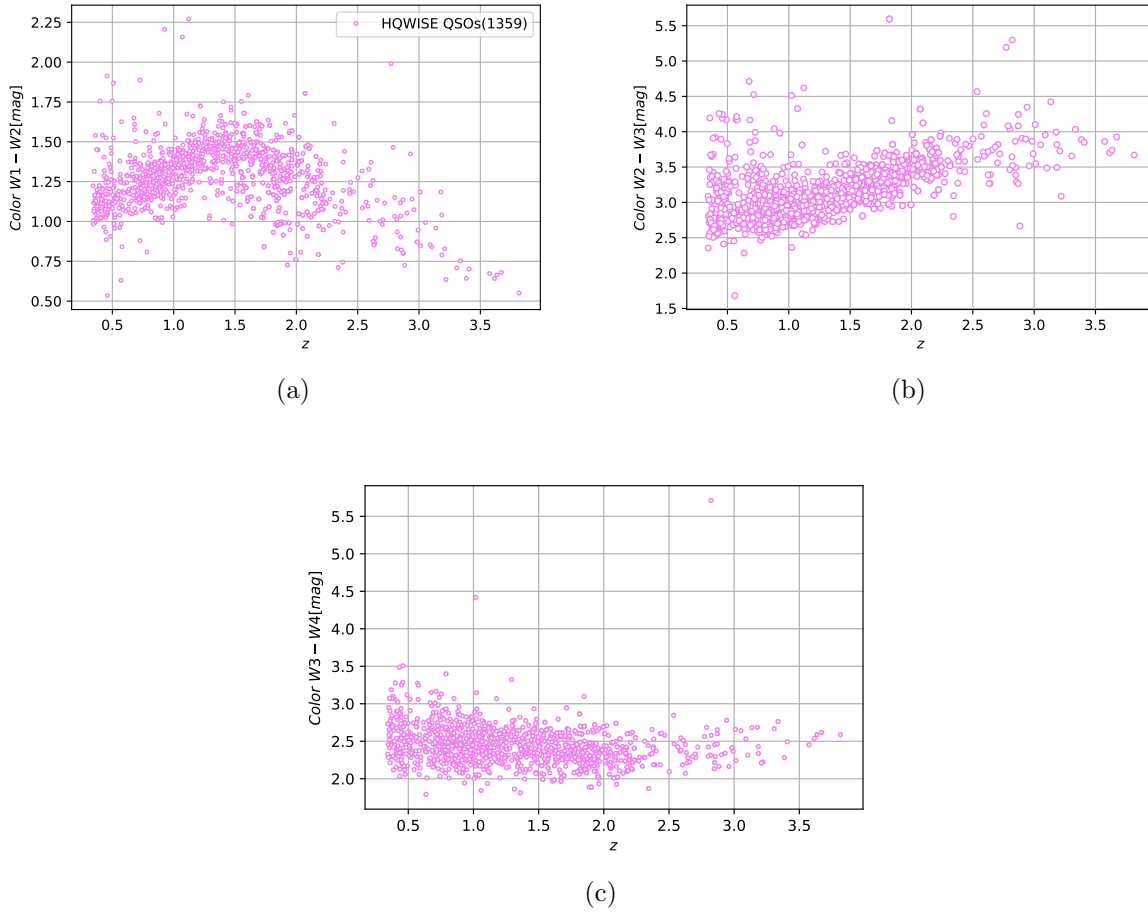


Figura 3.3: Variaciones de los colores WISE con el *redshift*.

existe una relación entre $W2-W3$ y la SFR, $W2-W3$ se va volviendo más rojo a medida que la SFR aumenta. De hecho, ya se puede ver esto en la Figura 3.1: $W2-W3$ se vuelve más rojo pasando de Seyfert a ULIRG y *starburst*, mientras que $W1-W2$ se vuelve más azul. De hecho, asumiendo que esto también pasa en los QSOs, sugiere que el hecho que algunos a bajo *redshifts* tienen colores similares que a alto *redshifts*, podría sugerir que están en una fase especial de *starburst*, sugerido por el modelo ULIRGs (Sanders et al., 1988). De modo que dentro de nuestro análisis con X-CIGALE será posible verificar el modelo ULIRG para la formación de los QSOs.

Del otro lado, el cambio con el *redshift* del color $W1-W2$, como se ve en la Figura 3.3a, es más complicado de explicar. Al principio $W1-W2$ se vuelve más rojo a medida que aumenta el *redshift*, pero después de $z \sim 1.4$ se vuelve más azul. Adoptando la interpretación estándar de los colores de WISE en la Figura 3.1, este cambio sugiere un cambio de tipo AGN, ya que las Seyfert 1 (Sy1s) en este diagrama son más azules en $W1-W2$ que los QSOs. Sin embargo, el hecho que el cambio de color $W1-W2$ ocurre a un *redshift* alto, en torno de $z \sim 1.5$, contradice esta explicación, porque las Sy1s, en su mayoría son galaxias espirales a bajo *redshifts* (cf. Torres-Papaqui et al. (2020)). Además, el hecho de que los flujos en $W2$ no muestren evidencia

de un cambio abrupto en W2-W3 a este *redshift*, sugiere que la inflexión de color W1-W2 debe reflejar un cambio particular en la SED de los QSOs.

Sin embargo, el hecho de que la inflexión ocurre a un *redshift* $z \sim 1.4$ elimina la posibilidad que una línea espectral entre o salga de una de las bandas de WISE debido al *redshift*. En particular, la línea de emisión más intensa en el rojo de los AGNs, H_α (a $0.6563 \mu\text{m}$), se encuentra a $z = 1.4$ a la longitud de onda corrida al rojo $1.6 \mu\text{m}$, que está todavía muy en el azul de la banda en reposo de W1 ($3.4 \mu\text{m}$), mientras que las bandas de emisión de PAH (por ejemplo $11.2 \mu\text{m}$; [Cesarsky et al., 1996](#)) cae mucho más hacia el rojo que W1 y W2 ($4.6 \mu\text{m}$); además, las emisiones de PAH suele ser débil o casi ausente en QSOs, debido a sus altas luminosidades destruyendo el polvo fino formando el PAH [Draine & Li \(2007\)](#).

Curiosamente, [Richards et al. \(2009\)](#) observaron la misma tendencia para los colores 3.6-4.5 μm (consistente con W1-W2) con una muestra de 5,546 cuásares observados con Spitzer (con el instrumento IRAC). Para explicar esta característica, los autores aludieron a la inflexión a $1 \mu\text{m}$, notada inicialmente por [Elvis et al. \(1994\)](#) en una muestra de 47 cuásares a bajo *redshift*. Según estos autores, esta inflexión será intrínseca en la SED de cualquier cuásar, separando la parte azul de la parte roja. En la Figura 3.4, presentamos una reproducción de la Figura 1 del estudio realizado por ([Elvis et al., 1994](#)), donde se identifica la inflexión en la SED. Sin embargo, el rango de cobertura en *redshift* no coincide. Esto se ve mejor en el diagrama presentado en [Labita et al. \(2008\)](#), tal que reproducido en la Figura 3.4 (b). En este diagrama, la inflexión a bajo *redshift* está a una frecuencia de $10^{14.5}$ Hz y la protuberancia azul (Big Blue Bump) a una frecuencia 10^{15} Hz, mientras que a un $z = 1.4$ la parte de la SED que afecta W1 está sólo a $10^{14.3}$ Hz; el valor $1 \mu\text{m}$ sólo alcanza la banda W1 a un *redshift* $z = 2.5$, muy lejos del *redshift* donde se ve la inflexión en el color W1-W2. En consecuencia, la inflexión de $11 \mu\text{m}$, como sugerido por [Richards et al. \(2009\)](#), no puede explicar el cambio de color W1-W2 hacia el azul.

Lo que se necesita es un componente en la SED que aumente el flujo en W1 en relación con W2, haciendo que la parte de esta SED sea más plana. Dado que la protuberancia azul todavía está lejos de las longitudes de W1-W2 cuando $z = 1.4$, esto podría sugerir que debe haber una componente adicional, como brotes de formación estelar en la región circumnuclear, como sugerido en el modelo de [Xie et al. \(2021\)](#).

Como la explicación para la inflexión del color W1-W2 es abierta a discusión, esto sugiere que debemos ser muy cuidadoso en nuestra análisis con X-CIGALE para poder reconocer de manera segura en la SED el cambio con el *redshift* que produce este efecto, y posiblemente determinar cual fenómeno físico lo produce. Por lo tanto, decidimos limitar nuestro análisis a la muestra A con más alta calidad WISE (denominado adelante como, HQWISE QSOs).

Investigando en ADS para la literatura y usando la herramienta NED y CDS VizieR, para comparar nuestros datos con los catálogos disponibles, no encontramos evidencia de detección en radio o rayos-X para ninguno de los HQWISE QSOs, lo que sugiere que los QSOs en esta muestra no fueron detectados en estas bandas. Usando X-match, buscamos aumentar los datos en el IR, comparando con los catálogos para IRAF y UKDISS, pero no se encontró suficiente correlación cruzada para hacer una diferencia importante. En consecuencia, estos datos están restringidos a los cinco flujos de SDSS en los filtros u, g, r, i y z, y en los cuatro flujos de alta calidad de WISE.

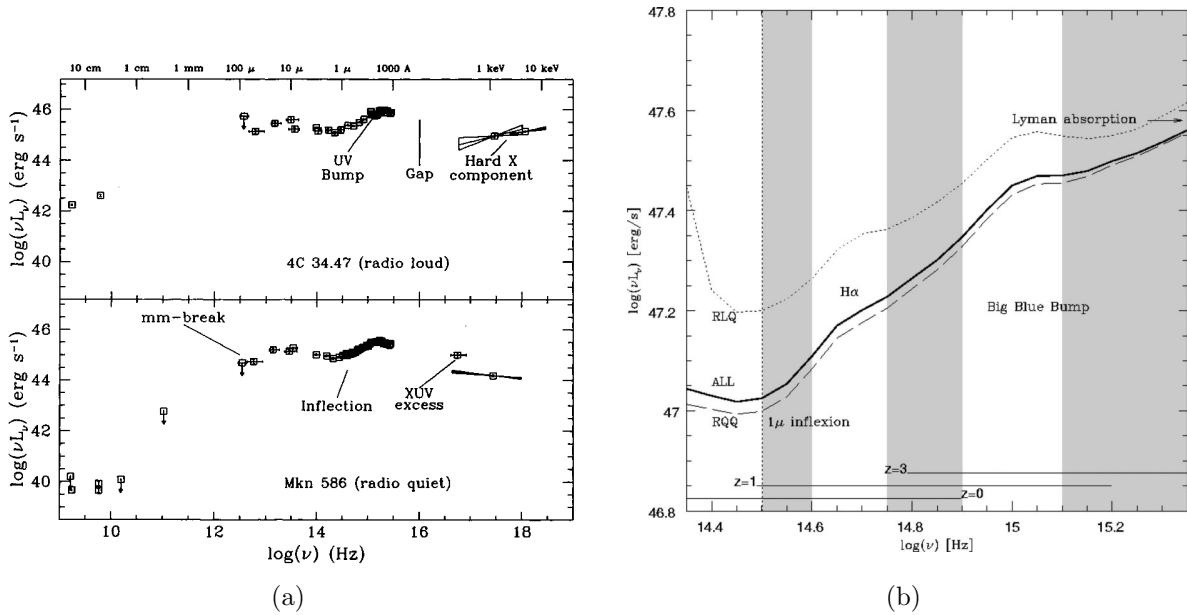


Figura 3.4: En la Figura (a) se presentan ejemplos de las distribuciones de energía de dos cuásares: uno con emisión de *radio-loud* (4C 34.47, arriba) y otro con emisión de *radio-quiet* (Mrk 586, abajo). Estos ejemplos ilustran las características clave del continuo. Las distribuciones de energía representan el logaritmo de la energía por unidad de intervalo de frecuencia logarítmica, en el marco de reposo (Elvis et al., 1994). En la Figura (b) se muestra la (SED) para la muestra completa de cuásares (representada por una línea continua), los cuásares de *radio-loud* (RLQ, representados por una línea punteada) y los cuásares de *radio-quiet* (RQQ, representados por una línea discontinua). Las líneas horizontales indican las regiones espectrales disponibles en diferentes desplazamientos al rojo. Las áreas sombreadas en gris indican los rangos espectrales donde se lleva a cabo el ajuste de la ley de potencia (Labita et al., 2008).

3.1.1 Calibración en flujo

En SDSS las magnitudes se expresan como una función de seno hiperbólico inversa o (asinh) según lo descrito por Lupton et al. (1999). Esta magnitud fue diseñada para ser idéntica a la magnitud astronómica estándar cuando la relación señal-ruido (S/N) es alta y de comportarse de manera adecuada en condiciones de baja S/N. Las magnitudes se caracterizan por un parámetro suavizado b consistente con un ruido de $1 - \sigma$ en la PSF dentro de una apertura cubriendo 1 segundo de arco en el cielo. El flujo detectado, f , se obtiene invirtiendo la siguiente relación para la magnitud asinh:

$$m = \frac{-2.5}{\ln 10} \times \left[\operatorname{asinh}\left(\frac{f/f_0}{2b}\right) + \ln(b) \right] \quad (3.1)$$

Donde f_0 es el flujo de un objeto con magnitud convencional de cero. Las cantidades medidas con respecto a f_0 se dan para cada filtro en la Tabla 21 de Lupton et al. (1999) junto con el asinh, el cual es una magnitud asociada con un calibrador de flujo cero. La tabla

también enumera el flujo correspondiente a $10 \times f_0$, por encima del cual la magnitud asinh y la magnitud logarítmica tradicional producen flujos que difieren por menos de 1 %.

Las indicaciones de como transformar las magnitudes de WISE en flujos se pueden encontrar en Wright et al. (2010) y en la pagina web del AllWise.² De acuerdo con la distribución de colores que se muestra en la Figura 3.3 y comparando con la Tabla 2 en Wright et al. (2010), se optó por utilizar la calibración estándar para la ley de potencias $F_\nu \propto \nu^{-2}$.

3.2 Características de los SMBHs

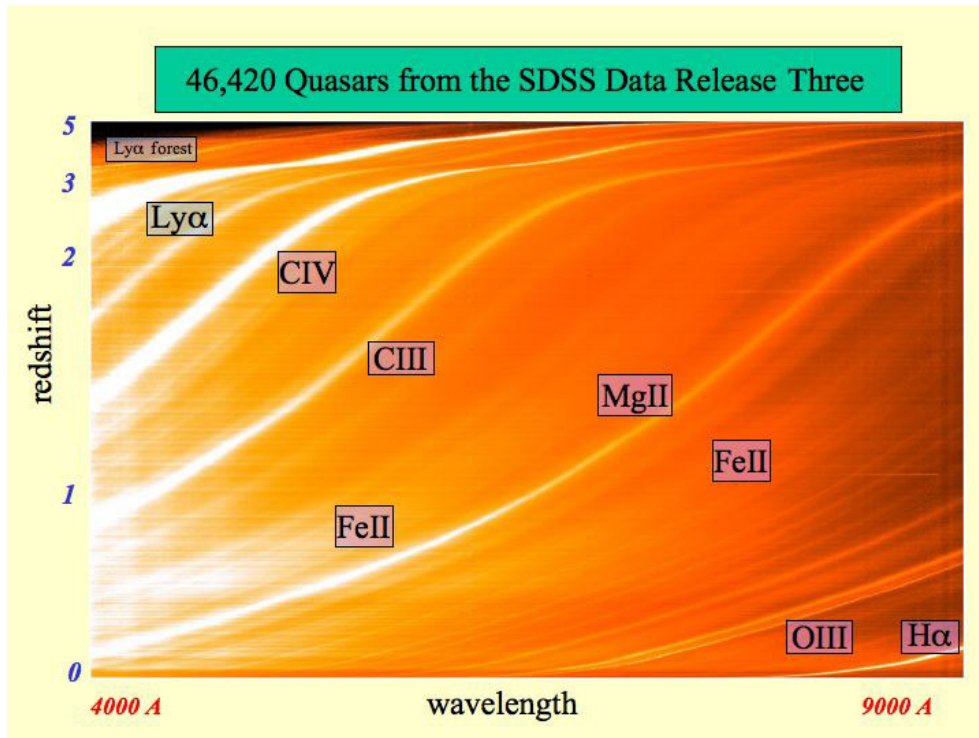


Figura 3.5: Corrimiento al rojo de las líneas de emisión en función del *redshift* según SDSS; https://www.sdss.org/wp-content/uploads/2014/06/quasar_stack.jpg.

Para las características de los SMBHs, contamos con dos análisis espectrales, los estudios de Kozłowski (2017) y Rakshit et al. (2020), donde se encuentran para cada HQWISE QSO datos sobre las masas de los SMBHs, sus luminosidades, tasas de acreción, las razones de Eddington y metalicidades.

En Kozłowski (2017), el autor midió en los espectros SDSS corregidos por extinción los flujos y FWHM de las líneas de emisión anchas Mg II y C IV, así que los flujos monocromáticos adyacentes en el continuo a $\lambda = 3000 \text{ \AA}$ y $\lambda = 1350 \text{ \AA}$, respectivamente, para las líneas Mg II y C IV. Usando estas mediciones, se pudo determinar la masa Virial de los SMBHs, usando las relaciones (McLure & Dunlop, 2002; Vestergaard & Peterson, 2006; Shen et al., 2011):

²https://wise2.ipac.caltech.edu/docs/release/allsky/expsup/sec4_4h.html

$$\log\left(\frac{M_{BH}}{M_{\odot}}\right) = a + b \log\left(\frac{\lambda L_{\lambda}^{-44}}{\text{erg s}^{-1}}\right) + 2 \log\left(\frac{FWHM_{\lambda}}{\text{km s}^{-1}}\right) \quad (3.2)$$

donde, $(a, b) = (0.796, 0.62)$ para la línea Mg II y $(a, b) = (0.66, 0.53)$ para la línea C IV. La luminosidad bolométrica se calculo usando la relación, $L_{bol} = cb \times \lambda L_{\lambda}$, donde cb es la corrección bolométrica determinada por Richards et al. (2006a): $cb = 5.15$ para $\lambda = 3000 \text{ \AA}$ y $cb = 3.81$ para $\lambda = 1350 \text{ \AA}$. Una vez la masa del SMBH y la luminosidad bolométrica están determinadas, la razón de Eddington se determina por la relación $nEdd = L_{bol}/L_{Edd}$ donde $L_{Edd} = 1.26 \times 10^{38}(M_{BH}/M_{\odot}) \text{ erg s}^{-1}$.

En la figura 3.5, se muestra como el *redshift* de las galaxias afecta las observaciones de las líneas de emisión en el rango de longitudes de ondas del SDSS. En particular se puede ver que la línea Mg II, que se puede observar a partir de $z \sim 0.25$, empieza a ser menos visible a alto *redshifts*. Como en la mayoría de los QSOs en la muestra A se puede observar Mg II, decidimos, para preservar la homogeneidad de nuestro análisis, privilegiar las características de los SMBHs mediante la determinación basada en esta línea, y usar las otras líneas sólo cuando Mg II no es observable; esto implica usar H α a bajos *redshifts* ($0 < z < 0.25$) y C IV a altos *redshifts*, sólo cuando Mg II no es observable.

En la Tabla 3.2, separamos los HQWISE QSOs en 14 bins en *redshifts*, de #0 a #13, cada bin teniendo un ancho en z de 0.25, excepto el último bin que contiene sólo 12 QSOs dentro de un rango de $3.25 < z \leq 4$. En la columna 3 se reporto el tiempo cósmico mediano en cada bin. Considerando el número de QSOs en cada bin, en la columna 4, la edad de los HQWISE QSOs varía desde muy jóvenes, CT $\sim 2 - 3$ Gyr a muy viejos CT $\sim 9 - 11$ Gyr. Esto es suficiente para tener una buena idea de como los QSOs (y su galaxias anfitrionas) evolucionaran.

Nota que en el primer bin no hay datos, porque Kozłowski (2017) sólo usó observación de Mg II (y C IV). Estos datos serán completados más tarde, usando datos de Rakshit et al. (2020) basado en H α . Por el momento, ya podemos comparar de manera homogénea como las características de los SMBHs cambian con el *redshift*. En las columnas 5 y 6, se puede ver un aumento en el pasado de las masas de los SMBHs y de sus luminosidades, mientras que en la columna 7, se observa una disminución de la razón de Eddington, por lo menos hasta el bin #8. Que los QSOs evolucionaron en luminosidad no es nuevo, pero lo más importante es que también las masas de los SMBHs crecen a alto *redshifts*, al mismo tiempo que su acreción aumenta ($nEdd \propto \eta \dot{m} c^2 / M_{BH}$).

En la Figura 3.6, donde presentamos los diagramas de caja, se puede cuantificar mejor la amplitudes de estos cambios. La luminosidad, L_{AGN} , aumenta continuamente con el *redshift*, por casi tres órdenes, aumentando rápidamente hasta $z = 1.62$ (bin #6 con CT medio ~ 4 Gyrs) y después más lentamente, hasta $z \sim 2.38$ (bin #9 con CT ~ 3 Gyrs), donde las estadísticas se vuelven menos seguras a medida que disminuye el número de QSOs en los bins. Por su lado, el cambio en masa de los SMBHs, M_{BH} parece seguir el cambio en luminosidad, aunque sólo aumenta la masa por 2 órdenes. Debido a que la estimación de la masa de un SMBH depende tanto de la luminosidad como del FWHM de la línea de emisión (cf. Ecuación 3.2) esta similitud en evolución no es sorprendente. Sin embargo, esto es sólo hasta el bin #6, porque después la masa es casi constante. En vista que el número de QSOs por encima de $z = 2.38$ es muy incompleto, no podemos estar seguro si la tendencia hacia mayores masas sea física o se deba a un sesgo en la luminosidad. Por otra parte, considerando

(1)	(2)	(3)	(4)	(5)	(6)	(7)
# bin	z	CT Gyr	N	$\log M_{BH}$ (M_{\odot})	$\log L_{AGN}$ (erg s^{-1})	$nEdd$
0	(0.00 – 0.25]	11.2	0/103	–	–	–
1	(0.25 – 0.50]	9.3	103/188	7.53	44.12	-1.17
2	(0.50 – 0.75]	7.3	120/135	8.36	45.02	-0.75
3	(0.75 – 1.00]	6.3	211/226	8.97	45.71	-0.70
4	(1.00 – 1.25]	5.3	171/177	9.25	45.98	-0.72
5	(1.25 – 1.50]	4.5	121/124	9.39	46.22	-0.58
6	(1.50 – 1.75]	3.9	109/112	9.48	46.38	-0.52
7	(1.75 – 2.00]	3.4	113/118	9.60	46.50	-0.58
8	(2.00 – 2.25]	3.0	69/70	9.58	46.59	-0.44
9	(2.25 – 2.50]	2.7	21/31	9.43	46.66	-0.56
10	(2.50 – 2.75]	2.4	19/23	9.89	47.00	-0.47
11	(2.75 – 3.00]	2.2	21/27	9.51	46.83	-0.53
12	(3.00 – 3.25]	2.0	11/13	9.06	46.94	-0.61
13	(3.25 – 4.00]	1.7	9/12	9.90	47.07	-0.67

Tabla 3.2: Medianas de los QSO de HQWISE de los 14 bines a diferente *redshift*. Los números en la columna 4 dan el número de QSO con las medidas de las masas del BH, usando las líneas de emisión de Mg II o C IV, en comparación con el número total de QSO HQWISE en cada bin. Teniendo en cuenta que cuando ambas líneas están presentes en un espectro, solo usamos la masa determinada usando la línea de Mg II.

significativa la cantidad de QSOs en el rango $1.63 \leq z \leq 2.12$ (bin #6 al bin #8), podemos concluir que los QSOs en nuestra muestra parecen llegar a su masa máxima al mismo tiempo que las galaxias alcanzan su SFR máximo (cf. [Madau & Dickinson, 2014](#)). Esta observación es consistente con la hipótesis de una conexión entre la formación de los SMBH y sus galaxias anfitrionas ([Boyle & Terlevich, 1998](#); [Madau & Dickinson, 2014](#)).

Una vez la relación establecida entre la evolución de la luminosidad y la masa de los SMBHs se puede entender mejor porque $nEdd$ es casi constante hasta un *redshift* $z \sim 1.62$. Esto es porque la masa de los SMBHs crece casi a la misma tasa que la luminosidad, sin embargo, parece haber un aumento específico de $nEdd$ por encima de $z = 1.37$ (bin #5 con CT ~ 4.5 Gyrs), de manera que en el pasado la tasa de acreción estaba mucho mas altas que ahora.

3.2.1 Presencia de Fe en los HQWISE QSOs, y sus abundancias peculiares

Otro análisis espectral útil para nuestro estudio fue realizado por [Rakshit et al. \(2020\)](#), quienes, a diferencia de [Kozłowski \(2017\)](#), utilizaron los espectros en el SDSS DR14 en lugar de DR12. Al comparar la M_{BH} calculada por estas dos fuentes diferentes, en la Figura 3.7, encontramos que los resultados son casi iguales. Diferentes regresiones lineales sugieren que, en general, las masas de los SMBHs en [Rakshit et al. \(2020\)](#) tienden a ser ligeramente más

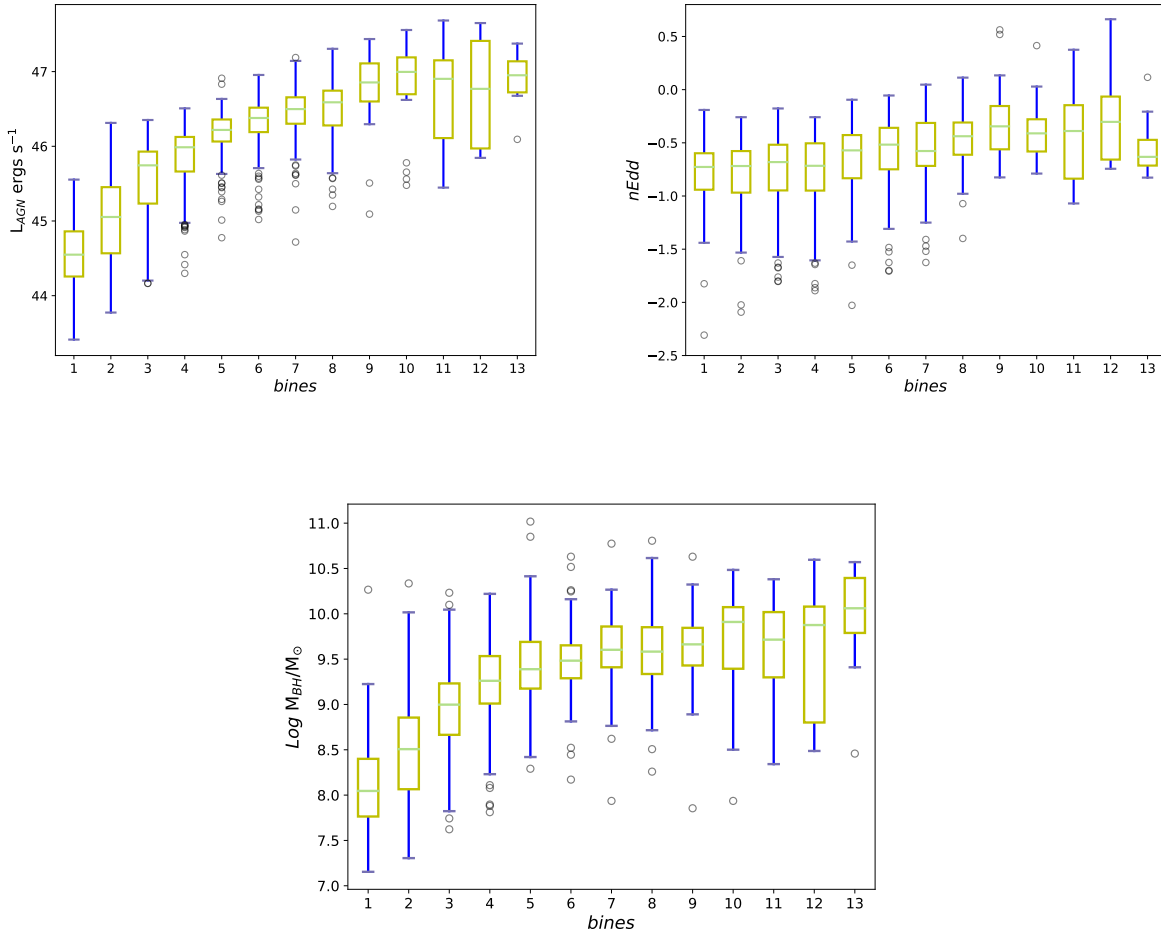


Figura 3.6: Gráficos de caja que muestran las variaciones de las características de los QSOs en cada bin con el *redshift*.

bajas que en [Kozłowski \(2017\)](#). Esta diferencia es probablemente debida a la sustracción de las líneas de Fe que son muy comunes en QSOs. Los QSOs en nuestra muestra no son diferentes de otras muestras en este sentido.

De hecho, para determinar la contribución de estas líneas en cada espectro, [Rakshit et al. \(2020\)](#) realizaron un análisis de ajuste muy preciso, que no solamente permite corregir los espectros pero también estimar las abundancias de FeII relativa a MgII. En la Figura 3.8 se evidencia las razones FeII/MgII en los HQWISE QSOs medido por [Rakshit et al. \(2020\)](#). Este resultado muestra la misma alta proporción típica de todos lo QSOs, independiente del *redshift* (ver Figura 11 en [De Rosa et al., 2014](#)).

Comparando los datos de [Kozłowski \(2017\)](#) y los datos de [Rakshit et al. \(2020\)](#) podemos concluir que aunque la muestra HQWISE QSOs es relativamente pequeña, debido a la restricción estricta sobre la calidad de flujo en IR, las características de estos QSOs parecen ser similares a las características de QSOs en general.

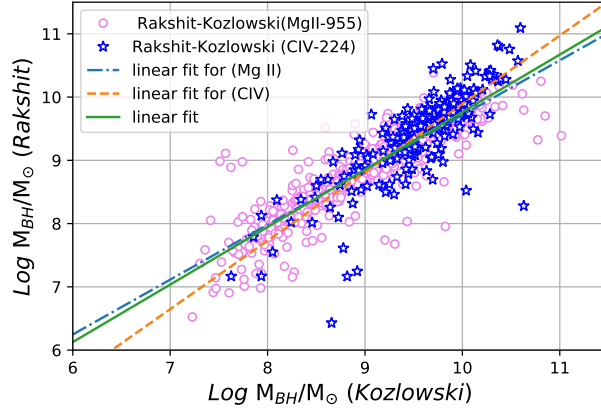


Figura 3.7: Comparando las masas de los BHs en Kozłowski (2017) y Rakshit et al. (2020). Las regresiones lineales son comparables: para Mg II, $Y = 0.86X + 1.04$, con $r = 0.91$, para C IV, $Y = 1.08X - 0.92$, con $r = 0.82$, y para ambas líneas, $Y = 0.91X + 0.67$, con $r = 0.89$.

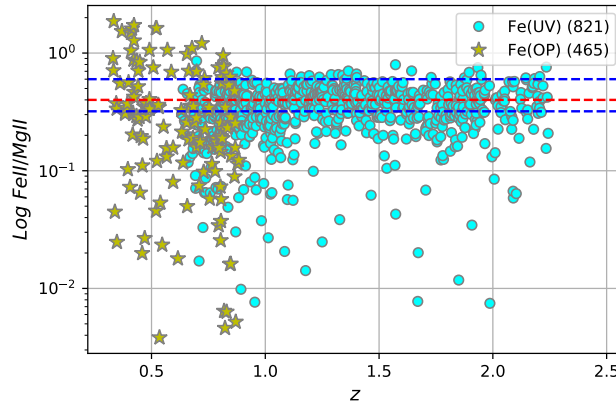


Figura 3.8: La Razón de abundancias Fe II/Mg II. La identificación de Fe(UV) y Fe(OP) se refiere a emisión en el UV y óptico. La línea roja es la mediana, y las líneas azules es el intervalo de confianza estimado por Wang et al. (2022): $\text{Fe II/Mg II} = 2.54^{+1.12}_{-0.43}$.

CAPÍTULO 4

Resultados y análisis de SED obtenidas por X-CIGALE

En este capítulo, presentamos las SEDs óptimas que se obtuvo con X-CIGALE para la muestra de 1,359 HQWISE QSOs, separada en 14 bins en *redshift*. Se usó dos funciones para el SFH, `sfhdelayed`, típico de galaxia elíptica, y `sfh2exp` típico de galaxia espiral. El parámetro más importante para el SFH es el tiempo *e-folding*, que permite determinar que tan rápido las galaxias anfitrionas formarán sus estrellas. Comparando la SED en diferentes bins a diferentes *redshifts* con las características de los SMBHs, nos permite caracterizar como la formación de las galaxias y de sus SMBHs evolucionaron con el tiempo.

4.1 Variación de la SED con el *redshift*

En las Figuras 4.1 a 4.5 se hace una comparación en paralelo, donde se muestran las mejores SEDs (χ^2_{red} más pequeños porque k y n son los mismos) obtenidas en cada bin de *redshift*, usando la función `sfhdelayed` (paneles a la derecha) y `sfh2exp` (paneles a la izquierda). Todos estos ajustes incluyen emisión polar.

En las figuras para los ajustes, cada SED muestra 4 componentes: 1) el AGN (línea naranja), 2) la población estelar (línea azul), obtenidas por modelos de síntesis SSP, y 3) atenuada por la extinción de polvo en las galaxias anfitrionas (línea amarilla), 4) la emisión MIR/FIR debido al polvo (línea roja), calentado por estrellas en la región circumnuclear (bulbo de la galaxia) incluyendo líneas de emisión de PAH. La suma de los componentes es la línea continua oscura, donde también se pueden ver los flujos de entrada (como puntos) y debajo el residuo de los ajustes. Tenga en cuenta que, dado que esto son los ajustes óptimos, los residuos son demasiados pequeños para distinguir cual de las dos funciones SFH es la mejor. Para evaluar estas soluciones, se debe hacer un análisis visual en paralelo de las diferentes SEDs.

CAPÍTULO 4 – RESULTADOS

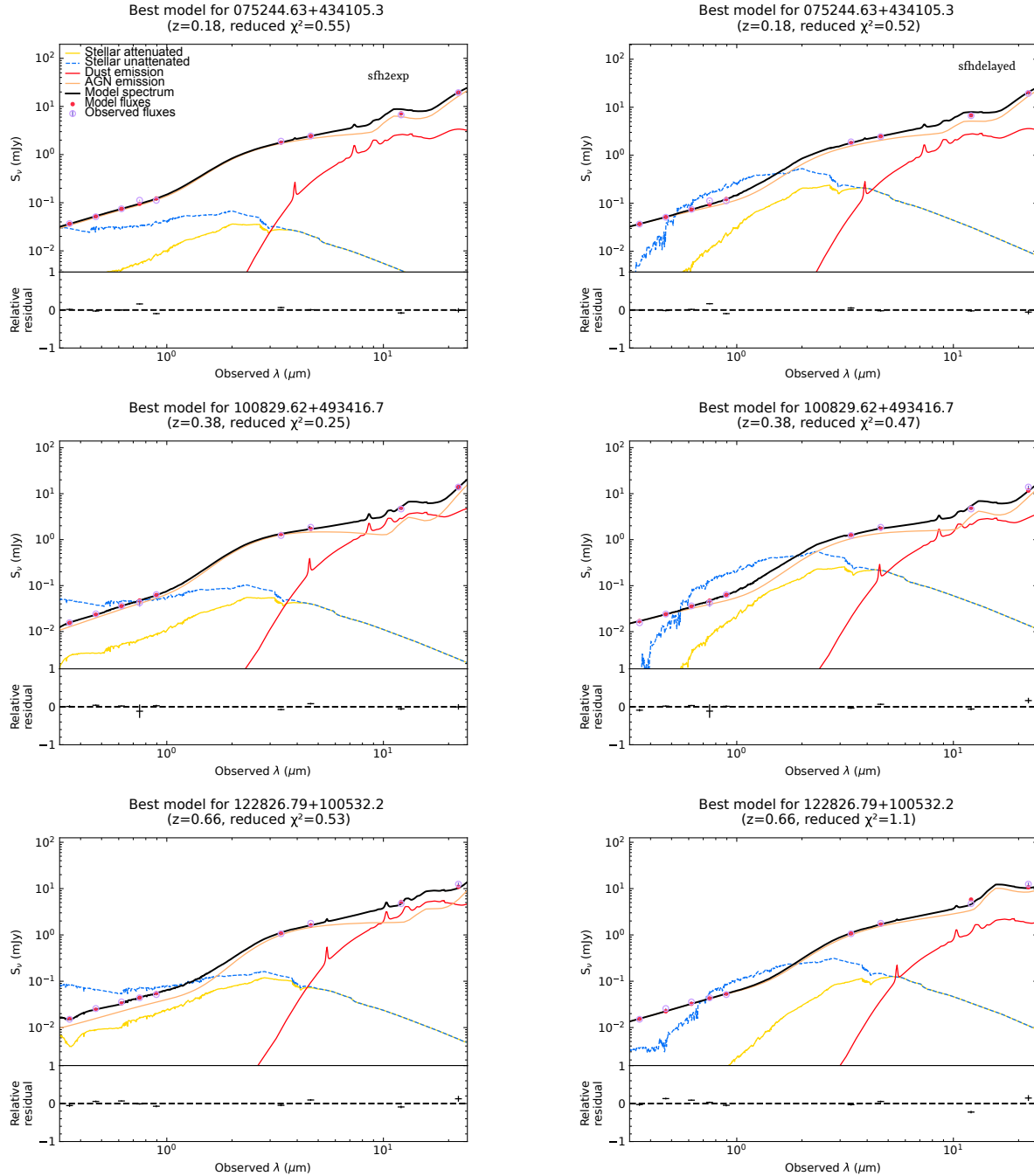


Figura 4.1: Resultados para `sfh2exp` (izquierda) y `sfhdelayed` (derecha) en los intervalos de bin #0 a #3. Todas las SEDs incluyen emisión polar.

En general, las SEDs son similares a los modelos de AGNs con brotes estelares (*starburst*) oscurecidos, obtenidos por Marshall et al. (2018) o Xie et al. (2021). Independientemente de la función SFH, la componente dominante es del AGN, con ligeras diferencias entre las dos soluciones, debido a diferentes SSP: con la función `sfhdelayed` las poblaciones estelares son más antiguas que con la función `sfh2exp`. En consecuencia, se tiene también diferencias en

CAPÍTULO 4 – RESULTADOS

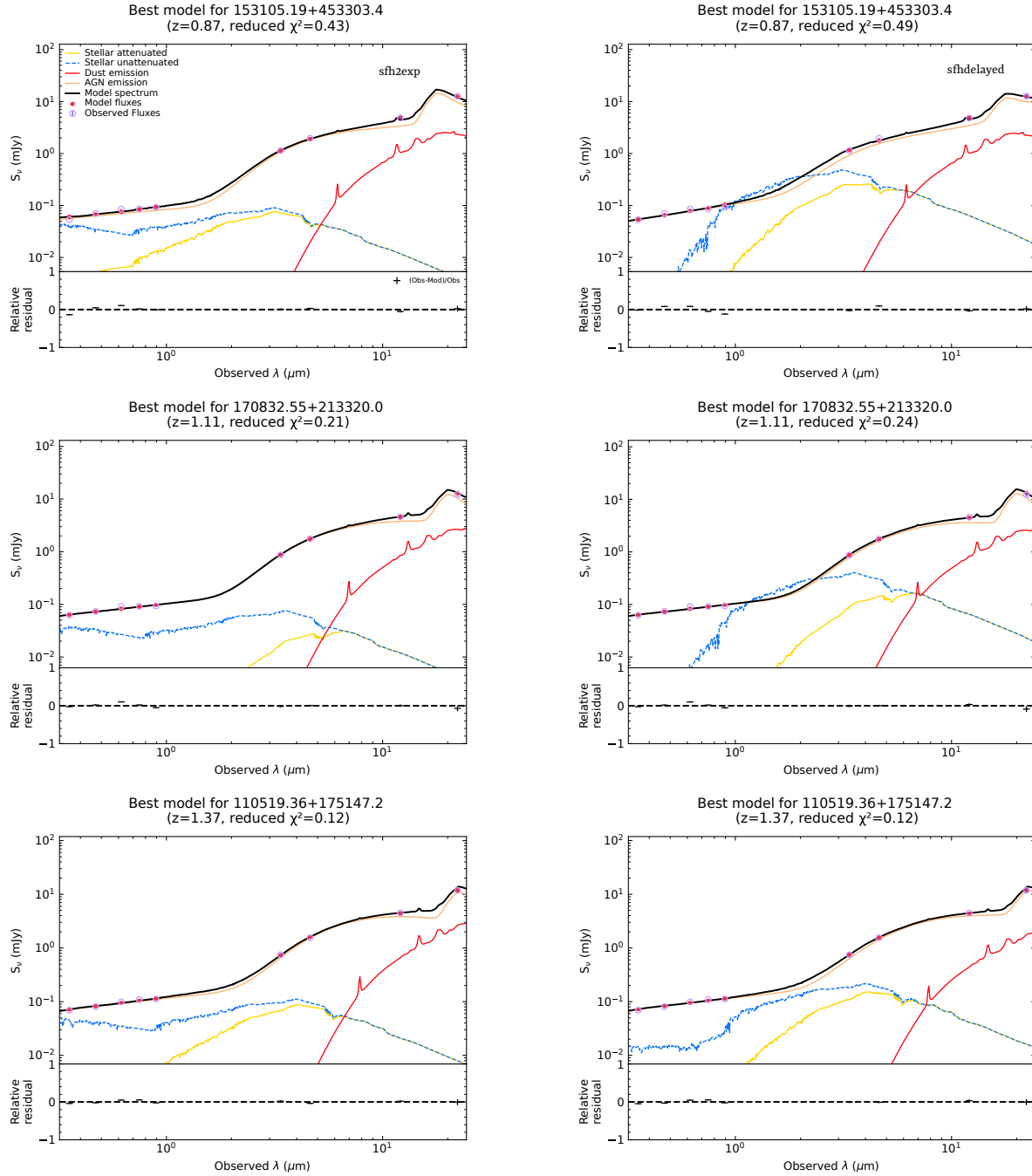


Figura 4.2: Similar a Figura 4.1 para intervalos #3 a #5.

las componentes atenuación y polvo caliente.

Como las diferencias en SSP es mas obvia a bajo *redshifts*, uno podría interpretar estas diferencias con evidencia de un cambio de morfología de las galaxias anfitrionas a bajos *redshifts*, ya que las galaxias espirales, consistentes con SFH *sfh2exp*, son más prominentes a bajo *redshifts* que a alto *redshifts*. Sin embargo, el hecho de que los χ_{red}^2 sean igualmente bajos en ambas soluciones no permite establecer tal distinción. De hecho, a partir de $z = 1.37$ (bin

CAPÍTULO 4 – RESULTADOS

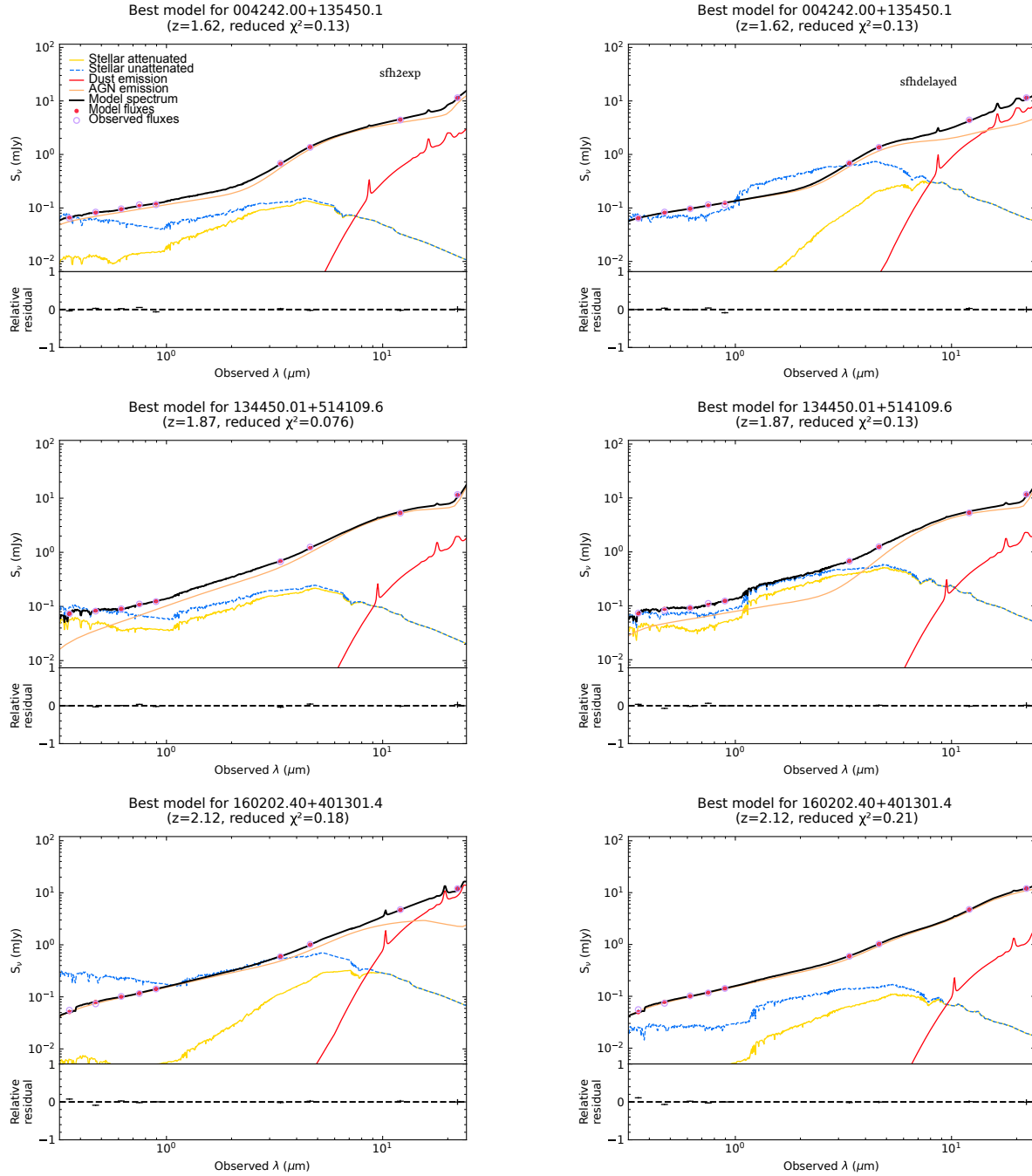


Figura 4.3: Similar a Figura 4.1 para intervalos #6 a #8.

#5) ambas funciones SFH muestran en las SEDs un aumento significativo en el número de estrellas jóvenes, que implica que las soluciones de X-CIGALE a alto *redshift* son degeneradas. Una alta SFR parece ser la característica principal del ajuste de SED de los HQWISSE QSOs por X-CIGALE.

En las Tablas 4.1 y 4.2, reportamos los resultados más importantes para ambas funciones, dando los valores de la mediana de los parámetros. Estos valores fueron calculados para todos

CAPÍTULO 4 – RESULTADOS

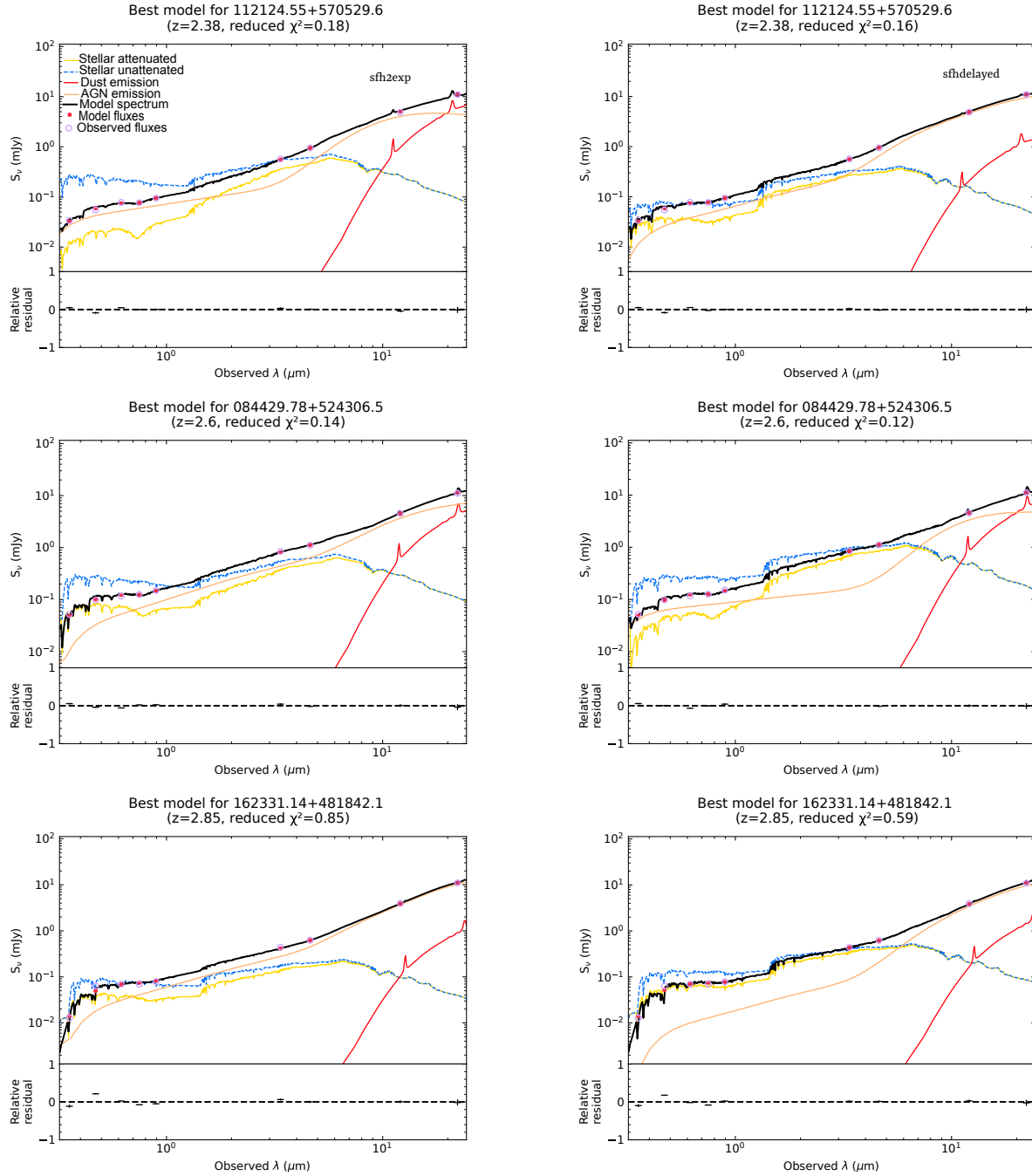


Figura 4.4: Similar a Figura 4.1 para intervalos #9 a #11.

los QSOs en cada bin de *redshift*, considerando sólo aquellas soluciones que tienen un $\chi_{red}^2 < 1$ (siendo el 61 % de la muestra para ambas soluciones). Comparando la columna 3 en las dos tablas, concluimos que ambas funciones SFH producen soluciones igualmente razonables. En general, el componente AGN (columna 9) domina las SED a un 90 % y la SFR es alta (columna 11). Además la SFR aumenta de manera significativa con el *redshift*.

Observando con más detalles la columna 3 en la Tabla 4.1 para la función *sfhdelayed*,

CAPÍTULO 4 – RESULTADOS

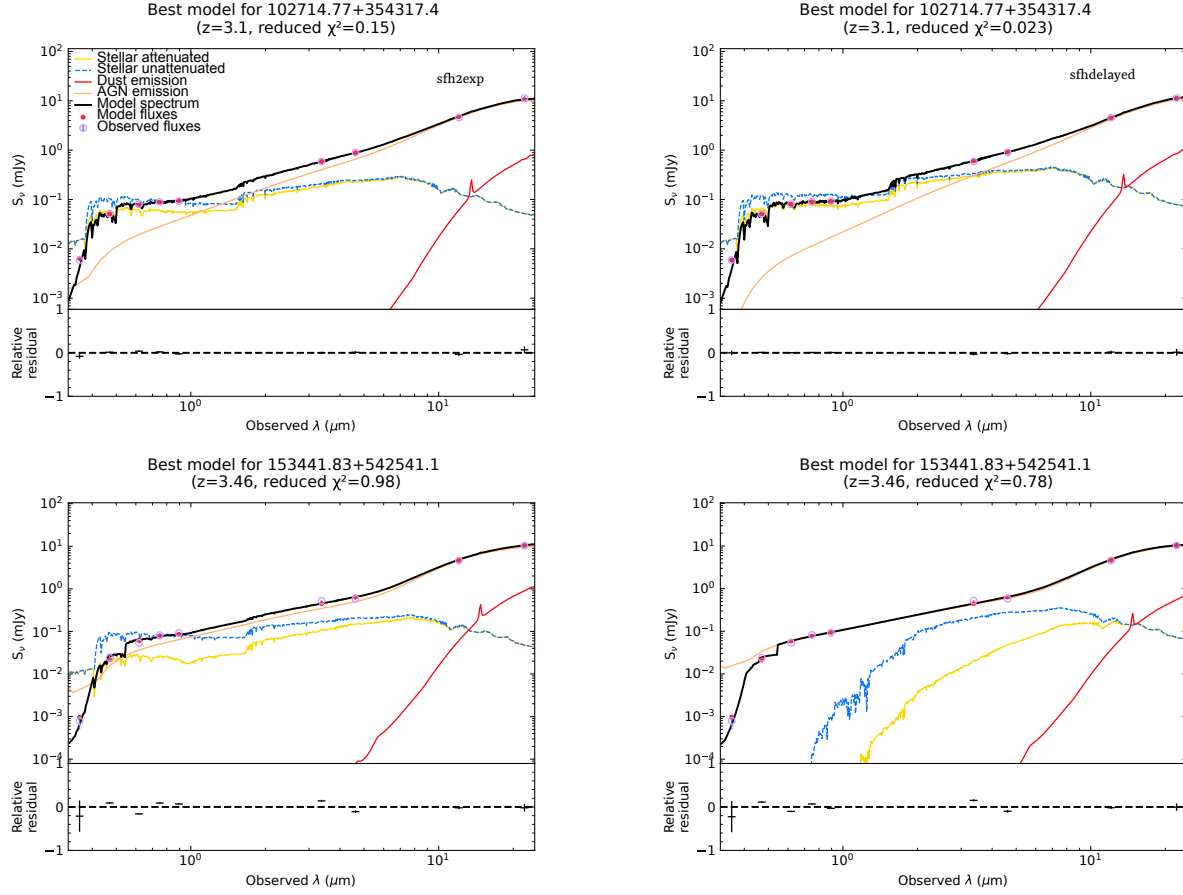


Figura 4.5: Similar a Figura 4.1 para intervalos #12 y #13.

Tabla 4.1: Los mejores ajustes para la función `sfhdelayed` con emisión polar; los valores corresponden en las medianas de los modelos con $\chi_{red}^2 < 1$ (61% de la muestra).

(1)	(2)	(3)	(4)	(5)	(6)	(7)	(8)	(9)	(10)	(11)	(12)	(13)
bin	z	χ_{red}^2	f (%) ($\chi_{red}^2 > 3$)	W1-W2	W2-W3	O.A. (deg)	δ	f_{AGN}	E_{BV} Lines/Factor	Log(SFR) ($M_{\odot} \text{ yr}^{-1}$)	τ_{main} (Myr)	T_{dust} (K)
0	0.18	0.64	19	0.96	2.96	60	-0.7	0.9	0.70/0.75	-1.22	1000	100
1	0.38	0.57	26	1.02	3.07	60	-1.0	0.9	0.70/0.75	-0.82	1000	100
2	0.62	0.72	27	1.04	2.94	60	-1.0	0.9	0.70/0.75	0.17	1000	100
3	0.89	0.42	10	1.17	3.43	140	-0.7	0.9	0.70/0.75	0.85	500	100
4	1.11	0.33	8	1.31	3.00	100	-0.7	0.9	0.70/0.75	1.89	500	100
5	1.38	0.29	7	1.38	3.08	140	-0.7	0.9	0.70/0.75	1.69	500	100
6	1.62	0.18	6	1.37	3.25	140	-0.5	0.9	0.70/0.75	2.08	1000	100
7	1.86	0.24	5	1.30	3.38	140	-0.7	0.9	0.50/0.50	2.52	1000	500
8	2.12	0.28	6	1.23	3.53	100	-0.5	0.9	0.50/0.50	2.76	1000	500
9	2.38	0.14	10	1.18	3.61	140	-0.6	0.9	0.50/0.50	3.02	1000	500
10	2.63	0.16	9	1.14	3.65	140	-0.5	0.9	0.50/0.50	3.33	1000	500
11	2.85	0.42	11	1.08	3.58	140	-0.7	0.9	0.10/0.25	3.39	500	500
12	3.09	0.32	15	0.98	3.66	140	-0.7	0.9	0.10/0.50	3.53	500	100
13	3.41	0.44	8	1.03	3.73	140	-0.5	0.9	0.10/0.50	3.54	500	100

los primeros bins a bajo *redshifts* (#0, #1 y #2) tienen χ_{red}^2 ligeramente más altos. Sin embargo, los ajustes van mejorando después de eso, hasta el bin #6 ($z = 1.62$), a partir del cual el χ_{red}^2 varía alrededor de valores relativamente bajos (comparado en los tres primero

CAPÍTULO 4 – RESULTADOS

Tabla 4.2: Los mejores ajustes para la función `sfh2exp` con emisión polar; los valores corresponden en las medianas de los modelos con $\chi_{red}^2 < 1$ (61 % de la muestra).

(1)	(2)	(3)	(4)	(5)	(6)	(7)	(8)	(9)	(10)	(11)	(12)	(13)
bin	z	χ_{red}^2	f(%) ($\chi_{red}^2 > 3$)	W1-W2	W2-W3	O.A. (deg)	δ	f_{AGN}	E_{BV} Lines/Factor	Log(SFR) ($M_{\odot} \text{ yr}^{-1}$)	τ_{main} (Myr)	T_{dust} (K)
0	0.18	0.56	27	0.98	3.01	80	-0.7	0.9	0.50/0.50	0.22	750	100
1	0.40	0.62	32	1.02	3.05	60	-1.0	0.9	0.70/0.50	0.91	50	100
2	0.66	0.70	28	1.07	2.94	60	-1.0	0.9	0.70/0.75	1.48	50	100
3	0.88	0.41	14	1.22	2.97	140	-1.0	0.9	0.70/0.75	1.72	50	100
4	1.11	0.33	12	1.34	2.99	140	-0.7	0.9	0.70/0.75	1.86	50	100
5	1.38	0.30	9	1.39	3.09	140	-0.7	0.9	0.70/0.75	2.15	100	100
6	1.62	0.17	8	1.37	3.25	140	-0.5	0.9	0.70/0.50	2.35	500	100
7	1.86	0.17	6	1.27	3.41	140	-0.5	0.9	0.50/0.50	2.70	500	100
8	2.12	0.23	7	1.20	3.50	140	-0.3	0.9	0.50/0.50	2.84	500	500
9	2.38	0.10	16	1.17	3.64	100	-0.5	0.9	0.50/0.50	2.98	500	500
10	2.63	0.12	9	1.12	3.66	140	-0.5	0.9	0.10/0.50	3.19	50	500
11	2.85	0.39	30	1.08	3.60	140	-0.5	0.9	0.50/0.25	3.26	500	500
12	3.10	0.75	31	1.04	2.82	100	0.0	0.9	0.10/0.50	3.59	500	100
13	3.41	0.58	8	1.07	3.71	140	0.0	0.9	0.10/0.75	3.23	500	100

bines), hasta los últimos tres bines, donde el número de QSOs baja drásticamente. En general, la función `sfhdelayed` produce soluciones excelentes en un rango de *redshift* $0.8 < z \leq 2.8$. Esta conclusión también está respaldada por la fracción de modelos con $\chi_{red}^2 > 3$ (columna 4), que no pasa del 10 % dentro de este rango de *redshifts*.

Comparando los resultados para la función `sfh2exp` en la Tabla 4.2, vemos lo mismo que en la Tabla 4.1, quiere decir, valores de χ_{red}^2 más altos, con fracción más alta de modelos con $\chi_{red}^2 > 3$ en los primeros y últimos tres bines, y valores comparativamente más bajos dentro del rango de $0.8 < z \leq 2.8$. Esto confirma que las soluciones con SFH diferentes son degeneradas, ya que no podemos diferenciar entre las dos con base al χ_{red}^2 . Claramente, esta similitud se debe a un punto común de las dos soluciones, que es que a cualquier *redshift* en la SED de los QSOs, además de la componente AGN dominante, la SFR debe ser sistemáticamente alta.

Otros puntos comunes de las SEDs se pueden ver en las dos tablas. En particular, en ambos modelos, el ángulo óptico (columna 7) relativo al toro de polvo es muy alto, los valores varían entre 60° a 140° , consistente con toros de polvo masivos. Esto sugiere que los SMBHs estén en gran parte escondidos detrás de polvo. De acuerdo con esta interpretación, en la columna 10 también se pueden notar altos niveles de extinción en las líneas, con altos factores para el continuo. Además, en la columna 13, la alta temperatura del polvo (de 100 a 500 K) es consistente con formación estelar oscurecida. Todos estos resultados parecen ser consistente con la fase oscuras de los QSOs en el modelo que sugerimos en la Figura 1.11.

Sin embargo, posiblemente el resultado más significativo es que ambas soluciones de X-CIGALE tienen tiempo *e-folding* relativamente pequeños (columna 12); no superan los 1000 Myr (promedio 786 Myr) en el modelo de `sfhdelayed` y 750 Myr (promedio 328 Myr) en `sfh2exp`. Esto sugiere que independientemente de la función de SFH (o de la morfología), las galaxias anfitrionas de los HQWISE QSOs construyeron la mayor parte (63 %) de su población estelar muy rápidamente.

4.1.1 Comparando SFR

Según los resultados de X-CIGALE, el predominio de la componente AGN y la alta SFR hacen que las soluciones sean degeneradas. No obstante, los mejores ajustes, Figuras 4.1 hasta 4.5, muestran diferencias significativas en los primeros cinco bins a bajo *redshifts*, con SSP sistemáticamente más antiguos en la función *sfhdelayed* que en la función *sfh2exp*. Estas características se debe a un tiempo *e-folding* ligeramente más grande, produciendo SFRs más bajas en las SEDs *sfhdelayed* que en las SEDs *sfh2exp*. Por otro lado, a partir del bin #6 ($z = 1.62$) la componente SSP en ambos modelos se vuelven similares. Esto sucede a un tiempo cósmico $CT \sim 4.5$ Gyrs (columna 3 en Tabla 3.2). Comparando la razón τ_{main}/CT , se ve que la formación de SSP en *sfhdelayed* ocupa un promedio de 10% de la edad de las galaxias hasta $z \sim 1.4$, aumentando hasta 30% a más alto *redshifts*, mientras que para la *sfh2exp* la razón sólo es 2% a bajo *redshifts* y 18% a alto *redshifts*. Esto sugiere que en ambos modelos de SFH, el proceso de formación de estrellas en las galaxias anfitrionas de los QSOs es más importante a alto *redshifts*.

Comparando la SFR en las dos soluciones en la Figura 4.6, se puede ver que la SFR es generalmente más alta usando la SFH *sfh2exp* que usando la SFH *sfhdelayed*. La diferencia es bastante significativa a bajos *redshifts*, variando por un factor de 100 a unas pocas decenas hasta $z = 1$ (los primeros cuatro bins), decreciendo hasta el bin #4 (mediana $z \sim 1.1$) para casi desaparecer arriba del bin #5 (mediana $z \sim 1.4$).

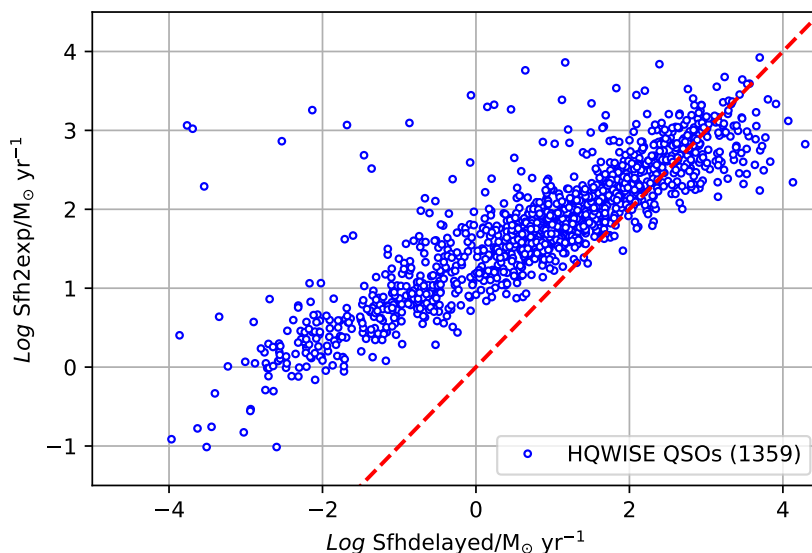


Figura 4.6: Comparando la SFR usando *sfh2exp* con la SFR usando *sfhdelayed*. Nota que SFRs superiores a 0 dex usando *sfhdelayed* sólo aparecen a partir del bin 2 ($z \sim 0.62$) mientras que usando *sfh2exp* la SFR ya esta a 1.5 dex en este bin.

Para establecer la confiabilidad numérica de cada solución para la SFR, usamos la opción en X-CIGALE para generar catálogos simulados (*mock catalog*) basados en los modelos de mejor ajustes para las dos funciones SFH (ver ejemplos en Mountrichas et al., 2021). El principio de esta prueba es simple: usando los valores de los ajustes (*output*) como *input*

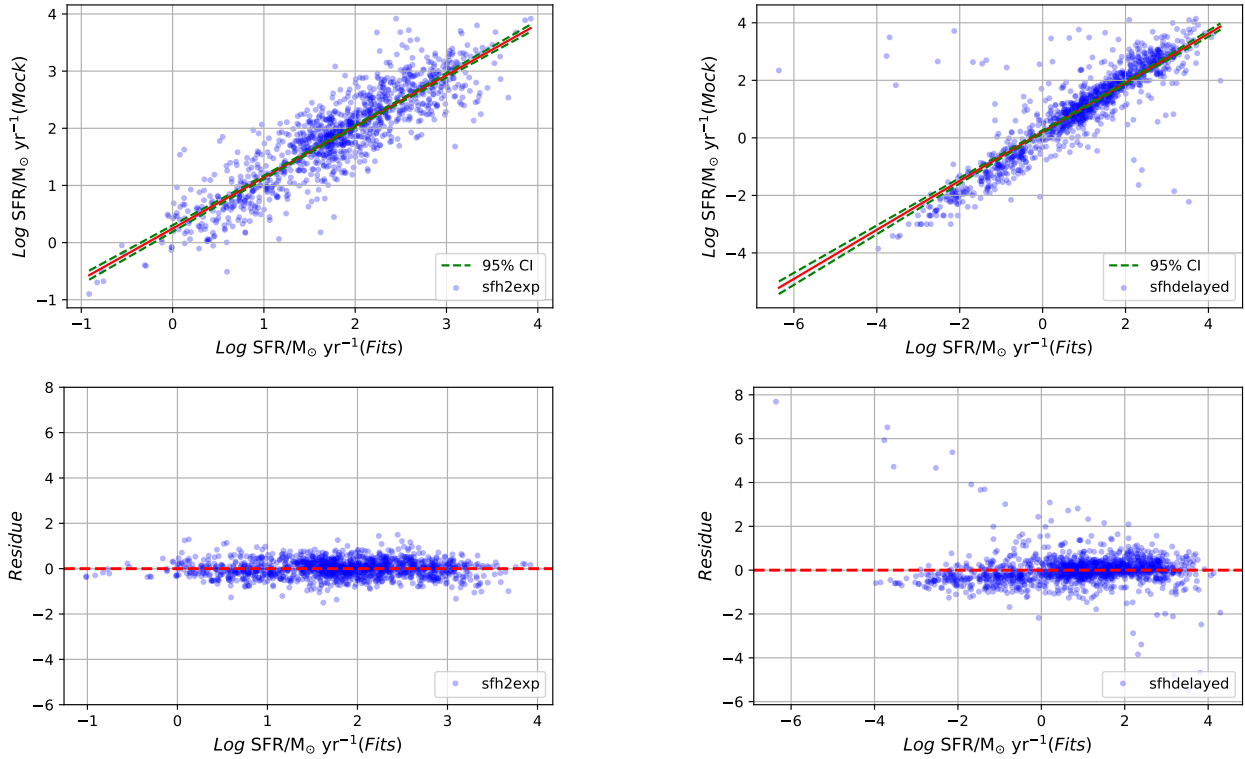


Figura 4.7: Comparando la SFR ajustados por nuestros modelos con el análisis simulado: para a) `sfh2exp`, b) `sfhdelayed`, y los dos residuales, para c) `sfh2exp`, y d) `sfhdelayed`. La línea en rojo corresponde a dos regresiones lineales simples con el IC del 95% en verde: $Y = 0,90X + 0,22$ para `sfh2exp` y $Y = 0,87X + 0,19$, con $R^2 = 0,80$ y $R^2 = 0,77$, respectivamente. El IC del 95% corresponde a los intervalos $[0,88-0,93]$ y $[0,84-0,90]$ respectivamente.

para X-CIGALE, haciendo variar estos parámetros, los mejores ajustes del *mock catalog* deben converger rápidamente a valores comparable o similares a los *output* originales, mostrando que estas soluciones son robustas. En la Figura 4.7, mostramos los resultados de la prueba para las dos funciones de SFH. En cada gráfico, se calculó una regresión lineal con intervalo de confianza y el residuo. Para la función `sfh2exp`, la regresión lineal tiene un coeficiente de correlación de $R = 0.89$, con residuo bastante bajo y distribuido de manera homogénea. Por otro lado, aunque el ajuste lineal es también muy bueno para la SFH `sfhdelayed`, con un coeficiente de correlación de $R = 0.88$, el residuo es mucho más alto, mostrando valores discrepantes muy grandes a cualquier *redshift*, con sesgo significativo cuando $\log SFR < 0$, mostrando SFR sistemáticamente por debajo de la SFR *mock*. Sin embargo, este comportamiento es fácil de explicar: a medida que el CT aumenta en comparación con el tiempo *e-folding* de la función `sfhdelayed`, la SFR no puede mantenerse tan alta que en la SFH `sfh2exp`. Esto también explica porqué el *e-folding* usando la función `sfhdelayed` tiende a ser sistemáticamente mayor que el *e-folding* usando la función `sfh2exp`; el *e-folding* aumenta para poder aumentar en la SED la cantidad de estrellas jóvenes.

En consecuencia, aunque a alto *redshifts* (arriba de $z = 1.62$) las soluciones son degeneradas, ambos con tiempo *e-folding* pequeño y alta SFR, las diferencias a bajo *redshift* con la prueba *mock* sugiere que las soluciones son mejores cuando se usa la SFH `sfh2exp` que la

SFH `sfhdelayed`.

Sin embargo, no se puede eliminar la posibilidad de un cambio morfológico de las galaxias anfitrionas, de *early-type* (`sfhdelayed`) a alto *redshifts* a *late-type* (`sfh2exp`) a bajo *redshifts*. Tomando en cuenta esta posibilidad, comparando con SFR típico en galaxias normales (no AGN) a bajo redshift (e.g., Figura 9 en Kennicutt & Evans, 2012), la naturaleza de la formación estelar en las galaxias anfitrionas de los QSOs tiende a ser de tipo starburst. Esto es obvio en la figura 4.8, donde mostramos las SFRs obtenidas por X-CIGALE en función del *redshift*. Usando la SFH `sfh2exp` (izquierda) los valores de SFR ya pasan $10 M_{\odot} \text{ yr}^{-1}$ típico de starburst a un *redshift* de $z = 0.66$, mientras que usando la SFH `sfhdelayed` (derecha) la fase starburst sólo aparece arriba de $z = 1.0$. En ambas soluciones la SFR oscila en torno de $1000 M_{\odot} \text{ yr}^{-1}$ arriba de $z = 2.63$ (mas obvio en la izquierda). Sin embargo, arriba de $z = 3$, no se ve evidencia clara que la SFR baja, por lo que nuestros resultados podrían ser interpretados con evidencia en favor de una evolución para los QSOs consistente con *starburst* oscuros (similares a ULIRGs), sugerido por Blain et al. (1999).

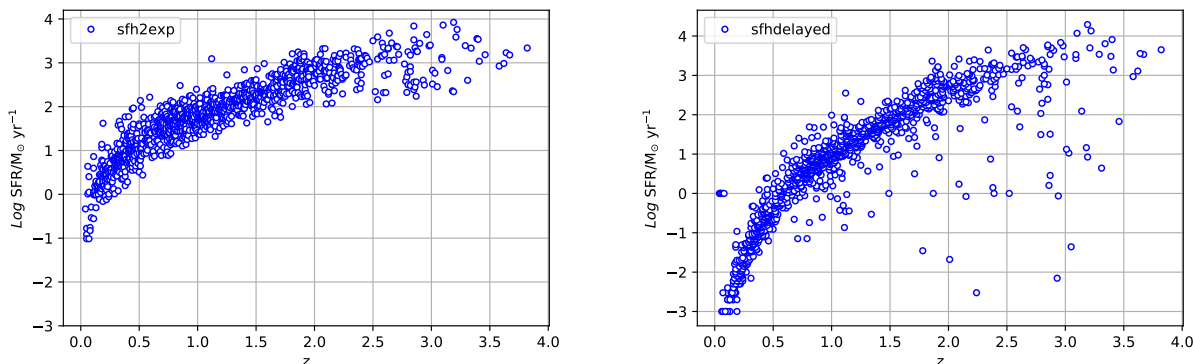


Figura 4.8: SFR en función del *redshift*, tal que obtenida por X-CIGALE. En el panel izquierdo, mostramos la solución usando la SFH `sfh2exp` y en la derecha usando la SFH `sfhdelayed`.

4.1.2 El origen de la inflexión del color W1-W2 en QSOs

Otra evidencia que respalda un aumento de la SFR con el *redshift* se puede ver en la Figura 4.9, donde comparamos las distribuciones de los colores W1-W2 y W2-W3 de WISE con las medianas de los colores obtenidos por X-CIGALE en cada bin de *redshift*, según se informan en las Tablas 4.1 y 4.2. Ambas SFH permiten reproducir las variaciones de estos colores con el *redshift*. El hecho que W2-W3 se vuelva más rojo a medida que aumenta la SFR es consistente con lo que se explico previamente en la Sección 3.

Sin embargo, el resultado de X-CIGALE que consideramos más significativo es que ambas soluciones reproducen relativamente bien la inflexión al azul del color W1-W2 en torno de $z = 1.5$. En la SEDs de la Figura 4.1 a la 4.5 esta inflexión sucede al pasar del bin #5 al bin #6 (medianas $z = 1.38$ y $z = 1.62$, respectivamente), donde la SSP en los dos modelos se vuelven comparables: debido al aumento de la SFR, la SED se vuelve gradualmente más azul

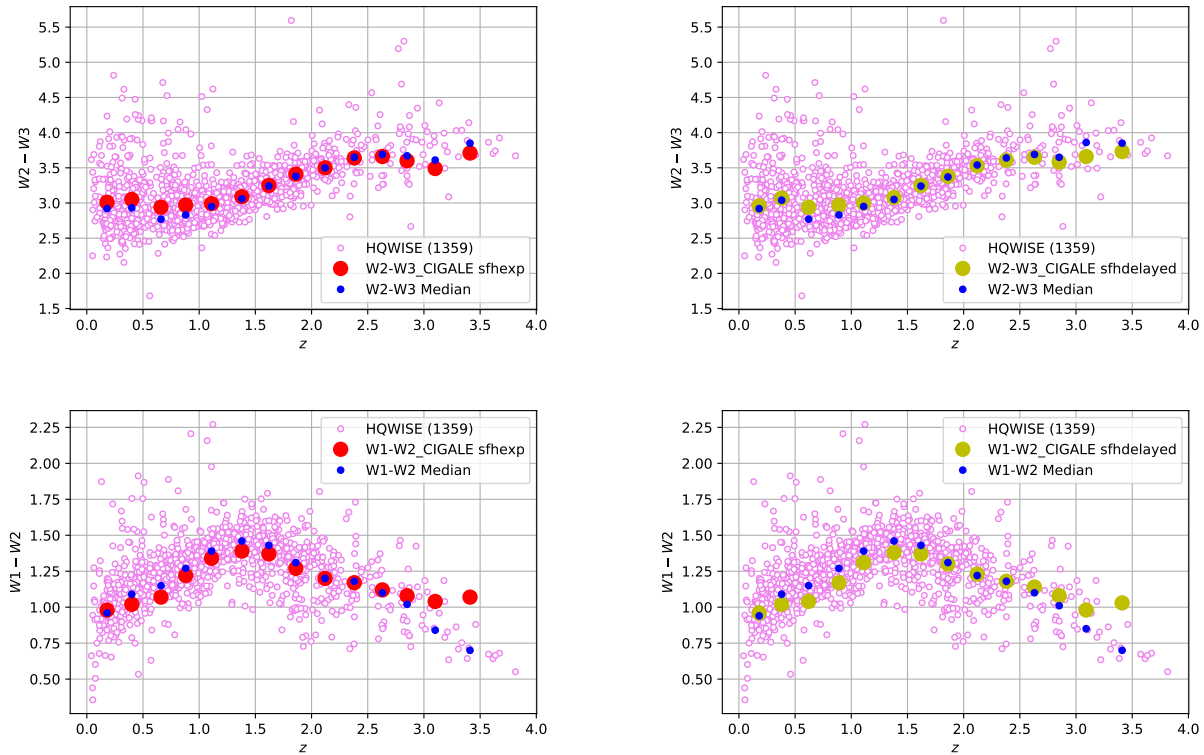


Figura 4.9: Reproducción de los colores de WISE con X-CIGALE: a la izquierda, para la función `sfh2exp` y a la derecha para la función `sfhdelayed`. En todos los gráficos, los puntos azules son las medianas de WISE de cada bin y los puntos rojos o verde son las medianas de X-CIGALE de los ajustes con $\chi^2_{red} < 1$.

(más plana). En consecuencia, la inflexión del color W1-W2 en torno de $z = 1.5$ se puede explicar con el efecto del aumento de la SFR en los QSOs.

Según [Richards et al. \(2009\)](#) la inflexión del color W1-W2 parece ser común en todos los QSOs (no solamente aquellos que son luminoso en IR como los HQWISE QSOs). Sin embargo, esta inflexión no tiene nada a ver con la inflexión a $1 \mu\text{m}$ notado por primera vez por [Elvis et al. \(1994\)](#), pero se debe al incremento de SFR en QSOs a alto *redshifts*. Nota que ni [Richards et al. \(2009\)](#) ni [Elvis et al. \(1994\)](#) podría haber relacionado ese efecto en los QSOs a un aumento de SFR, porque la posibilidad de alta formación estelar en los QSOs empezó a ser discutida (con evidencia clara) en la literatura sólo recientemente (e.g., [Wang et al., 2008, 2010](#); [Yan et al., 2013](#); [Rosario et al., 2013](#); [Leipski et al., 2014](#)). Por lo tanto, los resultados producidos por X-CIGALE sobre la SFR no solamente confirman los estudios anteriores, si no que, sugieren que todos los QSOs podrían ser en una fase evolutiva consistente con starburst.

Es interesante notar que de acuerdo con estudios morfológicos de QSOs cercanos utilizando el HST, muchas de las galaxias anfitrionas muestran morfología perturbada, consistentes con galaxias *starbursts* en interacciones o fusiones ([Bahcall et al., 1997](#); [Pierce et al., 2023](#)). Sin embargo, el hecho que ambas funciones SFH predicen alta SFRs de tipo *starburst* y que las dos soluciones son degeneradas a alto *redshifts*, no nos permite distinguir si la evolución de la SFR en los QSOs fue homogénea o si fue variable dependiendo de factores exteriores;

por ejemplo, relacionada a la variación del proceso de fusión (o formación) de galaxias en diferentes densidades de ambientes. En particular, un efecto “*downsizing*”–galaxias masivas se forman primero a altos *redshifts* en ambientes más densos–podría justificar un cambio de morfología de *early-type* (alta densidad de ambiente) a altos *redshifts*, a *late-type* (bajo densidad de ambiente) a bajos *redshifts*. Además, un cambio morfológico podría ser consistente con la idea de formación de QSOs en galaxias espirales en interacción a bajos *redshifts*, explicando el fenómeno ULIRGs (Sanders et al., 1988).

4.2 Presencia de ULIRGs en QSOs a bajo *redshift*

Tabla 4.3: Mejores ajustes para QSOs con $\chi_{red}^2 > 3$, variando el ángulo ψ

(1) bin	(2) N	(3) χ_{red}^2 previous	(4) χ_{red}^2 new	(5) ψ (deg)	(6) W2-W3	(7) O.A. (deg)	(8) δ	(9) f_{AGN}	(10) E_{BV} Lines/Factor	(11) Log(SFR) ($M_{\odot} \text{ yr}^{-1}$)	(12) τ_{main} (Myr)	(13) T_{dust} (K)
0	28	8.0	1.1	20	3.29	60	-0.7	0.9	0.70/0.50	0.24	100	100
1	60	6.4	1.4	20	3.19	60	-0.7	0.9	0.50/0.75	0.99	1000	100
2	38	5.5	2.1	20	3.22	60	-1.0	0.9	0.70/0.75	1.58	1000	100
3	32	6.7	3.4	30	3.25	100	-0.5	0.9	0.70/0.75	1.75	100	100
4	21	6.2	5.4	30	3.38	60	0.0	0.9	0.70/0.75	2.67	500	100
5	11	7.3	6.0	30	3.23	60	0.0	0.9	0.70/0.75	2.36	1000	100
6	9	7.8	5.8	30	3.31	60	0.0	0.9	0.70/0.75	2.50	500	100
7	7	15.3	13.3	30	3.43	60	0.0	0.5	0.70/0.75	2.72	300	100
8	5	18.8	18.5	25	3.61	60	0.0	0.5	0.70/0.75	3.03	100	300
9	5	16.5	18.0	30	3.52	60	0.0	0.5	0.70/0.75	3.10	550	500
10	2	22.5	17.6	25	3.69	100	0.0	0.5	0.70/0.75	3.11	550	750
11	8	5.2	7.7	10	5.26	140	-0.5	0.9	0.70/0.50	2.70	550	500
12	4	5.8	6.9	10	4.30	80	0.0	0.9	0.30/0.50	2.84	300	750
13	1	6.5	8.2	10	3.74	60	0.0	0.9	0.70/0.50	2.83	100	100

En la Figura 4.9 para W2-W3 se puede ver como los colores de algunos QSOs a bajos *redshifts* (hasta $z = 1$) son similares a los colores de QSOs a altos *redshifts*, en particular, arriba de $z = 2$. Tomando en cuenta la variación de SFR en la figura 4.8, la solución para la función `sfh2exp` parece ser mas razonable para la hipótesis ULIRGs: si la SFR es más baja, a bajo *redshift* que a alto *redshifts*, un cambio de morfología, de *early-type* a *late-type*, puede producir colores más rojos, asumiendo un ángulo de visión, ψ , más chico relativo al toro de polvo, consistente con un SMBH escondido. En la Tabla 4.2, se puede ver que asumiendo un AGN *face-on*, $\psi \sim 90^\circ$, 17% de los ajustes tienen $\chi_{red}^2 > 3$. Dado que esto sucede con mayor frecuencia a bajos *redshifts*, esto podría ser porque vemos los AGN “*edge-on*” (típico de AGN Tipo 2). De acuerdo con la hipótesis de las ULIRGs, se esperaría que estos QSOs tuvieran $\psi \leq 30^\circ$, con flujos en el IR y SFR más altos de lo normal (e.g., Veilleux et al., 2009).

Para probar las hipótesis ULIRG, hemos aislado todos los QSOs con $\chi_{red}^2 > 3$ en la Tabla 4.2 y ejecutamos X-CIGALE usando valores de ángulo ψ lo más pequeños posibles. Las medianas de los parámetros en cada intervalo de *redshift* para estos nuevos modelos se pueden ver en la Tabla 4.4. Al comparar la columna 4 con la columna 3, vemos una mejoría significativa en los ajustes, pero sólo hasta al bin #6. A mas alto *redshifts* esta mejoría se vuelve marginal y en los tres últimos bines el nuevo χ_{red}^2 , de hecho, es peor.

En general, la reducción del ángulo ψ produce colores W2-W3 más rojos y la SFR aumenta ligeramente, pero no hay cambio sistemático de los otros parámetros (más específicamente,

parámetros relacionados con la extinción). Aunque estos resultados podrían ser considerados favorable a la hipótesis ULIRGs, el hecho de que veamos una mejora significativa de los ajustes sólo en los *redshifts* bajos podría ser explicado por un cambio de morfología, ya que se espera una frecuencia más alta de AGN con galaxias anfitrionas espirales (las Sy1s y las Sy2s son ejemplos). En términos cuantitativos, la fracción de galaxias anfitrionas espirales en QSOs con vista *edge-on* (EO) hasta un $z \sim 1.6$, podría ser del orden de 19%. Esta fracción es más o menos similar con lo que se suele observar en estudios morfológicos de galaxias anfitrionas de los QSOs en muestras cercanas (e.g., [Letawe et al., 2010](#)).

4.2.1 Comparación de los modelos Polar con no Polar usando el BIC

Tabla 4.4: Descripción de los criterios de ajustes para los modelos polar y no polar.

(1)	(2)	(3)	(4)	(5)	(6)
bin	χ_{nP}^2	χ_P^2	BIC _{nP}	BIC _P	BIC _{nP} - BIC _P
0	9.6	1.0	31.6	27.4	4.2
1	13.1	1.8	34.1	28.2	7.0
2	12.2	1.6	34.2	28.0	6.2
3	8.6	0.8	30.6	27.2	3.4
4	5.8	25.0	27.8	51.4	-23.6
5	3.4	0.3	25.3	26.7	-1.4
6	2.5	0.2	24.5	26.6	-2.1
7	1.9	0.2	23.9	26.6	-2.7
8	1.7	0.3	23.7	26.7	-3.0
9	2.9	12.2	24.9	38.5	-13.0
10	2.4	0.2	24.4	26.6	-2.1
11	11.9	0.8	33.9	27.2	6.7
12	27.5	1.0	49.5	27.4	22.1
13	11.3	1.5	33.3	27.9	5.4

En la búsqueda de comprender las galaxias, se recurren a herramientas avanzadas como el programa X-CIGALE. Este programa nos permite un análisis de datos observacionales de galaxias, ajustando modelos estadísticos, para profundizar en sus estudios. Un aspecto clave en este proceso es la comparación entre modelos, una tarea facilitada por el uso del BIC. Este criterio proporciona una métrica objetiva para discernir entre modelos, considerando tanto su capacidad para ajustarse a los datos como su complejidad inherente. En este contexto, se ha llevado a cabo una comparación entre el modelo polar y no polar utilizando X-CIGALE y evaluando su función mediante el BIC.

Para determinar cual de los ajustes del modelo `sfh2exp` está mejor con la emisión polar se usó el criterio BIC: $BIC = \chi^2 + k \times \ln(9)$, donde $k = 10$, para no-polar (nP) y $k = 12$ para polar (P).

Examinando la Columna (6) de la Tabla 4.4 el modelo con emisión polar tiene el menor BIC en los cuatro primeros bins. Arriba del bin #3, en los 7 siguientes bins, el BIC menor es para el modelo sin emisión polar. Examinando los χ^2 , al excepción del los bins #4 y #9, los χ^2 del modelo con emisión polar son muy bajos en comparación con los χ^2 del modelo con emisión no polar. Esto parece comprobar que el mejor ajuste de la SED a alto *redshift*, arriba

de $z = 1.11$ y hasta un *redshift* de $z = 2.6$ el mejor ajuste es para el modelo sin emisión polar.

CAPÍTULO 5

Discusión

5.1 Conectando la formación de las galaxias anfitrionas de QSOs a la formación de sus SMBHs

Los dos resultados más importantes usando X-CIGALE para la muestra de HQWISE QSOs son: 1) independientemente de la función SFH (o morfología), el tiempo *e-folding* es muy pequeño, del orden de 1 Gyr o menos, y 2) a cualquier *redshift* la SFR de los QSOs es relativamente alta, de tipo *starburst*, y la tasa de formación estelar aumenta con el *redshift*. Estos dos resultados implican que las galaxias anfitrionas de los HQWISE QSOs formaron sus estrellas muy rápidamente, consistente con una fase de alta formación estelar típica de galaxias en interacción o fusión. Sin embargo, lo que queda por determinar es ¿cómo se relaciona la formación de las galaxias anfitrionas con la formación de sus SMBHs?

Teniendo en cuenta la rápida formación tanto del SMBH como de las poblaciones estelares de las galaxias anfitrionas, es natural asumir que la relación $M_{BH}-\sigma$ establecida para AGNs a bajos *redshifts* se puede extender a altos *redshifts* (no hay evidencia clara a alto *redshift*). ¿Entonces, qué deberíamos esperar de las masas de las galaxias anfitrionas, o más específicamente de la relación $M_{BH}-M_{bulbo}$? De acuerdo con la Tabla 3.2, los SMBHs en los HQWISE QSOs son bastante masivos y, en consecuencia, sus galaxias anfitrionas también deberían ser muy masivas. Para estimar las masas de sus bulbos, se usó, en primera aproximación, la relación $M_{BH}-M_{bulbo}$ recientemente determinada por Ramsden et al. (2022) para una muestra de SMBHs en un rango de masas de 10^6 hasta $10^{10} M_{\odot}$:

$$\left(\frac{M_{BH}}{10^9 M_{\odot}}\right) = (0.22) \left(\frac{M_{bulbo}}{10^{11} M_{\odot}}\right)^{1.24} \quad (5.1)$$

Esta relación produce para nuestros QSOs una masa de bulbo que oscila entre 10^{10} y $\sim 10^{12.5} M_{\odot}$ (hay muy pocas masas por encima de este valor). Se puede comparar directamente

estas masas con las masas de las estrellas (poblaciones jóvenes + viejas) determinada por X-CIGALE. Esto se ve en la Figura 5.1. Basándonos en la relación uno a uno (en rojo en la figura), se concluye que las masas de X-CIGALE son en gran parte comparables con las masas producidas por la relación de Ramsden et al. (2022), asumiendo un error máximo sobre M_{bulbo} de ± 0.2 dex. Esto sugiere que las SEDs creadas por X-CIGALE concuerdan con la idea de una relación $M_{BH}-\sigma$ (al menos hasta $z \sim 4$). En general, las masas de X-CIGALE parecen estar ligeramente sobrestimada. Aunque esto es más obvio para los QSOs a alto *redshifts* (en color amarillo, con línea de emisión C IV), esto es común en todos los QSOs con altas masas; arriba de $\sim 10^{12} M_{star}/M_{\odot}$ el límite en masa de X-CIGALE tiende a ser 3 veces (0.5 dex) mayor. Considerando que los resultados de X-CIGALE sugieren una relación $M_{BH}-M_{bulbo}$, en adelante elegimos sólo usar la ecuación 5.1 para el fin de esta discusión.

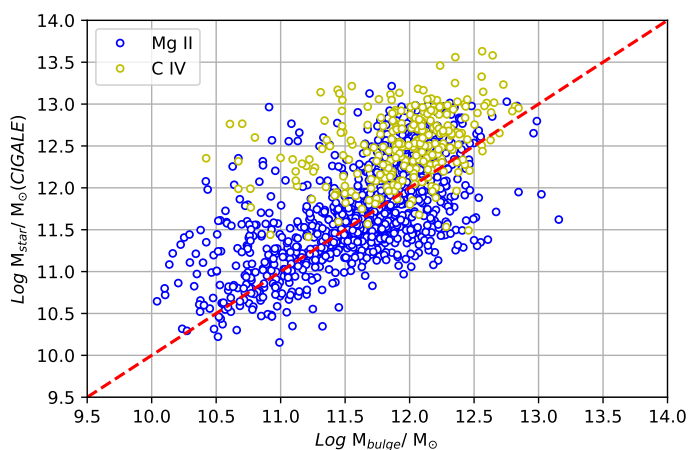


Figura 5.1: Comparando las masas estelares determinada por X-CIGALE (poblaciones jóvenes + viejas) con las masas de los bulbos obtenidas usando la ecuación 5.1 según lo estimado por Ramsden et al. (2022).

Usando las SFRs obtenidas por la función SFH `sfh2exp`, comparamos como la formación estelar cambia con la M_{bulbo} en la Figura 5.2. En general, la SFR aumenta con la masa: un aumento por ~ 100 en la masa corresponde a un aumento de 1,000 en la SFR. Debido que la masa de los SMBHs en los HQWISE QSOs aumenta con el *redshift* (ver Figura 3.6), siguiendo la densidad de formación estelar en galaxias (ver Figura 1.5), este resultado sugiere que los BHs más masivos se formarán en galaxias más masivas a alto *redshift*. Según el modelo jerárquico de formación de estructuras, este resultado es compatible con el fenómeno *downsizing* (e.g., Neistein et al., 2006).

Sin embargo, la dispersión en la SFR es amplia, especialmente después de ~ 11.7 dex en la M_{bulbo} . Ten en cuenta que esta dispersión no depende de la línea de emisión utilizada, ya que la observamos también para la línea de Mg II. A pesar de que esto sugiere que la dispersión debe tener un origen físico, no está claro qué podría explicarlo. Por ejemplo, esto podría implicar una variación de la SFR relacionada con diferentes fases de evolución o diferentes SFHs debido a diferentes morfologías de las galaxias anfitrionas (asumiendo una variación en la densidad del ambiente de las galaxias con el *redshift*). Con una $M_{bulbo} \sim 11.7$ dex, la masa de un SMBH llega a $10^{9.25} M_{\odot}$. En la Figura 3.6 esto es un valor típico de SMBH en el bin #4

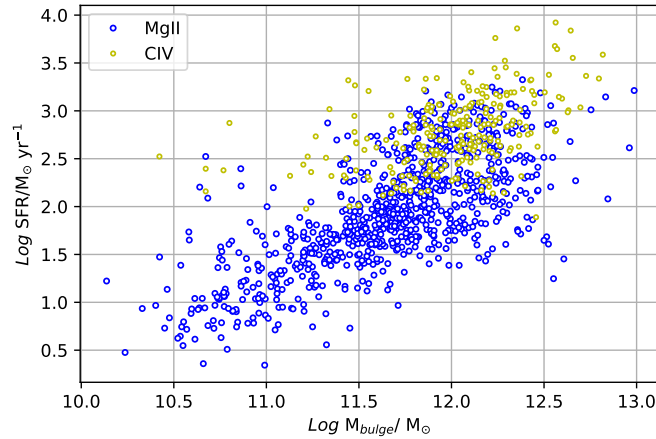


Figura 5.2: Variación de la SFR en función de la M_{bulbo} .

($z \sim 1.1$), es decir, cerca del *redshift* donde observamos la inflexión W1-W2, y donde la función SFH *sfhdelayed* sugirió un cambio en morfología (involucrando una diferencia cosmológica en la formación de galaxias), mientras que, asumiendo que los procesos de fusión/interacción forman parte intrínseca de la historia de los QSOs, a alto *redshifts* las soluciones se vuelven indistinguibles (independiente de la morfología) porque las galaxias anfitrionas son en una fase *starburst*.

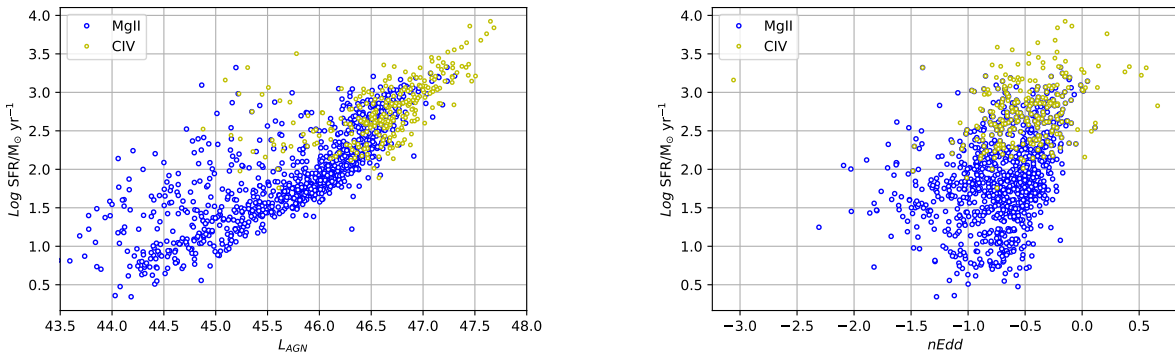


Figura 5.3: Variación de SFR en función de la luminosidad AGN (izquierdo) y la relación de Eddington (derecho).

Para entender mejor cual puede ser la relación entre la formación estelar y la actividad de los SMBHs, examinamos en la Figura 5.3 como la SFR varía en función de la luminosidad del AGN (izquierda) y la razón de Eddington (derecha). Se puede observar que la SFR aumenta con la luminosidad (Torres-Papaqui et al., 2012c). Esta tendencia es mucho más obvia que para la M_{bulbo} en la Figura 5.2. Además, parece haber una ligera inflexión en la SFR por encima de $L_{AGN} = 10^{46}$ erg s⁻¹, la SFR aumenta más rápidamente para luminosidades más altas. En la Tabla 2.2 una luminosidad $L_{AGN} = 10^{46}$ erg s⁻¹ es nuevamente típica en el bin #4. En consecuencia, cuanto mayor es la actividad del AGN, mayor es la actividad de

formación estelar. Dado que una mayor luminosidad de AGN implica una mayor presión de radiación, este resultado parece ser un argumento en contra de la hipótesis de vientos de AGN extinguiendo (“*quenching*”) la formación estelar dentro de sus galaxias anfitrionas; contrariamente a lo esperado según la hipótesis del *quenching*, la alta actividad de los SMBHs en QSOs no parece interferir con el crecimiento de las masas de sus galaxias anfitrionas.

En la Figura 5.3 en la derecha, también hay una tendencia, aunque débil, para que la SFR aumente con la razón de Eddington. Esta tendencia sigue la relación natural que existe entre SFR y L_{AGN} , ya que $nEdd \propto L_{AGN}/M_{BH}$, y que la SFR aumenta 10 veces más rápidamente que la masa de los SMBHs. La razón por la cual la relación tiende a ser débil, es fácil de explicar: cualquier aumento en el la tasa de acreción del BH (BHAR), se equilibra con un aumento de la masa del SMBH. Teniendo en cuenta esta relación, podemos concluir que la formación de galaxias anfitrionas más masivas implica la formación de BH más masivos, consistente con mayor BHAR. Este es otro argumento en contra de la hipótesis que son los vientos de SMBH en QSOs que controlan la SFR de sus galaxias anfitrionas, limitando la masa de su bulbo.

Otra tendencia interesante que podemos deducir de la relación entre la SFR y $nEdd$ en las Figura 5.3 es que los QSOs a altos *redshifts*, en color amarillo (identificados como C IV), tienen $nEdd$ mucho más altos que los de bajos *redshifts*. Considerando que las masas los SMBHs aumentan con el *redshift* (ver Figura 3.6) esto implica que el BHAR también aumenta con el *redshift* (esto porque $nEdd \propto L_{AGN}/M_{BH}$). Por lo tanto, esto implica que el BHAR también aumenta con el *redshift*. En galaxias más masivas a alto *redshifts* los BHARs son más altos, produciendo BH más masivos.

De todas las relaciones anteriores, concluimos que la hipótesis de *quenching*, limitando las masas de las galaxias anfitrionas de QSOs no es verificada (por lo menos en los HQWISE QSOs). De hecho, lo que observamos sugiere lo contrario, que es el proceso de formación de las galaxias anfitrionas (visible en el fenómeno de *downsizing*) que determina sus masas, y al mismo tiempo las masas de sus SMBHs. Esto sugiere que la fase QSO es parte integral del proceso de formación de galaxias.

Adoptando esta perspectiva, trazamos la razón de Eddington en función de la masa del bulbo en la Figura 5.4. Muy pocos QSOs tienen relaciones superiores al límite de Eddington ($nEdd \geq 0$ dex). En realidad, todos estos “*súper-Eddington*” son QSOs con líneas de emisión angostas (*narrow-line QSOs*, o NLQSO; Krongold et al., 2001; Rakshit et al., 2021). Considerando que las masas de los SMBHs se determinan a partir de la FWHM (ver ecuación 3.2), las líneas delgadas se transforman en BH menos masivos. Por lo tanto, recordando que $nEdd \propto 1/M_{BH}$, para los NLQSOs, $nEdd > 1$ (estos son súper Eddington). Esto implica que ningún QSOs en esta muestra viola el límite de Eddington, porque las tasas de acreción no necesitan ser súper Eddington. Entonces, en general, los HQWISE QSOs tienen un $nEdd$ por debajo del límite de Eddington, lo que sugiere que el crecimiento de los SMBHs en estos QSOs esta estrictamente limitados por la presión de radiación.

¿Cómo podemos conciliar este último resultado con la formación de las galaxias anfitrionas? Como se puede ver en la Figura 5.4, no hay un límite en masa de las galaxias asociadas con el límite de Eddington. Efectivamente, el punto máximo de la distribución $nEdd - M_{bulbo}$ corresponde a una masa igual a $10^{12} M_{\odot}$, que, casualmente en simulaciones de formación de galaxias, se reconoce como una masa crítica: encima de este valor, el gas que cae en un halo de materia oscura (todavía más masivos) no tendría tiempo suficiente para enfriarse y

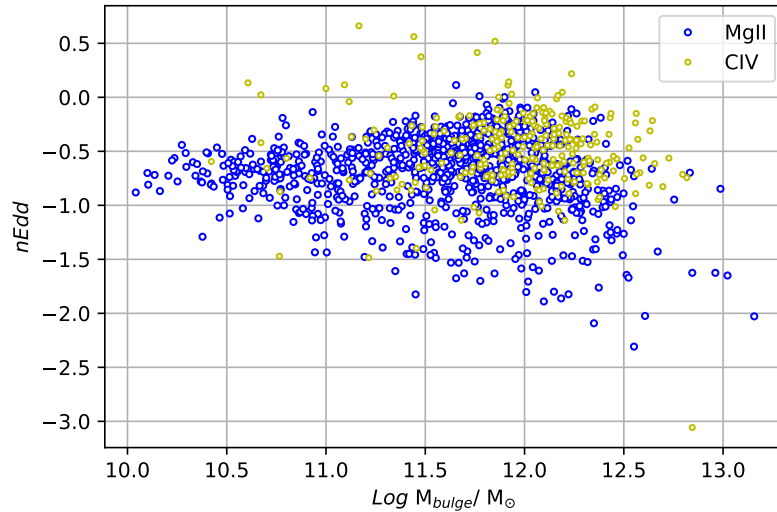


Figura 5.4: Variación de la razón de Eddington con la masa del bulbo.

formar estrellas (Wechsler & Tinker, 2018). Esto sugiere que puede existir una razón física, propia al proceso de formación, que limite de manera natural las masas de las galaxias, y este proceso posiblemente interfiere con el crecimiento de las masas de sus SMBHs formándose en sus centros.

Es importante destacar que en la Figura 5.2 no se observa un corte claro en la SFR por encima de una masa de $10^{12}M_{\odot}$. Salvo en algunos candidatos con línea delgada (NLQSOs), la SFR no parece aumentar significativamente más allá de ese punto. Considerando que las galaxias anfitrionas de los QSOs formaron sus estrellas rápidamente, 0.75 Gyr según el tiempo *e-folding* de la función SFH `sfh2exp`, y considerando que la SFR aumenta con la masa de las galaxias, (Figura 5.2), entonces cuanto mayor sea la masa de la galaxia, más rápida debe de haber sido su formación (Zhang et al., 2021; Varma et al., 2022). Esta rápida formación agota rápidamente el almacenamiento del gas disponible, lo que limita la masa del bulbo. Por lo tanto, podría ser este agotamiento natural del gas, aumentando con la masa de la galaxia que se forma, siendo responsable en provocar la disminución en la tasa de SFR y BHAR sobre el agujero negro. Según este escenario, en galaxias más masivas que $10^{12} M_{\odot}$, también con SMBH más masivos, el agotamiento del gas cayendo en el BH ya habría sido muy avanzado, explicando una disminución rápida de $nEdd$ en la Figura 5.4. Por ejemplo, adoptando la relación de (Ramsden et al., 2022), la fracción de la masa de un SMBH en relación a la masa del bulbo de su galaxia, aumenta con la masa del bulbo desde 0.2% ($M_{bulbo}/M_{\odot} \sim 10.5dex$) hasta 0.5% ($M_{bulbo}/M_{\odot} \sim 12.5dex$), lo que implica una tasa de acreción tres veces mayor en galaxias más masivas. Asumiendo un tiempo de formación más corto, esto implica un agotamiento más rápido del gas disponible para formar estrellas y alimentar el SMBH en su centro. A partir de esto, podemos concluir que una rápida formación de las galaxias puede al mismo tiempo limitar el crecimiento de sus bulbos y el crecimiento de las masas de sus SMBHs.

Según el modelo alternativo (más popular) del *quenching*, se propone que en los AGNs

la regulación de las masas de los SMBHs se hace por intermedio de los flujos (“*outflows*” o OFs) impulsados por radiación, y que el efecto de estos OFs es responsable en extinguir la formación estelar en los bulbos de galaxias anfitrionas, limitando sus masas. También se sugirió que el fenómeno de *quenching* podría ser la causa de la relación $M_{BH}-\sigma$ en AGNs. Sin embargo, estos resultados no muestran ninguna evidencia de *quenching* en los QSOs, y además, muestran que las galaxias anfitrionas se formaran rápidamente, sugiriendo que esta rápida formación agotó sus reservas de gas para la formación estrellas y la acreción de gas en los SMBHs. Por lo tanto, la causa de la relación $M_{BH}-\sigma$ podría ser el inverso de que se propone en la hipótesis de *quenching*: es el proceso de formación de galaxias que determina ambos el crecimiento las masas de sus bulbos y el crecimiento en masa de sus SMBHs. Una forma de distinguir entre las dos hipótesis consiste en comparar la variación de la sBHAR con sSFR en los intervalos de bin a diferentes *redshifts*.

En la Figura 5.5 mostramos como la sBHAR y sSFR de los HQWISE QSOs varían a diferentes *redshifts*. Cada panel contiene QSOs en dos bins diferentes, a excepción del último que incluye los tres más alto bins en *redshift*. El *redshift* aumenta desde el panel superior izquierdo hasta el panel inferior derecho. En cada gráfico, la línea roja, horizontal-troncada indica el límite de Eddington, mientras que la línea diagonal es la relación uno a uno, donde las tasas de crecimiento en masa del BH y de su galaxia anfitriona son iguales. También se incluyeron dos límites en sSFR, según Bait et al. (2017), identificando diferentes regiones predicha por la evolución de AGNs: “*Green Valley*”, $-1.8 > \text{Log}(sSFR) > -2.8$, donde las sSFRs de los AGNs son mas bajos que en galaxias “normales”, y *quenching*, $\text{Log}(sSFR) \leq -2.8$, donde se espera ver efectos de vientos de AGNs.

Respecto a los HQWISE QSOs, muy pocos se encuentran sobre la diagonal. La mayoría se encuentra en el lado izquierdo, lo que sugiere que, al momento de observar estos QSOs, sus BHs están creciendo en masa más rápidamente que sus galaxias anfitrionas (esto es la interpretación estándar de McDonald et al. (2021). Además, ningún QSOs pasa el límite de *quenching* y solo unos pocos cruza el límite de Green Valley.

Comparando la Figura 5.5 con la Figura 5.2 en McDonald et al. (2021), aunque el sBHAR de los HQWISE QSOs está de acuerdo con lo estimado por Dong & Wu (2016, 207 cuásares detectados en las tres bandas de Herschel-SPIRE), nuestras sSFRs son mucho menores. Dado que la SFR estimada por X-CIGALE es comparable a la SFR estimada por estos autores (ver su Figura 6), la diferencia sólo podría estar en las masas de los bulbos. Esto se confirma en la Figura 5.1, donde se observa que las masas de las galaxias anfitrionas de los HQWISE QSOs son mayores por un factor 10 (esto en comparación con la figura 8 en Dong & Wu, 2016). Esta diferencia no es debida a una diferencias en los modelos usados para determinar las masas, sino en el hecho que estamos analizando diferentes muestras de QSOs.

Al comparar con los radio AGN (RGs) observados por Drouart et al. (2014, 70 galaxias detectadas en un rango de *redshifts*, $1 < z < 5.2$, utilizando los instrumentos PACS y SPIRE del Observatorio Espacial Herschel), la principal diferencia se encuentra en los valores de sBHARs, los cuales en Drouart et al. (2014) sugieren que son QSOs Super-Eddington. Sin embargo, estos objetos son raros en los HQWISE QSOs y todos son asociado a NLQSOs (no hay AGN súper-Eddington en nuestra muestra). Aunque las masas de los SMBHs en Drouart et al. (2014) son sólo ligeramente más pequeñas que para los HQWISE QSOs, las sBHARs son mucho más altas. Si bien, es posible que galaxias RGs siguen diferentes proceso de formación que AGN *Radio quiet* (QSOs), no hay explicación física clara cómo SMBH

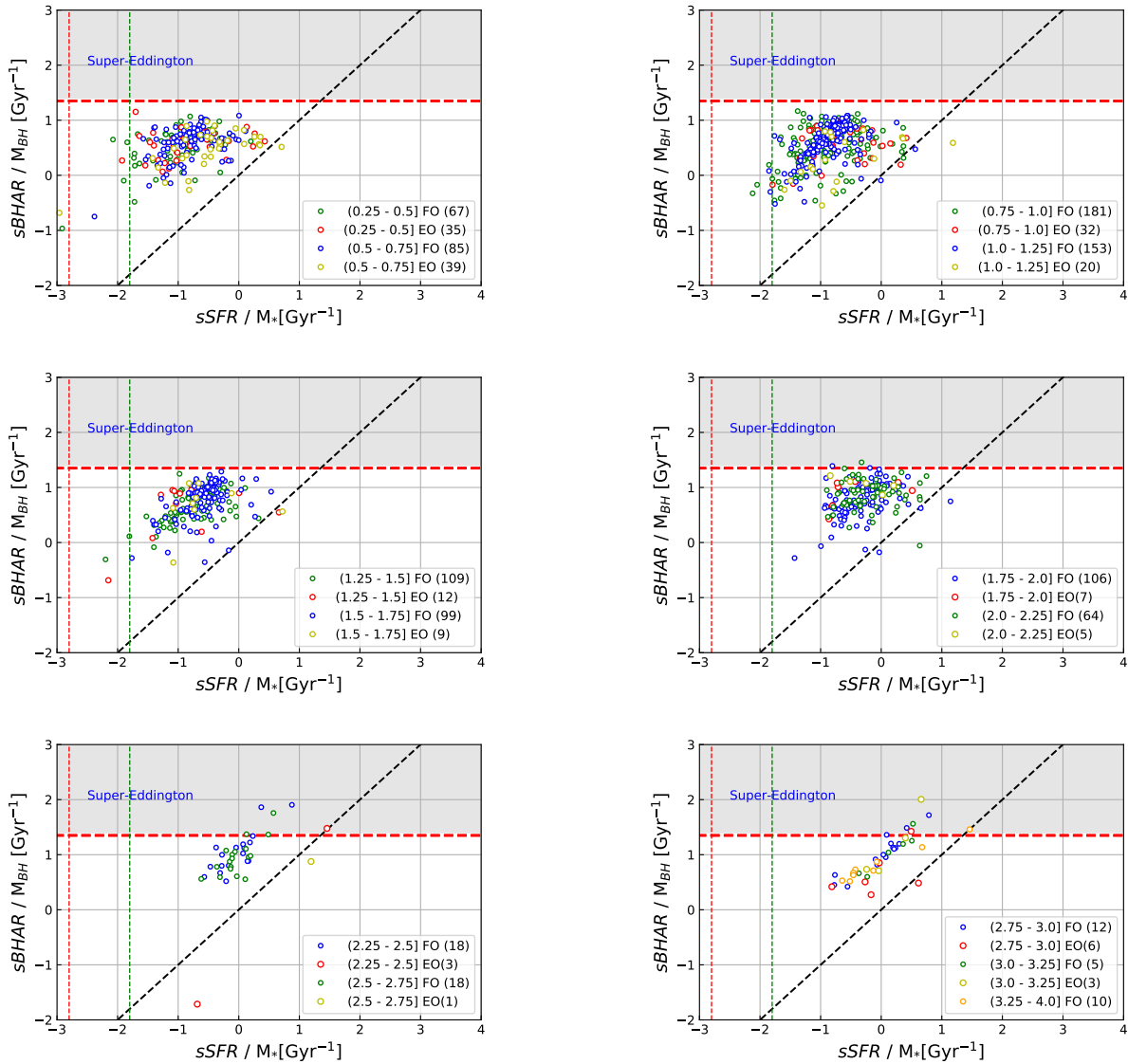


Figura 5.5: sBHAR vs. sSFR a diferentes *redshifts*. QSOs identificado como EO (edge-on), tienen ángulo ψ más pequeño que 61% de los QSOs. La línea roja, horizontal-truncada es el límite de Eddington y la línea diagonal la relación uno a uno. También se incluyó límites para “*Green Valley*” (línea vertical verde) y *quenching* (línea vertical roja) según [Bait et al. \(2017\)](#).

pueden llegar a tener sBHAR más altas que el límite de Eddington. Por lo tanto, nuestro resultados basados en X-CIGALE parecen ser más probables o creíbles que los resultados de [Drouart et al. \(2014\)](#).

En comparación con la Figura 11 de [McDonald et al. \(2021\)](#), los HQWISE QSOs a alto *redshifts* tienen una sSFR comparable a lo que se observa en la muestra de Sy2s a bajo *redshifts* estudiadas por [Xu et al. \(2015\)](#). Sin embargo, los HQWISE QSOs tienen sSFR más altas que en la muestra mixta de Seyfert locales estudiadas por [Diamond-Stanic & Rieke \(2012\)](#). Una vez más, la principal diferencia con estas dos muestras y nuestra muestra parece estar en las

más baja masas de las galaxias anfitrionas estudias por Xu et al. (2015) y Diamond-Stanic & Rieke (2012). Por otro lado, a pesar de estas diferencias, lo que generalmente se observa en AGNs es un conjunto de secuencias en sBHAR-sSFR paralelas pero a la izquierda de la relación uno a uno. Esto sugiere que en general el fenómeno AGN es característico de una fase en la evolución de las galaxias donde los BHs crecen en masa más rápidamente que sus galaxias anfitrionas.

Sin embargo, esta explicación está basada en un instante, quiere decir, como vemos los AGNs al momento que los observamos. Esto no toma en consideración la formación rápida de sus galaxias anfitrionas, con tasa de crecimiento proporcional a sus masas. Esto implica que las sSFR en todas estas galaxias deberían haber sido mucho mas altas en el pasado. En consecuencia, un agotamiento rápido del gas debido a la formación rápida de las estrellas podría explicar porque los QSOs (de hecho, todos los AGNs) se encuentran en la Figura 5.5 al lado izquierdo de la relación uno por uno. Tomando en cuenta el fenómeno *downsizing*, se esperaría ver la sSFR se alejar de la relación uno por uno a medida que el *redshift* baja, exactamente como se ve en la Figura 5.5.

Por lo tanto, considerando la familia completa de los AGNs, creemos que la secuencia de evolución a la izquierda de la diagonal es físicamente significativa. En los HQUISSE QSOs, la evolución de la secuencia sBHAR-sSFR con respecto al *redshift* en la Figura 5.5 es clara: después de llegar al límite de Eddington en el bin #6 (panel del centro, a la derecha), se observa una tendencia en los QSOs de desplazarse hacia la izquierda (con una sSFR más baja) y hacia abajo (con una sBHAR más baja). A medida que las galaxias anfitrionas envejecen, la sSFR y la sBHAR bajan, la SFR va bajando a medida que la masa de la galaxia aumenta, y la tasa de acreción va bajando a medida que la masa del SMBH aumenta. Esto es consistente con una fase cosmológica de evolución más joven a altos *redshifts*.

Además, tomando en cuenta la rápida formación del bulbo, el estado presente de los QSOs en la parte izquierda de la relación uno a uno, implica que la sSFR debe haber disminuido más rápidamente que las sBHAR. Esto sugiere una diferencia en las escalas de tiempo de evolución. Esto es porqué el crecimiento de un SMBH al centro de una galaxia no sólo depende del almacenamiento del gas que la galaxias atrae, sino también de cómo se canaliza este gas hacia el centro (perdida de momento angular) y de qué tan rápido este gas es integrado en la masa del BH (el proceso de acreción mismo). Estos son dos procesos que podrían ser fácilmente limitados/regulados por vientos de AGN, explicando porque los SMBHs en QSOs todavía están en una etapa activa de acreción.

En conclusión, nuestros resultados sugieren que la limitación del crecimiento de las galaxias durante su formación no se debe al fenómeno de *quenching* pero principalmente a la reducción secular de la formación estelar, debido a que altas tasas de transformación de gas en estrellas (o alta eficiencias de formación estelar) durante su formación (Inayoshi et al., 2022; Yang et al., 2022); galaxias más masivas producen sus estrellas más rápidamente agotando su reserva de gas muy rápidamente, disminuyendo su DFR a medida que la masa aumenta. Adoptando esta interpretación, el hecho que las masas de las galaxias y de sus SMBHs aumentan con el *redshift* es consistente con el fenómeno de *downsizing* (Neistein et al., 2006), donde las galaxias masivas se forman antes y rápidamente que las menos masivas.

Asumiendo que la fase QSO es parte intrínseca del proceso de formación de galaxia, estos resultados sugieren que la formación rápida de galaxias es un aspecto general importante del proceso de formación de galaxias por colapso gravitacional. Por lo tanto, se esperaría ver

evidencia más obvia a alto *redshift*. Esto, tal vez, podría explicar algunas observaciones por el JWST de galaxias masivas en épocas más tempranas de lo esperado según el paradigma cosmológico actual ([Curtis-Lake et al., 2022](#); [Finkelstein et al., 2022](#); [Robertson et al., 2022](#)).

CAPÍTULO 6

Resumen y conclusiones

El programa X-CIGALE (Boquien et al., 2019a; Yang et al., 2022) integra diferentes módulos físicos que representan la quintaesencia de nuestra comprensión de los procesos de formación y evolución de galaxias. A partir de datos disponibles en diferentes bandas de frecuencia, desde FUV hasta FIR, este programa permite reconstruir la SED de las galaxias en diferente *redshifts*, a partir de la cual se puede determinar la tasa de formación estelar (SFR) y la historia de formación estelar (SFH), dos parámetros fundamental para comprender mejor como las galaxias se forman.

En esta tesis, se uso X-CIGALE para determinar estos parámetros en una muestra cuidadosamente seleccionada de 1,359 QSOs con datos de SDSS y WISE, dentro de un rango de *redshifts*, $0 < z \leq 4$. Aunque las SEDs de los QSOs están dominadas por la componente AGN, la reconstrucción detallada de la SED usando X-CIGALE pudo revelar importantes características sobre la SFR y SFH de sus galaxias anfitrionas. Más específicamente, se determino tres particularidades inherentes a estas galaxias:

1. Las galaxias anfitrionas de los QSOs tienen altas SFRs, comparables con galaxias *starburst*. Esto sugiere que la formación de los QSOs concuerda con galaxias en interacción o fusión, previsto por el modelo jerárquico de formación de galaxias (Madau & Dickinson, 2014).
2. Las SFR aumentan con el *redshift* y la masa de las galaxias anfitrionas. Esto es conforme con el fenómeno de *downsizing* (Neistein et al., 2006). Además, la SFR aumenta con la luminosidad del AGN, en contradicción directa con lo que se espera por la hipótesis de *quenching* de formación estelar. No hay ninguna evidencia de *quenching* en nuestra muestra de QSOs.
3. El tiempo *e-folding* de la SFH, implica que las galaxias anfitrionas formaron la mayor parte (69%) de sus estrellas rápidamente, de 50 a 750 Myr después de su formación.

Este resultado, coincide con la ausencia de *quenching* y sugiere que la formación rápida de las galaxias anfitrionas limita sus masas y posiblemente las masas de su SMBHs: mientras más rápido se forma la galaxia, más rápido se agota el gas para formar estrellas, limitando al mismo tiempo la acreción de materia sobre el BH a su centro; galaxia más masivas, se forman más rápidamente que galaxias menos masivas, produciendo mayores bulbos y BHs más masivos.

Esto sugiere que la fase QSO es parte integral del proceso de formación de galaxias y que la formación rápida de las galaxias podría ser el origen de la relación $M_{BH}-\sigma$.

Otros puntos relevantes de nuestro análisis son los siguientes:

1. La mayoría los QSOs en particular los QSOs a bajo *redshift* muestran emisión de polvo polar (Treister et al., 2010; Tristram et al., 2014; Buat et al., 2021). Aunque el resultado de la diferencia del BIC no es concluyente a alto *redshift* el ajuste de los colores de WISE W1-W2 parece favorecer esta componente polar para todos los QSOs.
2. La inflexión del color W1-W2 en torno de $z \sim 1.5$ (y en IR en general) parece ser el efecto del aumento de la SFR en los QSOs.
3. A bajos *redshift*, 19% de las galaxias anfitrionas de los QSOs o pueden tener una morfología espiral o pueden ser similares con AGNs ocultos en ULIRGs.

Por último, al comparar las sSFR con las sBHAR a diferentes épocas, encontramos que: 1) la sSFR es más baja que sBHAR, lo que implica que en el momento de las observaciones los QSOs están en una fase especial en la evolución de las galaxias durante el cual el BH crece más rápidamente en masa que sus galaxias anfitrionas, 2) tanto la sSFR como el sBHAR aumentan en el pasado, siendo esta última, estar limitada por la presión luminosa en el límite de Eddington, y 3) considerando las alta masas de las galaxias anfitrionas, las sSFRs en un momento deberían haber sido mucho mas altas, con tasa que varían de manera inversamente proporcional a las masas de las galaxias.

Una formación rápida de las galaxias en general podría posiblemente explicar algunas observaciones por el JWST de galaxias masivas en épocas más tempranas de lo esperado según el paradigma cosmológico actual (Curtis-Lake et al., 2022; Finkelstein et al., 2022; Robertson et al., 2022).

APÉNDICE

A

A.1 Instalación de X-CIGALE

El programa X-CIGALE está escrito en Python y puede ser usado libremente por la comunidad de astrónomos usando sus propios datos observacionales. Python a la hora es el lenguaje de programación más utilizado en el campo científico. Al mismo tiempo, es un lenguaje de alto nivel pero fácil de aprender. Además, desde 1991, una gran comunidad de usuarios y programadores han realizado desarrollos amplios de bibliotecas científicas para el procesamiento y análisis de datos. Más específicamente, X-CIGALE utiliza las bibliotecas de NumPy, SciPy y Matplotlib, para procesar, analizar y visualizar los datos de fotometría de las galaxias.

El programa se puede instalar en sistemas operativos Linux y su instalación puede llevarse a través de un paquete especial que se puede bajar desde el sitio *web* oficial de X-CIGALE,¹ donde se encuentran todos los archivos y bibliotecas requeridos. El paquete de instalación aplica comandos predeterminados, para construir el programa de acuerdo al sistema operativo del usuario.

Una etapa preliminar consiste en verificar que se use la última versión de Python y que se tengan todas las paqueterías necesarias para el desarrollo normal del programa. Para usar la última versión de X-CIGALE, se recomienda usar **ANACONDA Python 3.10** (disponible desde 2022). Una vez que Python esté funcionando en la maquina, se usa el comando `./configure` que comprueba si el sistema operativo tiene todas las dependencias necesarias para ejecutar el programa. En caso de que la instalación no se haya podido verificar, hay tres acciones que se pueden tomar en cuenta:

- Realizar una verificación en donde estén todas las dependencias necesarias instaladas correctamente en el sistema operativo. Incluyendo las herramientas y cualquier otro software requerido para correr X-CIGALE. Se necesita consultar la documentación del software para obtener una lista completa de estos requisitos.

¹<https://gitlab.lam.fr/cigale/manual/>

- En seguida, se necesita comprobar los permisos, asegurándose de tener los permisos adecuados para correr el comando `./configure` y realizar su ejecución. En Linux se debe correr el comando con privilegios de administrador (utilizando el comando `sudo`).
- Si aún se encuentra problemas después de intentar las dos acciones anteriores, es recomendable buscar ayuda en la comunidad de usuarios. Se puede consultar foros, grupos de discusión o cualquier otro recursos de soporte disponible para obtener asistencia específica relacionada con la ejecución de X-CIGALE. También es posible pedir directamente ayuda a los desarrolladores de X-CIGALE, quien son abiertos a dar este tipo de apoyo.

Una vez confirmadas las dependencias, se debe ejecutar el comando `make`, que crea el código fuente y genera todos los archivos ejecutables. Para terminar la instalación, se debe ejecutar el comando `make install` que prepara el programa para ser utilizado en su sistema. Usando **ANACONDA** se debe seguir las siguientes instrucciones para llevar a cabo este proceso:

- Una vez que se descarga **ANACONDA**, escribir sucesivamente el siguiente comando en una terminal BASH: `bash, conda update conda, conda update anaconda, conda create -n (nombre de el ambiente) python=3.10 anaconda`. Después de esto, se debe activar el ambiente creado con `conda activate ‘nombre del ambiente’`.
- Una vez en el ambiente creado se pondrá el siguiente comando `conda install astropy numpy scipy sqlite sqlalchemy matplotlib configobj`, que va instalar todas las herramientas de Python necesaria para poder ejecutar el programa.
- Después, se necesita entrar a la carpeta descargada ya descomprimida de X-CIGALE con `cd pcigale`.
- Se usa el comando `python setup.py build`: esta construirá la base de datos en `./pcigale/data/data.db`. Es importante tener en cuenta que si ya tiene ese archivo `data.db` en el directorio `./pcigale/data/`, se debe guardar con otro nombre (si lo desea) o eliminarlo antes de construirlo de nuevo.
- En seguida se usa el comando `python setup.py develop`: esto instala en su totalidad X-CIGALE en el directorio `pcigale`. Tenga en cuenta que el directorio `pcigale` es fundamental para el funcionamiento de X-CIGALE y por lo tanto en ninguno momento debe eliminarlo.

A.1.1 Configuración y preparación de los datos

Para este siguiente paso se tiene que ir a la carpeta donde se encuentran la información que se va a ejecutar siguiendo los siguientes pasos:

- `pcigale init`: El comando `pcigale init` genera la configuración inicial para ejecutar X-CIGALE, usando información en cinco archivos que son: `data file`, `parameters file`, `sed modules`, `analysis method` y `cores`.

-
- `pcigale genconf`: El comando `pcigale genconf` completa los nombres de las bandas fotométricas y las propiedades de los datos de entrada para una galaxia determinada. Después de ejecutar este comando, se necesita abrir el archivo `pcigale init` para agregar los parámetros que van a variar, basado en la física desarrollada en cada módulo. Observar que el programa incluye más parámetros que usted necesariamente vaya a usar. Se necesita borrar estos parámetros y cambiarlos para lo que usted necesite hacer.
 - `pcigale check`: Este comando permite a **X-CIGALE** calcular el número total de modelos que el programa que va ejecutar usando la configuración inicial en `pcigale init`. El número de modelos depende de cuantos parámetros de los módulos se quiere variar en secuencia. A medida que se incrementan los parámetros a variar, el número de modelos testados aumenta de manera exponencial; más modelos, más tiempo se necesita al programa para llegar al mejor ajuste. Alternativamente, se puede hacer variar menos parámetros, aumentando la rapidez de ejecución del programa. Todo depende del CPU con número de core del computador que se vaya a usar; para el análisis de esta muestra se usó un computador con sólo 12 CPU con 6 cores por CPU.
 - `pcigale run`: Este comando ejecuta el programa y una vez que termina indica cuantos tiempo tomó para llegar a una solución (en promedio, el computador que se usó, tomó una ejecución de 15 minutos por galaxias). Una vez finalizada la ejecución, los resultados son guardados en diferentes archivos en el directorio `out`: `results.txt`, `pcigale.ini`, `observaions.txt` y `mock_observatios.txt`. El archivo `mock_observatios.txt` es un test rápido para verificar que tan robusto es el resultado: esto consiste en usar el resultado como `input` para ejecutar **X-CIGALE**. Cuando el resultado del `mock_observatios.txt` converge para el el resultado del `input`, el ajuste es considerado fiable.
 - `pcigale-plots sed`: Este comando permite visualizar los resultados. Genera el gráfico en formato pdf de la SED con el mejor ajuste (menor χ^2) y con el residual para cada galaxia. Cada SED muestra las contribuciones de los diferentes componentes: AGN, población estelar, sin y con efecto de extinción, y reemisión por el polvo. Todos estos resultados aparecen en forma numérica en el archivo `results.txt`.

Para cada galaxia, se necesita preparar los datos de fotometría y determinar los parámetros de entrada para la ejecución del programa. Aunque los datos de fotometría son propios de cada galaxia, los parámetros de entrada dependen de la física y por lo tanto puede ser los mismos para todos. La potencia de **X-CIGALE** reside en el uso de diferentes módulos donde se incluye modelos basados en nuestra comprensión de la física (en desarrollo desde los años 80s hasta la fecha), relativa a la formación y evolución de las galaxias. Para poder determinar las componentes de la SED es necesario entender mejor la física que hay atrás de cada módulo.

B

B.1 Artículo

Este artículo fue remitido por primera vez el 9 de julio de 2022. Recibimos la respuesta del árbitro en agosto 2022, donde el pidió una revisión importante, usando la actualización del código más reciente de X-CIGALE. Aunque esto implicó ejecutar X-CIGALE de nuevo sobre toda la muestra, esta revisión fue importante para esta tesis, ya que nos permitió explicar la inflexión de color W1-W2 por un aumento de SFR con el *redshift* en las galaxias anfitrionas de los QSOs y determinar la importancia de emisión de polvo polar en AGNs.

La revisión tomó 6 meses y el artículo fue enviado de nuevo a la revista para su revisión la última semana de Enero de 2023 y recibimos nuevo reporte del arbitro en la primera semana de Febrero. Finalmente el artículo fue aceptado el 28 de febrero de 2023.

Enseguida encontrará una copia del articulo con referencia: Cutiva-Alvarez, Karla Alejandra, Coziol, Roger, Torres-Papaqui, Juan Pablo, 2023, MNRAS, 521, 3058.

Probing the rapid formation of black holes and their Galaxy hosts in QSOs

Karla Alejandra Cutiva-Alvarez,[★] Roger Coziol and Juan Pablo Torres-Papaqui

Astronomy Department, University of Guanajuato, Apartado Postal 144, 36000 Guanajuato, Mexico

Accepted 2023 February 28. Received 2023 February 28; in original form 2022 July 9

ABSTRACT

Using the modelling code X-CIGALE, we reproduced the spectral energy distributions (SEDs) of 1359 SDSS quasi-stellar objects (QSOs) within the redshift range $0 < z < 4$, for which we have NIR/MIR fluxes with the highest quality and spectral data characterizing their supermassive black hole (SMBHs). Consistent with a rapid formation of the host galaxies, the star formation histories (SFHs) have small e-folding, at most 750 Myr using an SFH function for spiral or 1000 Myr using one for elliptical. Above $z \sim 1.6$, the two solutions are degenerate, the SEDs being dominated by the active galactic nucleus (AGN) continuum and high star formation rates (SFRs), typical of starburst galaxies, while at lower redshifts the starburst nature of the host, independent from its morphology, is better reproduced by a spiral SFH. In general, the SFR increases with the redshift, the mass of the bulge, the AGN luminosity, and Eddington ratio, suggesting there is no evidence of AGN quenching of star formation. Comparing the specific BH accretion rate (BHAR) with specific SFR, all the QSOs at any redshift trace a linear sequence below the Eddington luminosity, in parallel and above the one-to-one relation, implying that QSOs are in a special phase of evolution during which the growth in mass of their SMBH is more rapid than the growth in mass of their galaxy hosts. This particular phase is consistent with a scenario where the galaxy hosts of QSOs in the past grew in mass more rapidly than their SMBHs, suggesting that a high star formation efficiency during their formation was responsible in limiting their masses.

Key words: galaxies: formation – quasars: supermassive black holes.

1 INTRODUCTION

Since their discovery in the 1960s, theories about quasars have experienced a dramatic paradigm shift. Because they were discovered as strong radio sources, at first it was thought that quasars are examples of a rare and short phase in the evolution of radio galaxies (RGs), with a typical duration time of the order of a few 10^6 yr (Sandage 1965; Gold 1967). However, based on a photometric survey of blue quasi-stellar objects (QSOs), Sandage (1969) made clear that radio-loud quasars only constitute a few percent of a much larger population of QSOs that are intrinsically radio-quiet (see Coziol et al. 2017, and references therein), suggesting that this phenomenon must represent a more common phase of galaxy evolution. This last conclusion was readily accepted once the cosmological nature of the redshift was recognized and different surveys revealed QSOs were more common in the past, their density and luminosity significantly increasing at high redshifts (e.g. Croom et al. 2009).

The other breakthrough in QSO studies consisted in identifying the physical source of their activity: a supermassive black hole (SMBH) accreting matter at the centre of their galaxy hosts (Rees 1978; Soltan 1982). This implies that QSOs represent a primordial phase in the formation of galaxies during which SMBHs are actively forming at the centre of their nuclei (Cavaliere & Szalay 1986; Lapi et al. 2006; Letawe, Letawe & Magain 2010). Adopting this new paradigm transformed the study of QSOs into an investigation about galaxy formation and the role the formation of SMBHs plays during this process (e.g. Silk & Rees 1998).

There are three key observations to consider in search for such a connection. The first one is that SMBHs with masses of the order of $10^9 M_{\odot}$ are found to exist well above a redshift $z \sim 6$ (Fan et al. 2003; Mortlock et al. 2011; Wu et al. 2015; Bañados et al. 2018; Yang et al. 2020; Wang et al. 2021). This observational fact emphasizes how fast must be the formation process of SMBHs (Woods et al. 2019; Inayoshi, Visbal & Haiman 2020; Pacucci & Loeb 2022). For example, consider J0313–1806, which is the farthest QSO discovered so far at $z = 7.642$ (Wang et al. 2021). Based on its emission lines, and adopting a standard Lambda cold dark matter cosmology (with $H_0 = 70 \text{ km s}^{-1} \text{ Mpc}^{-1}$, $\Omega_{\text{DM}} = 0.30$, and $\Omega_{\Lambda} = 0.70$), this QSO, appearing at a relatively young age of the Universe, that is, a cosmological time (CT) of only 0.667 Gyr, would already have reached a mass of $(1.6 \pm 0.4) \times 10^9 M_{\odot}$. Now, assuming the formation of the SMBH started just after recombination at $z = 1$, 100, this implies a formation time $\Delta t \sim 7 \times 10^8 \text{ yr}$. How can that be possible? For instance, assuming the black hole (BH) mass increases solely by accretion, at a rate $\dot{M}_{\text{BH}} = (1 - \eta)\dot{m}_{\text{acc}}$, adopting a typical radiation efficiency $\eta = 0.1$ would imply a constant rate of the order of $\dot{m}_{\text{acc}} \sim 3 M_{\odot} \text{ yr}^{-1}$, which is slightly lower than necessary to produce its observed bolometric luminosity, $L_{\text{bol}} = 3.6 \times 10^{13} L_{\odot}$, or $\sim 0.7 L_{\text{Edd}}$. However, assuming a constant accretion rate just after recombination is highly improbable, considering that \dot{m} varies as the mass of the BH grows, and its growth itself is entangled with convoluted initial conditions related to the formation of its host galaxy, which, within the context of hierarchical structures formation (massive galaxies forming by the mergers of massive, gas-rich protogalaxies), is a highly complex, non-linear physical phenomenon, this explains why some researchers have considered

[★] E-mail: ka.cutivaalvarez@ugto.mx

that SMBHs form by accreting matter at super-Eddington rates, that is, well above the Eddington limit.

The second clue about the formation of SMBHs is that their masses are correlated with the masses of the bulges of their host galaxies (the so-called BH mass–stellar velocity dispersion relation, or $M_{\text{BH}}-\sigma$; Magorrian et al. 1998; Ferrarese & Merritt 2000; Häring & Rix 2004; Gültekin et al. 2009; Graham et al. 2011). For J0313–1806, assuming the relation deduced based on local active galactic nuclei (AGNs) applies at high redshifts (since the formation of SMBH is possibly fixed early on; Fan 2006; Shen et al. 2019) would yield a velocity dispersion of stars in the bulge equal to $\sigma \sim 323 \text{ km s}^{-1}$ (using the relation in Graham et al. 2011), which is typical of elliptical galaxies with minimal mass $\sim 1.5 \times 10^{11} M_{\odot}$ (according to Reines & Volonteri 2015). For QSOs with SMBHs, this not only suggests their host galaxies formed at the same time as their SMBHs, but also that they form the bulk of their stellar populations extremely rapidly, a formation process that is typical of massive, bulge-dominated, early-type galaxies (Sandage 1986; Warner, Hamann & Dietrich 2003; Bischetti et al. 2021).

A rapid formation of galaxy host (or galaxy bulge) is also implied by the third observational clue, which is that in any QSO at any redshift, the gas in the broad-line region surrounding the accretion disc has a solar or higher than solar metallicity (Hamann & Ferland 1993; Jiang et al. 2007; Juarez et al. 2009; Śniegowska et al. 2021). Since metals are formed by stars, the high metallicity of the gas accreting on an SMBH could only mean higher star formation rates (SFRs) in the past accompanied the rapid formation of the SMBHs (the process possibly favouring massive stars; a starburst with flat initial mass function, IMF). A fast formation process for galaxies might also explain the various mass–metallicity relations observed (Dietrich et al. 2003a; Neri-Larios et al. 2011; Matsuoka et al. 2018).

But probably the most constraining facts about the abundances is that the line ratio Fe II/Mg II observed in any QSO at any redshift is relatively high (between 2 and 4; De Rosa et al. 2014; Wang et al. 2022), which, taken as a proxy for the ratio Fe/ α -elements, suggests a rapid enrichment in Fe at an epoch much earlier than the CT (Barth et al. 2003; Dietrich et al. 2003b; Kurk et al. 2007; Shin et al. 2019). That characteristic could represent a problem for QSOs at high redshifts, because, according to the standard interpretation, while α -elements are produced by SNe II and Ib, and thus their abundances in the interstellar medium are expected to increase rapidly during a massive burst of star formation, Fe is produced by SNe Ia and thus its abundance in the interstellar medium should be delayed compared to the α -elements by at least 1 Gyr, which is much longer than the typical time-scale for the growth of SMBH by accretion (a few $\times 10^8$ yr Inayoshi et al. 2020). However, this apparent difficulty might also translate into an intriguing alternative, which is that the protogalaxies that merged to form the bulges of galaxies (Tinsley & Larson 1979; Silk & Norman 1981) were populated by very massive and metal-poor stars, consistent with the elusive Pop III (De Rosa et al. 2014): since these stars are metal-poor and massive they would eject in the ISM very few Mg II compared to Fe as they evolve, explaining the typical high ratio observed in QSOs (Thomas 1999; Heger & Woosley 2002).

The hypothesis of protogalaxies formed by Pop III stars would also readily fit within a model for the formation of SMBH seeds based on the very popular hierarchical galaxy formation model (Devecchi & Volonteri 2009; Yajima & Khochfar 2016; Sakurai et al. 2017; Reinoso et al. 2018): (1) a huge quantity of pristine gas falls into dark matter (DM) mini-haloes, with masses of the order of $10^{5-6} M_{\odot}$, to form protogalaxies where the IMF is top-heavy; (2) the most massive stars ($m_{*} \geq 10^2 M_{\odot}$) at the centre of these protogalaxies rapidly evolve and merge to form SMBH seeds with masses of the

order of $M_{\text{BH}} \sim 10^{3-4} M_{\odot}$; (3) the mass of these seeds rises rapidly up to $M_{\text{BH}} \sim 10^{5-6} M_{\odot}$ through haloes/protogalaxies/BHs mergers, forming galaxies with massive bulges where a central SMBH rapidly increases its mass by gas accretion up to $M_{\text{BH}} \sim 10^{8-9} M_{\odot}$.

However, this is the naive scenario, and details of how it really happened are still open to discussion (see Inayoshi et al. 2020). Some important questions that need to be answered are the following. Does the formation process of SMBH in high-density regions (at high z) differ from what happens in lower density regions (intermediate and low z)? One possibility is that SMBHs observed at high redshifts are rare objects forming only in the most massive DM haloes ($>10^{8-9} M_{\odot}$), suggesting that the majority of SMBHs have much lower masses and thus their formation process (and that of their host galaxies) might have been different. Some researcher also claimed that the most massive SMBHs at high redshifts reside in slightly less massive galaxies than observed at lower redshifts, which would imply their formation pre-dated the formation of their hosts (Shimasaku & Izumi 2019; Vayner et al. 2021). However, this would be difficult to explain, considering the spectral similarities and metallicities of QSOs at any redshift. Related topics consist in searching for correlations between the BH accretion rate (BHAR) and SFR in AGNs at different redshifts (e.g. McDonald et al. 2021) and determining what role, if any (e.g. Peng 2007; Jahnke & Macciò 2011), AGN feedback (outflows or winds) plays in establishing the $M_{\text{BH}}-\sigma$ relation (e.g. Harrison et al. 2018; Torres-Papaqui et al. 2020).

In this article, we present the results of a study that aims to better constrain the formation galaxies hosting SMBHs by tracing the change of SFRs with redshift in a sample of QSOs with different BHAR. Although the UV-Opt part of the spectrum of a QSO is dominated by the AGN continuum and intense broad-line emission, information about star formation in their host galaxies still appears in their spectral energy distributions (SEDs) through their dominant stellar populations and dust emission in MIR and FIR. In principle therefore the host galaxy SFR in an AGN can be estimated by reproducing its SED synthetically using sophisticated tools like X-CIGALE (Boquien et al. 2019; Yang et al. 2022),¹ which allows distinguishing in an SED the stellar population components (young and old) from the SBMH component. The organization of this paper is as follows: in Section 2, our sample of QSOs is described, and their characteristics in terms of BH mass and BHAR are discussed in Subsection 2.1. Our method of analysis using X-CIGALE is explained in Section 3 and the results are presented in Section 4, followed by a brief discussion in Section 5. Our conclusions are present in Section 6.

2 SAMPLE AND DATA

To better constrain the SEDs of QSOs using X-CIGALE, we need the largest sample possible with the largest range in high-quality fluxes measured. Starting with the QSOs compilation based on SDSS DR12 built by Pâris et al. (2017) and the ALLWISE catalogue (Cutri et al. 2021), both available through CDS Vizier,² we used the X-MATCH application tool to retrieve a preliminary list of the detected QSOs in the MIR by cross-correlating the position of each entry, obtaining 190 415 candidates (64 per cent of the QSOs in Pâris et al. 2017). However, because the fluxes in WISE do not have all the same quality, we restricted our selection to QSOs having the highest level: Flag A on all four magnitudes: W1 (3.368 μm), W2 (4.618 μm), W3 (12.082

¹<https://cigale.lam.fr>

²<https://vizier.cds.unistra.fr/viz-bin/VizieR>

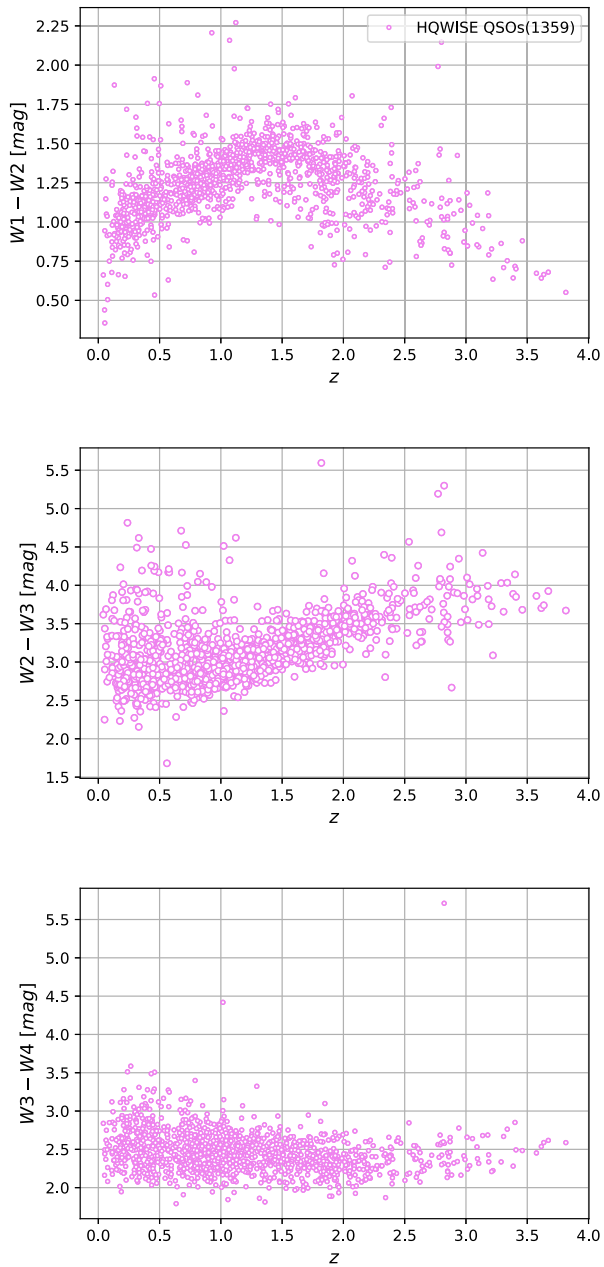


Figure 1. Variations of WISE colours with redshift.

μm), and W4 ($22.194 \mu\text{m}$). This reduced our final list of high-quality WISE QSOs (hereafter HQWISE QSOs) to 1359 QSOs covering the redshift range $0 < z < 4$. Initially, we contemplated adding more fluxes in NIR or even FIR. However, due to the small number of HQWISE QSOs and scarcity of information in other bands, cross-correlation with other data banks (in particular, IRAS for data in the FIR) turned out to be fruitless.

Note that we favour the highest quality fluxes rather than high number of objects in order to fully understand the physical consequences related with the variations of the SED of QSOs at different redshifts. To explain better this last point, we trace in Fig. 1 the variations with redshift of the IR colours of the HQWISE QSOs. At any redshift, we observe a relatively high variance, which, considering our strict selection criterion for the fluxes, suggests its physical cause must be intrinsic. For the colour W2-W3 (middle panel) an increase in variance is most obvious at low redshift (below $z \sim 1$), where many

sources have colours typical of high-redshift QSOs, suggesting they might share similar characteristics. One possibility is higher than normal star formation (SF) enshrouded in dust, which could be evidenced at low redshifts of ultraluminous IR galaxies (ULIRGs), that is, starburst galaxies where SMBHs hide behind thick veils of dust. In 1988, Sanders et al. (1988) proposed that the ULIRG state is a normal phase in the formation/evolution of QSOs and confirming their presence in our sample would thus be a decisive step. This justifies using high-quality IR fluxes, since using lower quality fluxes would increase the variance (creating false results) and impede us to have a clear view about this phenomenon.

One important consequence of the ULIRGs model is the connection implied between Starbursts and AGNs. According to this model, an important part of the dust in QSOs must be heated by star bursts, and as SF in galaxies increases at high redshifts (Madau & Dickinson 2014), an increase of SFR in QSOs would explain why the W2-W3 get redder. At low redshifts ($z < 0.25$), such a reddening sequence, Liners \rightarrow Seyfert 2 (Sy2) \rightarrow Star Forming Galaxies was found by our group to be empirically connected with a genuine increase of SF (Torres-Papaqui et al. 2013; Coziol et al. 2014; Coziol, Torres-Papaqui & Andernach 2015). What happens in QSOs however is more complicated. Comparing the colours produced by different SED models for QSOs at low redshifts (fig. 27 in Coziol et al. 2015) suggested mild SFRs, between 0.3 and $10 M_{\odot} \text{yr}^{-1}$ (consistent with SFRs as measured by Diamond-Stanic & Rieke 2012; Xu et al. 2015). However, this would imply that as W2-W3 gets redder in QSOs at higher redshifts, there will be an increase in SFR by a factor of 10 or even 100 (e.g. Drouart et al. 2014; Dong & Wu 2016). Note that the variation of the W3-W4 colour in the lower panel of Fig. 1 seems consistent with such scenario, the colours at low redshifts being comparable to those of Sy2s (local AGNs with high SFRs), becoming bluer at high redshifts; the stellar component of the SED becomes flatter as the SFR increases with the redshift.

However, the behaviour of the W1-W2 colour with the redshift in the upper panel of Fig. 1 is more complicated to explain. At first, W1-W2 becomes redder as the redshift increases, but after $z \sim 1.4$ it becomes bluer. Note that to locate this inflection precisely, we need high-quality fluxes. Adopting the standard interpretation of WISE colours (fig. 12 in Wright et al. 2010, also based on high-quality fluxes), a change in AGN type could be suggested, since Seyfert 1 (Sy1s) are bluer than QSOs in W1-W2. However, the shift in colour happening at high redshift contradicts this explanation, since Sy1s (mostly spiral galaxies) appear only at low redshifts (cf. Torres-Papaqui et al. 2020). Also, the fact that the W2 fluxes show no evidence of a similar shift in W2-W3 at this redshift suggests this particularity of the W1-W2 colour must be related to a change in the SED of the QSOs. But why is that change happening at $z = 1.4$ is perplexing. This cannot be due to a spectral line entering or getting out of one of the WISE filter pass bands, since at this redshift the most intense emission line (in red) in AGNs, $H\alpha$, is still in blue, at $1.6 \mu\text{m}$, while PAH emission pass bands (e.g. Cesarsky et al. 1996) fall way farther to the red line than W1 and W2; besides, PAH emission is usually weak or absent due to the strong AGN continuum component in QSOs (Draine & Li 2007).

Interestingly, Richards et al. (2009) observed the same trend for the colours $3.6\text{--}4.5 \mu\text{m}$ (consistent with W1-W2) for a sample of 5546 quasars observed with *Spitzer* (IRAC instrument). To explain this feature, the authors alluded to the inflection at $1 \mu\text{m}$, separating the blue and red part of the SED, as was detected previously by Elvis et al. (1994) using a sample of 47 quasars at low redshifts. However, the covering range in redshifts does not match. This is better seen in the study made by Labita, Treves & Falomo (2008, see their fig. 3):

the inflection at low redshift is at a frequency of $10^{14.5}$ Hz, and the blue bump at 10^{15} Hz, while at $z = 1.4$, the part of the SED affecting W1 is only at $10^{14.3}$ Hz, the $1 \mu\text{m}$ only reaching the W1 bandpass at $z = 2.5$, far from the inflection of W1-W2 colours. The $1 \mu\text{m}$ inflection consequently cannot explain the W1-W2 change in colours towards the blue. What is needed is a component of the SED that increases the flux in W1 relative to W2, making this part of the SED flatter. Since the UV bump is still far to the blue at $z = 1.4$, this might suggest an extra component, like a star burst in the circumnuclear region (e.g. Xie et al. 2021). This once again legitimizes using high-quality fluxes to distinguish what component of the SED can have this property.

Researching ADS for the literature and using NED and CDS Vizier tool to compare our data with available catalogues, we found no evidence of detection in radio or X-ray for any of the HQWISE QSO, which makes this sample a purely UV-Opt/MIR selected sample. For this study, our data are thus restricted to the five SDSS fluxes in u , g , r , i , and z filters and the four high-quality fluxes in WISE. In SDSS the magnitudes are expressed as inverse hyperbolic sine function (or asinh), as described by Lupton, Gunn & Szalay (1999).³ The transformation from linear flux measurements to asinh magnitudes was designed to be identical to the standard astronomical magnitude at high signal-to-noise ratio (S/N) and to behave reasonably at low S/N. The magnitudes are characterized by a softening parameter b , which is the typical 1σ noise of the sky in a PSF aperture for a 1 arcsec seeing. The detected flux, f , is then obtained by inverting the following relation for the asinh magnitude:

$$m = \frac{-2.5}{\ln 10} \cdot [\text{asinh}(\frac{f/f_0}{2b}) + \ln b], \quad (1)$$

where f_0 is the flux of an object with conventional magnitude of zero. The quantities b as measured relative to f_0 are given for each filter in table 21 of Lupton et al. (1999), along with the asinh magnitude associated with a zero flux calibrator. The table also lists the flux corresponding to $10 \times f_0$, above which the asinh magnitude and the traditional logarithmic magnitude differ by less than 1 per cent in flux.

The instruction how to transform the WISE magnitudes in fluxes can be found in Wright et al. (2010).⁴ According to the colour distributions shown in Fig. 1, we opted to use the standard calibration for the power law $F_\nu \propto \nu^{-2}$.

2.1 Properties of HQWISE QSOs

Information gleaned from two spectral analysis of SDSS spectra allows us to characterize these QSOs in terms of AGN luminosity, BH mass, and Eddington ratio. The first analysis is from Kozłowski (2017). Using QSOs from the Pâris et al. (2017)'s sample, within the redshift range $0.1 \leq z \leq 5.5$, Kozłowski measured in the extinction-corrected SDSS spectra the fluxes and full width at half-maximum (FWHM) of the broad Mg II and C IV emission lines, and their adjacent fluxes in the continuum, respectively, at $\lambda = 3000$ and 1350 \AA , using these measurements to estimate the bolometric luminosities, L_{bol} , AGN monochromatic luminosities, $L_{\text{AGN}} = \lambda L_\lambda$, virial masses, M_{BH} , and Eddington ratios, $n\text{Edd} = \text{Log}(L_{\text{bol}}/L_{\text{Edd}})$ (see details about measurements and calculations in Kozłowski 2017). From his compilation, we retrieved the characteristics of the BHs for 1098 of the HQWISE QSOs (only those with Mg II and C IV emission lines; Kozłowski only used these two lines). For our analysis, we separated

Table 1. Median properties of HQWISE QSOs in 14 redshift bins. The numbers in column 3 give the number of QSOs with BH masses measured using the Mg II or C IV emission lines, compared with the total number of HQWISE QSOs in each bin. Note that when both lines are present in a spectrum, we only used the mass determined using the Mg II line.

(1) #	(2) z bin	(3) N	(4) $\text{Log } M_{\text{BH}}$ (M_\odot)	(5) $\text{Log } L_{\text{AGN}}$ (erg s^{-1})	(6) $n\text{Edd}$
0	(0.00–0.25]	0/103	–	–	–
1	(0.25–0.50]	103/188	7.53	44.12	–1.17
2	(0.50–0.75]	120/135	8.36	45.02	–0.75
3	(0.75–1.00]	211/226	8.97	45.71	–0.70
4	(1.00–1.25]	171/177	9.25	45.98	–0.72
5	(1.25–1.50]	121/124	9.39	46.22	–0.58
6	(1.50–1.75]	109/112	9.48	46.38	–0.52
7	(1.75–2.00]	113/118	9.60	46.50	–0.58
8	(2.00–2.25]	69/70	9.58	46.59	–0.44
9	(2.25–2.50]	21/31	9.43	46.66	–0.56
10	(2.50–2.75]	19/23	9.89	47.00	–0.47
11	(2.75–3.00]	21/27	9.51	46.83	–0.53
12	(3.00–3.25]	11/13	9.06	46.94	–0.61
13	(3.25–4.00]	9/12	9.90	47.07	–0.67

the HQWISE QSOs in 14 redshift bins with width 0.25, except for the last bin which contains only 12 QSOs in the range $3.25 < z \leq 4$. We report the medians of the parameters characterizing the QSOs in each bin in Table 1. Note that there is no data for the QSOs in bin #0 because at this redshift the Mg II line does not appear in the SDSS spectra. The number of QSOs with measurements in each bin is indicated in column 3, compared to the number of HQWISE QSOs in the bin considered. For the BH mass and luminosity we utilized the values based on the Mg II line, only using the C IV line at high redshifts where the Mg II line is not visible anymore.

In Fig. 2, we present the box-whisker plots for L_{AGN} , M_{BH} , and $n\text{Edd}$ for our sample of HQWISE QSOs. As expected, L_{AGN} (upper panel) continuously rises with the redshift, by almost three orders, increasing rapidly up to $z \sim 1.62$ (bin #6) and more slowly after that, until $z \sim 2.38$ (bin #9), where the statistics becomes less secured as the number of QSOs in the bins decrease. Because the BH mass estimation depends on both the luminosity and FWHM (cf. equation 1 in Kozłowski 2017), its uptrend with the redshift (middle panel) naturally follows the increase in luminosity. However, this is only until bin #6 where M_{BH} is almost constant. Due to the lower number of QSOs above $z = 2.38$ in our sample, we cannot be sure the trend towards higher BH masses is physical or due to a bias in luminosity. Note that the redshift range $1.63 \leq z \leq 2.12$ (bin #6 to bin #8), which is well covered in our sample, includes the epoch in the evolution of the universe when the SFR in galaxies peaks and start to decrease at low redshifts (cf. Madau & Dickinson 2014). The trend for the BH mass in QSOs to peak at almost the same epoch is usually interpreted as evidence for a connection between the formation of SMBH and their host galaxies (Boyle & Terlevich 1998; Madau & Dickinson 2014).

Because the Eddington ratio (lower panel) corresponds to the ratio of accretion rate (BHAR) to BH mass ($n\text{Edd} \propto \text{BHAR}/M_{\text{BH}}$) and the BH mass grows with the luminosity, the fact that we observe a lower amplitude variation of this parameter with the redshift is not unexpected. However, there seems to be a weak trend for $n\text{Edd}$ to increase above $z = 1.37$ (bin #5), suggesting higher BHAR at high redshifts than at low redshifts in more massive BH and luminous QSOs.

³<https://www.sdss.org/dr12/algorithms/magnitudes/>

⁴https://wise2.ipac.caltech.edu/docs/release/allsky/expsup/sec4_4h.html

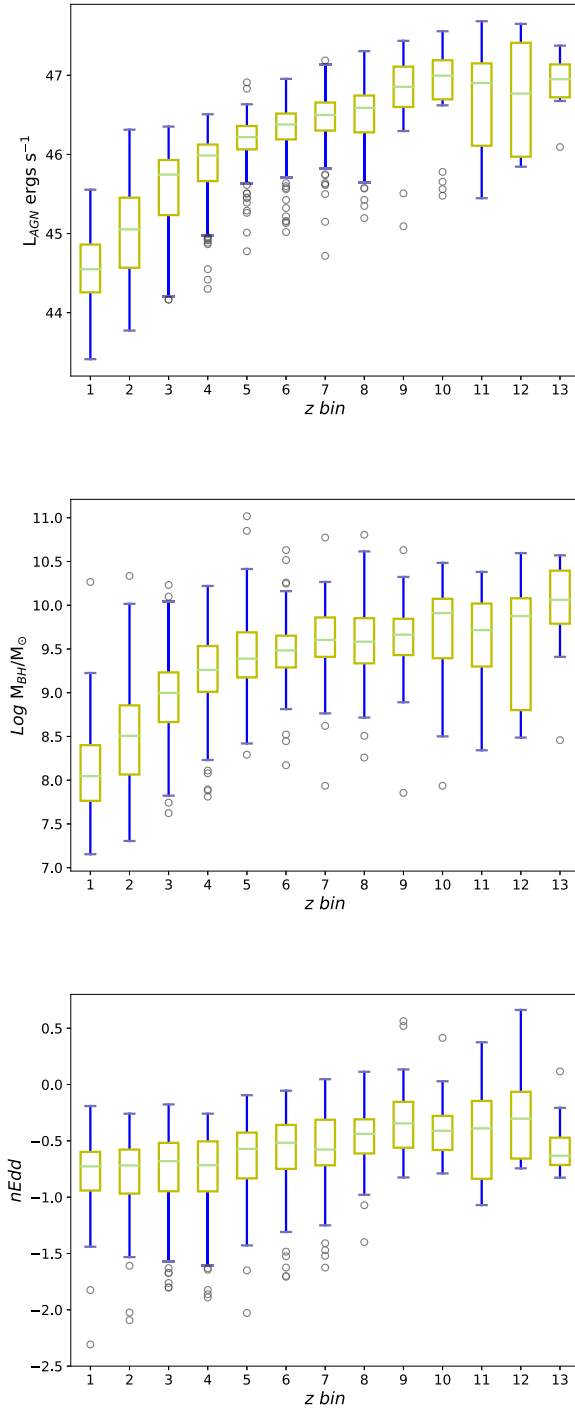


Figure 2. Box-whisker plots showing the QSOs’ characteristics in each redshift bin. A box is formed by the medians (Q_2 ; green line), the lower (Q_1) and upper (Q_3) quartiles, yielding for the whiskers, upper bound $=Q_3 + 1.5 \times \text{IRQ}$ and lower bound $=Q_1 - 1.5 \times \text{IQR}$, where $\text{IQR} = Q_3 - Q_1$ is the interquartile; the open circles are data considered outsiders following Tuckey’s definition.

The second spectral analysis useful for our study was done by Rakshit et al. (2020), who contrary to Kozłowski (2017) used spectra in SDSS DR14 instead of DR12. Comparing M_{BH} as calculated in these two different sources in Fig. 3, we found the results to be almost the same. The linear fit shows that in general the BH masses in Rakshit et al. (2020) tend to be slightly lower than in Kozłowski

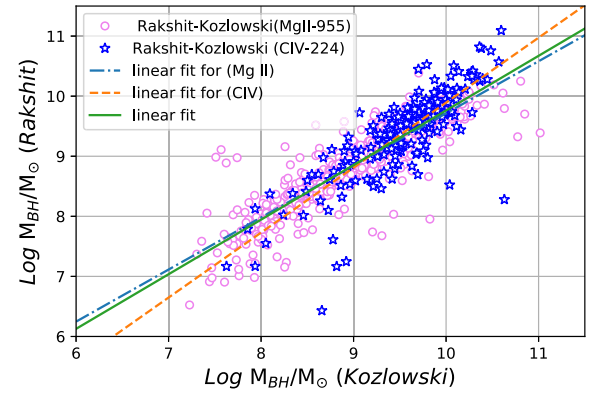


Figure 3. Comparing in X the BH masses in Kozłowski (2017) with Y showing the BH masses in Rakshit, Stalin & Kotilainen (2020), the three linear fits are: using only Mg II, $Y = 0.86X + 1.04$, with Pearson’s coefficient $r = 0.91$, or only CIV, $Y = 1.08X - 0.92$, $r = 0.82$ and fitting both lines (green line), $Y = 0.91X + 0.67$, $r = 0.89$.

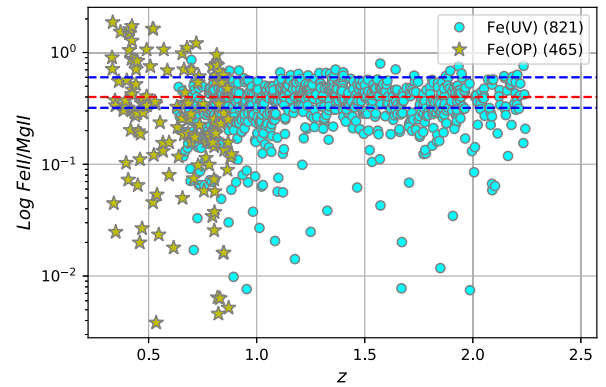


Figure 4. Ratio of abundances $\text{Fe II}/\text{Mg II}$ as calculated by Rakshit et al. (2020) for the HQUIS QSO sample. The identification Fe(UV) and Fe(OP) refer to different templates used by the authors, one in the UV and other in the optical. The median (red line) with bootstrap confidence interval (blue lines) estimated by Wang et al. (2022) is included: $\text{Fe II}/\text{Mg II} = 2.54^{+1.12}_{-0.43}$.

(2017), the difference most probably being due to the subtraction by the latter of Fe templates. Indeed, to determine the contribution of Fe in each spectrum, Rakshit et al. (2020) did a robust fitting analysis of different templates, which allowed them not only to correct the spectra but also estimate the Fe and Mg II abundances. In Fig. 4, we show the ratios $\text{Fe}/\text{Mg II}$ for these two elements in our HQUIS QSO sample based on the abundances calculated by Rakshit et al. (2020). This result shows the typical high ratios found in QSOs independently of the redshift (compare with fig. 11 in De Rosa et al. 2014). Note that to preserve the homogeneity of our analysis, we will not use the results of Rakshit et al. (2020) for M_{BH} based on measurements of the broad component of $\text{H}\beta$ at low redshifts.

3 METHOD OF ANALYSIS

Our analysis consists in reproducing the SEDs of the 1359 HQUIS QSOs using $x\text{-CIGALE}$ (Boquien et al. 2019; Yang et al. 2022).⁵ The key parameter to estimate how fast the galaxy hosts of quasars formed the bulk of their stellar populations is the star formation history (SFH)

⁵ $x\text{-CIGALE}$ manual can be found here: <https://cigale.lam.fr/documentation/>

Table 2. Summary of inputs used in X-CIGALE for ultimate run with polar emission.

Parameters	Values	Descriptions
Star formation history (SFH) functions: <code>sfhdelayed</code> and <code>sfh2exp</code>		
τ_{main}	50, 100, 500, 1000, 2000, 4000, 7000	e-folding time in Myr.
Age	CT	Age of the oldest stars (Myr); we used the cosmic time (CT) at the redshift of the QSOs
fritz06		
$R_{\text{max}}/R_{\text{min}}$	10.0, 30.0, 60.0, 100.0, 150.0	Ratio of the maximum to minimum radii of the dust torus.
τ	0.1, 0.6, 1.0, 6.0, 10.0	Optical depth at 9.7 μm .
β	-1.00, -0.75, -0.50, -0.25, 0.00	Beta describing the dust density distribution with r the radius.
γ	0.0, 2.0	Gamma from the power-law density distribution for the polar component of the dust torus.
Opening angle (θ)	60.0, 100.0, 140.0	Full opening angle of the dust torus.
ψ	(20.000, 25.000, 30.000), 89.990	Angle between equatorial axis and line of sight; values within parenthesis were tried in different run omitting value out of parenthesis.
δ	-1, -0.5, -0.7, 0	Power-law index δ modifying optical slope of AGN continuum. Negative values make slope steeper/positive values make slope shallower.
f_{AGN}	0.1, 0.5, 0.9	Fraction of AGN contribution to the IR luminosity.
Extinction law	1	Extinction law of the polar dust: 0 (SMC), 1 (Calzetti et al. 2000), or 2 (Gaskell et al. in preparation).
$E(B - V)$	0, 0.05, 0.1, 0.15, 0.2, 0.3, 0.4	$E(B - V)$ for the extinction in the polar direction in magnitudes.
Temperature	100.0, 500.0, 1000.0	Temperature of the polar dust in K.
Dust emission: <code>dl2014</code>		
q_{PHA}	0.45 (0.47, 2.50, 4.58, 5.95, 7.32)	Mass fraction of PAH (in percentage); values within parenthesis were tried in different run omitting value out of parenthesis.
u_{min}	50	Minimum radiation field.
α	1.0	Powerlaw slope $dU/dM \propto U^\alpha$
γ	0.1	Fraction illuminated from U_{min} to U_{max} .
Single-age stellar population: <code>bc03</code>		
Z	(0.0004, 0.004, 0.008), 0.02, 0.05	Metallicity; values within parenthesis were tried in different runs omitting values out of parenthesis.
Separation age	10	Age difference between the youngest and the oldest stellar populations (Myr).
Dust attenuation: <code>dustatt_modified_starburst</code>		
$E(B - V)_{\text{line}}$	0.005, 0.05, 0.5, 0.10, 0.70	The colour excess of the nebular lines light for both the young and old population.
$E(B - V)_{\text{factor}}$	0.25, 0.5, 0.75	Reduction factor $E(B - V)_{\text{line}}$ of stellar continuum attenuation reduction.
Power-law slope	0.0, 0.25, 0.5	Slope of the power law modifying the attenuation curve.

function of the host galaxies. In our universe, galaxies form their stars following only two different paths, which in great part also explains their morphology (Sandage 1986; Charlot & Bruzual A 1991): they either form most of their stars early on, like elliptical galaxies, or form their stars more gradually like in spiral galaxies, the time-scale difference being due to the high angular momentum of gas collapsing in spirals to form large-scale discs. In X-CIGALE the SFH functions that reproduce these two patterns are called `sfhdelayed`, for elliptical-like or early-type, massive bulge galaxies, and `sfh2exp`, an exponential SFH typical of smaller bulge, spiral galaxies (see fig. 1 in Boquien et al. 2019). Because we cannot assume a priori the morphology of the QSO hosts in our sample both SFH functions were tried using X-CIGALE.

How fast galaxies with different SFH function form their stars is determined by the e-folding time, τ_{main} , which corresponds to the time it takes a galaxy to form 69 per cent of its stars. The smaller the τ_{main} the faster the formation of the galaxy. Theoretically (Sandage 1986), elliptical galaxies have smaller e-folding time than spiral galaxies and very large e-folding times (a few Gyr) are rare, since they imply SF in these galaxies have been delayed over a long period of time (the cases of small-mass irregular galaxies). However, assuming the host galaxies of QSOs are massive and the $M_{\text{BH}}-\sigma$ relation is

universal, star formation cannot be delayed over arbitrarily long periods of time compared to the formation of their SMBHs, and we would thus expect the τ_{main} produced by X-CIGALE to be relatively small. How small can it be, this is the condition that was tested (as shown in Table 2) by trying different values for τ_{main} , varying between 50 and 7000 Myr, that is, all the values allowed in X-CIGALE (see Table 2).

One important module in X-CIGALE tackles the AGN contribution. Because QSOs are Type-1 AGNs, we expect the AGN continuum to dominate the SED in the UV-Opt and NIR (most specifically the W1 and W2 passbands). Having experimented with the two main options, `skirtor2016` (Stalevski et al. 2016) and `fritz2006` (Fritz, Franceschini & Hatziminaoglou 2006), and having obtained slightly better fits (lower χ^2) with the latter, we decided to use only this module for our final testing. The main difference between the two models lies in the isotropy of re-emission by dust, the torus in `fritz2006` model being less clumpy than in the `fritz2006` model, producing more isotropic re-emission. Consistent with Type-1 AGNs in the Fritz module, we fixed the line of sight to 89.99° (implying we see the torus of dust face on) but left the program free to try different inputs: most specifically, varying the fraction of AGN, f_{AGN} , and opening angle, OA, of the dust torus (see manual

of x -CIGALE and original article by Fritz et al. 2006, for detailed descriptions).

One crucial improvement to x -CIGALE made in 2022 by Yang et al. (2022) is the addition of a δ parameter, which fixes the slope of the AGN continuum in the range $0.125 \mu\text{m} < \lambda \leq 10 \mu\text{m}$ ($\lambda L_\lambda = \lambda^{-0.5+\delta}$). Without this parameter, the contribution of the AGN to the SED would be underestimated, increasing artificially the stellar contribution in the UV-Opt, which then translates into higher SFRs. Having experimented with the previous model of x -CIGALE without the slope correction, we did observe such SFR overestimation in the host galaxies of our QSOs, although not as high as we could have expected. In our modelling, different values of δ were tried, varying between -1 and 0 (see Table 2).

Another module that is important for the MIR range (W3 and W4 in WISE) is the module related to re-emission in IR by dust of UV light due to SF. Experimenting with the different options offered by the program (see fig. 5 in Boquien et al. 2019), we have adopted the `dL2014` module (Draine et al. 2014). After experimenting with different values for the PAH mass fraction, we used in our final modelling the minimal value $q_{\text{PAH}} \sim 0.45$ per cent (Draine & Li 2007). Indeed, even with high SFR in the QSO hosts, the PAH features should not play a great role due to the dominant AGN component (e.g. Marshall et al. 2018); the fine dust producing PAH emission can also be destroyed by the intense AGN luminosity (Ramos Almeida et al. 2023).

For the single stellar population, we used the module `bc03` based on Bruzual & Charlot (2003), adopting a Salpeter's IMF. After experimenting with different values for the metallicity, from $Z = 0.004$ to $Z = 0.05$, we determined that our best fits were those where the metallicity was solar or higher at any redshift (consistent with observations; cf. Fig. 4). For the attenuation of UV-Opt light due to dust extinction, we used the module `dustatt_modified_starburst` (based on Calzetti et al. 2000; Leitherer, Calzetti & Martins 2002), which includes a bump at 2200 \AA with varying amplitudes.

Finally, after experimenting with different SED models without polar emission, we realized that we can greatly improve the fits by including such component in all the HQWISE QSOs, at all redshift. This was done using the special module introduced in x -CIGALE by Yang et al. (2020). In the literature, the existence of polar dust components (excess of dust emission emitted in a direction perpendicular to the obscuring torus; Tristram et al. 2014) was already noted and thoroughly studied by various authors in different AGNs (e.g. Toba et al. 2021; Isbell et al. 2022; Lyu & Rieke 2022), suggesting this characteristic is more common than previously thought. The inclusion of polar dust in our models systematically produced best fits with $\chi^2 < 3$ for most of the QSOs in our sample (87 per cent using `sfhdelayed` and 83 per cent using `sfh2exp`).

In Table 2, we summarize the inputs used in x -CIGALE for our final solutions, indicating the range of values for the parameters that we allowed to varied to get the best SED models (i.e. the models that minimize the χ^2). Note that for some parameters, we tried more values (indicated in parenthesis) in separated runs, to compare with our best models. The mock option was also used to verify the robustness of our final solutions (see full description in Mountrichas et al. 2021).

4 RESULTS

In this section, we compare in parallel in Fig. 5 the best solutions in each bin, as obtained using the two SFH functions `sfh2exp` (left panels) and `sfhdelayed` (right panels). In Tables 3 and 4,

we summarize the results for both functions by giving the median values for important parameters in each bin, calculated considering only those models with $\chi^2 < 1$ (61 per cent of our sample for both solutions). Comparing column 3 in the two tables, we conclude that both SFH functions yield equally reasonable solutions. In general, the AGN component dominates the SEDs (column 10) and the SFR is high, increasing at high redshift (column 13). The opening angle is huge (column 8) and extinction relatively large (column 11). These SEDs are consistent with obscured starbursts with dominant AGNs (Marshall et al. 2018; Xie et al. 2021).

Examining in detail column 3 in Table 3 for the `sfhdelayed` function, the first three bins at low redshifts (#0, #1, and #2) have slightly higher χ^2 , the fits getting better after that, up to bin #6 ($z = 1.62$), the χ^2 then fluctuating but still staying relatively low until the last three bins (#11, #12, #13) where the numbers of QSOs is falling drastically. Disregarding the last three bins, we assert that the `sfhdelayed` function yields excellent solutions over the redshift range $0.8 < z \leq 2.8$. This conclusion is also supported by the fraction of models with $\chi^2 > 3$ as indicated in column 4, which does not pass 10 per cent within this redshift range.

Doing the same analysis for the `sfh2exp` function in Table 4, we also see higher χ^2 values and higher fraction of models with $\chi^2 > 3$ in the first and last three bins, but comparably lower values, as observed for the `sfhdelayed` function, within the range $0.8 < z \leq 2.8$. This suggests that our solutions are degenerate, since we cannot differentiate between the two SFH functions. The reason for this degeneracy is easy to understand: the common traits of the SEDs at any redshift are the dominance of the AGN component (with some exceptions at high redshifts, for examples in bins #9 to #12) and the high SFR (column 13). The high SFR is consistent in both models with relatively small e-folding (column 14): not passing 1000 Myr in the `sfhdelayed` models and 750 Myr in the `sfh2exp`, suggesting that, independently of their SFH function (morphology), the host galaxies of HQWISE QSOs generally built the bulk of their stellar populations rapidly.

In our sample the dominance of the AGNs and the high SFRs explain the degeneracy. However, examining in detail the best fits in Fig. 5 some important nuances must be added. More specifically, we observe significant differences in the first five bins at low redshifts in terms of the stellar populations (unattenuated curves in blue in the figures), suggesting they are systematically older using the `sfhdelayed` function than the `sfh2exp` function. This characteristic is consistent with slightly larger e-folding and much lower SFRs in the `sfhdelayed` SEDs than in the `sfh2exp` SEDs. On the other hand, starting at bin #6 ($z \sim 1.62$) the stellar components in both models become similar. This happens as the cosmic time (CT in column 3) becomes comparable to the e-folding time (CT falling from 3.9 to 1.7 Gyr).

Because the SEDs of the stellar populations in the `sfhdelayed` models at low redshifts are typical of early-type galaxies, the above difference could be interpreted as two solutions for two different morphological types for the host galaxies, elliptical versus spiral. Considering the evolution in CT and assuming a standard scenario for the formation of galaxies (Madau & Dickinson 2014), finding high SFRs in galaxies at low redshifts seem more natural in spiral than elliptical galaxies (e.g. Bellstedt et al. 2020). This means that the consequences of the two solutions are significantly different: in the `sfh2exp` models, the SFRs would be characterized as normal or mildly starburst-like for late-type spiral galaxies, while in the `sfhdelayed` models the high SFRs would be definitely starburst-like for the morphology (consistent with blue elliptical galaxies or merging galaxies).

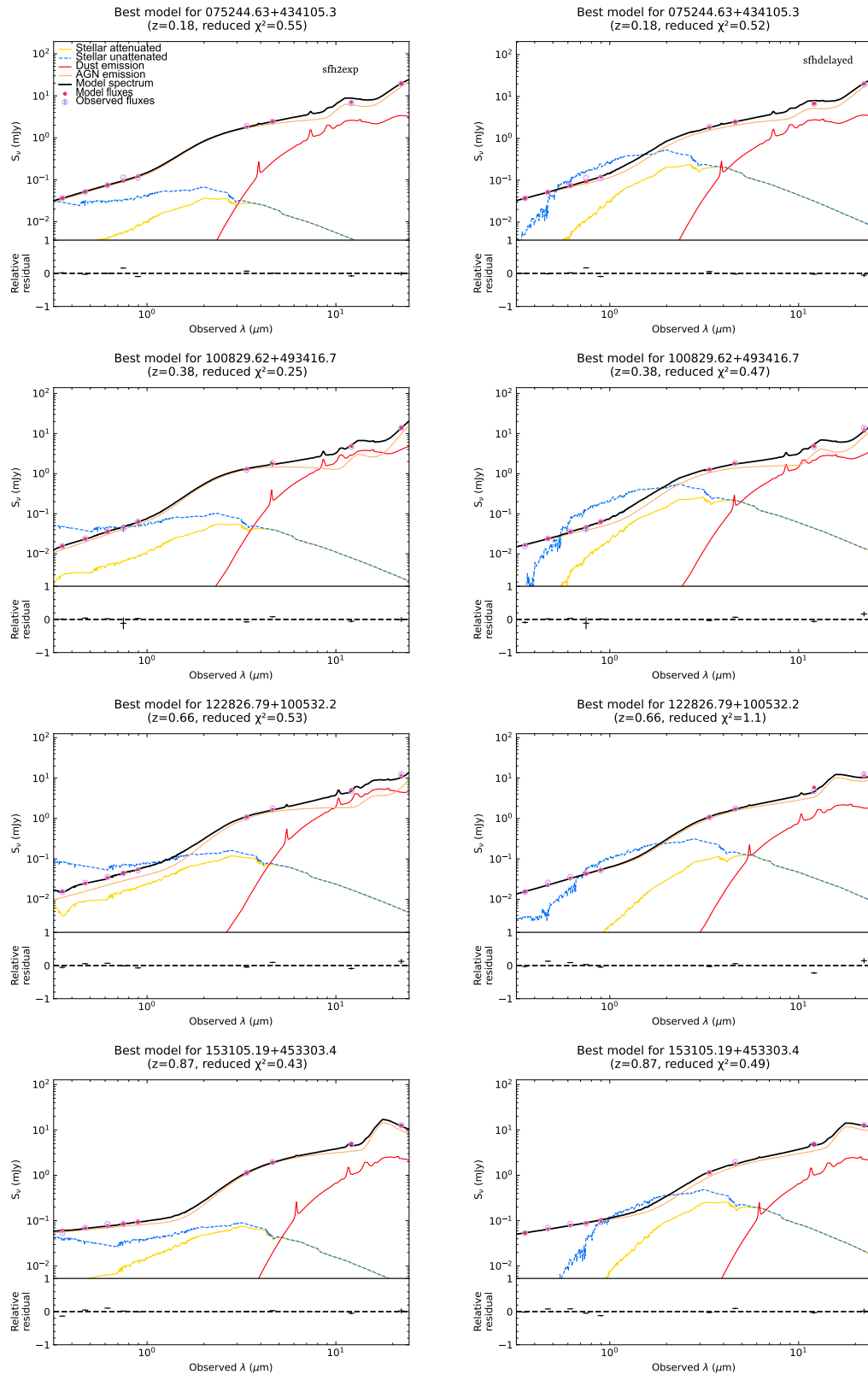


Figure 5. Comparing results for SFH2exp (left panels) and SFHdelayed in bins 0 to 3.

Continuing our analysis of the results, another important feature that is remarkable in Fig. 5 is the similarity of the re-emission dust components in both models. This suggests that the WISE colours produced by the two SFH functions must also be similar. To check

how well x -CIGALE reproduces the variations of these colours with the redshift, we trace in Fig. 6 the medians of the models with $\chi^2 < 1$ in each bin, comparing them with the medians measured by WISE. For both models, the fits are relatively good, except maybe

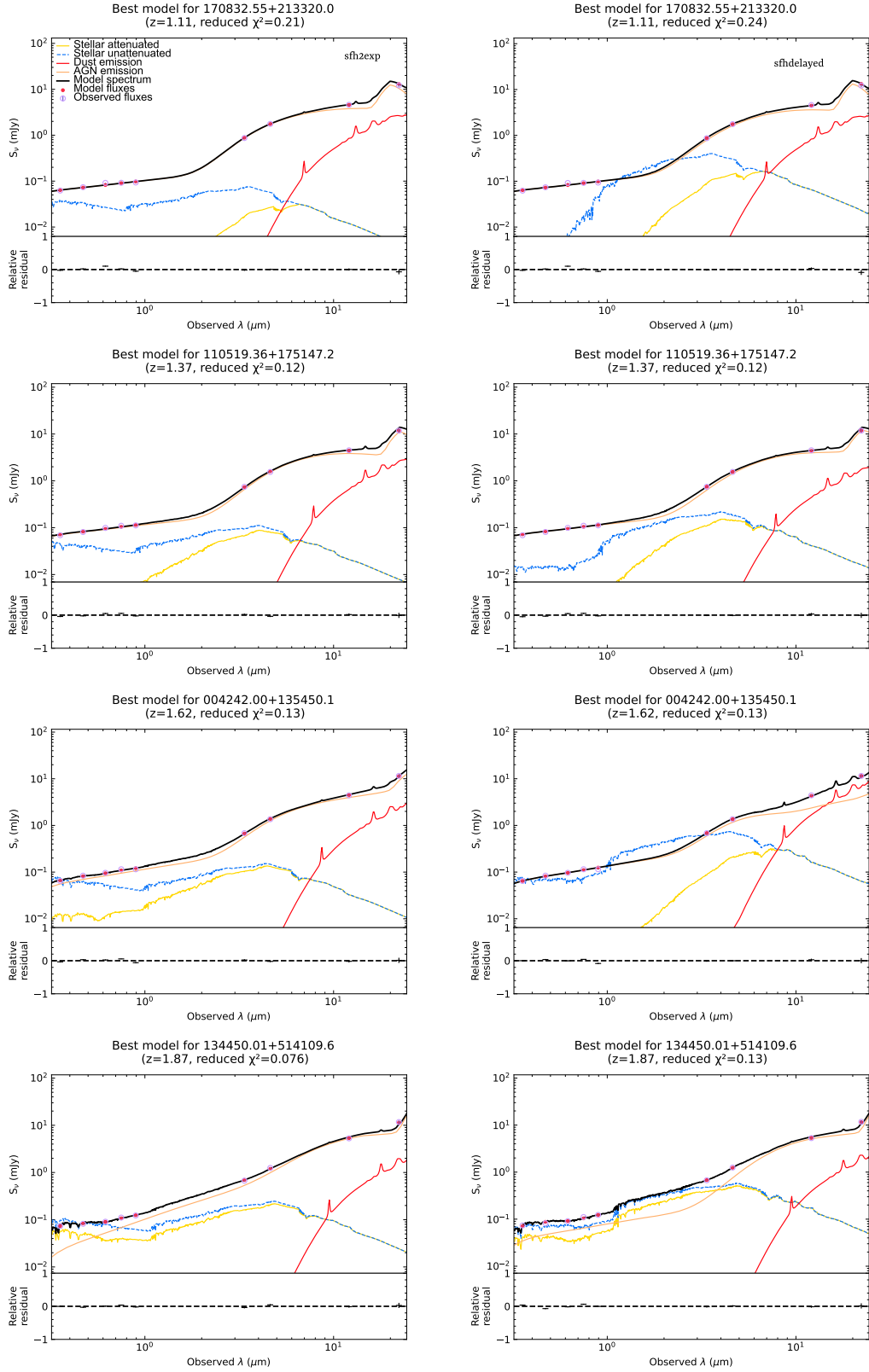


Figure 5 Continued: bins 4 to 7.

in the last two bins where the number of QSOs are very low (only 13 and 12 QSOs, respectively). In particular, both models reproduce relatively well the inflection to the blue of the W1-W2 colour at $z \sim 1.4$. Coincidentally, this happens in Fig. 5 passing from bin #5

to bin #6 (medians $z = 1.38$ and $z = 1.62$, respectively), where the stellar contributions in the two models become comparable: the SED becoming gradually bluer (flatter). Consequently, the inflection of W1-W2 colours in both models could be interpreted as the signature

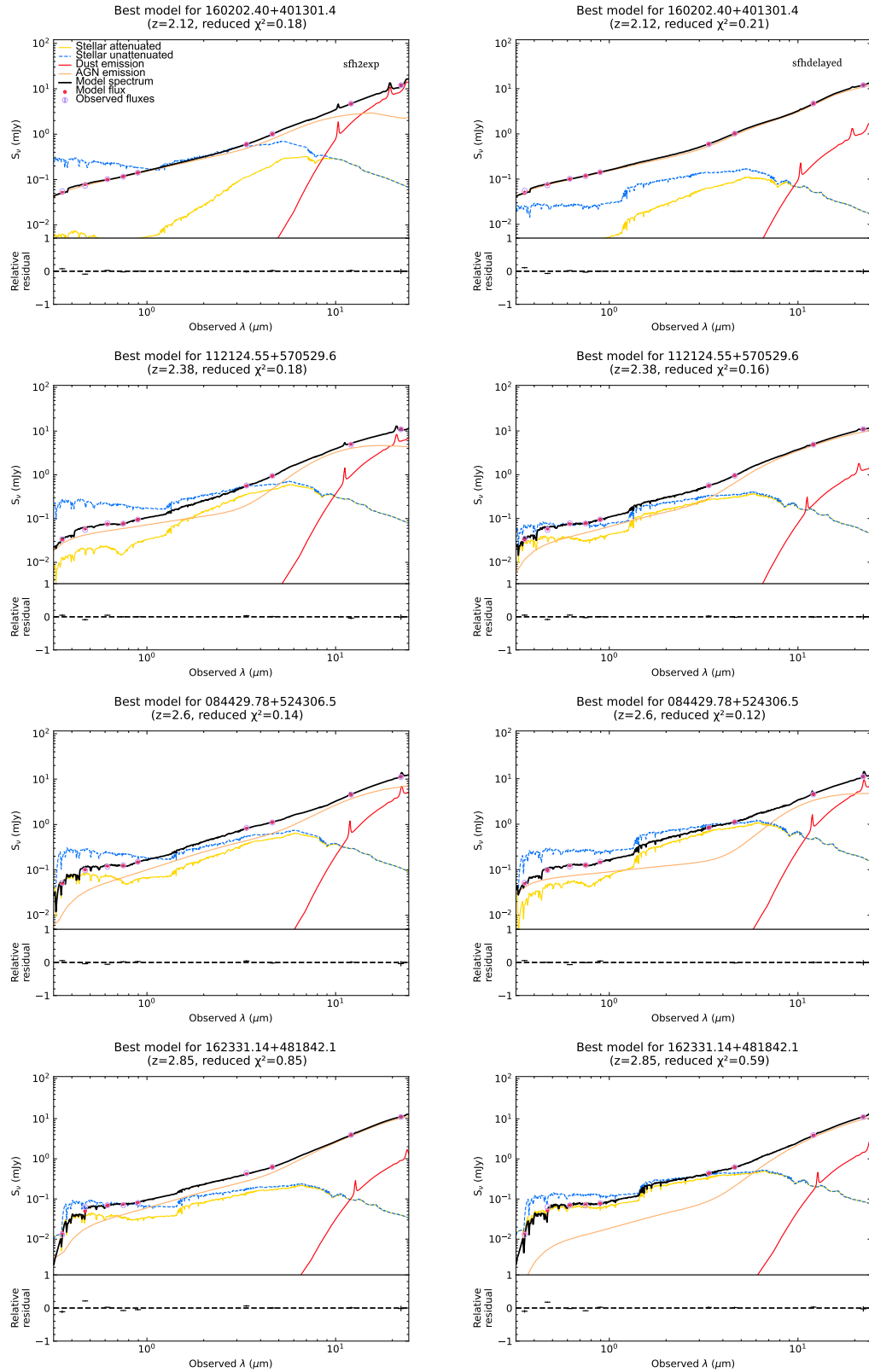


Figure 5 Continued: bins 8 to 11.

of an increase of SFR in the host of QSOs at high redshifts. Based on the literature (Elvis et al. 1994; Labita et al. 2008; Richards et al. 2009), this might be recognized as a common trait of quasar evolution.

Although both SFH functions predict high SFRs increasing with the redshifts, considering the possible difference in morphology, determining which SFR evolution is more realistic is not obvious. Comparing the two SFR solutions in Fig. 7, the *sfh2exp* SFRs

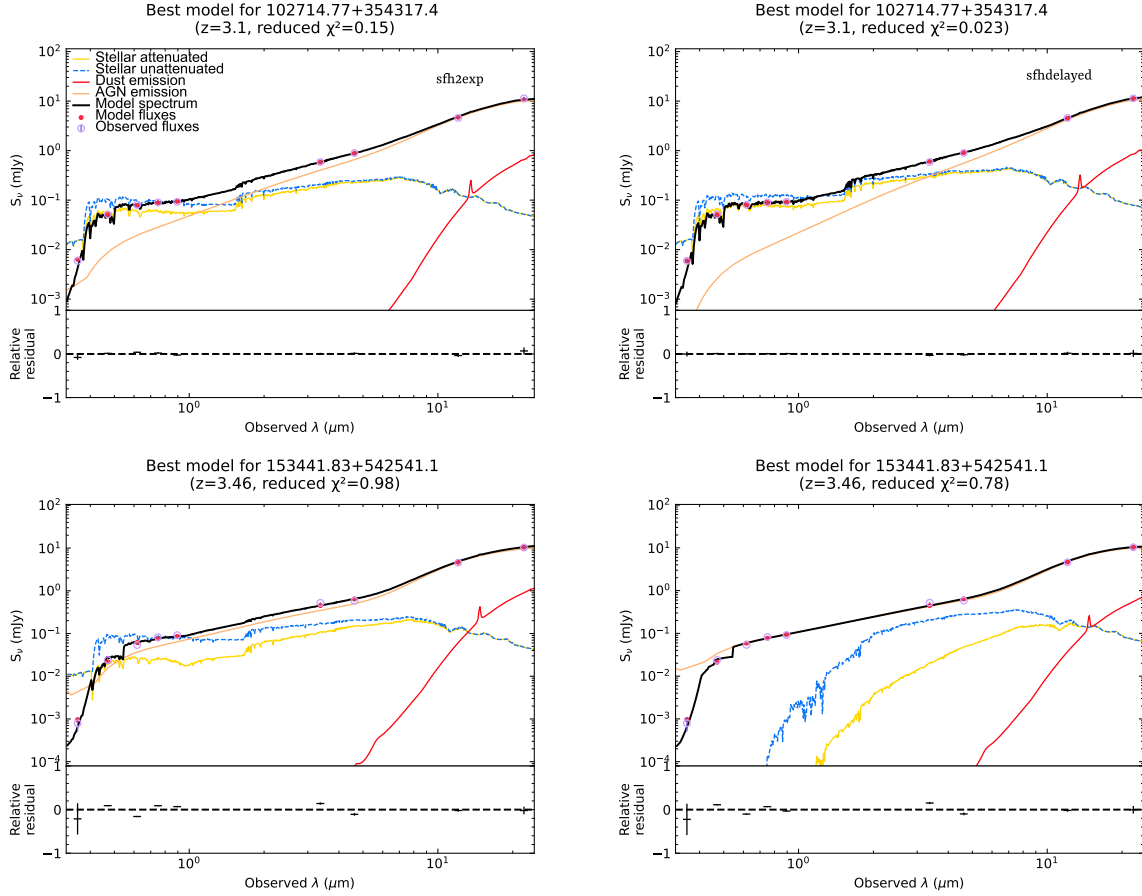

Figure 5 Continued: bins 12 and 13.

Table 3. Best fits for `sfhdelayed` function; the values reported are based on the medians of the models with $\chi^2 < 1$ (61 per cent of the sample).

(1) Bin	(2) z	(3) CT Gyr	(4) χ^2	(5) $f(\chi^2 > 3)$ per cent	(6) W1-W2	(7) W2-W3	(8) O.A. (deg)	(9) δ	(10) f_{AGN}	(11) E_{BV} Lines	(12) E_{BV} Factor	(13) $\text{Log}(\text{SFR})$ ($M_{\odot} \text{ yr}^{-1}$)	(14) τ_{main} (Myr)	(15) T_{dust} (K)
0	0.18	11.2	0.64	19	0.96	2.96	60	-0.7	0.9	0.70	0.75	-1.22	1000	100
1	0.38	9.3	0.57	26	1.02	3.07	60	-1.0	0.9	0.70	0.75	-0.82	1000	100
2	0.62	7.3	0.72	27	1.04	2.94	60	-1.0	0.9	0.70	0.75	0.17	1000	100
3	0.89	6.3	0.42	10	1.17	3.43	140	-0.7	0.9	0.70	0.75	0.85	500	100
4	1.11	5.3	0.33	8	1.31	3.00	100	-0.7	0.9	0.70	0.75	1.89	500	100
5	1.38	4.5	0.29	7	1.38	3.08	140	-0.7	0.9	0.70	0.75	1.69	500	100
6	1.62	3.9	0.18	6	1.37	3.25	140	-0.5	0.9	0.70	0.75	2.08	1000	100
7	1.86	3.4	0.24	5	1.30	3.38	140	-0.7	0.9	0.50	0.50	2.52	1000	500
8	2.12	3.0	0.28	6	1.23	3.53	100	-0.5	0.9	0.50	0.50	2.76	1000	500
9	2.38	2.7	0.14	10	1.18	3.61	140	-0.6	0.9	0.50	0.50	3.02	1000	500
10	2.63	2.4	0.16	9	1.14	3.65	140	-0.5	0.9	0.50	0.50	3.33	1000	500
11	2.85	2.2	0.42	11	1.08	3.58	140	-0.7	0.9	0.10	0.25	3.39	500	500
12	3.09	2.0	0.32	15	0.98	3.66	140	-0.7	0.9	0.10	0.50	3.53	500	100
13	3.41	1.7	0.44	8	1.03	3.73	140	-0.5	0.9	0.10	0.50	3.54	500	100

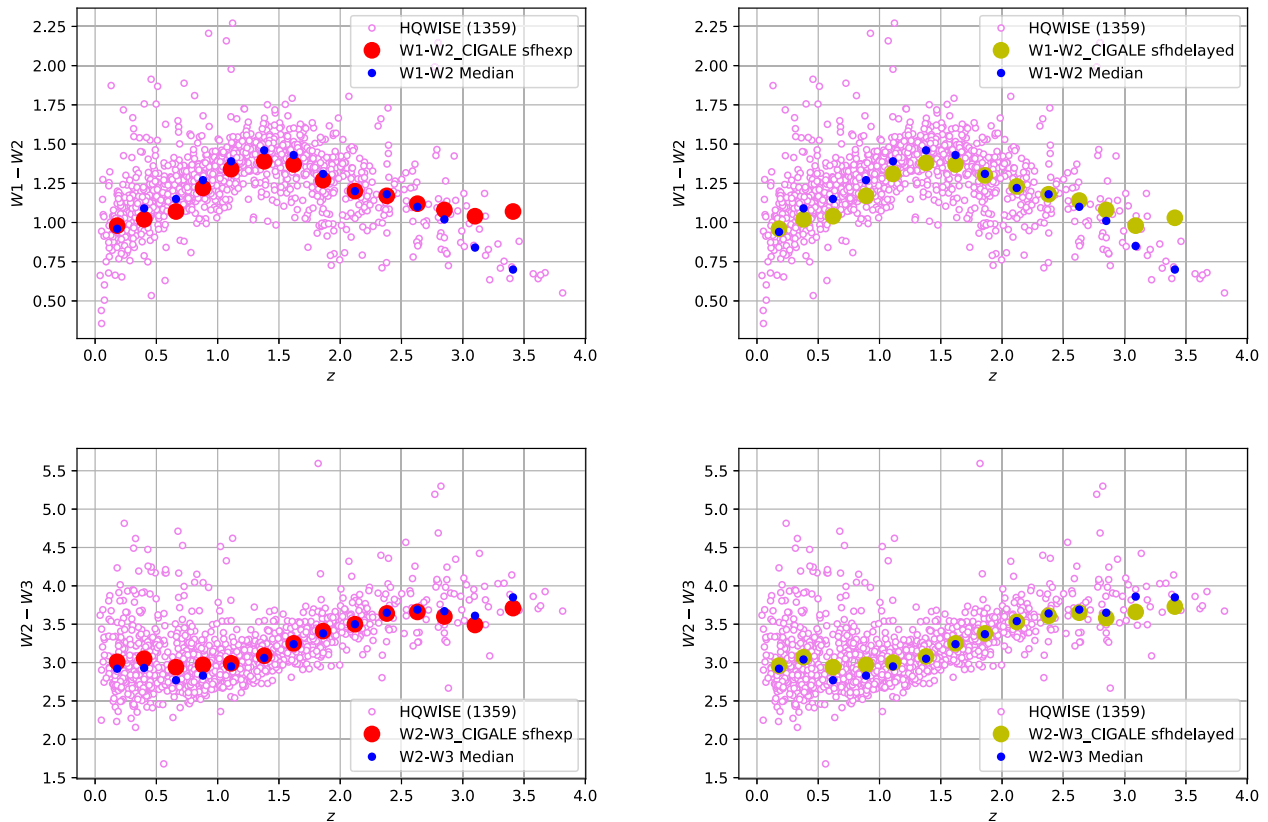
are generally higher than the `sfhdelayed` SFRs. The differences being quite significant at low redshifts, varying from 100 to a few 10s below and up to $z = 1$ (first four bins), becoming slightly lower by only a few after bin #4 (median $z \sim 1.11$), the differences decreasing in the ultimate five bins.

To establish the reliability of each solution we used the option in `X-CIGALE` to generate two mock catalogues based on the best-fitting models for the two SFH functions (see examples in Mountrichas et al.

2021). In Fig. 8, we compare the mock SFRs with the fitted SFRs for the two SFH functions. The principle of this test is simple: using the fitted values as guesses, running `X-CIGALE` should converge to these values rapidly, showing that the solutions are robust. This is easily confirmed for the `sfh2exp`, the linear regression having a coefficient of correlation of $R = 0.89$. Although the `sfhdelayed` also yields relatively good fits, with coefficient of correlation $R = 0.88$, the residuals suggest the solutions at low redshifts where

Table 4. Best fits for `sfh2exp` function; the values reported are based on the medians of the models with $\chi^2 < 1$ (61 per cent of the sample).

(1)	(2)	(3)	(4)	(5)	(6)	(7)	(8)	(9)	(10)	(11)	(12)	(13)	(14)	(15)
Bin	z	CT Gyr	χ^2	$f(\chi^2 > 3)$ per cent	W1-W2	W2-W3	O.A. (deg)	δ	f_{AGN}	E_{BV} Lines	E_{BV} Factor	Log(SFR) ($M_{\odot} \text{ yr}^{-1}$)	τ_{main} (Myr)	T_{dust} (K)
0	0.18	11.2	0.56	27	0.98	3.01	80	-0.7	0.9	0.50	0.50	0.22	750	100
1	0.40	9.3	0.62	32	1.02	3.05	60	-1.0	0.9	0.70	0.50	0.91	50	100
2	0.66	7.3	0.70	28	1.07	2.94	60	-1.0	0.9	0.70	0.75	1.48	50	100
3	0.88	6.3	0.41	14	1.22	2.97	140	-1.0	0.9	0.70	0.75	1.72	50	100
4	1.11	5.3	0.33	12	1.34	2.99	140	-0.7	0.9	0.70	0.75	1.86	50	100
5	1.38	4.5	0.30	9	1.39	3.09	140	-0.7	0.9	0.70	0.75	2.15	100	100
6	1.62	3.9	0.17	8	1.37	3.25	140	-0.5	0.9	0.70	0.50	2.35	500	100
7	1.86	3.4	0.17	6	1.27	3.41	140	-0.5	0.9	0.50	0.50	2.70	500	100
8	2.12	3.0	0.23	7	1.20	3.50	140	-0.3	0.9	0.50	0.50	2.84	500	500
9	2.38	2.7	0.10	16	1.17	3.64	100	-0.5	0.9	0.50	0.50	2.98	500	500
10	2.63	2.4	0.12	9	1.12	3.66	140	-0.5	0.9	0.10	0.50	3.19	50	500
11	2.85	2.2	0.39	30	1.08	3.60	140	-0.5	0.9	0.50	0.25	3.26	500	500
12	3.10	2.0	0.75	31	1.04	2.82	100	0.0	0.9	0.10	0.50	3.59	500	100
13	3.41	1.7	0.58	8	1.07	3.71	140	0.0	0.9	0.10	0.75	3.23	500	100


Figure 6. Reproducing the WISE colours with x -CIGALE: on the left, for the `sfh2exp` function and on the right for the `sfhdelayed` function. In all the graphics, the blue dots are the WISE medians in each bin and the red dots are the medians for the models with $\chi^2 < 1$.

$\text{Log}(\text{SFR}) < 0$, are somewhat problematic, since the fitted SFRs are systematically below the mock SFRs and many QSOs show very large discrepant values at any redshift. This behaviour is easy to explain: as the CT increases compared to the e-folding of the `sfhdelayed` function, the SFR cannot be kept as high as what the `sfh2exp` and mock values suggest. This also explains why the e-folding of the `sfhdelayed` function tend to be systematically higher than the e-folding of the `sfh2exp`. The difference between the two SFH functions has an important consequence on our interpretation. Although at high redshifts the results are degenerate,

both requiring small e-folding and high SFR, the starburst like nature of QSOs hosts at low redshift (compare with fig. 9 in Kennicutt & Evans 2012), implies that, independent of the morphology of the galaxy host, their SEDs are best reproduced using an `sfh2exp` function (e.g. Coziol, Doyon & Demers 2001). Consequently, one would expect many of the nearby HQLISE QSO hosts to show a perturbed morphology, consistent with interactions or mergers (e.g. Bahcall et al. 1997).

Based on the fact that the QSO hosts are starburst-like, and considering the solutions are degenerate at high redshifts, we decided

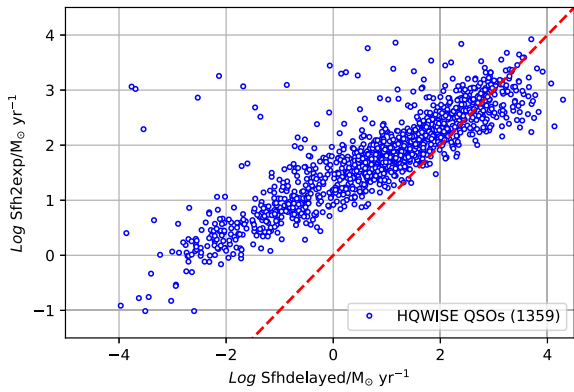


Figure 7. Comparing the `sfh2exp` SFRs with the `sfhdelayed` SFRs. Note that SFR values above 0 dex in the `sfhdelayed` models only appear in bin 2 ($z \sim 0.62$).

to adopt the `sfh2exp` SFR in order to examine what could have been their evolution at different redshifts.

4.1 Possible presence of ULIRGs in QSOs at low redshifts

Adopting the `sfh2exp` SFRs, there is still one difficulty remaining, which is understanding why in Table 4 so many models (17 per cent) yield $\chi^2 > 3$. Since this happens more frequently at low redshifts,

one possible explanation, consistent with spiral host galaxies, is that we see the QSOs edge-on, relative to the torus of dust (typical of Type 2 AGNs). Alternatively, an early phase of evolution during which the BH is enshrouded by a veil of dust, as expected for ULIRGs, might also explain the observations. The fact that we find many HQWISE QSOs in Fig. 1 with W2-W3 colours comparable to QSOs at high redshifts, where the SFRs were confirmed by our models to be high, would support such interpretation. According to the ULIRGs hypothesis, however, one would also expect these QSOs to have both higher than normal IR fluxes and SFRs (e.g. Veilleux et al. 2009).

To test the above two possibilities, we have isolated all the QSOs with $\chi^2 > 3$ in Table 4 and run `X-CIGALE`, changing the ψ angle using the smallest values possible. The medians in each redshift bin for these new models are reported in Table 5. Comparing column 5 with column 4, we do see a significant improvement in the fits but only until bin #6, after which the improvement becomes marginal, the new χ^2 , in fact, being worst in the last three bins.

In general, lowering ψ produces redder WISE colours and slightly higher SFRs but no systematic changes of the other parameters (most specifically, those related to extinction). Although these changes could be seen as favouring the ULIRG hypothesis, the fact that we see a significant improvement of the fits only at low redshifts could rather be interpreted as consistent with the geometry hypothesis, since AGNs in spiral host galaxies are expected to be more numerous at low than high redshifts. In quantitative terms, the fraction of spiral-

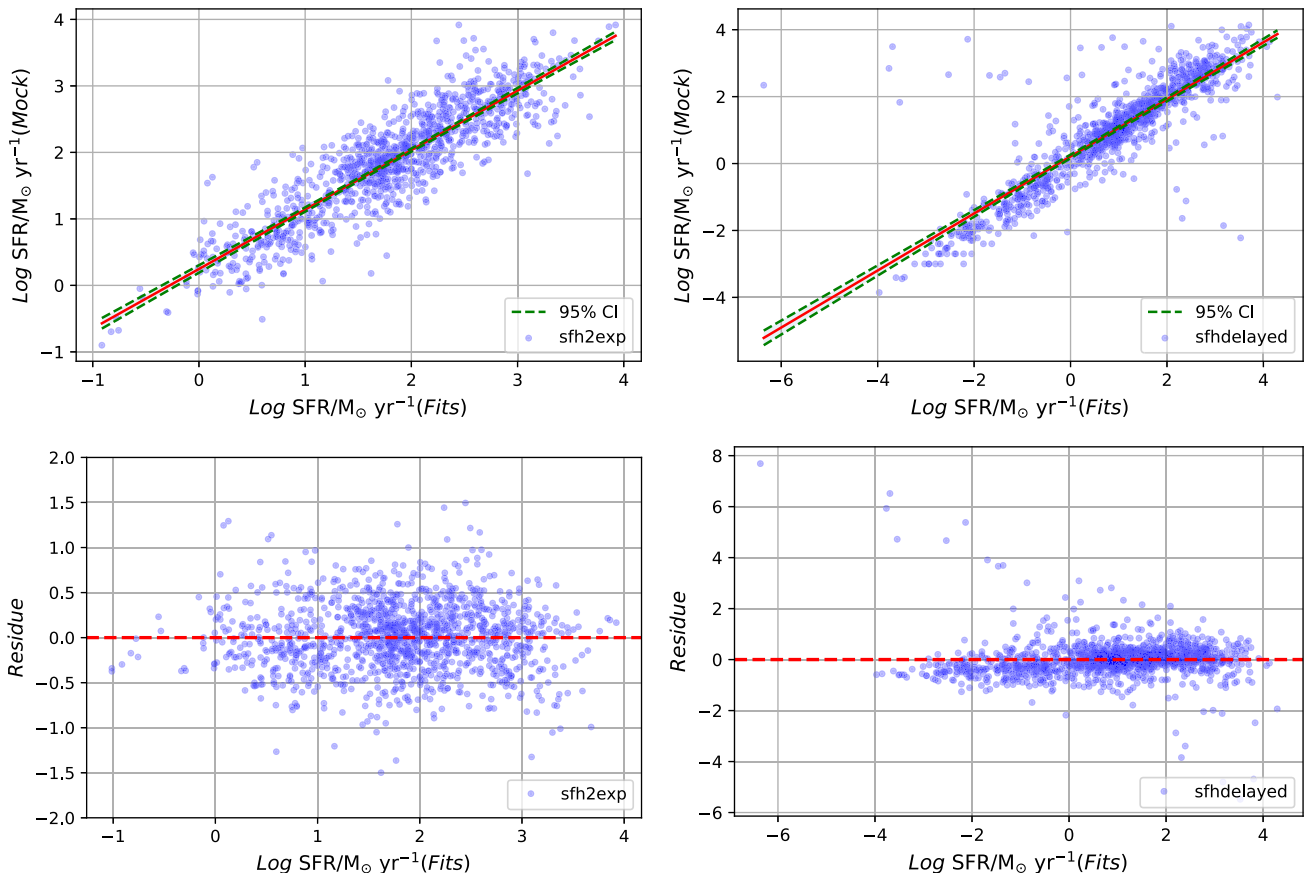
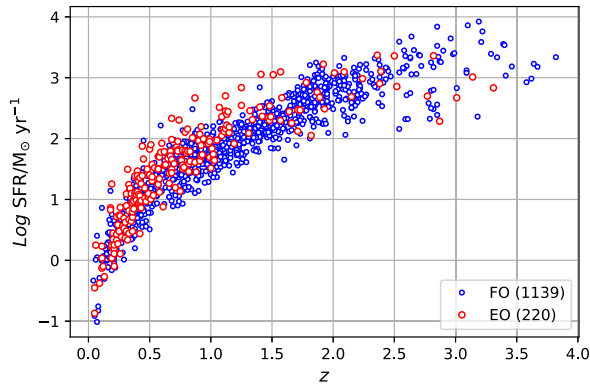


Figure 8. Comparing the SFRs fitted by our models with values from the mock analysis: for (a) `sfh2exp`, (b) `sfhdelayed`, and the two residual, for (c) `sfh2exp`, and (d) `sfhdelayed`. The red line corresponds to two simple linear regressions with the 95 per cent CI shown in green. The two simple linear regressions are $Y = 0.90X + 0.22$ for `sfh2exp` and $Y = 0.87X + 0.19$, with $R^2 = 0.80$ and $R^2 = 0.77$, respectively. The 95 per cent CI correspond to the intervals [0.88–0.93] and [0.84–0.90] respectively.

Table 5. Best-fitted results for `sfh2exp` with $\chi^2 > 3$ varying the psy angle.

(1)	(2)	(3)	(4)	(5)	(6)	(7)	(8)	(9)	(10)	(11)	(12)	(13)	(14)	(15)	(16)
Bin	z	N	χ^2 previous	χ^2 new	ψ (deg)	W1-W2	W2-W3	O.A. (deg)	δ	f_{AGN}	E_{BV} Lines	E_{BV} Factor	$\text{Log}(\text{SFR})$ ($M_{\odot} \text{ yr}^{-1}$)	τ_{main} (Myr)	T_{dust} (K)
0	0.19	28	8.0	1.1	20	1.10	3.29	60	-0.7	0.9	0.70	0.50	0.24	100	100
1	0.39	60	6.4	1.4	20	1.11	3.19	60	-0.7	0.9	0.50	0.75	0.99	1000	100
2	0.66	38	5.5	2.1	20	1.24	3.22	60	-1.0	0.9	0.70	0.75	1.58	1000	100
3	0.86	32	6.7	3.4	30	1.25	3.25	100	-0.5	0.9	0.70	0.75	1.75	100	100
4	1.11	21	6.2	5.4	30	1.27	3.38	60	0.0	0.9	0.70	0.75	2.67	500	100
5	1.40	11	7.3	6.0	30	1.16	3.23	60	0.0	0.9	0.70	0.75	2.36	1000	100
6	1.60	9	7.8	5.8	30	1.34	3.31	60	0.0	0.9	0.70	0.75	2.50	500	100
7	1.88	7	15.3	13.3	30	1.23	3.43	60	0.0	0.5	0.70	0.75	2.72	300	100
8	2.12	5	18.8	18.5	25	1.26	3.61	60	0.0	0.5	0.70	0.75	3.03	100	300
9	2.38	5	16.5	18.0	30	1.21	3.52	60	0.0	0.5	0.70	0.75	3.10	550	500
10	2.51	2	22.5	17.6	25	1.47	3.69	100	0.0	0.5	0.70	0.75	3.11	550	750
11	2.85	8	5.2	7.7	10	1.27	5.26	140	-0.5	0.9	0.70	0.50	2.70	550	500
12	3.08	4	5.8	6.9	10	1.31	4.30	80	0.0	0.9	0.30	0.50	2.84	300	750
13	3.31	1	6.5	8.2	10	1.29	3.74	60	0.0	0.9	0.70	0.50	2.83	100	100


Figure 9. Variation of SFR with the redshift: blue, face-on (FO); red, edge-on (EO) QSOs.

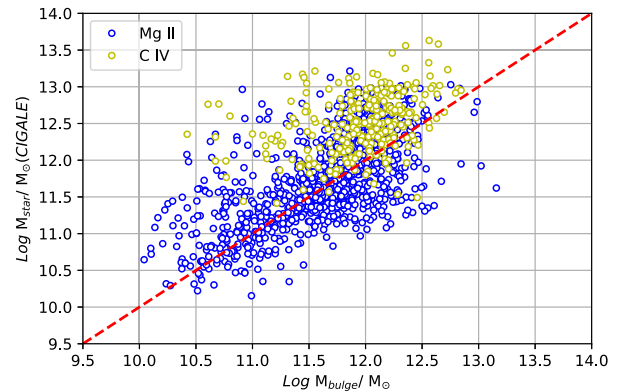
like hosts or edge-on (EO) QSOs up to $z \sim 1.6$ would amount to ~ 19 per cent, which is roughly consistent with what is usually observed in morphological studies of QSO hosts in nearby samples (e.g. Letawe et al. 2010).

Adopting the `sfh2exp` function and correcting for EO cases we trace the variation of SFRs as a function of the redshift in Fig. 9. The models predict a significant increase of SFR by a factor of 100 from $z = 0.5$ to $z \sim 2.5$, with no convincing evidence for a plateau or turn-over.

5 DISCUSSION: CONNECTING THE FORMATION OF THE GALAXY HOST TO THE FORMATION OF ITS SMBH

The two most important results using `x-cigale` for our sample of QSOs are: (1) independently of the SFH function (morphology), the e-folding is small, of the order of 1 Gyr or less, and (2) the SFRs are relatively high and increasing with the redshift. These results imply that the galaxy hosts of HQWISE QSOs formed their star rapidly in a phase similar to starburst. What remains to be determined, however, is how the formation of the stellar populations are related to the formation of the SMBHs.

Considering the rapid formation of both the SMBH and galaxy host stellar populations, and assuming the $M_{\text{BH}}-\sigma$ relation is established early during the formation of the galaxy, it seems natural to assume


Figure 10. Comparing `x-cigale` stellar masses (young + old populations) with bulge masses obtained using equation (2) as estimated by Ramsden et al. (2022).

the relation established for AGNs at low redshift extend at high redshifts. What should we expect then for the mass of the galaxy host, or most specifically the mass of its bulge, $M_{\text{BH}} - M_{\text{bulge}}$? According to Table 1 the SMBH in our sample of QSOs are quite massive, and consequently their galaxy host should also be massive. As a first approximation, we used the relation $M_{\text{BH}} - M_{\text{bulge}}$ recently determined by Ramsden et al. (2022) for a sample of SMBH with masses ranging from 10^6 to $10^{10} M_{\odot}$:

$$\left(\frac{M_{\text{BH}}}{10^9 M_{\odot}} \right) = (0.22) \left(\frac{M_{\text{bulge}}}{10^{11} M_{\odot}} \right)^{1.24} \quad (2)$$

This yields masses ranging between 10^{10} and $\sim 10^{12.5} M_{\odot}$ (very few above this value). Using the masses of stars (young + old populations) produced by `x-cigale` we can compare them with the masses obtained using equation (2). This is done in Fig. 10. Based on the one-to-one relation, we conclude that `x-cigale` masses are comparable to those produced by the relation of Ramsden et al. (2022), which suggests that our SED solutions using `x-cigale` are consistent with the idea of a universal $M_{\text{BH}}-\sigma$ (at least up to $z \sim 4$). In general, the `x-cigale` masses seem slightly overestimated above 11.5 dex. For this reason, we choose to use the masses determined by equation (2) for the rest of our discussion.

Tracing in Fig. 11 the variation of SFR with the mass of the bulge, there is a clear trend for the SFR to increase with the mass,

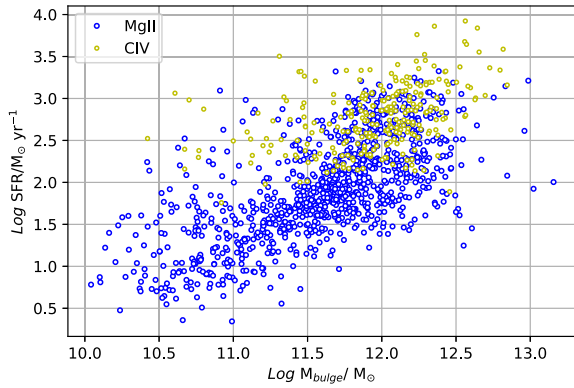


Figure 11. Variation of SFR as a function of bulge mass.

a factor of 100 increase in mass corresponding to an increase by 1000 in SFR. Because the BH mass in our sample of QSOs increases with the redshift (Fig. 2), this suggests that more massive BHs form in more massive galaxies at high redshifts, a phenomenon known as downsizing in the literature and which is accepted as a trait of hierarchical structure formation (cf. Neistein, van den Bosch & Dekel 2006).

However, the dispersion in SFR is large, especially after ~ 11.7 dex in bulge mass. Note also that this dispersion does not depend on the emission line used, since we already observe it for Mg II. What explains this dispersion is not clear. This could either imply a variation in SFR related to different phases of evolution, or different SFHs due to different host morphologies (due to differences in environment densities). At 11.7 dex in bulge mass the BH mass is $10^{9.25} M_{\odot}$, which in Fig. 2 is a typical value in bin #4 ($z \sim 1.1$), that is, close to where we observe the W1-W2 inflection and a possible change in SFH at high redshift, from late to early; due to the small e-folding and high SFR, the two solutions become indistinguishable at high redshifts.

In Fig. 12, we examine how the SFR correlates with two parameters related to the AGN activity: the luminosity (upper panel) and Eddington ratio (lower panel). In general, and clearer than for the bulge mass, the SFR increases with the luminosity. There also seems to be a slight inflection in SFR above $L_{\text{AGN}} = 10^{46} \text{ erg s}^{-1}$, the SFR increasing more rapidly at high luminosity. In Table 2, $L_{\text{AGN}} = 10^{46} \text{ erg s}^{-1}$ is once again typical in bin #4. At high redshifts, consequently, the higher the AGN activity the higher the stellar formation activity. Since higher AGN luminosity implies higher radiation pressure, this result is a strong argument against the AGN quenching hypothesis: contrary to expectation, AGN feedback related to radiation pressure does not quench SF in the AGN host galaxies.

Examining the lower panel, there is also a weak trend for the SFR to increase with the Eddington ratio. This is consistent with the relation between SFR and L_{AGN} , since higher accretion rates produce higher AGN luminosities. The reason why the relation is weak is also easy to comprehend, since, according to the definition of $nEdd$, any increase in BHAR is balanced by an increase in BH mass. Considering this factor, we can conclude that more massive BH form in more massive galaxies and that this implies higher BHAR and SFR. This is another argument against AGN quenching SF in their hosts. Another important trend we can deduce from Fig. 12 is that QSOs at high redshifts, those in yellow (identified as CIV), have clearly higher $nEdd$, implying that BHAR increases with the redshift.

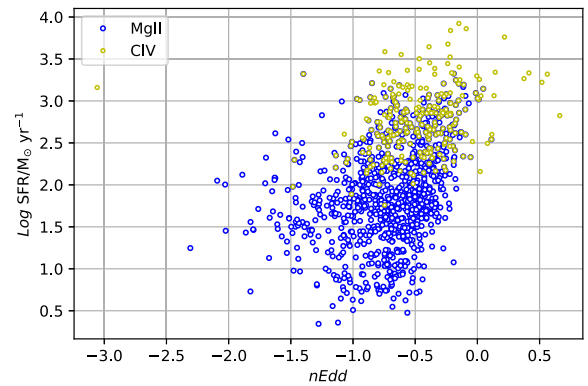
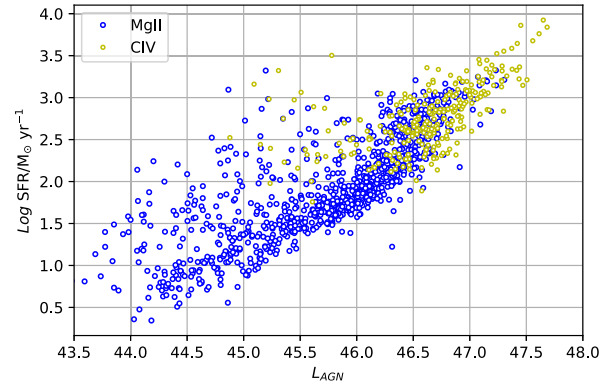


Figure 12. Variation of SFR as a function of AGN luminosity (upper panel) and Eddington ratio (lower panel).

From all the above relations, we conclude that the more massive the galaxies the more massive its BH, which translate into higher BHAR, and thus luminosity, and also higher SFR. This suggests that the mass of the galaxy host in QSOs is the primary parameter determining the AGN characteristics.

Following this line of thought, we trace the Eddington ratio as a function of the mass of the bulges in Fig. 13. Only a few QSOs have super-Eddington ratios ($nEdd \geq 0$ dex). Those are narrow-line QSOs candidates (NLQSOs; Krongold, Dultzin-Hacyan & Marziani 2001; Rakshit et al. 2021), where lower than normal BH masses (not necessarily super-Eddington accretion rates) explain their high $nEdd$. In general therefore the majority of the HQLQSOs have $nEdd$ below the Eddington limit, suggesting that the BH growth in these QSOs is strictly limited by radiation pressure. How do we reconcile this result with the masses of the galaxy hosts? Obviously, there is no associated limit in mass: the upper envelop of the $nEdd$ - M_{bulge} distribution peaks at a bulge mass of $10^{12} M_{\odot}$, then decreases afterward as the mass continues to rise. Coincidentally, in galaxy formation simulations, $10^{12} M_{\odot}$ is recognized as a limiting mass above which gas falling into a halo of DM would not have enough time to cool down and form stars (Wechsler & Tinker 2018; Das, Pandey & Sarkar 2021).

Although in Fig. 11 we do not see a clear cut in SFR above a mass of $10^{12} M_{\odot}$, except for a few NLQSOs candidates, the SFR does not seem to grow much higher either. Assuming the galaxy host of QSOs form their stellar populations rapidly, over 1 Gyr or less according to their e-folding, and considering the increase of SFR with the mass of the galaxies, then the higher the galaxy mass the faster must have been its formation (Zhang, Yang & Guo 2021; Varma et al. 2022). Such rapid formation would deplete the reservoir of gas rapidly and

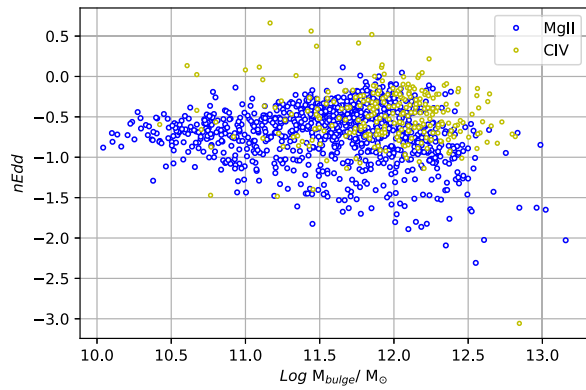


Figure 13. Variation of Eddington ratio with bulge mass.

this would limit the mass of the bulge. A depletion rate of gas growing with the mass might also explain the decrease of BHAR above $10^{12} M_{\odot}$ seen in Fig. 11. Adopting Ramsden et al. (2022) relation, for example, the fraction of the mass of the BH to the mass of the bulge increases with the mass from 0.19 per cent to 0.5 per cent, suggesting faster BH growth, and thus more rapid depletion of gas to accrete as the mass of the bulge increases. This suggests that physical constraints on the formation process of galaxies could have limited the growth of the bulges and possibly also the growth in mass of their SMBHs.

According to the AGN quenching hypothesis, the regulation of BH mass by AGN winds and outflows driven by radiation is assumed to have limited the mass of their host galaxies by quenching their SF.

This process was proposed as the main explanation for the $M_{\text{BH}}-\sigma$ relation. However, considering the rapid formation of the host galaxies the relation could be inverted: physical constraints on the formation process of galaxies limit the growth of the bulges and of their SMBHs. One way to distinguish which path the QSO hosts in our sample followed consists in comparing the variation of specific BH accretion rate (sBHAR) with specific star formation rate (sSFR) in different redshift bins. This is done in Fig. 14, starting with the lower bins (upper left panel) and ending with those in the highest bins (lower right panel). In this figure, the diagonal line represents the one-to-one relation, implying equal growth rates for the BH and its galaxy host. In our sample, very few QSOs are found on the diagonal, the majority being on the left side, suggesting BHs in QSOs grow more rapidly in mass than their host galaxies. Also indicated in Fig. 14 are two different limits in sSFR identifying the Green valley and quenched region according to Bait, Barway & Wadadekar (2017). Only a few QSOs in our sample cross the Green valley limit (only two cross the quenching limit), and they are all at low redshifts (bin #6 or lower). The general trends as the redshift increases is for the sSFR to get farther away from the quenched region and for sBHAR to increase. There is consequently no evidence of AGN quenching of SF in the HQLWIS QSOs. Comparing Fig. 14 with fig. 11 in McDonald et al. (2021), although the sBHAR of the HQLWIS QSOs agree with those estimated by Dong & Wu (2016), 207 quasars detected in all three band of Herschel-SPIRE, our sSFR are much lower. Since the SFRs estimated by *x-CIGALE* are comparable to those estimated by these authors (see their fig. 6), the difference could only be in the masses of the bulges. This is confirmed in Fig. 10, where the masses of our host galaxies are higher by a factor of 10 (compared with

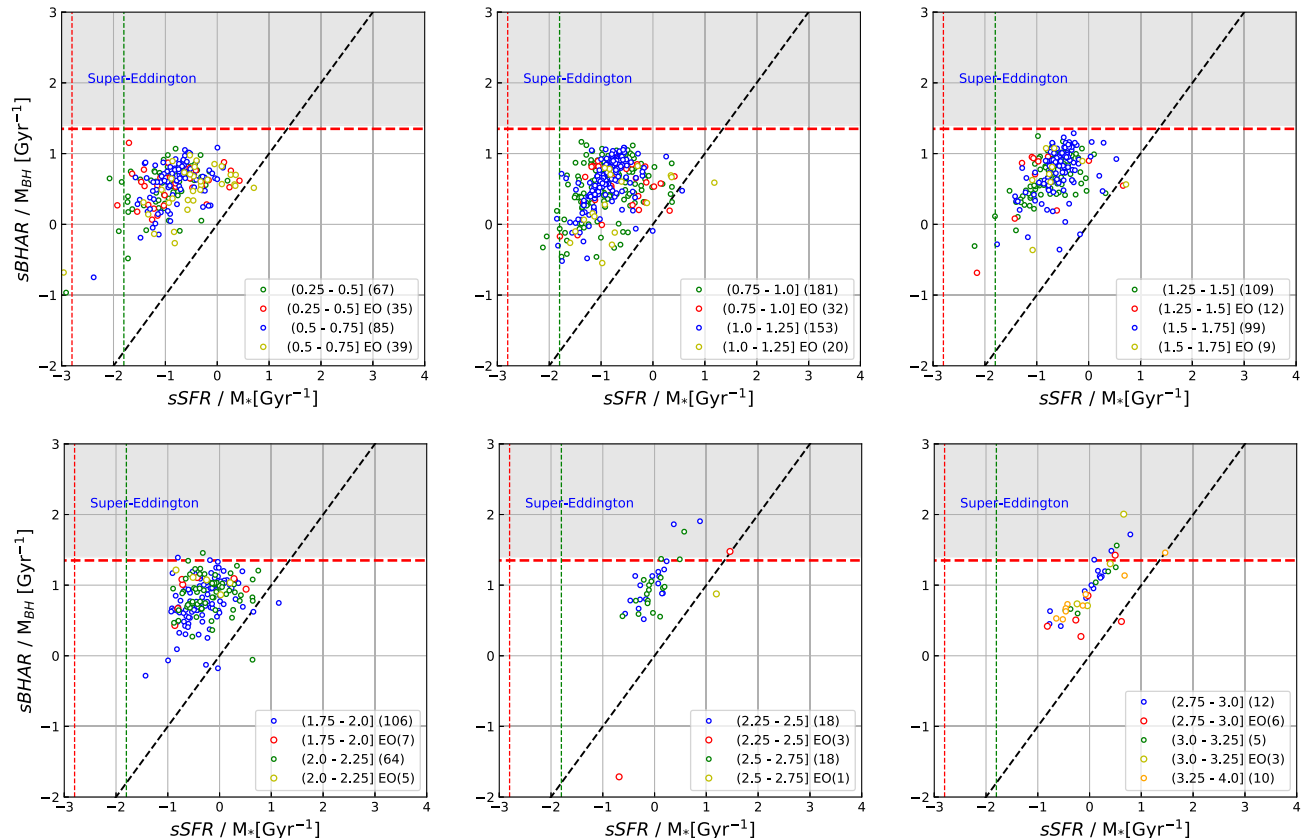


Figure 14. Variation of specific BH accretion rates (sBHAR) and specific star formation rates (sSFR) at different redshifts. The definition of Green valley and quenched region as defined by Bait et al. (2017) are also included: Green valley, $-1.8 > \text{Log}(s\text{SFR}) > -2.8$, Quenched region, $\text{Log}(s\text{SFR}) \leq -2.8$.

fig. 8 in Dong & Wu 2016). This is due to a difference of sample, not of model. Comparing now with the RGs (radio-loud AGNs) observed by Drouart et al. (2014), 70 galaxies at redshifts $1 < z < 5.2$, detected using the PACS and SPIRE instruments of Herschel Space Observatory, the main difference is in their sBHAR consistent with Super-Eddington QSOs, which are rare in the HQWISE QSOs. Since their BH masses are only slightly smaller than what we used, it is their higher BHARs that explain the difference. In a way, our solution makes more sense for radio-quiet AGNs, since how an SMBH can accrete at higher rates than the Eddington limit is not physically explained. However, conditions could be more extreme in radio-loud AGNs, which is what Drouart et al. (2014) considered.

Also comparing with fig. 11 of McDonald et al. (2021), the HQWISE QSOs at high redshifts have comparable sSFR as the Sy2s studied by Xu et al. (2015) at low redshift. However, the HQWISE QSOs have also higher sSFR than the mixed sample of local Seyfert studied by Diamond-Stanic & Rieke (2012). Once again, the main difference with these two samples seem to be in the masses of the galaxy hosts. Despite these differences, however, what is generally observed for AGNs is a sequence in sBHAR-sSFR parallel and to the left of the one-to-one relation suggesting that the AGN phenomenon is characteristics of a phase in galaxy evolution where the BHs grows in mass more rapidly than their galaxy hosts.

Considering the whole family of AGNs, we believe that the sequences in evolution left to the diagonal is physically significant. Depending how we estimate the stellar mass, the difference with a one-to-one relation growth could be smaller or larger, however, not enough to justify the AGN quenching hypothesis. Moreover, in the HQWISE QSOs the evolution of the sBHAR-sSFR sequence with redshift in Fig. 14 is clear: after reaching the Eddington limit in bin #6 the trend is for QSOs to move to the left (lower sSFR) and down (lower sBHAR), which is consistent with a decrease of sSFRs and sBHAR as the galaxy and BH mass decrease and CT increases, which is consistent with downsizing. Considering the fast formation of the bulge, the present state of QSOs to the left of the one-to-one relation could imply that the sSFR must have decreased more rapidly than the sBHAR. Since we see no evidence of AGN quenching in our sample, a rapid formation of the bulge, implying higher SFRs a few Gyr before we observe the QSOs (as indicated by the e-folding), would decrease the reservoir of gas rapidly, reducing the sSFR below the one-to-one relation with sBHAR. A difference in evolution time-scales might also be easy to justify physically, since the BH growth in a galaxy not only depends on the reservoir of gas a galaxy attracts through its mass but also on funnelling this gas towards the centre of the galaxies and how fast this gas is accreted by the BH, two processes which could easily be limited/regulated by radiation pressure through AGN feedback.

In general therefore our results suggest that quenching of star formation through high astration rates (high star formation efficiencies) is the main process limiting the mass of galaxies during their formation. Consistent with downsizing, massive galaxies forming before less massive ones, we would thus naturally expect to see the efficiency in star formation to increase at high redshifts (Inayoshi et al. 2022; Yang et al. 2022), also possibly explaining massive galaxies forming at earlier epoch than previously expected according to the present cosmological paradigm (Curtis-Lake et al. 2022; Finkelstein et al. 2022; Robertson et al. 2022).

6 CONCLUSIONS

The modelling program *X-CIGALE* (Boquien et al. 2019; Yang et al. 2022) integrates different physical modules, representing

the quintessence of our understanding about galaxy formation and evolution processes, to reconstruct from various data available in different passbands, from the FUV to the FIR, the SED of galaxies at different redshifts, allowing us to better understand their specific assembly histories. By applying *X-CIGALE* on a carefully selected SDSS-WISE sample of 1359 QSOs, within the range $0 < z \leq 4$, we were able to show that their host galaxies (1) have high SFRs, consistent with starburst galaxies, that rise with the redshift and the mass of the galaxy hosts, and (2) based on their e-folding these hosts must have formed the bulk (69 per cent) of their stars rapidly, within 50 to 1000 Myr of their formation.

Some particularities of the SEDs are also worth mentioning: (1) polar dust emission is present in all the QSOs at any redshift, (2) in 19 per cent of the QSOs at $z < 1.6$, small angle of view (20–30 deg) are favoured, consistent with a dust torus seen edge on, suggesting that 19 per cent of the QSO galaxy hosts at low redshifts have a spiral morphology, or are consistent with hidden AGNs in low-redshift ULIRGs.

Comparing the SFRs in the QSO hosts with the characteristics of their SMBHs, we were able to deduce that (1) the SFR increases with the mass of the bulge and redshift, in a way that is consistent with downsizing, more massive galaxies, hosting more massive BHs, forming at higher redshifts than less massive galaxies, hosting less massive BHs, and (2) the SFR increases with the BHAR and AGN luminosity, suggesting there is no evidence of AGNs quenching SF in their hosts.

Finally, comparing the sSFRs with sBHARs at different redshifts, we found that (1) the sSFR is lower than the sBHAR, which implies that QSOs are a special phase in the evolution of galaxies during which the BH grow more rapidly in mass than its host galaxy, and (2) the sSFR and sBHAR increase in the past, the latter being limited by luminosity pressure at the Eddington limit.

A simple interpretation in terms of variation of SFR consistent with the hierarchical model of galaxy formation and downsizing suggests that galaxy hosts of QSOs form their stars rapidly, exhausting their reservoir of gas over shorter time-scales than the growth in mass of their SMBH, explaining why their sSFR are observed to be lower than their sBHAR. A higher efficiency of star formation in the past, rising with the mass of the galaxies, makes quenching by astration the dominant process by which the mass of galaxies is limited.

ACKNOWLEDGEMENTS

KAC-A acknowledges CONACyT for its support through grant CVU 940597. She would also like to thank Dr. Karla A. Alamo-Martínez for helping her with the installation of *X-CIGALE*, her friends and colleagues, at Guanajuato, Dr. Aitor C. Robleto-Orús for the open discussions about her work and helps in learning Python, and at Guadalajara Juan Pablo Gutierrez for his support and guidance in programming with python. Finally, she would like to acknowledge her compatriot and friend Dr. Andres Felipe Ramos, for clarifying some of her doubts in using *X-CIGALE*, as well as Dr. Guang Yang and Dr. Jianwei Lyu for their openness in discussing some aspects of her study with them, most specifically, emphasizing the importance of polar dust components in AGNs. For his part, JPT-P acknowledges DAIP-UGTO (Mexico) for grant support 0077/2021.

This research has used the VizieR catalogue access tool, CDS, Strasbourg, France (DOI : 10.26093/cds/vizieR). The original description of the VizieR service was published in 2000, A&AS 143, 23. Funding for SDSS-III has been provided by the Alfred P. Sloan Foundation, the Participating Institutions, the National Science

Foundation, and the U.S. Department of Energy Office of Science. The SDSS-III web site is <http://www.sdss3.org/>.

DATA AVAILABILITY

The data used for this research are all available through the VizieR service (DOI: 10.26093/cds/vizieR).

REFERENCES

- Bahcall J. N., Kirhakos S., Saxe D. H., Schneider D. P., 1997, *ApJ*, 479, 642
- Bait O., Barway S., Wadadekar Y., 2017, *MNRAS*, 471, 2687
- Bañados E. et al., 2018, *Nature*, 553, 473
- Barth A. J., Martini P., Nelson C. H., Ho L. C., 2003, *ApJ*, 594, L95
- Bellstedt S. et al., 2020, *MNRAS*, 498, 5581
- Bischetti M. et al., 2021, *A&A*, 645, A33
- Boquien M., Burgarella D., Roehly Y., Buat V., Ciesla L., Corre D., Inoue A. K., Salas H., 2019, *A&A*, 622, A103
- Boyle B. J., Terlevich R. J., 1998, *MNRAS*, 293, L49
- Bruzual G., Charlot S., 2003, *MNRAS*, 344, 1000
- Calzetti D., Armus L., Bohlin R. C., Kinney A. L., Koornneef J., Storchi-Bergmann T., 2000, *ApJ*, 533, 682
- Cavaliere A., Szalay A. S., 1986, *ApJ*, 311, 589
- Cesarsky D., Lequeux J., Abergel A., Perault M., Palazzi E., Madden S., Tran D., 1996, *A&A*, 315, L305
- Charlot S., Bruzual A. G., 1991, *ApJ*, 367, 126
- Coziol R., Doyon R., Demers S., 2001, *MNRAS*, 325, 1081
- Coziol R., Torres-Papaqui J. P., Plauchu-Frayn I., Andernach H., Neri-Larios D. M., Ortega-Minakata R. A., Islas-Islas J. M., 2014, *Rev. Mex. Astron. Astrofis.*, 50, 255
- Coziol R., Torres-Papaqui J. P., Andernach H., 2015, *AJ*, 149, 192
- Coziol R., Andernach H., Torres-Papaqui J. P., Ortega-Minakata R. A., Moreno del Rio F., 2017, *MNRAS*, 466, 921
- Croom S. M. et al., 2009, *MNRAS*, 399, 1755
- Curtis-Lake E. et al., 2022, preprint ([arXiv:2212.04568](https://arxiv.org/abs/2212.04568))
- Cutri R. M. et al., 2021, VizieR Online Data Catalog, II/328
- Das A., Pandey B., Sarkar S., 2021, *J. Cosmol. Astropart. Phys.*, 2021, 045
- De Rosa G. et al., 2014, *ApJ*, 790, 145
- Devecchi B., Volonteri M., 2009, *ApJ*, 694, 302
- Diamond-Stanic A. M., Rieke G. H., 2012, *ApJ*, 746, 168
- Dietrich M., Hamann F., Shields J. C., Constantin A., Heidt J., Jäger K., Vestergaard M., Wagner S. J., 2003, *ApJ*, 589, 722
- Dietrich M., Hamann F., Appenzeller I., Vestergaard M., 2003, *ApJ*, 596, 817
- Dong X. Y., Wu X.-B., 2016, *ApJ*, 824, 70
- Draine B. T., Li A., 2007, *ApJ*, 657, 810
- Draine B. T. et al., 2014, *ApJ*, 780, 172
- Drouart G. et al., 2014, *A&A*, 566, A53
- Elvis M. et al., 1994, *ApJS*, 95, 1
- Fan X., 2006, *New Astron. Rev.*, 50, 665
- Fan X. et al., 2003, *AJ*, 125, 1649
- Ferrarese L., Merritt D., 2000, *ApJ*, 539, L9
- Finkelstein S. L. et al., 2022, *ApJ*, 940, L55
- Fritz J., Franceschini A., Hatziminaoglou E., 2006, *MNRAS*, 366, 767
- Gold T., 1967, *ApJ*, 147, 832
- Graham A. W., Onken C. A., Athanassoula E., Combes F., 2011, *MNRAS*, 412, 2211
- Gültekin K. et al., 2009, *ApJ*, 698, 198
- Hamann F., Ferland G., 1993, *ApJ*, 418, 11
- Häring N., Rix H.-W., 2004, *ApJ*, 604, L89
- Harrison C. M., Costa T., Tadhunter C. N., Flütsch A., Kakkad D., Perna M., Vietri G., 2018, *Nat. Astron.*, 2, 198
- Heger A., Woosley S. E., 2002, *ApJ*, 567, 532
- Inayoshi K., Visbal E., Haiman Z., 2020, *ARA&A*, 58, 27
- Inayoshi K., Harikane Y., Inoue A. K., Li W., Ho L. C., 2022, *ApJ*, 938, L10
- Isbell J. W. et al., 2022, *A&A*, 663, A35
- Jahnke K., Macciò A. V., 2011, *ApJ*, 734, 92
- Jiang L., Fan X., Vestergaard M., Kurk J. D., Walter F., Kelly B. C., Strauss M. A., 2007, *AJ*, 134, 1150
- Juarez Y., Maiolino R., Mujica R., Pedani M., Marinoni S., Nagao T., Marconi A., Oliva E., 2009, *A&A*, 494, L25
- Kennicutt R. C., Evans N. J., 2012, *ARA&A*, 50, 531
- Kozłowski S., 2017, *ApJS*, 228, 9
- Krongold Y., Dultzin-Hacyan D., Marziani P., 2001, *AJ*, 121, 702
- Kurk J. D. et al., 2007, *ApJ*, 669, 32
- Labita M., Treves A., Falomo R., 2008, *MNRAS*, 383, 1513
- Lapi A., Shankar F., Mao J., Granato G. L., Silva L., De Zotti G., Danese L., 2006, *ApJ*, 650, 42
- Leitherer C., Calzetti D., Martins L. P., 2002, *ApJ*, 574, 114
- Letawe Y., Letawe G., Magain P., 2010, *MNRAS*, 403, 2088
- Lupton R. H., Gunn J. E., Szalay A. S., 1999, *AJ*, 118, 1406
- Lyu J., Rieke G., 2022, *Universe*, 8, 304
- Madau P., Dickinson M., 2014, *ARA&A*, 52, 415
- Magorrian J. et al., 1998, *AJ*, 115, 2285
- Marshall J. A., Elitzur M., Armus L., Diaz-Santos T., Charmandaris V., 2018, *ApJ*, 858, 59
- Matsuoka K., Nagao T., Marconi A., Maiolino R., Mannucci F., Cresci G., Terao K., Ikeda H., 2018, *A&A*, 616, L4
- McDonald M., McNamara B. R., Calzadilla M. S., Chen C.-T., Gaspari M., Hickox R. C., Kara E., Korchagin I., 2021, *ApJ*, 908, 85
- Mortlock D. J. et al., 2011, *Nature*, 474, 616
- Mountrichas G., Buat V., Yang G., Boquien M., Burgarella D., Ciesla L., Malek K., Shirley R., 2021, *A&A*, 653, A74
- Neistein E., van den Bosch F. C., Dekel A., 2006, *MNRAS*, 372, 933
- Neri-Larios D. M., Torres-Papaqui J. P., Coziol R., Islas-Islas J. M., Ortega-Minakata R. A., 2011, *Rev. Mex. Astron. Astrofis.*, 40, 80
- Pacucci F., Loeb A., 2022, *MNRAS*, 509, 1885
- Pâris I. et al., 2017, *A&A*, 597, A79
- Peng C. Y., 2007, *ApJ*, 671, 1098
- Rakshit S., Stalin C. S., Kotilainen J., 2020, *ApJS*, 249, 17
- Rakshit S., Stalin C. S., Kotilainen J., Shin J., 2021, *ApJS*, 253, 28
- Ramos Almeida C. et al., 2023, *A&A*, 669, L5
- Ramsden P., Lanning D., Nicholl M., McGee S. L., 2022, *MNRAS*, 515, 1146
- Rees M. J., 1978, *Observatory*, 98, 210
- Reines A. E., Volonteri M., 2015, *ApJ*, 813, 82
- Reinoso B., Schleicher D. R. G., Fellhauer M., Klessen R. S., Boekholt T. C. N., 2018, *A&A*, 614, A14
- Richards G. T. et al., 2009, *AJ*, 137, 3884
- Robertson B. E. et al., 2022, preprint ([arXiv:2212.04480](https://arxiv.org/abs/2212.04480))
- Sakurai Y., Yoshida N., Fujii M. S., Hirano S., 2017, *MNRAS*, 472, 1677
- Sandage A., 1965, *ApJ*, 141, 1560
- Sandage A., 1969, *ApJ*, 158, 115
- Sandage A., 1986, *A&A*, 161, 89
- Sanders D. B., Soifer B. T., Elias J. H., Madore B. F., Matthews K., Neugebauer G., Scoville N. Z., 1988, *ApJ*, 325, 74
- Shen Y. et al., 2019, *ApJ*, 873, 35
- Shimasaku K., Izumi T., 2019, *ApJ*, 872, L29
- Shin J., Nagao T., Woo J.-H., Le H. A. N., 2019, *ApJ*, 874, 22
- Silk J., Norman C., 1981, *ApJ*, 247, 59
- Silk J., Rees M. J., 1998, *A&A*, 331, L1
- Śniegowska M., Marziani P., Czerny B., Panda S., Martínez-Aldama M. L., del Olmo A., D'Onofrio M., 2021, *ApJ*, 910, 115
- Soltan A., 1982, *MNRAS*, 200, 115
- Stalewski M., Ricci C., Ueda Y., Lira P., Fritz J., Baes M., 2016, *MNRAS*, 458, 2288
- Thomas D., 1999, *MNRAS*, 306, 655
- Tinsley B. M., Larson R. B., 1979, *MNRAS*, 186, 503
- Toba Y. et al., 2021, *ApJ*, 912, 91
- Torres-Papaqui J. P., Coziol R., Plauchu-Frayn I., Andernach H., Ortega-Minakata R. A., 2013, *Rev. Mex. Astron. Astrofis.*, 49, 311
- Torres-Papaqui J. P. et al., 2020, *AJ*, 160, 176
- Tristram K. R. W., Burtscher L., Jaffe W., Meisenheimer K., Hönig S. F., Kishimoto M., Schartmann M., Weigelt G., 2014, *A&A*, 563, A82
- Varma S. et al., 2022, *MNRAS*, 509, 2654
- Vayner A. et al., 2021, *ApJ*, 910, 44

- Veilleux S. et al., 2009, *ApJS*, 182, 628
Wang F. et al., 2021, *ApJ*, 907, L1
Wang S. et al., 2022, *ApJ*, 925, 121
Warner C., Hamann F., Dietrich M., 2003, *ApJ*, 596, 72
Wechsler R. H., Tinker J. L., 2018, *ARA&A*, 56, 435
Woods T. E. et al., 2019, *Publ. Astron. Soc. Aust.*, 36, e027
Wright E. L. et al., 2010, *AJ*, 140, 1868
Wu X.-B. et al., 2015, *Nature*, 518, 512
Xie Y., Ho L. C., Zhuang M.-Y., Shangguan J., 2021, *ApJ*, 910, 124
Xu L., Rieke G. H., Egami E., Haines C. P., Pereira M. J., Smith G. P., 2015, *ApJ*, 808, 159
Yajima H., Khochfar S., 2016, *MNRAS*, 457, 2423
Yang J. et al., 2020, *ApJ*, 897, L14
Yang G. et al., 2020, *MNRAS*, 491, 740
Yang G. et al., 2022, *ApJ*, 927, 192
Zhang Y., Yang X., Guo H., 2021, *MNRAS*, 507, 5320

This paper has been typeset from a \TeX/L\AA\TeX file prepared by the author.

Bibliografía

- Aaronson, M. 1978, ApJL, 221, L103
- Abbott, J., Collaboration, L. S., & Collaboration, V. 2020, Physical Review Letters, 125 [\[LINK\]](#)
- Abbott, J., LIGO Scientific Collaboration, & Virgo Collaboration. 2016, Physical Review D, 93 [\[LINK\]](#)
- Aird, J., Nandra, K., Laird, E. S., Georgakakis, A., Ashby, M. L. N., Barmby, P., Coil, A. L., Huang, J. S., Koekemoer, A. M., Steidel, C. C., & Willmer, C. N. A. 2010, MNRAS, 401, 2531
- Asmus, D. 2019, MNRAS, 489, 2177
- Bañados, E., Venemans, B. P., Mazzucchelli, C., Farina, E. P., Walter, F., Wang, F., Decarli, R., Stern, D., Fan, X., Davies, F. B., Hennawi, J. F., Simcoe, R. A., Turner, M. L., Rix, H.-W., Yang, J., Kelson, D. D., Rudie, G. C., & Winters, J. M. 2018, NATURE, 553, 473
- Bahcall, J. N., Kirhakos, S., Saxe, D. H., & Schneider, D. P. 1997, ApJ, 479, 642
- Bait, O., Barway, S., & Wadadekar, Y. 2017, MNRAS, 471, 2687
- Banik, I., Milgrom, M., & Zhao, H. 2018, arXiv e-prints, arXiv:1808.10545 [\[LINK\]](#)
- Barth, A. J., Ho, L. C., Filippenko, A. V., & Sargent, W. L. W. 1998, ApJ, 496, 133
- Barth, A. J., Martini, P., Nelson, C. H., & Ho, L. C. 2003, ApJL, 594, L95
- Becker, R. H., Fan, X., White, R. L., Strauss, M. A., Narayanan, V. K., Lupton, R. H., Gunn, J. E., Annis, J., Bahcall, N. A., Brinkmann, J., Connolly, A. J., Csabai, I., Czarapata, P. C., Doi, M., Heckman, T. M., Hennessy, G. S., Ivezić, Ž., Knapp, G. R., Lamb, D. Q., McKay, T. A., Munn, J. A., Nash, T., Nichol, R., Pier, J. R., Richards, G. T., Schneider, D. P., Stoughton, C., Szalay, A. S., Thakar, A. R., & York, D. G. 2001, , 122, 2850

BIBLIOGRAFÍA

- Bischetti, M., Feruglio, C., Piconcelli, E., Duras, F., Pérez-Torres, M., Herrero, R., Venturi, G., Carniani, S., Bruni, G., Gavignaud, I., Testa, V., Bongiorno, A., Brusa, M., Circosta, C., Cresci, G., D'Odorico, V., Maiolino, R., Marconi, A., Mingozzi, M., Pappalardo, C., Perna, M., Traianou, E., Travascio, A., Vietri, G., Zappacosta, L., & Fiore, F. 2021, AAP, 645, A33
- Blain, A. W., Smail, I., Ivison, R. J., & Kneib, J. P. 1999, MNRAS, 302, 632
- Blandford, R. D. & McKee, C. F. 1982, ApJ, 255, 419
- Boquien, M., Burgarella, D., Roehlly, Y., Buat, V., Ciesla, L., Corre, D., Inoue, A. K., & Salas, H. 2019a, AAP, 622, A103
- . 2019b, AAP, 622, A103
- Boyle, B. J., Shanks, T., Croom, S. M., Smith, R. J., Miller, L., Loaring, N., & Heymans, C. 2000, MNRAS, 317, 1014
- Boyle, B. J. & Terlevich, R. J. 1998, MNRAS, 293, L49
- Braccesi, A., Zitelli, V., Bonoli, F., & Formiggini, L. 1980, A&A, 85, 80
- Bruzual, G. & Charlot, S. 2003, MNRAS, 344, 1000
- Buat, V., Boissier, S., Burgarella, D., Takeuchi, T. T., Le Floch, E., Marcillac, D., Huang, J., Nagashima, M., & Enoki, M. 2008, AAP, 483, 107
- Buat, V., Mountrichas, G., Yang, G., Boquien, M., Roehlly, Y., Burgarella, D., Stalevski, M., Ciesla, L., & Theulé, P. 2021, , 654, A93
- Calzetti, D., Armus, L., Bohlin, R. C., Kinney, A. L., Koornneef, J., & Storchi-Bergmann, T. 2000, ApJ, 533, 682
- Carilli, C. L., Harris, D. E., Pentericci, L., Röttgering, H. J. A., Miley, G. K., Kurk, J. D., & van Breugel, W. 2002, ApJ, 567, 781
- Cavaliere, A. & Szalay, A. S. 1986, ApJ, 311, 589
- Cesarsky, D., Lequeux, J., Abergel, A., Perault, M., Palazzi, E., Madden, S., & Tran, D. 1996, AAP, 315, L309
- Charlot, S. & Bruzual, G. 1991, ApJ, 367, 126
- Chen, P. S. & Zhang, P. 2006, AJ, 131, 1942
- Chiu, H.-Y. 1964, Physics Today, 17, 21
- Cohen, J. G. 1982, ApJ, 258, 143
- Coziol, R. 1996, A&A, 309, 345

BIBLIOGRAFÍA

- Coziol, R., Andernach, H., Torres-Papaqui, J. P., Ortega-Minakata, R. A., & Moreno del Rio, F. 2017, MNRAS, 466, 921
- Coziol, R., Considère, S., Davoust, E., & Contini, T. 2000, A&A, 356, 102
- Coziol, R., Torres, C. A. O., Quast, G. R., Contini, T., & Davoust, E. 1998, ApJS, 119, 239
- Coziol, R., Torres-Papaqui, J. P., & Andernach, H. 2015, in Poster presented at the international meeting "Back at the Edge of the Universe: Latest results from the deepest astronomical surveys, P1 [\[LINK\]](#)
- Coziol, R., Torres-Papaqui, J. P., Plauchu-Frayn, I., Islas-Islas, J. M., Ortega-Minakata, R. A., Neri-Larios, D. M., & Andernach, H. 2011, RMxAA, 47, 361
- Croom, S. M., Richards, G. T., Shanks, T., Boyle, B. J., Strauss, M. A., Myers, A. D., Nichol, R. C., Pimbblet, K. A., Ross, N. P., Schneider, D. P., Sharp, R. G., & Wake, D. A. 2009, MNRAS, 399, 1755
- Curtis-Lake, E., Carniani, S., Cameron, A., Charlot, S., Jakobsen, P., Maiolino, R., Bunker, A., Witstok, J., Smit, R., Chevallard, J., Willott, C., Ferruit, P., Arribas, S., Bonaventura, N., Curti, M., D'Eugenio, F., Franx, M., Giardino, G., Looser, T. J., Lützgendorf, N., Maseda, M. V., Rawle, T., Rix, H.-W., Rodriguez del Pino, B., Übler, H., Sirianni, M., Dressler, A., Egami, E., Eisenstein, D. J., Endsley, R., Hainline, K., Hausen, R., Johnson, B. D., Rieke, M., Robertson, B., Shivaiei, I., Stark, D. P., Tacchella, S., Williams, C. C., Willmer, C. N. A., Bhatawdekar, R., Bowler, R., Boyett, K., Chen, Z., de Graaff, A., Helton, J. M., Hviding, R. E., Jones, G. C., Kumari, N., Lyu, J., Nelson, E., Perna, M., Sandles, L., Saxena, A., Suess, K. A., Sun, F., Topping, M. W., Wallace, I. E. B., & Whitler, L. 2022, arXiv e-prints, arXiv:2212.04568
- Cutri, R. M. & et al. 2014, VizieR Online Data Catalog, II/328
- Dale, D. A. & Helou, G. 2002, ApJ, 576, 159
- Dale, D. A., Helou, G., Magdis, G. E., Armus, L., Díaz-Santos, T., & Shi, Y. 2014, ApJ, 784, 83
- De Rosa, G., Venemans, B. P., Decarli, R., Gennaro, M., Simcoe, R. A., Dietrich, M., Peterson, B. M., Walter, F., Frank, S., McMahon, R. G., Hewett, P. C., Mortlock, D. J., & Simpson, C. 2014, ApJ, 790, 145
- Delvecchio, I., Gruppioni, C., Pozzi, F., Berta, S., Zamorani, G., Cimatti, A., Lutz, D., Scott, D., Vignali, C., Cresci, G., Feltre, A., Cooray, A., Vaccari, M., Fritz, J., Le Floc'h, E., Magnelli, B., Popesso, P., Oliver, S., Bock, J., Carollo, M., Contini, T., Le Fèvre, O., Lilly, S., Mainieri, V., Renzini, A., & Scodreggio, M. 2014, MNRAS, 439, 2736
- Devecchi, B. & Volonteri, M. 2009, ApJ, 694, 302
- Di Matteo, T., Springel, V., & Hernquist, L. 2005, Nature, 433, 604
- Diamond-Stanic, A. M. & Rieke, G. H. 2012, ApJ, 746, 168

BIBLIOGRAFÍA

- Dietrich, M., Hamann, F., Appenzeller, I., & Vestergaard, M. 2003, *ApJ*, 596, 817
- Dong, X. Y. & Wu, X.-B. 2016, *The Astrophysical Journal*, 824, 70 [\[LINK\]](#)
- Draine, B. T., Aniano, G., Krause, O., Groves, B., Sandstrom, K., Braun, R., Leroy, A., Klaas, U., Linz, H., Rix, H.-W., Schinnerer, E., Schmiedeke, A., & Walter, F. 2014, *ApJ*, 780, 172
- Draine, B. T. & Li, A. 2007, *ApJ*, 657, 810
- Dressler, A. 1980, *ApJ*, 236, 351
- Drouart, G., De Breuck, C., Vernet, J., Seymour, N., Lehnert, M., Barthel, P., Bauer, F. E., Ibar, E., Galametz, A., Haas, M., Hatch, N., Mullaney, J. R., Nesvadba, N., Rocca-Volmerange, B., Röttgering, H. J. A., Stern, D., & Wylezalek, D. 2014, *AAP*, 566, A53
- Elbaz, D., Jahnke, K., Pantin, E., Le Borgne, D., & Letawe, G. 2009, *A&A*, 507, 1359
- Elson, R. A. W. & Fall, S. M. 1985, *ApJ*, 299, 211
- Elvis, M., Wilkes, B. J., McDowell, J. C., Green, R. F., Bechtold, J., Willner, S. P., Oey, M. S., Polomski, E., & Cutri, R. 1994, *ApJS*, 95, 1
- Fan, X. 2006, *NewAR*, 50, 665
- Fan, X., Strauss, M. A., Schneider, D. P., Becker, R. H., White, R. L., Haiman, Z., Gregg, M., Pentericci, L., Grebel, E. K., Narayanan, V. K., Loh, Y.-S., Richards, G. T., Gunn, J. E., Lupton, R. H., Knapp, G. R., Ivezić, Ž., Brandt, W. N., Collinge, M., Hao, L., Harbeck, D., Prada, F., Schaye, J., Strateva, I., Zakamska, N., Anderson, S., Brinkmann, J., Bahcall, N. A., Lamb, D. Q., Okamura, S., Szalay, A., & York, D. G. 2003, *AJ*, 125, 1649
- Ferrarese, L. & Merritt, D. 2000, *ApJL*, 539, L9
- Filho, M. E., Barthel, P. D., & Ho, L. C. 2006, *A&A*, 451, 71
- Finkelstein, S. L., Bagley, M. B., Haro, P. A., Dickinson, M., Ferguson, H. C., Kartaltepe, J. S., Papovich, C., Burgarella, D., Kocevski, D. D., Huertas-Company, M., Iyer, K. G., Koekemoer, A. M., Larson, R. L., Pérez-González, P. G., Rose, C., Tacchella, S., Wilkins, S. M., Chworowsky, K., Medrano, A., Morales, A. M., Somerville, R. S., Yung, L. Y. A., Fontana, A., Giavalisco, M., Grazian, A., Grogin, N. A., Kewley, L. J., Kirkpatrick, A., Kurczynski, P., Lotz, J. M., Pentericci, L., Pirzkal, N., Ravindranath, S., Ryan, R. E., Trump, J. R., Yang, G., Almaini, O., Amorín, R. O., Annunziatella, M., Backhaus, B. E., Barro, G., Behroozi, P., Bell, E. F., Bhatawdekar, R., Bisigello, L., Bromm, V., Buat, V., Buitrago, F., Calabrò, A., Casey, C. M., Castellano, M., Chávez Ortiz, Ó. A., Ciesla, L., Cleri, N. J., Cohen, S. H., Cole, J. W., Cooke, K. C., Cooper, M. C., Cooray, A. R., Costantin, L., Cox, I. G., Croton, D., Daddi, E., Davé, R., de La Vega, A., Dekel, A., Elbaz, D., Estrada-Carpenter, V., Faber, S. M., Fernández, V., Finkelstein, K. D., Freundlich, J., Fujimoto, S., García-Argumániz, Á., Gardner, J. P., Gawiser, E., Gómez-Guijarro, C., Guo, Y., Hamblin, K., Hamilton, T. S., Hathi, N. P., Holwerda, B. W., Hirschmann, M.,

BIBLIOGRAFÍA

- Hutchison, T. A., Jaskot, A. E., Jha, S. W., Jogee, S., Juneau, S., Jung, I., Kassin, S. A., Le Bail, A., Leung, G. C. K., Lucas, R. A., Magnelli, B., Mantha, K. B., Matharu, J., McGrath, E. J., McIntosh, D. H., Merlin, E., Mobasher, B., Newman, J. A., Nicholls, D. C., Pandya, V., Rafelski, M., Ronayne, K., Santini, P., Seillé, L.-M., Shah, E. A., Shen, L., Simons, R. C., Snyder, G. F., Stanway, E. R., Straughn, A. N., Teplitz, H. I., Vanderhoof, B. N., Vega-Ferrero, J., Wang, W., Weiner, B. J., Willmer, C. N. A., Wuyts, S., Zavala, J. A., & CEERS Team. 2022, *ApJL*, 940, L55
- Fritz, J., Franceschini, A., & Hatziminaoglou, E. 2006, *MNRAS*, 366, 767
- Gavignaud, I., Wisotzki, L., Bongiorno, A., Paltani, S., Zamorani, G., Møller, P., Le Brun, V., Husemann, B., Lamareille, F., Schramm, M., Le Fèvre, O., Bottini, D., Garilli, B., Maccagni, D., Scaramella, R., Scodreggio, M., Tresse, L., Vettolani, G., Zanichelli, A., Adami, C., Arnaboldi, M., Arnouts, S., Bardelli, S., Bolzonella, M., Cappi, A., Charlot, S., Ciliegi, P., Contini, T., Foucaud, S., Franzetti, P., Guzzo, L., Ilbert, O., Iovino, A., McCracken, H. J., Marano, B., Marinoni, C., Mazure, A., Meneux, B., Merighi, R., Pellò, R., Pollo, A., Pozzetti, L., Radovich, M., Zucca, E., Bondi, M., Busarello, G., Cucciati, O., de La Torre, S., Gregorini, L., Mellier, Y., Merluzzi, P., Ripepi, V., Rizzo, D., & Vergani, D. 2008, *A&A*, 492, 637
- Gebhardt, K., Bender, R., Bower, G., Dressler, A., Faber, S. M., Filippenko, A. V., Green, R., Grillmair, C., Ho, L. C., Kormendy, J., Lauer, T. R., Magorrian, J., Pinkney, J., Richstone, D., & Tremaine, S. 2000, *ApJL*, 539, L13
- González-Martín, O., Masegosa, J., Márquez, I., Guainazzi, M., & Jiménez-Bailón, E. 2009, *A&A*, 506, 1107
- González-Martín, O., Masegosa, J., Márquez, I., Guerrero, M. A., & Dultzin-Hacyan, D. 2006, *A&A*, 460, 45
- Graham, A., Onken, C., Athanassoula, E., & Combes, F. 2011, *MNRAS*, 412, 2211
- Gültekin, K., Richstone, D. O., Gebhardt, K., Lauer, T. R., Tremaine, S., Aller, M. C., Bender, R., Dressler, A., Faber, S. M., Filippenko, A. V., Green, R., Ho, L. C., Kormendy, J., Magorrian, J., Pinkney, J., & Siopis, C. 2009, *ApJ*, 698, 198
- Hamann, F. & Ferland, G. 1993, *ApJ*, 418, 11
- Häring, N. & Rix, H.-W. 2004, *ApJL*, 604, L89
- Hazard, C., Mackey, M. B., & Shimmins, A. J. 1963, *Nature*, 197, 1037
- Heckman, T. M. 1980, *A&A*, 500, 187
- Ho, L. C., Filippenko, A. V., & Sargent, W. L. W. 1993, *ApJ*, 417, 63
- Hopkins, P. F., Hernquist, L., Cox, T. J., Robertson, B., & Krause, E. 2007, *ApJ*, 669, 45
- Inayoshi, K., Harikane, Y., Inoue, A. K., Li, W., & Ho, L. C. 2022, *ApJL*, 938, L10

BIBLIOGRAFÍA

- Inayoshi, K., Visbal, E., & Haiman, Z. 2020, *ARAA*, 58, 27
- Jiang, L., Fan, X., Vestergaard, M., Kurk, J. D., Walter, F., Kelly, B. C., & Strauss, M. A. 2007, *AJ*, 134, 1150
- Juarez, Y., Maiolino, R., Mujica, R., Pedani, M., Marinoni, S., Nagao, T., Marconi, A., & Oliva, E. 2009, *AAP*, 494, L25
- Kauffmann, G. 2009, *A&A*, 500, 201
- Kennicutt, R. C., J. 1983, *ApJ*, 272, 54
- Kennicutt, R. C. & Evans, N. J. 2012, *ARA&A*, 50, 531
- Kewley, L. J., Groves, B., Kauffmann, G., & Heckman, T. 2006, *MNRAS*, 372, 961
- Kozłowski, S. 2017, *ApJ*, 228, 9
- Krongold, Y., Dultzin-Hacyan, D., & Marziani, P. 2001, *AJ*, 121, 702
- Kubo, M., Umehata, H., Matsuda, Y., Kajisawa, M., Steidel, C. C., Yamada, T., Tanaka, I., Hatsukade, B., Tamura, Y., Nakanishi, K., Kohno, K., Lee, K., Matsuda, K., Ao, Y., Nagao, T., & Yun, M. S. 2022, , 935, 89
- Kurk, J. D., Walter, F., Fan, X., Jiang, L., Riechers, D. A., Rix, H.-W., Pentericci, L., Strauss, M. A., Carilli, C., & Wagner, S. 2007, *ApJ*, 669, 32
- Labita, M., Treves, A., & Falomo, R. 2008, *MNRAS*, 383, 1513
- Lapi, A., Shankar, F., Mao, J., Granato, G. L., Silva, L., De Zotti, G., & Danese, L. 2006, *ApJ*, 650, 42
- Leipski, C., Meisenheimer, K., Walter, F., Klaas, U., Dannerbauer, H., De Rosa, G., Fan, X., Haas, M., Krause, O., & Rix, H. W. 2014, *ApJ*, 785, 154
- Letawe, Y., Letawe, G., & Magain, P. 2010, *MNRAS*, 403, 2088
- Loeb, A. 2008, arXiv e-prints, arXiv:0804.2258
- Longair, M. 2013, *Galaxy Formation, Astronomy and Astrophysics Library* (Springer Berlin Heidelberg) [[LINK](#)]
- López-Gonzaga, N., Jaffe, W., Burtscher, L., Tristram, K. R. W., & Meisenheimer, K. 2014, *APP*, 565, A71
- Lupton, R. H., Gunn, J. E., & Szalay, A. S. 1999, *AJ*, 118, 1406
- Lynden-Bell, D. 1969, *Nature*, 223, 690
- Lyu, J. & Rieke, G. 2022, *Universe*, 8, 304
- Madau, P. & Dickinson, M. 2014, *ARAA*, 52, 415

BIBLIOGRAFÍA

- Madau, P., Pozzetti, L., & Dickinson, M. 1998, *ApJ*, 498, 106
- Magorrian, J., Tremaine, S., Richstone, D., Bender, R., Bower, G., Dressler, A., Faber, S. M., Gebhardt, K., Green, R., Grillmair, C., Kormendy, J., & Lauer, T. 1998, *AJ*, 115, 2285
- Maraston, C. 2005, *MNRAS*, 362, 799
- Marshall, J. A., Elitzur, M., Armus, L., Diaz-Santos, T., & Charmandaris, V. 2018, *ApJ*, 858, 59
- Martínez, M. A., del Olmo, A., Coziol, R., & Focardi, P. 2008, *ApJL*, 678, L9
- Martínez, M. A., Del Olmo, A., Coziol, R., & Perea, J. 2010, *AJ*, 139, 1199
- Matsuoka, K., Nagao, T., Marconi, A., Maiolino, R., Mannucci, F., Cresci, G., Terao, K., & Ikeda, H. 2018, *AAP*, 616, L4
- McDonald, M., McNamara, B. R., Calzadilla, M. S., Chen, C.-T., Gaspari, M., Hickox, R. C., Kara, E., & Korchagin, I. 2021, *ApJ*, 908, 85
- McLure, R. J. & Dunlop, J. S. 2002, *MNRAS*, 331, 795
- Meiksin, A. 2006, , 365, 807
- Meurs, E. J. A. & Wilson, A. S. 1984, *A&A*, 136, 206
- Miller, C. J., Nichol, R. C., Gómez, P. L., Hopkins, A. M., & Bernardi, M. 2003, *ApJ*, 597, 142
- Mortlock, D. J., Warren, S. J., Venemans, B. P., Patel, M., Hewett, P. C., McMahon, R. G., Simpson, C., Theuns, T., González-Solares, E. A., Adamson, A., Dye, S., Hambly, N. C., Hirst, P., Irwin, M. J., Kuiper, E., Lawrence, A., & Röttgering, H. J. A. 2011, *NATURE*, 474, 616
- Mountrichas, G., Buat, V., Yang, G., Boquien, M., Burgarella, D., Ciesla, L., Malek, K., & Shirley, R. 2021, *AAP*, 653, A74
- Neistein, E., van den Bosch, F. C., & Dekel, A. 2006, *MNRAS*, 372, 933
- Neri-Larios, D., Coziol, R., Torres-Papaqui, J. P., Andernach, H., Islas-Islas, J. M., Plauch-Frayn, I., & Ortega-Minakata, R. A. 2011, *Proceedings of Science*, 65 [\[LINK\]](#)
- Netzer, H. 1985, *MNRAS*, 216, 63
- Osterbrock, D. E. & Dahari, O. 1983, *ApJ*, 273, 478
- Osterbrock, D. E. & Ferland, G. J. 2006, *Astrophysics of gaseous nebulae and active galactic nuclei*
- Pacucci, F. & Loeb, A. 2022, *MNRAS*, 509, 1885

BIBLIOGRAFÍA

- Pâris, I., Petitjean, P., Ross, N. P., Myers, A. D., Aubourg, É., Streblyanska, A., Bailey, S., Armengaud, É., Palanque-Delabrouille, N., Yèche, C., Hamann, F., Strauss, M. A., Albareti, F. D., Bovy, J., Bizyaev, D., Niel Brandt, W., Brusa, M., Buchner, J., Comparat, J., Croft, R. A. C., Dwelly, T., Fan, X., Font-Ribera, A., Ge, J., Georgakakis, A., Hall, P. B., Jiang, L., Kinemuchi, K., Malanushenko, E., Malanushenko, V., McMahon, R. G., Menzel, M.-L., Merloni, A., Nandra, K., Noterdaeme, P., Oravetz, D., Pan, K., Pieri, M. M., Prada, F., Salvato, M., Schlegel, D. J., Schneider, D. P., Simmons, A., Viel, M., Weinberg, D. H., & Zhu, L. 2017, *A&A*, 597, A79
- Peterson, B. M. 1993, *PASP*, 105, 247
- Peterson, B. M., Ferrarese, L., Gilbert, K. M., Kaspi, S., Malkan, M. A., Maoz, D., Merritt, D., Netzer, H., Onken, C. A., Pogge, R. W., Vestergaard, M., & Wandel, A. 2004, *ApJ*, 613, 682
- Pezzulli, E., Valiante, R., & Schneider, R. 2016, *MNRAS*, 458, 3047
- Phillips, M. M., Jenkins, C. R., Dopita, M. A., Sadler, E. M., & Binette, L. 1986, *AJ*, 91, 1062
- Pierce, J. C. S., Tadhunter, C., Ramos Almeida, C., Bessiere, P., Heaton, J. V., Ellison, S. L., Speranza, G., Gordon, Y., O’Dea, C., Grimmett, L., & Makrygianni, L. 2023, , 522, 1736
- Pierre, M. & XXL Consortium. 2016, in *XMM-Newton: The Next Decade*, ed. J.-U. Ness, 29
- Rakshit, S., Stalin, C. S., & Kotilainen, J. 2020, *ApJ*, 249, 17
- Rakshit, S., Stalin, C. S., Kotilainen, J., & Shin, J. 2021, *ApJS*, 253, 28
- Ramsden, P., Lanning, D., Nicholl, M., & McGee, S. L. 2022, *MNRAS*, 515, 1146
- Rawlings, S. & Saunders, R. 1991, *Nature*, 349, 63
- Rees, M. J. 1978, *The Observatory*, 98, 210
- Regan, J. A., Visbal, E., Wise, J. H., Haiman, Z., Johansson, P. H., & Bryan, G. L. 2017, *Nature Astronomy*, 1, 0075
- Reines, A. E. & Volonteri, M. 2015, *ApJ*, 813, 82
- Reinoso, B., Schleicher, D. R. G., Fellhauer, M., Klessen, R. S., & Boekholt, T. C. N. 2018, *APP*, 614, A14
- Richards, G. T., Deo, R. P., Lacy, M., Myers, A. D., Nichol, R. C., Zakamska, N. L., Brunner, R. J., Brandt, W. N., Gray, A. G., Parejko, J. K., Ptak, A., Schneider, D. P., Storrie-Lombardi, L. J., & Szalay, A. S. 2009, *AJ*, 137, 3884
- Richards, G. T., Lacy, M., Storrie-Lombardi, L. J., Hall, P. B., Gallagher, S. C., Hines, D. C., Fan, X., Papovich, C., Vanden Berk, D. E., Trammell, G. B., Schneider, D. P., Vestergaard, M., York, D. G., Jester, S., Anderson, S. F., Budavári, T., & Szalay, A. S. 2006a, *ApJS*, 166, 470

BIBLIOGRAFÍA

- Richards, G. T., Strauss, M. A., Fan, X., Hall, P. B., Jester, S., Schneider, D. P., Vanden Berk, D. E., Stoughton, C., Anderson, S. F., Brunner, R. J., Gray, J., Gunn, J. E., Ivezić, Ž., Kirkland, M. K., Knapp, G. R., Loveday, J., Meiksin, A., Pope, A., Szalay, A. S., Thakar, A. R., Yanny, B., York, D. G., Barentine, J. C., Brewington, H. J., Brinkmann, J., Fukugita, M., Harvanek, M., Kent, S. M., Kleinman, S. J., Krzesiński, J., Long, D. C., Lupton, R. H., Nash, T., Neilsen, Eric H., J., Nitta, A., Schlegel, D. J., & Snedden, S. A. 2006b, *AJ*, 131, 2766
- Richstone, D., Ajhar, E. A., Bender, R., Bower, G., Dressler, A., Faber, S. M., Filippenko, A. V., Gebhardt, K., Green, R., Ho, L. C., Kormendy, J., Lauer, T. R., Magorrian, J., & Tremaine, S. 1998, *Nature*, 385, A14
- Robertson, B. E., Tacchella, S., Johnson, B. D., Hainline, K., Whitler, L., Eisenstein, D. J., Endsley, R., Rieke, M., Stark, D. P., Alberts, S., Dressler, A., Egami, E., Hausen, R., Rieke, G., Shivaiei, I., Williams, C. C., Willmer, C. N. A., Arribas, S., Bonaventura, N., Bunker, A., Cameron, A. J., Carniani, S., Charlot, S., Chevallard, J., Curti, M., Curtis-Lake, E., D'Eugenio, F., Jakobsen, P., Looser, T. J., Lützgendorf, N., Maiolino, R., Maseda, M. V., Rawle, T., Rix, H. W., Smit, R., Übler, H., Willott, C., Witstok, J., Baum, S., Bhatawdekar, R., Boyett, K., Chen, Z., de Graaff, A., Florian, M., Helton, J. M., Hviding, R. E., Ji, Z., Kumari, N., Lyu, J., Nelson, E., Sandles, L., Saxena, A., Suess, K. A., Sun, F., Topping, M., & Wallace, I. E. B. 2022, arXiv e-prints, arXiv:2212.04480
- Rosario, D. J., Trakhtenbrot, B., Lutz, D., Netzer, H., Trump, J. R., Silverman, J. D., Schramm, M., Lusso, E., Berta, S., Bongiorno, A., Brusa, M., Förster-Schreiber, N. M., Genzel, R., Lilly, S., Magnelli, B., Mainieri, V., Maiolino, R., Merloni, A., Mignoli, M., Nordon, R., Popesso, P., Salvato, M., Santini, P., Tacconi, L. J., & Zamorani, G. 2013, *AAP*, 560, A72
- Sakurai, Y., Yoshida, N., Fujii, M. S., & Hirano, S. 2017, *MNRAS*, 472, 1677
- Sandage, A. 1966, *ApJ*, 144, 1234
- Sandage, A. 1986, *A&A*, 161, 89 [\[LINK\]](#)
- Sanders, D. B., Soifer, B. T., Elias, J. H., Madore, B. F., Matthews, K., Neugebauer, G., & Scoville, N. Z. 1988, *ApJ*, 325, 74
- Sarzi, M., Rix, H.-W., Shields, J. C., Ho, L. C., Barth, A. J., Rudnick, G., Filippenko, A. V., & Sargent, W. L. W. 2005, *ApJ*, 628, 169
- Satyapal, S., Sambruna, R. M., & Dudik, R. P. 2004, *A&A*, 414, 825
- Schmidt, M. 1963, *Nature*, 197, 1040
- Schmidt, M. 1972, *ApJ*, 176, 273 [\[LINK\]](#)
- Schneider, P. 2015, *Extragalactic Astronomy and Cosmology: An Introduction*. (Springer, 2da Edition) [\[LINK\]](#)

BIBLIOGRAFÍA

- Searle, L., Wilkinson, A., & Bagnuolo, W. G. 1980, *Apj*, 239, 803
- Shankar, F., Weinberg, D. H., & Miralda-Escudé, J. 2009, *ApJ*, 690, 20
- Shen, Y., Richards, G. T., Strauss, M. A., Hall, P. B., Schneider, D. P., Snedden, S., Bizyaev, D., Brewington, H., Malanushenko, V., Malanushenko, E., Oravetz, D., Pan, K., & Simmons, A. 2011, *ApJ*, 194, 45
- Shen, Y., Wu, J., Jiang, L., Bañados, E., Fan, X., Ho, L. C., Riechers, D. A., Strauss, M. A., Venemans, B., Vestergaard, M., Walter, F., Wang, F., Willott, C., Wu, X.-B., & Yang, J. 2019, *ApJ*, 873, 35
- Shin, J., Nagao, T., Woo, J.-H., & Le, H. A. N. 2019, *ApJ*, 874, 22
- Silk, J. & Norman, C. 1981, *ApJ*, 247, 59
- Silk, J. & Rees, M. J. 1998, *A&A*, 331, L1
- Śniegowska, M., Marziani, P., Czerny, B., Panda, S., Martínez-Aldama, M. L., del Olmo, A., & D’Onofrio, M. 2021, *ApJ*, 910, 115
- Soltan, A. 1982, *MNRAS*, 200, 115
- Stalevski, M., Asmus, D., & Tristram, K. R. W. 2017, *MNRAS*, 472, 3854
- Stalevski, M., Ricci, C., Ueda, Y., Lira, P., Fritz, J., & Baes, M. 2016, *MNRAS*, 458, 2288
- Stalevski, M., Tristram, K. R. W., & Asmus, D. 2019, *MNRAS*, 484, 3334
- Thomas, D. 1999, *MNRAS*, 306, 655
- Tinsley, B. M. & Larson, R. B. 1979, *MNRAS*, 186, 503
- Torres-Papaqui, J. P., Coziol, R., Andernach, H., Ortega-Minakata, R. A., Neri-Larios, D. M., & Plauchu-Frayn, I. 2012a, *RMxAA*, 48, 275
- Torres-Papaqui, J. P., Coziol, R., Ortega-Minakata, R. A., & Neri-Larios, D. M. 2012b, *ApJ*, 754, 144
- . 2012c, , 754, 144
- Torres-Papaqui, J. P., Coziol, R., Romero-Cruz, F. o. J., Robleto-Orús, A. C., Escobar-Vásquez, G., Morales-Vargas, A., Trejo-Alonso, J. J., Chow-Martínez, M., & Cutiva-Alvarez, K. A. 2020, *AJ*, 160, 176
- Treister, E., Natarajan, P., Sanders, D. B., Urry, C. M., Schawinski, K., & Kartaltepe, J. 2010, *Science*, 328, 600
- Tristram, K. R. W., Burtscher, L., Jaffe, W., Meisenheimer, K., Hönig, S. F., Kishimoto, M., Schartmann, M., & Weigelt, G. 2014, *A&A*, 563, A82

BIBLIOGRAFÍA

- Valiante, R., Agarwal, B., Habouzit, M., & Pezzulli, E. 2017, *PASA*, 34, e031
- Varma, S., Huertas-Company, M., Pillepich, A., Nelson, D., Rodriguez-Gomez, V., Dekel, A., Faber, S. M., Iglesias-Navarro, P., Koo, D. C., & Primack, J. 2022, *MNRAS*, 509, 2654
- Veilleux, S., Rupke, D. S. N., Kim, D. C., Genzel, R., Sturm, E., Lutz, D., Contursi, A., Schweitzer, M., Tacconi, L. J., Netzer, H., Sternberg, A., Mihos, J. C., Baker, A. J., Mazzarella, J. M., Lord, S., Sanders, D. B., Stockton, A., Joseph, R. D., & Barnes, J. E. 2009, *ApJS*, 182, 628
- Veilleux, S., Sanders, D. B., & Kim, D. C. 1997, *ApJ*, 484, 92
- Verón, P. 1986, *A&A*, 170, 37
- Vestergaard, M. & Peterson, B. M. 2006, *ApJ*, 641, 689
- Wang, F., Yang, J., Fan, X., Hennawi, J. F., Barth, A. J., Banados, E., Bian, F., Boutsia, K., Connor, T., Davies, F. B., Decarli, R., Eilers, A.-C., Farina, E. P., Green, R., Jiang, L., Li, J.-T., Mazzucchelli, C., Nanni, R., Schindler, J.-T., Venemans, B., Walter, F., Wu, X.-B., & Yue, M. 2021, *ApJL*, 907, L1
- Wang, R., Carilli, C. L., Neri, R., Riechers, D. A., Wagg, J., Walter, F., Bertoldi, F., Menten, K. M., Omont, A., Cox, P., & Fan, X. 2010, *ApJ*, 714, 699
- Wang, R., Carilli, C. L., Wagg, J., Bertoldi, F., Walter, F., Menten, K. M., Omont, A., Cox, P., Strauss, M. A., Fan, X., Jiang, L., & Schneider, D. P. 2008, *ApJ*, 687, 848
- Wang, S., Jiang, L., Shen, Y., Ho, L. C., Vestergaard, M., Bañados, E., Willott, C. J., Wu, J., Zou, S., Yang, J., Wang, F., Fan, X., & Wu, X.-B. 2022, *ApJ*, 925, 121
- Warner, C., Hamann, F., & Dietrich, M. 2003, *ApJ*, 596, 72
- Wechsler, R. H. & Tinker, J. L. 2018, *ARAA*, 56, 435
- Weedman, D. 1988, *Quasar Astronomy*, Cambridge Astrophysics (Cambridge University Press) [\[LINK\]](#)
- Woods, T. E., Agarwal, B., Bromm, V., Bunker, A., Chen, K.-J., Chon, S., Ferrara, A., Glover, S. C. O., Haemmerlé, L., Haiman, Z., Hartwig, T., Heger, A., Hirano, S., Hosokawa, T., Inayoshi, K., Klessen, R. S., Kobayashi, C., Koliopanos, F., Latif, M. A., Li, Y., Mayer, L., Mezcuca, M., Natarajan, P., Pacucci, F., Rees, M. J., Regan, J. A., Sakurai, Y., Salvadori, S., Schneider, R., Surace, M., Tanaka, T. L., Whalen, D. J., & Yoshida, N. 2019, *pasa*, 36, e027
- Wright, E. L., Eisenhardt, P. R. M., Mainzer, A. K., Ressler, M. E., Cutri, R. M., Jarrett, T., Kirkpatrick, J. D., Padgett, D., McMillan, R. S., Skrutskie, M., Stanford, S. A., Cohen, M., Walker, R. G., Mather, J. C., Leisawitz, D., Gautier, Thomas N., I., McLean, I., Benford, D., Lonsdale, C. J., Blain, A., Mendez, B., Irace, W. R., Duval, V., Liu, F., Royer, D., Heinrichsen, I., Howard, J., Shannon, M., Kendall, M., Walsh, A. L., Larsen, M., Cardon, J. G., Schick, S., Schwalm, M., Abid, M., Fabinsky, B., Naes, L., & Tsai, C.-W. 2010, *AJ*, 140, 1868

BIBLIOGRAFÍA

- Wu, X.-B., Wang, F., Fan, X., Yi, W., Zuo, W., Bian, F., Jiang, L., McGreer, I. D., Wang, R., Yang, J., Yang, Q., Thompson, D., & Beletsky, Y. 2015, *NATURE*, 518, 512
- Xie, Y., Ho, L. C., Zhuang, M.-Y., & Shangguan, J. 2021, *ApJ*, 910, 124
- Xu, L., Rieke, G. H., Egami, E., Haines, C. P., Pereira, M. J., & Smith, G. P. 2015, *The Astrophysical Journal*, 808, 159 [\[LINK\]](#)
- Yajima, H. & Khochfar, S. 2016, *MNRAS*, 457, 2423
- Yan, L., Donoso, E., Tsai, C.-W., Stern, D., Assef, R. J., Eisenhardt, P., Blain, A. W., Cutri, R., Jarrett, T., Stanford, S. A., Wright, E., Bridge, C., & Riechers, D. A. 2013, *AJ*, 145, 55
- Yang, G., Boquien, M., Brandt, W. N., Buat, V., Burgarella, D., Ciesla, L., Lehmer, B. D., Małek, K., Mountrichas, G., Papovich, C., Pons, E., Stalevski, M., Theulé, P., & Zhu, S. 2022, *ApJ*, 927, 192
- Yang, G., Boquien, M., Buat, V., Burgarella, D., Ciesla, L., Duras, F., Stalevski, M., Brandt, W. N., & Papovich, C. 2020, *MNRAS*, 491, 740
- Yee, H. K. C. & Green, R. F. 1987, *ApJ*, 319, 28
- Zhang, Y., Yang, X., & Guo, H. 2021, *MNRAS*, 507, 5320