

Hogyan lett vége a kozmológiai sötétkornak? Az első csillagok és kvazárok születése

Haiman Zoltán

*Department of Astronomy
Columbia University
550 West 120th Street
New York, NY 10027, USA
email: zoltan@astro.columbia.edu*

A cikk eredeti változatát lásd a Fizikai Szemlében, vol. IL/6, p. 229 (1999)

Az első asztrofizikai objektumok

A Big Bang után az univerzumot betöltő forró plazma Thomson szórással szoros kölcsönhatásban állt a hasonlóan forró háttérsugárzással. Amikor az univerzum lineáris mértéke a tágulás során elérte a mai értékének az $\approx 1/1000$ részét (a továbbiakban: „ $z \approx 1000$ -es vöröseltolódásnál”), a plazma és a háttérsugárzás $T \approx 3000$ K fokra hűltek. Ezen a viszonylag hideg hőmérsékleten az eddig ionizált állapotban lévő plazma átalakult semleges H+He gázzá, így a sugárzás és a plazma közötti kölcsönhatás hirtelen megszűnt. A gáz instabillá vált, és az eddig növekedésükben meggátolt primordiális sűrűségfluktuációk elkezdhettek saját gravitációjuknak engedelmesséve erősödni. Ugyanekkor a szabadrává vált háttérsugárzás a tágulás folytán adiabatikusan tovább hűlt [$T = 2,728(1+z)$ K]; $z \sim 300$ -ra a karakterisztikus hullámhossza az UV tartományból az infravörösbe tolódott, azaz bekövetkezett a kozmológia „sötétkora”. Ez mindaddig tartott, amíg friss fényforrások – a legelső asztrofizikai objektumok – meg nem jelentek, hogy karácsonyfadíszekként újra bevilágítsák a világegyetemet. Mikor és hogyan történt ez? Van-e az első fényforrások megjelenésének ma is megfigyelhető következménye?

A mai ($z \approx 0$) univerzum homlokegyenesen különbözik a $z \approx 1000$ -nél még majdnem tökéletesen homogén világegyetemtől. Kozmológiai léptéken is megfigyelhető számtalan égitest, különböző típusú csillagok, galaxisok és kvazárok. A modern távcsöveknek, elsősorban a Hubble űrtávcsőnek (HST) és a Hawaii-n lévő Keck távcsőnek köszönhetően, az egyes galaxisok és kvazárok egész $z \approx 5$ -ig megfigyelhetőek (lásd az 1. ábrát). Közvetlenül vizsgálhatjuk tehát a Big Bang óta eltelt ~ 15 milliárd év utolsó $\sim 90\%$ -át.

Ezekből a megfigyelésekből egyértelműen kirajzolódik egyfajta kozmikus fejlődés. Az égitestek hierarchikus rendszert alkotnak: a csillagok galaxisokba, a galaxisok csoportokba, és ezek a csoportok még nagyobb egységekbe rendeződnek. A galaxisok és kvazárok száma, az égbolti eloszlásuk

statisztikája a Big Bang óta eltelt idővel változik. A kvazárok és a csillagok hasonló evolúciót mutatnak: időben visszafelé vizsgálva a számuk 10–12 milliárd évig ($z \approx 2 - 3$ -ig) egyre nő, majd a még korábbi időkben ($z \gtrsim 5$) úgy tűnik egyre csökken ([1], lásd a 2. ábrát). Az összegyűlt adatokból azonban az is kiderül, hogy már $z \approx 5$ előtt is léteztek asztrofizikai objektumok: a sötétkor vége tehát egyelőre kívül esik a közvetlen megfigyelések horizontján. Természetes vágy, hogy a különböző égitestek és struktúrák $z \approx 5$ -óta észlelt fejlődését megmagyarázzuk, és az elméletet a legelső égitestek megjelenésére is kiterjesszük.

Megfigyelések: bizonyítékok $z \gtrsim 5$ -ös vöröseltolódású égitestek létezésére

Kísérleti szempontból a legelső égitestek kialakulása kétféleképpen közelíthető meg. Egyfelől a modern optikai és infravörös távcsövekkel közvetlenül kimutatható a 11–13 milliárd éve született galaxisok és kvazárok fénye. A jelenlegi rekordot egy $z = 5,67$ -es vöröseltolódású galaxis [2], ill. a Sloan Digital Sky Survey[29] által felfedezett $z = 5.00$ -ös kvazár tartják. Az elmúlt pár évben a HST és a Keck távcsövekkel $z \approx 5$ -ig sokszáz halvány, korai galaxist találtak, így ezeknek a galaxisoknak, és a bennük lévő csillagoknak a fejlődését $0 \lesssim z \lesssim 5$ között fel lehetett térképezni [3]. Egyelőre még viszonylag pontatlanul, de ezekből a mérésekből extrapolálva modellezhető a galaxisok mint kozmológiai faj, evolúciója. A nagy energiafelbontásra ($\Delta\lambda/\lambda \lesssim 10^{-4}$) képes HST és a Keck segítségével lemérhető a $z \approx 5$ -ig található galaxisok és kvazárok spektruma is. Ezekben a spektrumokban kimutathatóak a galaxisok között lévő sok ezer gázfelhő Lyman α abszorpciós vonalai; ezeknek az ún. „Lyman α felhőknek” a kozmológiai evolúciója szintén tanulmányozható.

Mikrohullámú műszerekkel mérhető a $z \approx 1000$ -tól eredő kozmikus háttérsugárzás (Cosmic Microwave Background, CMB) spektruma, és a sugárzás 2,728 K hőmérsékletének anizotrópiája. A COBE műhold első mérései [4] 1992-ben kimutatták a $10 \mu\text{K}$ nagyságrendű anizotrópiát, bizonyítékot szolgáltatva arra, hogy a világegyetemben ma észlelt struktúrák az univerzum korai fázisában létező sűrűségfluktuációkból származnak. A később pontosabban lemerített anizotrópiából közvetlenül kiszámolható [5], hogy a primordiális sűrűségfluktuációk amplitúdója $(\delta\rho/\rho)_{\text{rms}} \sim 10^{-5}$.

Ezeknek az új eredményeknek köszönhetően tehát jelentős mennyiségű információnk gyűlt össze az univerzumban $z \lesssim 5$ és $z \approx 1000$ körül jelenlévő struktúrák állapotáról (lásd az 1. ábrát). Ennek ellenére az $5 \lesssim z \lesssim 1000$ közé eső sötétkor végét egyelőre közvetlenül még nem vizsgálhatjuk; léteznek azonban közvetett bizonyítékok $z \approx 5$ -nél magasabb vöröseltolódású objektumok létezésére.

A Gunn–Peterson Effektus

A leginkább meggyőző bizonyítékot a magas vöröseltolódású galaxisok és kvazárok spektrumai szolgáltatják. A Big Bang utáni forró plazma magreakciói által keletkezett alacsony rendszámú elemek előfordulási arányából tudjuk, hogy a világegyetemben található barionikus gáz átlagsűrűsége a kritikus érték ($\rho_{\text{crit}} = 3H_0^2/8\pi G = 1.88h^2 \times 10^{-29} \text{ g cm}^{-3}$; $h \equiv H_0/100 \text{ km/s/Mpc} \approx 0.65 \pm 0.15$)

pár százaléka, $\rho_b = \Omega_b \rho_{\text{crit}}$, azaz $\Omega_b \approx 4\%$. Gunn és Peterson és mások 1965-ben észrevették [6], hogy ha a galaxisok közti hidrogéngáz sűrűsége ennek megfelelően $n_H \approx 10^{-6} \text{ cm}^{-3} (1+z)^3$, akkor a hidrogéngáz optikai mélysége a $\nu_\alpha (1+z)$ Lyman α rezonancia frekvencián óriási,

$$\tau_{\text{igm}} = \frac{\pi e^2 f_\alpha \lambda_\alpha n_H(z)}{m_e c H(z)} \approx 10^5 (1+z)^{3/2}, \quad (1)$$

ahol f_α és λ_α a Lyman α rezonancia oszcillációs állandója ill. hullámhossza, m_e az elektrontömeg, c a fénysebesség, és $H(z)$ a vöröseltolódástól függő Hubble állandó, $H(z) \approx H_0 (1+z)^{3/2}$. Az optikai mélység rendkívül magas értéke miatt egy z vöröseltolódású kvazár (vagy bármilyen más fényes égitest) spektrumát a $\nu \geq (1+z)\nu_\alpha$ frekvenciákon a kozmikus hidrogén maradéktalanul elnyelné.

A megfigyelések azonban mást mutatnak [7]. A Lyman α -nál magasabb frekvenciákon a Gunn-Peterson féle folyamatos "horpadás" helyett minden esetben több száz vagy több ezer diszkrét, vékony Lyman α abszorpciós vonal mutatkozik (lásd a 3. ábrát). Ezek között a vonalak között megfigyelhető a kvazár saját eredeti fluxusa, amiből $\tau_{\text{igm}} \lesssim 0.1$ következik, azaz, hogy a galaxisok közti hidrogéngáz magasan ionizált állapotban van, $n_H/(n_H + n_{H^+}) \lesssim 10^{-6}$. Ez meglepő, mert tudjuk, hogy az eredetileg plazma állapotban lévő hidrogéngáznak $80 \lesssim z \lesssim 1000$ között semlegesnek kellett lennie – $n_H/(n_H + n_{H^+}) \approx 1$ –, különben a fotonok és elektronok közötti Thomson szórás kiradírozta volna a háttérsugárzás lemerített anizotrópiáját. Valami történt tehát $5 \lesssim z \lesssim 80$ között, ami újra ionizálta a galaxisok közti hidrogénatomokat. Érdeemes megjegyezni, hogy az ehhez szükséges minimum energiaszükséglet (hidrogén atomonként minimum egy 13,6 eV-os foton) a jelenleg ismert kvazárok ill. galaxisok által termelt összes energiának kb. a 10-szerese, így a gáz ionizációját valami másnak köszönhetjük.

A magas vöröseltolódású Lyman α felhők

A magas vöröseltolódású kvazárok spektrumában mutatkozó Lyman α abszorpciós vonalak naiv magyarázata, hogy azokat a galaxisok között úszó diszkrét objektumok, ún. Lyman α felhők okozzák. Háromdimenziós kozmológiai szimulációkból kiderült, hogy ez nem teljesen igaz. Az erősebb, $N_H \sim 10^{17} \text{ cm}^{-2}$ semleges hidrogénoszlopra utaló abszorpciós vonalak esetében valóban különálló, sűrű felhőkről van szó. A leggyengébb, $N_H \sim 10^{13-14} \text{ cm}^{-2}$ -nyi hidrogént tartalmazó vonalakat azonban a galaxisok közti gáz lineáris fluktuációi okozzák [8]. Ezekben a „felhőkben” az átlagos sűrűség alig magasabb az univerzális átlagnál, $\rho = (1+\epsilon)\Omega_b \rho_{\text{crit}}$, ahol $\epsilon \sim 1$. Ilyen alacsony sűrűségű gázban nem keletkezhetek csillagok; ennek ellenére, még a legkisebb „felhőkben” is majdnem minden esetben találhatóak magas rendszámú elemek, elsősorban szén és szilikon.

Hogyan kerültek a C és Si atomok az univerzum egy átlagos pontjára hasonlító „felhőbe”? Ezeknek az elemeknek a hidrogénhez viszonyított tömegarányát a CIV és SiIV ionok által okozott abszorpciós vonalak erősségéből viszonylag pontosan lemérhető. Ha a C és Si atomok minden Lyman α felhőbe egy közeli csillagból vagy galaxisból érkeznének, akkor a CIV/HI tömegarányban jelentős szórás lenne várható. Az átlag CIV/HI érték így korrelálna az integrált H sűrűséggel

(N_{H}), hiszen a nagyobb N_{H} -val rendelkező felhők sűrűbbek, így nagyobb valószínűséggel található egy vagy több galaxis szomszédságában. Ezzel ellentétben a mért arány egy univerzális CIV/HI $\approx 0.01(\text{CIV}/\text{HI})_{\odot}$ értéket mutat [9], egy nagyságrendnél kisebb szórással, és az átlagérték sem mutat korrelációt N_{H} -val. Mindez arra utal, hogy a Lyman α felhőkben talált C és Si atomok egy korábbi korszakból származnak, amikor a galaxisok közti gázt viszonylag homogén módon bepermetezték az akkor már meglévő csillagok. A Lyman α felhők tehát az előzetesen szénrel és szilikonnal már dúsított gáz sűrűségfluktuációi.

Galaktikus sötétanyag

A Tejútrendszerben és más spirális galaxisokban észlelt jelenség, hogy a középponttól nagy r távolságra lévő csillagok keringési sebessége r -től független állandó, $v(r) \approx \text{const}$. A látható tömegből azonban $v(r) \propto r^{-1/2}$ következne. A mért és a várt sebességek különbségéből kiszámolható, hogy a spirálgalaxisok össztömege átlag kb. ~ 10 -szer nagyobb a látható tömegnél. Mi teszi ki ezt a nagy különbséget? A probléma egyelőre megoldatlan; a javasolt lehetőségek a különböző elemi részecskéktől (neutrínók; weakly interacting massive particle, WIMP) a naptömegnyi csillagmaradványokig (massive compact halo object, MACHO) változnak.

Az utóbbi hipotézis kísérletileg tesztelhető: a Tejút körüli Galaktikus hálóban lévő MACHO-k gravitációs lencséként kimutathatóak lennének a háttérben lévő csillagok segítségével. Egy tőlünk R távolságra lévő, M tömegű MACHO Einstein sugara $\theta_{\text{E}} = (4GM/c^2R)^{1/2} = 10^{-3} (M/M_{\odot})^{1/2} (R/10\text{kpc})^{-1/2}$. A MACHO gravitációs tere bármilyen, a háttérben lévő és a θ_{E} sugarú kúpba eső fényforrás fényét erősen fókuszálja. Ha a galaktikus sötétanyag tisztán MACHO-kból állna, akkor adott időpontban egymillió háttércsillag közül átlag egynek a fénye észrevehetően fókuszálva lenne. Az elmúlt néhány évben végzett hasonló kísérletek "félsikerhez" vezettek: kimutatták, hogy a Tejút hálójában található, átlag $0.5 M_{\odot}$ tömegű MACHO-kkal el lehet számolni a Galaktikus sötétanyag tömeg szerinti $\sim 50\%$ -ával [10]. A talált MACHO-k alacsony száma, és a galaktikus háló csillageloszlás-modelljeinek hibái miatt egyelőre nem tudni, hogy kitehetik-e a MACHO-k a sötétanyag 100% -át.

Ezekből a kísérletekből nem derül ki: mik is valójában a MACHO-k? Egy korai csillag-generáció természetes válasszal szolgálhat erre a kérdésre. Ezek az ősrégi csillagok a galaxisok későbbi kialakulása során úgy viselkednének, mint egy ütközésmentes gáz részecskéi. Miközben a disszipatív barionikus gázból létrejön a Galaktika korongja, a csillagokból álló gáz benépesítené a galaxis körüli hálót a részecskéivel, azaz MACHO-kkal.

Elmélet

A modern kozmológiai elmélet szerint a nagy léptékeken létező különböző kozmikus struktúrák a primordiális plazma gravitációs csomósodásával magyarázhatóak. Tekintsünk például az univerzum korai szakaszában, z_1 vöröseltolódásnál, egy M tömeget bezáró gömbszimmetrikus régiót (ezentúl

„felhő”), amelyen belül az átlagsűrűség a kozmikus értéknél ϵ -nal nagyobb, $\rho = (1 + \epsilon)\Omega_b\rho_{\text{crit}}$. Az „extra ϵ ” gravitáció miatt a felhő az univerzális átlagnál lassabban tágul, amitől a sűrűsége az átlaghoz képest tovább nő. A felhő mozgása így egyre jobban lemarad az univerzumétól. Egy (ϵ -tól függő) t_{max} idő után a felhő elér egy maximális $r = r_{\text{max}}$ sugarat, miután a mozgása megfordul, és elkezd a saját tömegközéppontja felé összehúzódní [11]. Egy idealizált homogén felhő minden részecskéje $2t_{\text{max}}$ idő után visszaesne az $r = 0$ középpontba. A valóságban egy felhő nem homogén: a tömegközéppont felé eső részecskék ütköznek egymással, és kialakul egy (időben kifelé terjedő) hidrodinamikai lökeshullám. A végeredmény egy $r \approx r_{\text{max}}/2$ méretű stabil tömör csomó, amelyet a lökeshullám az ekvipartíció tétele szerinti hőmérsékletre melegített. A gázcsomó sűrűsége a maximális kiterjedéskor elért sűrűség $\approx 1/8$ -ad része, ami abban az időpontban, amikor a gázcsomó az $r_{\text{max}}/2$ egyensúlyi méretére zsugorodik, az univerzum átlagsűrűségének a $18\pi^2 = 178$ -szorosának felel meg. Később ez a hányados megnő, hiszen a stabilizálódott gázcsomó sűrűsége nem változik, míg a tovább táguló univerzum átlagsűrűsége egyre csökken. Az ekvipartíció tétele alapján a gázcsomó hőmérséklete akkora, hogy a termikus energia megegyezzen a gravitációs helyzeti energiával, ebből

$$T \approx 10^4 \left(\frac{M}{10^8 M_\odot} \right)^{2/3} \frac{(1 + z_f)}{11} \text{ K}, \quad (2)$$

adódik, ahol M a gázcsomó tömege, z_f pedig az $r_{\text{max}}/2$ -re zsugorodásnak megfelelő vöröseltolódás, $z_f = \epsilon(1 + z_i)/[3/5(3\pi/2)^{2/3}] - 1 = z_f = \epsilon(1 + z_i)/1.69 - 1$.

Egy adott ϵ amplitúdójú sűrűségperturbáció gravitációs csomósodása félanalitikus módszerekkel pontosan leírható; így kiszámíthatóak a keletkezett gázcsomó további tulajdonságai is. A csomó sűrűsége $\sim 1/r^{2.25}$ szerint függ a középponttól mért távolságtól [12], és $r = 0$ -hoz közelítve elér az univerzum átlagsűrűségének a $\approx 10^4$ -szeresénél egy platót [13]. Ez a sűrűség azonban még mindig csak $n \approx 10^{-3}(1 + z)^3 \text{ cm}^{-3}$ körül van, nagyságrendekkel alacsonyabb a csillagok, vagy a galaxisok középpontjában található $\sim 10^{26} \text{ cm}^{-3}$ ill. $\sim 10^9 \text{ cm}^{-3}$ sűrűségeknél. Így ahhoz, hogy a gázcsomóból asztrofizikai objektum legyen, jelentős további sűrűsödés szükséges.

A stabil egyensúlyban lévő csomóban a gáz termikus nyomása egyensúlyt tart a gravitációval. Így a csomó csak akkor tud sűrűbbé válni, ha nyomásától valamilyen módon megszabadul. A kémiai összetételében egyszerű, kevés szabadsági fokkal rendelkező primordiális hidrogén-hélium plazmával általános probléma, hogy sugárzási határfoka alacsony. A határfokot elsősorban a hőmérséklet határozza meg. Egy H+He plazmában 10^4 és 10^6 K fok között a leghatékonyabb energia-elsugárzási folyamat a hidrogén ill. héliumatomok energiaszintjeinek ütközéses gerjesztése, ami az alapállapotra való spontán visszatéréskor egy foton kibocsátásával jár. Egy 10^4 K foknál hidegebb gázban az ütközések átlagenergiája kisebb, mint a hidrogénatom első gerjesztett elektronállapotának a 10,2 eV-os energiája, így ez a hűtési folyamat 10^4 K alatt nem működik (lásd a 4. ábrát). A leghatékonyabb folyamat ebben az esetben a H_2 molekulák gerjesztése, ami azonban függ a H_2 molekulák (várhatóan kis) számától [14].

Tegyük fel, hogy egy gázcsomó a H, He vagy H_2 elektronállapotainak a gerjesztésén keresztül el tudja sugározni az energiáját. A gázcsomó további viselkedésében két lehetőséget érdemes megkü-

lönbötteni. (1) A csomón belül kisebb léptéken lezajlik egy második gravitációs csomósodás. A néhány naptömegnyi csomókban a sűrűség elér egy kritikus értéket, beindulnak a magreakciók, így a csomó csillagokká töredezik. A végeredmény egy a mai galaxisokra hasonlító, de azoknál jóval kisebb tömegű "minigalaxis". (2) A csomó koherens módon folytatja a középpont felé húzódást, ahol létrejön egy $10^3 - 10^5 M_\odot$ tömegű óriás fekete lyuk. A lyukba folyamatosan hulló, 2-3 Schwarzschild sugárnál $\sim 10^{12}$ K-re felforrósodott gáz gravitációs energiája sugárzás formájában felszabadul. A fekete lyuk, az azt tápláló gázzal együtt egy, az általunk ismert kvazárookra hasonlító, de azoknál jóval kisebb "minikvazárt" alkot.

A kozmikus Jeans tömeg

A fent leírt hierarchikus gravitációs csomósodás csak akkor indulhat meg, ha az eredeti perturbáció összehúzódása alatt a gáz nyomásából eredő erő a gravitációs erőnél kisebb. Egy R méretű, M_J tömegű, $T = 2,728(1+z)$ K hőmérsékletű, és $\Omega_b \rho_{\text{crit}}$ sűrűségű testben a gravitációs helyzeti és termikus mozgási energiák hányadosát egynek véve

$$\frac{E_g}{E_t} = \frac{GM^2/R}{(3/2)NkT} = 1 \quad \rightarrow \quad M_J = 1.5 \times 10^5 M_\odot \quad (3)$$

a kritikus, ún. Jeans tömegre tehát $M_J \approx 10^5 M_\odot$ adódik. Az ennél nagyobb testek csomósodni tudnak, míg az ennél kisebb testeknél a gázcsomó kialakulását lelassítja, vagy teljesen meggátolja a gáz termikus nyomása.

Hierarchikus csomósodás és a H_2 molekulák szerepe

Eddig egy elszigetelt gömbszimmetrikus primordiális perturbációt képzeltünk el, amit a saját gravitációja összehúz egy tömör gázcsomóvá. A $z \approx 1000$ vöröseltolódás után azonban az *összes* akkor jelenlévő perturbáció amplitúdója egyszerre kezd el nőni. Ha az M tömeget bezáró kezdeti perturbációk amplitúdója ekkor átlagosan $\bar{\epsilon}_M$, akkor ezek a gázcsomók tipikusan $z_f \approx 1000\bar{\epsilon}_M/1.69 - 1$ vöröseltolódásnál jönnek létre. A különböző méretű gázcsomók megjelenését az univerzumban tehát az eredeti sűrűségperturbációk $\bar{\epsilon}_M$ -mel kifejezhető energiaspektruma határozza meg. A nagyobb amplitúdójú perturbációk előbb, míg a kisebb amplitúdójú perturbációk később válnak kötött gázcsomókká. Ha az eredeti perturbációk Gauss eloszlásúak, akkor egy adott z vöröseltolódásnál az M tömeggel rendelkező csomók számát az ún. Press-Schechter elmélet [15] adja meg:

$$\frac{dN}{dM} = \frac{\Omega_b \rho_{\text{crit}}}{M} \frac{d}{dM} \text{erfc} \left[\frac{\delta_c^2}{2\bar{\epsilon}_M^2} \right] \text{Mpc}^{-3}, \quad (4)$$

ahol $\delta_c \approx 1.69(1+z)/1001$ egy a kozmológiai modell paramétereitől függő állandó. Ebben a képletben tehát csak a kozmológiai modell és a primordiális sűrűségfluktuációk energiaspektruma szerepel. Levezetéséhez feltételezni kell, hogy mindegyik gázcsomó izolált és gömbszimmetrikus. A

A Fazekasban kezdődött...

valóságban ez elég pontatlan közelítés, mégis, amikor háromdimenziós kozmológiai szimulációkkal a képletet ellenőrizték, azt kettes szorzó erejéig pontosnak találták.

Az eredeti sűrűségperturbációk energiaspektruma $z = \infty$ -nél $\bar{\epsilon}_M \propto M^{-2/3}$. Ez az univerzum tágulása során módosul; az energiaspektrum $z = 1000$ -nél a Boltzmann egyenletek megoldásával kiszámítható [16] és a mikrohullámú háttérsugárzás anizotrópiáján, illetve a nagyobb léptékű kozmikus struktúrák statisztikáján keresztül kísérletileg numerikusan kalibrálható. Ebből kiderül, hogy az $\bar{\epsilon}_M$ függvény $z = 1000$ -nél M szerint monoton csökken. *Emiatt először a kisebb gázcsomók jönnek létre, míg a nagyobb tömegű gázcsomók csak később születnek meg.* Ha ma az univerzum életkora $t_H \approx 13$ milliárd év, akkor a nagyobb galaxiscsoportok kialakulása $\gtrsim 0.9t_H$ -ra ($z \lesssim 1$), a tipikus $M \approx 10^{12} M_\odot$ tömegű galaxisok létrejötte pedig $\sim 0.1t_H$ -ra ($z \sim 3$) tehető. Mivel a Jeans tömegnél alacsonyabb gázcsomók kialakulását a termikus nyomás meggátolja, a legelső gázcsomók $10^5 M_\odot$ tömeggel, $\sim 0.01t_H$ -nál ($z \sim 20$) kellett, hogy létrejöjjenek (lásd az 5. ábrát).

Az első gázcsomók hőmérséklete a (2) egyenlet alapján néhány száz Kelvin körül van: ez pontosan az a hőmérséklet, ahol a gáz a H_2 molekulák segítségével az energiáját el tudná sugározni. A kb. 100-szor melegebb (és 1000-szer nagyobb tömegű) gázcsomók, amelyek H_2 molekulák nélkül, H atomok gerjesztésével is tudnak hűlni, csak később jönnek létre. *Az első minigalaxisok, vagy kvazárok megjelenésének az ideje tehát a H_2 molekulák előfordulásától függ.* Ha a legelső csomók lehűtéséhez elegendő H_2 molekula létezett, akkor az első csillagok vagy fekete lyukak már ezekben a ~ 100 K hőmérsékletű, $\sim 10^5 M_\odot$ tömegű csomókban $z \sim 20$ körül megszülethettek. Abban az esetben, ha nem volt jelen elegendő H_2 molekula, akkor az első csillagok vagy fekete lyukak csak a $\sim 10^4$ K hőmérsékletű, $10^8 M_\odot$ tömegű csomókban születhettek, $z \sim 10$ körül.

A H_2 molekulák száma – pozitív vagy negatív visszacsatolás?

A kozmikus H + He gázban a H_2 molekulák a $[H + e^- \rightarrow H^- + \gamma; H + H^- \rightarrow H_2 + e^-]$ és a $[H + H^+ \rightarrow H_2^+ + \gamma; H_2^+ + H \rightarrow H_2 + H^+]$ reakciópárokkal képződnek; különböző fotodisszociációs és ütközéses reakciók során pedig megsemmisülnek. Amikor a primordiális hidrogén $z = 1000$ körül semlegessé vált, a H_2 molekulák előfordulási aránya a homogén kozmikus gázban alacsony, $x_{H_2} \equiv n_{H_2}/n_H \approx 10^{-6}$ volt. A saját súlyuk alatt összehúzódó gázcsomók sűrű belsejében azonban a kémiai reakciók felgyorsulnak, és x_{H_2} eléri a $\approx 10^{-3}$ értéket, ami elegendő ahhoz, hogy egy gázcsomót $T \sim 100$ K fokra hűtsön.

Elvben tehát már a legelső, kisebb méretű csomókból is létrejöhetnek minigalaxisok és minikvazárok. Figyelembe kell venni azonban, hogy mindegyik újonnan született objektumból származó UV és röntgensugárzás hatással van a tőle messze (akár többszáz Mpc távolságra) lévő H_2 molekulákra. Az objektumok sugárzását 13,6 eV és ~ 1 keV között elnyelik az univerzumot betöltő hidrogénatomok. Azonban az $E < 13,6$ eV-os fotonok az ionizációs küszöb alá esnek, így szabadon terjedhetnek. Hasonlóképpen, $E \gtrsim 1$ keV-nél az ionizációs hatáskeresztmetszet már olyan kicsi ($\lesssim 10^{-22} \text{ cm}^{-3}$), hogy lényegében ezek a röntgenfotonok is szabadon terjednek. Mind 13,6 eV alatt, mind ~ 1 keV fölött felépül tehát egy folyamatosan erősödő UV, illetve röntgen hát-

térsugárzás. A $11.18 \text{ eV} < E < 13,6 \text{ eV}$ közötti háttérsugárzás a H_2 molekulákat egy kétlépcsős $[\text{H}_2 + \gamma \rightarrow \text{H}^{(*)} \rightarrow \text{H} + \text{H} + \gamma']$ folyamattal fotodisszociálja: a $\text{H}_2^{(*)}$ a molekula egy gerjesztett Lyman vagy Werner elektronállapota, ami az esetek $\sim 15\%$ -ában a molekula spontán szétbomlásához vezet.

Minigalaxisok esetében ez egy negatív visszacsatolást eredményez [17]: közvetlenül a legelső $\sim 10^5 M_\odot$ tömegű csomók megjelenése után az UV háttérsugárzás fotodisszociálja mind a többi kisebb csomóban, mind az azok közötti teret kitöltő gázban található H_2 molekulákat. Így az összes $z \approx 20$ és $z \approx 10$ között születő, $\approx 10^5 - 10^8 M_\odot$ tömegű csomó közül csak az elsőként megjelenő $\lesssim 1$ százalékban lehetséges csillagok megjelenése. A később születő csomókból hiányoznak a lehülésükhöz szükséges H_2 molekulák. Ha az első csomókból kvazárok jöttek létre, akkor egészen más a helyzet [17]. A csillagokkal ellentétben a kvazároknak röntgensugárzása is van, ami a H atomokat közvetlenül, és a keletkező energetikus fotoelektronok ütközésein keresztül közvetve is ionizálja. Az így nagyobb számban jelen lévő szabad elektronok katalizálják a H^- , és ezen keresztül a H_2 molekulák képződését. A visszacsatolás tehát ebben az esetben pozitív, így elvileg az összes $\approx 10^5 - 10^8 M_\odot$ tömegű csomóban születhetett egy minikvazár.

Megfigyelhető jelek

Hogyan lehetne a fenti elméleti eszmefuttatásokat csillagászati megfigyelésekkel tesztelni? Az elkövetkezendő években erre mód nyílhat a kozmikus mikrohullámú háttérsugárzást vizsgálni készülő Wilkinson Microwave Anisotropy Probe (WMAP) és a Planck, valamint az infravörös James Webb Space Telescope (JWST) műholdak segítségével [18]. A WMAP 2001-ben elkészült amerikai, a Planck pedig 2007-re tervezett európai műhold, mindkettő képes lesz a CMB anizotrópiák minimum 1% pontosságú mérésére. A JWST a Hubble űrtávcső utódja lesz, 2,4m helyett 6m-es tükrökkel, és optikai helyett infravörös detektorokkal. Fellövését a NASA 2009-re tervezi.

Közvetlen megfigyelések a James Webb Space Telescope-pal

A JWST távcsővel érzékelhető minimális fluxus az $1-5\mu\text{m}$ intervallumban 1nJy [30]. A hierarchikus csomósodás elmélete alapján megbecsülhetjük egy adott F fluxusnál várható magas vöröseltolódású objektumok számát. A Press-Schechter formula (4) megadja a tetszőleges z -nél létező gázcsomók M tömeg szerinti eloszlását. Tegyük fel, hogy egy M tömegű gázcsomóból származó csillagfény felírható $L_{\text{cs}}(\nu, t, M) = \epsilon_{\text{cs}} M L_{\text{cs},0}(\nu, t)$ formában, ahol $L_{\text{cs},0}(\nu, t)$ egy egységtömegnyi, szokványos csillagpopuláció időtől függő (a csillagevolúció elméletéből kiszámítható [19]) fényességeloszlása, ϵ_{cs} pedig a csillagképződés abszolút hatásfokát jellemző állandó (a csillagoknak a gázcsomó egészéhez mért tömegaránya). Ha megköveteljük, hogy a korai csillagok összesen annyi szént termeljenek, amennyit a $z \sim 3$ körüli Lyman α felhőkben észlelni, az ϵ_{cs} hatásfok értékére $0.02 \lesssim \epsilon_{\text{cs}} \lesssim 0.2$ adódik.

Hasonlóképpen feltehetjük, hogy egy M tömegű gázcsomóból származó kvazárfény felírható

$L_k(\nu, t, M) = \epsilon_k M L_{\text{Edd}} f(\nu) g(t)$ formában [20]. L_{Edd} egy egységtömegű fekete lyuk Eddington luminozitása, ahol a sugárzás nyomása egyensúlyt tart a gravitációval, $L_{\text{Edd}} = 4\pi G c m_p / \sigma_T = 1.25 \times 10^{38} \text{ erg s}^{-1} M_{\odot}^{-1}$; $f(\nu)$ az ismert kvazárok jellemző, vagy átlagspektruma, ϵ_k a kvazárképződés hatásfokát jellemző állandó (a fekete lyuk és a gázcsomó tömegaránya); $g(t)$ pedig a kvazárok fényességének evolúcióját leíró függvény. Ha megköveteljük, hogy az ebből a modellből következő kvazárok fényesség szerinti eloszlása megegyezzen a $2 \lesssim z \lesssim 5$ között ismert kvazárokéval, az ϵ_k és $f(\nu)$ értékeire $\epsilon_k \approx 10^{-3.2}$ ill. $f(\nu) \approx \exp(-t/10^6 \text{ év})$ adódik. Érdeemes megjegyezni, hogy a minikvazárok a minigalaxisoknál ~ 100 -szor fényesebbek, de élettartamuk ~ 100 -szor rövidebb.

A fenti modellek alapján a JWST közvetlenül meg tudja majd figyelni a $z \sim 10 - 15$ vöröseltolódásig található minigalaxisokat és minikvazárokat. A 6. ábra összehasonlítva mutatja egy $M = 10^9 M_{\odot}$ tömegű, $z = 10$ -es csomóban lévő minigalaxis vagy minikvazár spektrumát. A fluxus $z = 10$ -nél is 1 nJy felett van. A 7. ábra azt mutatja, hogy a JWST a fenti modellek alapján várhatóan hány minikvazárt és minigalaxist fog majd felfedezni. Az 1 nJy alsó határnál, $5' \times 5'$ látóterű képkockánként ~ 100 $z > 10$ és ~ 200 $z > 5$ vöröseltolódású minikvazár várható. A fényesebb kvazárok észlelt F fluxus szerinti dN/dF eloszlása $F^{-2.5}$ hatványfüggvénnyel közelíthető. A minigalaxisok száma hasonlóan magas: $z > 10$ -nél képenként $\sim 40 - 300$, $z > 5$ -nél képenként $\sim 600 - 10^4$ minigalaxis felfedezése várható. Ha a fényesebb minigalaxisokon belül a csillagok kiterjednek a csomó ekvipartíció tétel által megszabott méretéig, akkor a JWST $0.06''$ szögfelbontása mellett ezeket meg lehet majd különböztetni a pontszerű testeknek tűnő minikvazároktól [21]. A minigalaxisokban létrejövő szupernovák és gamma-kitörések a csillagoknál várhatóan fényesebbek, így közvetlenül megfigyelhetőek lesznek, feltéve, hogy ezek a jelenségek elég gyakoriak.

A reionizáció, a CMB, és a JWST

Az első UV fényt kibocsátó objektumok – akár minigalaxisok, akár minikvazárok – legszembe-tűnőbb indirekt következménye a kozmikus gáz fotoionizálása [31]. Abból, hogy eddig egyik távoli kvazár vagy galaxis spektrumában sincs a Gunn–Peterson effektusra utaló "horpadás", tudjuk, hogy a reionizáció a $z = 5$ előtti időben történt. A reionizáció pontos idejének ismerete fontos információval szolgálna az első objektumokról. Az, hogy az összes barionikus részecskék hány százaléka lakozik a hűlni képes tömör gázcsomókban, a gravitációs csomósodás Press–Schechter–féle elméletéből (2) kiszámolható. A fenti módszerrel azt is meg lehet határozni, hogy ezekben a gázcsomókban mekkora hatásfokkal képződnek csillagok (mennyi, és mekkora csillag) vagy fekete lyukak (a gázcsomók hány százalékában, és mekkora fekete lyuk). Ebből a reionizáció vöröseltolódására $10 \lesssim z \lesssim 20$ adódik. Ezek a kalibrációk elég bizonytalanok, így jó lenne közvetlenül lemérni, mikor történt a reionizáció, hogy egyenesen ebből lehessen következtetni a csillag- és kvazárképződés hatásfokára.

Hogyan lehet tehát lemérni, hogy mikor (mekkora z_r vöröseltolódásnál) vált a kozmikus gáz semlegesből ionizálttá? Az egyik módszer, hogy egy z_r -nél magasabb z_s vöröseltolódásnál talált objektum spektrumát vizsgáljuk. A Gunn–Peterson horpadásból nem derül ki egyértelműen, hogy

a fényt a kozmikus H atomok nyelték-e el, vagy egy nagyobb Lyman α felhő. Az első esetben ugyan sokkal nagyobb az optikai mélység (az (1). egyenletből $\tau_{\text{igm}} \sim 10^6$), de már egyetlen felhő kisebb ($\tau_\alpha \sim 5$) optikai mélysége is elegendő ahhoz, hogy az észlelt fluxust teljesen eltörölje. Emiatt τ_{igm} és τ_α kísérletileg nem különböztethetőek meg egymástól. Azonban egy semleges, táguló médiumba ágyazott objektum Lyman α *emissziós* színvonala a médiumot mint egy "ködöt" megvilágítja, így $(1+z_s)\nu_\alpha$ hullámhosszon a pontszerű test helyén egy karakterisztikus $\sim 15''$ átmérőjű, meghatározott fényesség-eloszlású homályos folt látszana [22]. Ebből egyértelműen kiderülne, hogy az objektumot semleges médium veszi körül, tehát $z_r < z_s$. Másrészt, ha az objektum z_r -hez viszonylag közel helyezkedik el ($1 < (1+z_s)/(1+z_r) < \nu_\beta/\nu_\alpha = 32/27$), akkor a Gunn–Peterson horpadás az $(1+z_s)\nu_\alpha$ frekvenciától csak az $(1+z_r)\nu_\alpha$ frekvenciáig tartana, mielőtt a Lyman α -hoz hasonló Lyman β horpadás az $(1+z_r)\nu_\beta$ frekvenciánál elkezdődik. Az $(1+z_r)\nu_\alpha$ frekvencia lemeréséből z_r egyértelműen kiderülne [23]. Mindkét effektus elvben a JWST-vel $z \sim 10$ vöröseltolódásig megfigyelhető.

Elképzelhető azonban, hogy a reionizáció már korábban, pl. $z = 20$ -nál megtörtént. Ilyen messze a JWST sem fog ellátni, de szerencsére a reionizáció hatással van a CMB-re is, és ennek a lemerésére éppen a magas vöröseltolódás, $z_r > 10$ az előnyös. A reionizáció által létrehozott szabad elektronok Thomson szórása a CMB anizotrópiáját csökkenti. Minél korábban történt a reionizáció, annál nagyobb számú szabad elektron található $z = 0$ és $z = 1000$ között: a Thomson szórás optikai mélysége $\tau \approx 0.05[(1+z_r)/11]^{3/2}$. A WMAP mérési határa $\tau \approx 10\%$, míg a Planck-é $\tau \approx 1\%$ (feltéve, hogy le tudják mérni az anizotrópiák mellett a CMB polarizáltságát is). A föld felszínéről, ill. léggömbökön lévő műszerekkel eddig elég pontatlanul, de már lemerített anizotrópiákból tudjuk, hogy $\tau \lesssim 1$, amiből az következik, hogy a reionizáció $z \approx 80$ -nál alacsonyabb vöröseltolódásnál történt. A WMAP és a Planck által pontosított τ értékből közvetlenül ki lehet majd számolni a kapott τ -nak megfelelő reionizáció z_r vöröseltolódást.

Minigalaxisok, vagy minikvazárok?

A CMB anizotrópiájából a reionizáció z_r vöröseltolódása tehát ($z \gtrsim 10$ esetén) lemerhető lesz. Ebből azonban nem derül ki: minigalaxisok vagy minikvazárok termelték a szükséges fotonokat? Mivel nincs meggyőző elméleti érv az egyik lehetőség mellett sem, a kérdés eldöntéséhez megfigyelésekre vagyunk utalva. A minikvazárok és minigalaxisok között legalább három fontos különbség van: az abszolút fényességük (vagy számuk), méretük, és spektrumuk. A JWST révén talán sikerül az objektumok mérete alapján a kérdést eldönteni (lásd feljebb), érdemes emellett azonban más módszert is keresni.

Az univerzumban a legmesszebb ellátó megfigyelés eredménye [24], a Hubble Deep Field (HDF), egy $2.3' \times 2.3'$ látószöget $V \approx 29$ magnitúdóig takaró optikai adatbázis. Ebben az adatbázisban a $z > 3$ -as minikvazárok pontszerű objektumokként mutatkoznak meg, a spektrumukat $(1+z)\lambda_\alpha$ rövidebb hullámhosszokon elnyelő Lyman α felhők miatt sajátos B , V és I magnitúdókkal. A fenti minikvazár modellek szerint a HDF-ben kb. 10–15 ilyen objektum várható. Az adatok részletes

megvizsgálása után sem találtak azonban a HDF-ben egyértelmű minikvazárt [25], tehát kiderült, hogy $3 \lesssim z \lesssim 7$ között kevesebb minikvazár található, mint ez a modellekből következne. Ez az eredmény megmagyarázható: a reionizáció után az univerzum hirtelen átlátszóvá vált, és létrejött az $E > 13,6$ eV energiákon is egy háttérsugárzás. Ez a háttérsugárzás az addig fekete lyukkal még nem rendelkező gázcsomókat $T \sim 10^4$ K hőmérsékletre melegítette. Mivel ez a kisebb csomók szökési sebességének megfelelő hőmérsékletnél nagyobb, ezek a gázcsomók kötetlenné váltak, és "elpárologtak", mielőtt bennük kvazárok születhetnek volna. Ahhoz, hogy megmagyarázzuk a HDF-ben a minikvazárok hiányát, az összes $v \lesssim 50$ km/s szökési sebességű csomóval ez kellett, hogy történjen [26]. A minikvazárok észlelésére a HDF-nél alkalmasabbak lesznek a Hubble űrtávcsőn lévő NICMOS infravörös kamera megfigyelései, mert az infravörös szűrők hullámhossza közelebb van a minikvazárok spektrumának a maximumához. Így a NICMOS mérései alapján többet fogunk majd tudni a $z > 5$ -ös minikvazárok számáról.

A normál csillagok ~ 20 eV-nál magyobb energiájú fotonokat nem termelnek; ezzel szemben egy minikvazárra eső gáz akár 10^{12} K hőmérsékletűre is forrósodhat, és több keV energiáig jelentős röntgenfényt bocsáthat ki. A minikvazárok röntgensugárzásának egyik következménye, hogy a hidrogén mellett a 24,6 eV ill. 54,4 eV ionizációs potenciállal rendelkező, az univerzum barionikus tömegének 24%-át kitevő He és He^+ atomokat is ionizálni tudják. Ha meg tudjuk mérni, hogy mekkora vöröseltolódásnál történt a H, He, és a He^+ reionizációja, az elmélet szerint következtetni lehet a háttérsugárzás spektrumára. Minikvazárok esetén a három folyamat nagyjából egyszerre zajlana, ha tehát úgy találjuk, hogy a He^+ reionizációja sokkal később történt, mint a hidrogéné, az kizárná a minikvazár hipotézist. Ha a $\text{He}^+ \rightarrow \text{He}^{++}$ átmenet valóban $z < 5$ alatt zajlott, az a JWST-nél jóval kevésbé érzékeny spektroszkópiával kimutatható lenne. A minikvazárokból származó várható röntgen háttérsugárzás kb. megegyezik a ROSAT műhold által jelenleg leírt háttérsugárzással. Az érzékenyebb Chandra műhoddal van remény, hogy megtalálják a háttérsugárzást okozó objektumokat – ha ezek közeli kvazárok, az szintén kizárná még több, magas vöröseltolódású minikvazár létezését.

A kozmikus mikrohullámú háttérsugárzás és az első szupernóvák

A $\approx 8M_{\odot}$ -nél nagyobb korai csillagok képződésének elkerülhetetlen következménye a Type II szupernóvákban valamennyi csillagpor keletkezése. A keletkezett csillagpornak két hatása is van. Egyrészt, a csillagporral "megszórt" galaxisok közötti gáz opacitása $z \approx 10$ -nél nagyobb vöröseltolódású fényforrásokig jelentős lehet. Ekkora vöröseltolódásnál az általunk mért infravörös sugárzás eredetileg UV sugárzásként indult útjára – azokon a frekvenciákon, ahol a csillagpor fényelnyelő képessége maximális. A JWST, és az ehhez hasonló jövőbeli infravörös távcsövek teljesítőképességének felbecsülésekor tehát számolni kell a csillagpor opacitásával. Egy Type II szupernóvánál a táguló szupernóva-héj spektrumából megállapítható, hogy egy tipikus szupernóva $\approx 0.3M_{\odot}$ csillagport termel. Ha a csillagpor ezután egyenletesen keveredik a galaxisok közti hidrogéngázzal, és ha a por fényelnyelő képességének a hullámhossztól való függése megegyezik a

Tejútban lévő csillagporával, akkor egy $z \gtrsim 10$ -es fényforrásig az opacitás $\tau_{\text{dust}} = (0.1-1)$, elég jelentős ahhoz, hogy mérhetően megváltoztassa az egyes fényforrások spektrumát [27].

Másrészt, a csillagpor elnyeli a minigalaxisok és minikvazárok UV fényét, és az infravörös tartományban visszasugározza; ezáltal eltorzítja a kozmikus mikrohullámú háttérsugárzás spektrumát. A galaxisok közti csillagpor hőmérséklete alig lenne melegebb a háttérsugárzás $T = 2,728(1+z)$ K fokos hőmérsékleténél, így termikus sugárzása a CMB maximumához közeli hullámhosszokon jelenik meg. Ez a sugárzás ráakodik a CMB-re, így a mért sugárzás spektruma a termikus Planck görbétől eltér. Az eltérést a $y \equiv \Delta u/4u$ "Compton paraméterrel" lehet kifejezni, ahol u a CMB, Δu pedig a csillagporból származó sugárzás energiasűrűsége. A fenti modellből $y = (0.05-2) \times 10^{-5}$ -ös Compton y paraméter adódik, ami közel áll a COBE műhold által megállapított jelenlegi 1.5×10^{-5} -ös felső korláthoz [28]. Remélhetőleg a jövőben, a COBE-nál érzékenyebb műszerekkel a galaxisok közti csillagpor kimutatható lesz.

Jelenleg az univerzum egymillió évesnél fiatalabb, valamint egymilliárd évnél öregebb állapotáról vannak részletes adataink. A legelső asztrofizikai objektumok a kettő időpont között születtek meg, lezárva ezzel az univerzum sötétkorát. Az átmeneti időszak egyelőre az elméleti spekulációk játéktere: az elmélet azt mutatja, hogy a legelső objektumok megszületésében a H_2 molekulák fontos szerepet játszottak. Ez alapján a tipikus első objektumok vagy a $z \approx 10$ -nél megjelenő $\sim 10^8 M_\odot$ tömegű minigalaxisok, vagy a még korábban létező $\sim 10^5 M_\odot$ tömegű minikvazárok lehettek. Az elkövetkezendő 5–10 esztendőben a mikrohullámú háttérsugárzás vizsgálatán keresztül közvetve, a Hubble űrtávcső utódjával, az infravörös tartományban működő JWST-vel pedig közvetlenül is tanulmányozhatjuk majd ezeket a ma még egzotikusnak tűnő messzi égitesteket.

Ötleteikért, tanácsaikért, és bátorításukért köszönettel tartozom a Harvard egyetemen a PhD témavezetőmnek, Avi Loeb-nek, valamint a cambridge-i egyetemen Martin Rees professzoroknak. Ezen kívül köszönöm Latha Venkataramannak az ábrák elkészítéséhez, Szakács Gergelynek pedig a magyar nyelvű szöveg átnézéséhez nyújtott segítségét.

-
- [1] P. Madau: Proc. of the Nobel Symposium, Particle Physics and the Universe (Physica Scripta, August 20-25, Enköping, Sweden): 1998, megjelenés alatt
 - [2] E.M. Hu, L.L. Cowie, R.G. McMahon: ApJ Lett. 502 (1998) 99
 - [3] C.C. Steidel, M. Giavalisco, M. Dickinson, K.L. Adelberger: AJ 112 (1996) 352
 - [4] J.C. Mather, et al.: ApJ 420 (1994) 439
 - [5] E.F. Bunn, M. White: ApJ 480 (1997) 6
 - [6] J.E. Gunn, B.A. Peterson: ApJ 142 (1965) 1633
 - [7] D.S. Womble, W.L.W. Sargent, R.S. Lyons: Cold Gas at High Redshift, Eds: M.N. Bremer et al.: Kluwer: 1996, p 137
 - [8] U. Hellsten, R. Davé, L. Hernquist, D.H. Weinberg, N. Katz: ApJ 487 (1997) 482
 - [9] L.L. Cowie, A. Songaila: Nature 394 (1998) 44
 - [10] C. Alcock, et al.: ApJ 486 (1997) 697

- [11] T. Padmanabhan: Structure Formation in the Universe: Cambridge University Press, Cambridge: 1993
- [12] E. Bertschinger: ApJ Suppl. 58 (1985) 39
- [13] P.R. Shapiro, I. Iliev, A.C. Raga: MNRAS 307 (1998) 203
- [14] Z. Haiman, A. Thoul, A. Loeb: ApJ 464 (1996) 523
- [15] W.H. Press, P.L. Schechter: ApJ 181 (1974) 425
- [16] U. Seljak, M. Zaldarriaga: ApJ 469 (1996) 437
- [17] Z. Haiman, T. Abel, M.J. Rees: ApJ 534 (2000), 11
- [18] Ezekről a műholdakról bővebb információ található a <http://map.gsfc.nasa.gov>; <http://www.planck.fr>; <http://www.jwst.nasa.gov> WWW lapokon.
- [19] G. Bruzual, S. Charlot: (1996) a modellek a gemini.tuc.noao.edu. anonymous ftp szerverről letölthetők
- [20] Z. Haiman, A. Loeb: ApJ 483 (1997) 21
- [21] Z. Haiman: Meghívott előadás, 32nd COSPAR Assembly, Nagoya, Japan, July (1998) : Adv. in Space Research: megjelenés alatt
- [22] A. Loeb, G. Rybicki: ApJ 524 (1999) 527
- [23] Z. Haiman, A. Loeb: ApJ 519 (1999) 479
- [24] R.E. Williams, et al.: AJ 112 (1996) 1335
- [25] A. Conti, J.D. Kenefick, P. Martini, P.S. Osmer: AJ 117 (1999), 645
- [26] Z. Haiman, P. Madau, A. Loeb: ApJ 514 (1999), 535
- [27] A. Loeb, Z. Haiman: ApJ 490 (1997) 571
- [28] D.J. Fixsen, E.S. Cheng, J.M. Gales, J.C. Mather, R.A. Shafer, E.L. Wright: ApJ 473 (1996) 576
- [29] Lásd a <http://www.sdss.org/sdss.html> című WWW lapot.
- [30] Naptávolságban ez a limit mindössze néhány kW teljesítménynek felel meg!
- [31] Mivel a gáz $z \approx 1000$ -ig ionizált plazma állapotú volt, majd semlegessé vált, ezt az ionizált állapotba való visszatérést *reionizációnak* nevezzük.

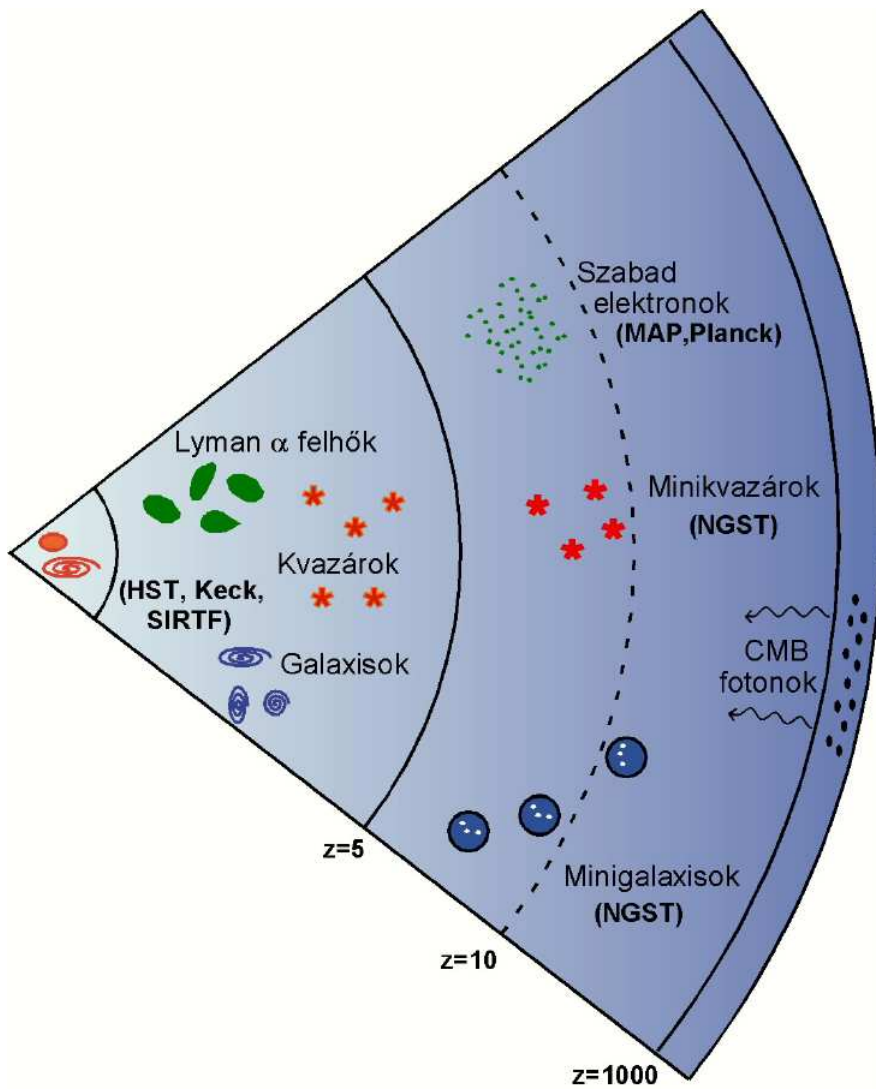


FIG. 1: Az univerzum különböző korszakaiban található objektumok, és az ezek feltérképezésére alkalmas műszerek.

A Fazekásban kezdődött...

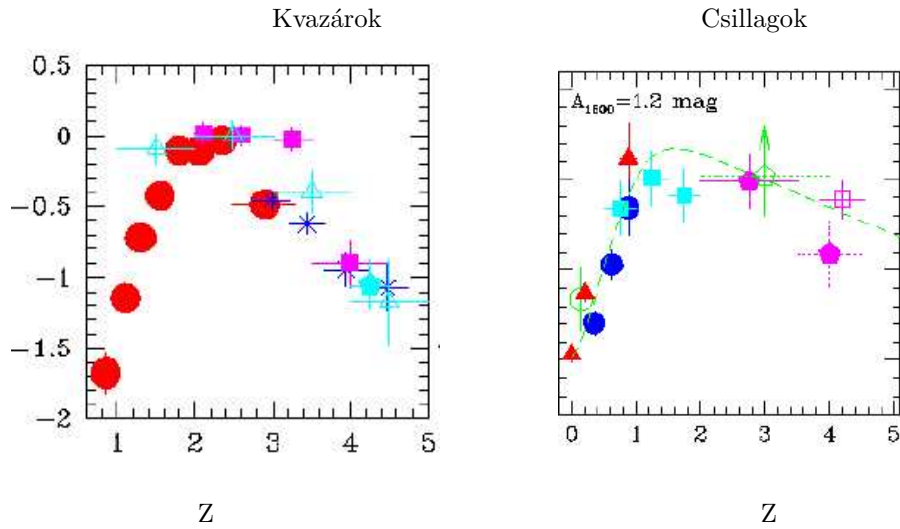


FIG. 2: A kvazárok és a csillagok számának evolúciója $0 < z < 5$ között [1] (tetszőleges logaritmus mértékegységben). A különböző adatpontokhoz a kvazárokat optikai és rádió; a csillagokat pedig az UV tartományban és a Balmer α frekvencián térképezték fel. A csillagok esetén a csillagpor 1.2 magnitúdójú fényelnyelését is figyelembe vették.

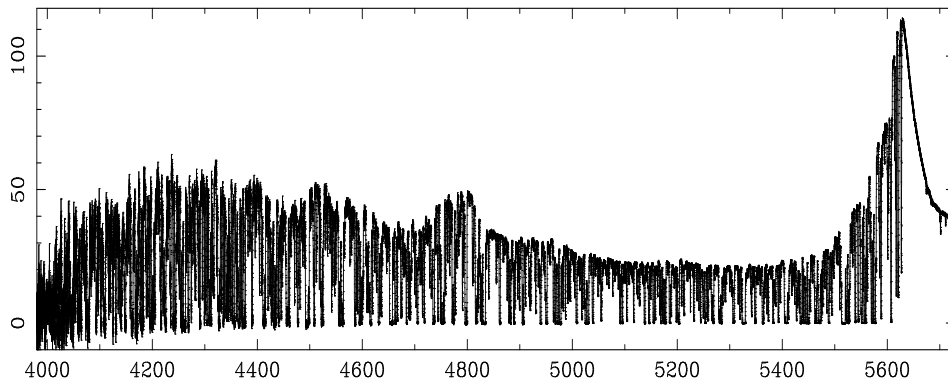


FIG. 3: A QSO 1422+23 nevű, $z = 3.62$ -es vöröseltolódású kvazár nagy energiafelbontású spektruma 4000 és 6000 \AA között (tetszőleges mértékegységben). A mérést a Hawaii-n lévő Keck távcsővel végezte Womble et al. (1996). Jól látszik $(1+z)1215\text{\AA}$ -nál a Lyman α emissziós vonal, valamint a rövidebb hullámhosszknál a Lyman α felhők okozta abszorpciós vonalak.

A Fazekasban kezdődött...

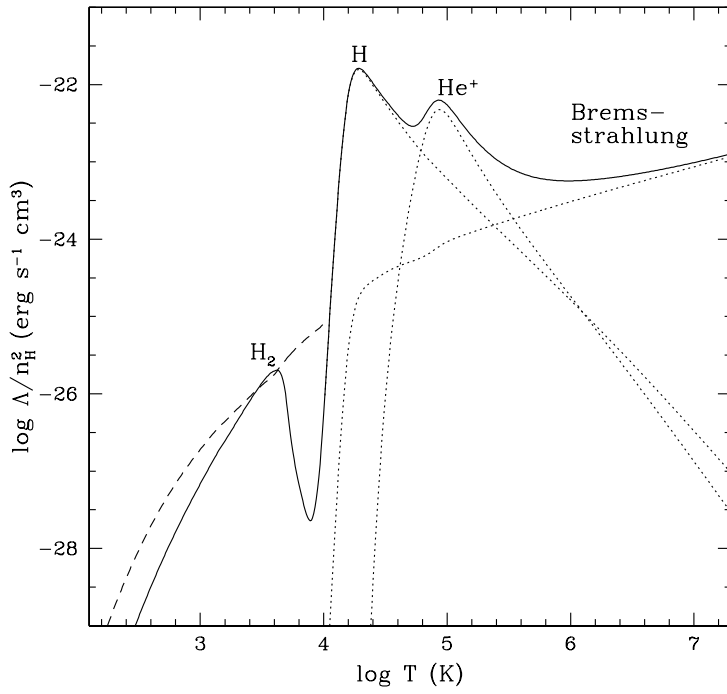


FIG. 4: Egy hidrogénből és héliumból álló gáz energia-elsugárzási hatásfoka a hőmérséklet függvényében (vastag vonal). A hidrogénnél és a héliumnál ionizációs egyensúlyt feltételeztünk; az $n_{\text{H}_2}/n_{\text{H}}$ arányt pedig úgy számoltuk ki, hogy $n_{\text{H}_2}/n_{\text{H}} = 10^{-6}$ -ról indulva a kémiai egyenletrendszer minden hőmérsékletnél külön 15 milliárd évig integráltuk. A hidrogén és hélium ütközéses gerjesztéséből és a Bremsstrahlung sugárzásból származó sugárzási hatásfokot a pontozott vonal külön is mutatja. A szaggatott vonalnál rögzített $n_{\text{H}_2}/n_{\text{H}} = 10^{-3}$ -at feltételeztünk.

A Fazekásban kezdődött...

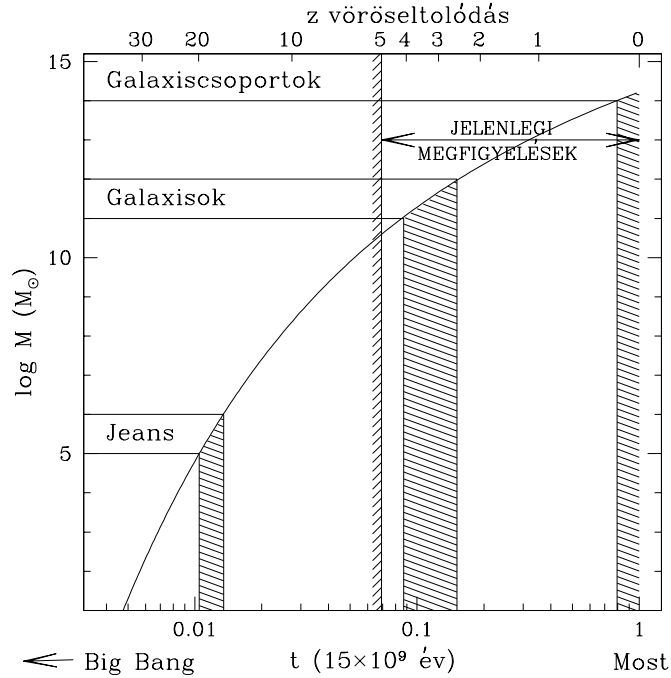


FIG. 5: A különböző tömegű csomók kialakulásának ideje és vöröseltolódása. A legelső csomók $z \approx 20$ körül keletkeznek, Jeans tömeggel, míg a nagyobb galaxiscsoportok csak most csomósodnak.

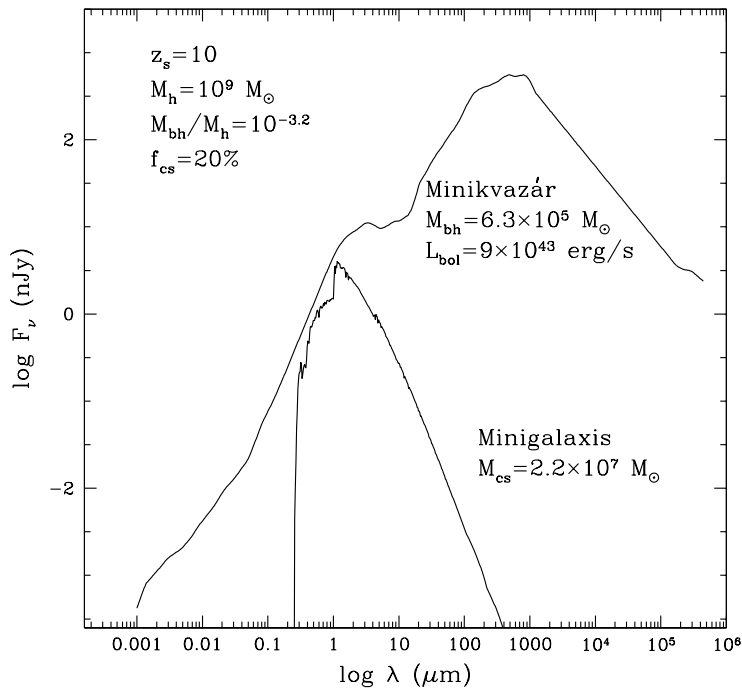


FIG. 6: Egy $M_h = 10^9 M_\odot$ tömegű, $z_s = 10$ -es csomóban lévő minigalaxis vagy minikvazár spektruma. Az ábra elkészítéséhez feltételeztük, hogy a csomó tömegének a $10^{-3.2}$ -a kerül a központi M_{bh} tömegű fekete lyukba, vagy 20%-a a Scaló (1986) tömeg szerinti eloszlással rendelkező, együtt M_{cs} tömeget nyomó csillagokba.

A Fazekasban kezdődött...

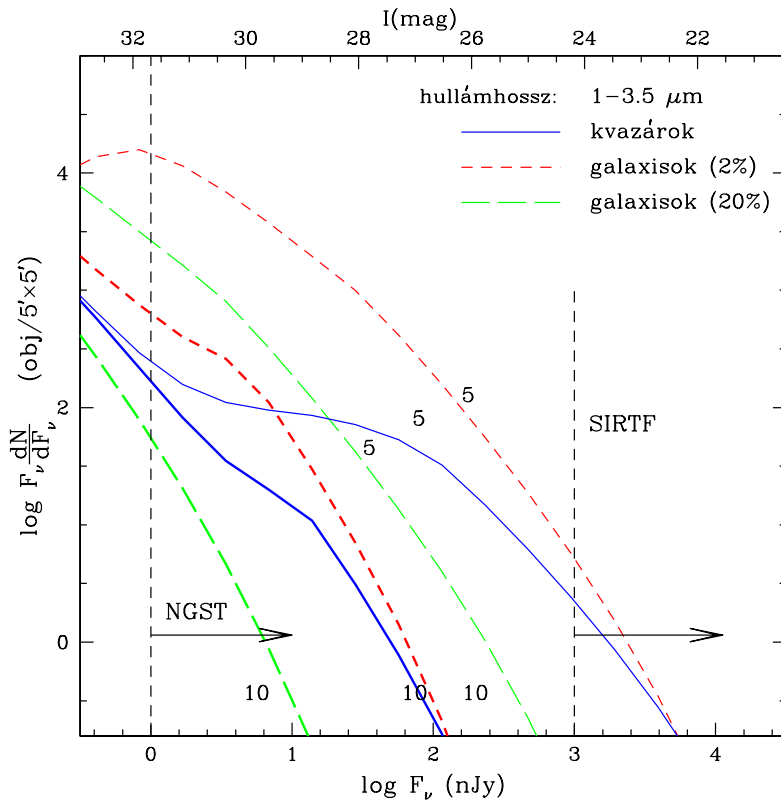


FIG. 7: A James Webb Space Telescope által a kozmológiai modellek alapján várt minikvazárok és minigalaxisok száma és fényesség szerinti eloszlása $z > 5$ és $z > 10$ -nél. Van esély, hogy már a 2002-re tervezett, kevésbé érzékeny Space Infrared Telescope Facility (SIRTf) is talál néhány $z > 5$ -ös minikvazárt vagy minigalaxist.

A Fazekasban kezdődött...