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

Haiman Zoltán

Astrophysics Group, Fermi National Accelerator Laboratory, Batavia, IL 60510, USA
és
Department of Astronomy, Harvard University, 60 Garden Street, Cambridge, MA, USA

1999. március 9.

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 engedelmeskedve erősödni. Ugyanekkor a szabaddá 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, amig 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 tipusú 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

Kisérleti 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[1] 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 abszorbciós vonalai; ezeknek az ún. "Lyman α felhőknek" a kozmológiai evolúciója szintén tanulmányozható.

Mikrohullámú műszerekkel mérhető a $z \approx 1000$–től 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 μK nagyságrendű anizotrópiát, bizonyítékot szolgáltatva arra, hogy a világegyetemben ma észlelt struktúrák az univerzum korai fázisában létező sűrűségfluktuációkból származnak. A később pontosabban lemért anizotrópiából közvetlenül kiszámolható [5], hogy a primordiális sűrűségfluktuációk amplitúdója $(\delta\rho/\rho)_{\rm rms} \sim 10^{-5}$.

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 ($\rho_{\rm crit} = 3H_0^2/8\pi G = 1.88h^2 \times 10^{-29}$ g cm^{-3}; $h \equiv H_0/100$ km/s/Mpc $\approx 0.65 \pm 0.15$) pár százaléka, $\rho_{\rm b} = \Omega_{\rm b}\rho_{\rm crit}$, azaz $\Omega_{\rm b} \approx 4\%$. Gunn és Peterson és mások 1965–ben észrevették [6], hogy ha a galaxisok közti hidrogéngáz sűrűsége ennek megfelelően $n_{\rm H} \approx 10^{-6}$ cm$^{-3}(1+z)^3$, akkor a hidrogéngáz optikai mélysége a $\nu_\alpha(1+z)$ Lyman α rezonencia frekvencián óriási,

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

ahol f_α és λ_α a Lyman α rezonencia 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 rendkívűl magas értéke miatt

[1] Lásd a http://www.sdss.org/sdss.html című WWW lapot.

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 abszorbciós vonal mutatkozik (lásd a *3. ábrát*). Ezek között a vonalak között megfigyelhető a kvazár saját eredeti fluxusa, amiből $\tau_{\rm igm} \lesssim 0.1$ következik, azaz, hogy a galaxisok közti hidrogéngáz magasan ionizált állapotban van, $n_{\rm H}/(n_{\rm H}+n_{\rm H^+}) \lesssim 10^{-6}$. Ez meglepő, mert tudjuk, hogy az eredetileg plazma állapotban lévő hidrogéngáznak $80 \lesssim z \lesssim 1000$ között semlegesnek kellett lennie – $n_{\rm H}/(n_{\rm H}+n_{\rm H^+}) \approx 1$ –, különben a fotonok és elektronok közötti Thomson szórás kiradírozta volna a háttérsugárzás lemért anizotrópiáját. Valami történt tehát $5 \lesssim z \lesssim 80$ között, ami újra ionizálta a galaxisok közti hidrogénatomokat. Érdemes 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, $N_{\rm H} \sim 10^{17}$ cm^{-2} semleges hidrogénoszlopra utaló abszorbciós vonalak esetében valóban különálló, sűrű felhőkről van szó. A leggyengébb, $N_{\rm H} \sim 10^{13-14}$ 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, $\rho = (1+\epsilon)\Omega_{\rm b}\rho_{\rm crit}$, ahol $\epsilon \sim 1$. Ilyen alacsony sűrűségű gázban nem keletkezhettek 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 viszonyitott tömegarányát a CIV és SiIV ionok által okozott abszorbciós 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 ($N_{\rm H}$), hiszen a nagyobb $N_{\rm H}$–val rendelkező felhők sűrűbbek, így nagyobb valószínűséggel találhatók egy vagy több galaxis szomszédságában. Ezzel ellentétben a mért arány egy univerzális $\mathrm{CIV/HI} \approx 0.01(\mathrm{CIV/HI})_\odot$ értéket mutat [9], egy nagyságrendnél kisebb szórással, és az átlagérték sem mutat korrelációt $N_{\rm H}$–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 szénnel 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, $v(r) \approx const.$ 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. $\sim$ 10–szer nagyobb a látható tömegnél. Mi teszi ki ezt a nagy különbséget? A probléma egyelőre megoldatlan; a javasolt lehetőségek a különböző elemi részecskéktől (neutrinók; weakly interacting massive particle, WIMP) a naptömegnyi csillagmaradványokig (massive compact halo object, MACHO) változnak.

Az utóbbi hipotézis kisérletileg tesztelhető: a Tejút körüli Galaktikus hélóban lévő MACHO–k gravitációs lencsékként kimutathatóak lennének a háttérben lévő csillagok segítségével. Egy tőlünk R távolságra lévő, M tömegű MACHO Einstein sugara $\theta_{\rm E} = (4GM/c^2R)^{1/2} = 10^{-3}{''}\ (M/{\rm M}_\odot)^{1/2}(R/10{\rm kpc})^{-1/2}$. A MACHO gravitációs tere bármilyen, a háttérben lévő és a $\theta_{\rm E}$ 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 hélójában található, átlag 0.5 $\rm M_\odot$ tömegű MACHO–kkal el lehet számolni a Galaktikus sötétanyag tömeg szerinti $\sim$ 50%–ával [10]. A talált MACHO–k alacsony száma, és a galaktikus héló csillageloszlás–modelljeinek hibái miatt egyelőre nem tudni, hogy kitehetik–e a MACHO–k a sötétanyag 100%–át.

Ezekből a kisérletekből 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 hélót 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, $z_{\rm i}$ vöröseltolódásnál, egy M tömeget bezáró gömbszimmetrikus régiót (ezentúl "felhő"), amelyen belül az átlagsűrűség a kozmikus értéknél ϵ–nal nagyobb, $\rho = (1+\epsilon)\Omega_{\rm b}\rho_{\rm crit}$. 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) $t_{\rm max}$ idő után a felhő elér egy maximális $r = r_{\rm max}$

sugarat, miután a mozgása megfordul, és elkezd a saját tömegközéppontja felé öszszehúzódni [11]. Egy idealizált homogén felhő minden részecskéje $2t_{\max}$ 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 lökéshullám. A végeredmény egy $r \approx r_{\max}/2$ méretű stabil tömör csomó, amelyet a lökéshullám 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 $r_{\max}/2$ 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

$$T \approx 10^4 \left(\frac{M}{10^8 \mathrm{M}_\odot}\right)^{2/3} \frac{(1+z_\mathrm{f})}{11} \ \ \mathrm{K}, \tag{2}$$

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

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 $n \approx 10^{-3}(1+z)^3$ cm^{-3} körül van, nagyságrendekkel alacsonyabb a csillagok, vagy a galaxisok középpontjában található $\sim 10^{26}$ cm^{-3} ill. $\sim 10^9$ 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 hatásfoka alacsony. A hatásfokot 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 megkülönböztetni. (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 $10^3 - 10^5$ $\mathrm{M}_\odot$ 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 kvazárokra 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 $\Omega_\mathrm{b}\rho_\mathrm{crit}$ sűrűségű testben a gravitációs helyzeti és termikus mozgási energiák hányadosát egynek véve

$$\frac{E_\mathrm{g}}{E_\mathrm{t}} = \frac{GM^2/R}{(3/2)NkT} = 1 \qquad \rightarrow \qquad M_\mathrm{J} = 1.5 \times 10^5\ \mathrm{M}_\odot \tag{3}$$

a kritikus, ún. Jeans tömegre tehát $M_\mathrm{J} \approx 10^5$ $\mathrm{M}_\odot$ 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 $z_\mathrm{f} \approx 1000\bar{\epsilon}_M/1.69 - 1$ 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:

$$\frac{dN}{dM} = \frac{\Omega\rho_\mathrm{crit}}{M}\frac{d}{dM}\mathrm{erfc}\left[\frac{\delta_\mathrm{c}^2}{2\bar{\epsilon}_M^2}\right] \quad \mathrm{Mpc}^{-3}, \tag{4}$$

ahol $\delta_\mathrm{c} \approx 1.69(1+z)/1001$ 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 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 háttérsugárzáson anizotrópiáján, illetve a nagyobb léptékű kozmikus struktúrák statisztikáján keresztül kisérletileg 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 $t_{\mathrm{H}} \approx 13$ milliárd év, akkor a nagyobb galaxiscsoportok kialakulása $\gtrsim 0.9 t_{\mathrm{H}}$-ra ($z \lesssim 1$) , a tipikus $M \approx 10^{12} M_{\odot}$ tömegű galaxisok létrejötte pedig $\sim 0.1 t_{\mathrm{H}}$-ra ($z \sim 3$) tehető. Mivel a Jeans tömegnél alacsonyabb gázcsomók kialakulását a termikus nyomás meggátolja, a legelső gázcsomók 10^5 $\mathrm{M}_{\odot}$ tömeggel, $\sim 0.01 t_{\mathrm{H}}$-nál ($z \sim 20$) kellett, hogy létrejöjjenek (lásd az *5. ábrát*).

Az első gázcsomók hőmérséklete a (2) egyenlet alapján néhany száz Kelvin körül van: ez pontosan az a hőmérséklet, ahol a gáz a $\mathrm{H_2}$ molekulák segítségével az energiáját el tudná sugározni. A kb. 100–szor melegebb (és 1000–szer nagyobb tömegű) gázcsomók, amelyek $\mathrm{H_2}$ 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 $\mathrm{H_2}$ molekula létezett, akkor az első csillagok vagy fekete lyukak már ezekben a ~ 100 K hőmérsékletű, $\sim 10^5$ $\mathrm{M}_{\odot}$ tömegű csomókban $z \sim 20$ körül megszülethettek. Abban az esetben, ha nem volt jelen elegendő $\mathrm{H_2}$ molekula, akkor az első csillagok vagy fekete lyukak csak a $\sim 10^4$ K hőmérsékletű, 10^8 $\mathrm{M}_{\odot}$ tömegű csomókban születhettek, $z \sim 10$ körül.

A $\mathbf{H_2}$ molekulák száma – pozitiv vagy negatív visszacsatolás?

A kozmikus H + He gázban a $\mathrm{H_2}$ molekulák a $[\mathrm{H} + \mathrm{e}^- \rightarrow H^- + \gamma;\ \mathrm{H} + \mathrm{H}^- \rightarrow \mathrm{H_2} + \mathrm{e}^-]$ és a $[\mathrm{H} + \mathrm{H}^+ \rightarrow \mathrm{H}_2^+ + \gamma;\ \mathrm{H}_2^+ + \mathrm{H} \rightarrow \mathrm{H_2} + \mathrm{H}^+]$ reakciópárokkal képződnek; különböző fotodisszociációs és ütközéses reakciók során pedig megsemmisülnek. Amikor a primordiális hidrogén $z = 1000$ körül semlegessé vált, a $\mathrm{H_2}$ molekulák előfordulási aránya a homogén kozmikus gázban alacsony, $x_{\mathrm{H_2}} \equiv n_{\mathrm{H_2}}/n_{\mathrm{H}} \approx 10^{-6}$ volt. A saját súlyuk alatt összehúzodó gázcsomók sűrű belsejében azonban a kémiai reakciók felgyorsulnak, és $x_{\mathrm{H_2}}$ 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 létrejöhettek 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 $\mathrm{H_2}$ 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 ($\lesssim 10^{-22}$ 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 háttérsugárzás. A 11.18 eV $< E <$ 13,6 eV közötti háttérsugárzás a H_2 molekulákat egy kétlépcsős $[H_2 + \gamma \to H^{(*)} \to H + H + \gamma']$ folyamattal fotodisszociálja: a $H_2^{(*)}$ a molekula egy gerjesztett Lyman vagy Werner elektronállapota, ami az esetek ~ 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 lehűlésükhöz 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 MAP és a Planck, valamint az infravörös Next Generation Space Telescope (NGST) műholdak segítségével [18]. A MAP 2001–re tervezett amerikai, a Planck pedig 2005–re tervezett európai műhold, mindkettő képes lesz a CMB anizotrópiák minimum 1% pontosságú mérésére. Az NGST a Hubble űrtávcső utódja lesz, 2.4m helyett 8m–es tükrökkel, és optikai helyett infravörös detektorokkal. Fellövését a NASA 2007–re tervezi.

Közvetlen megfigyelések a Next Generation Space Telescope–pal

Az NGST távcsővel érzékelhető minimális fluxus az 1–5μm intervallumban 1nJy[2]. 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 eloszlá-

[2] Naptávolságban ez a limit mindössze néhány kW teljesítménynek felel meg!

sát. Tegyük fel, hogy egy M tömegű gázcsomóból származó csillagfény felírható $L_{\rm cs}(\nu,t,M)=\epsilon_{\rm cs}ML_{\rm cs,0}(\nu,t)$ formában, ahol $L_{\rm cs,0}(\nu,t)$ egy egységtömegnyi, szokványos csillagpopuláció időtől függő (a csillagevolúció elméletéből kiszámítható [19]) fényességeloszlása, $\epsilon_{\rm cs}$ 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 $\epsilon_{\rm cs}$ hatásfok értékére $0.02\lesssim\epsilon_{\rm cs}\lesssim 0.2$ adódik.

Hasonlóképpen feltehetjük, hogy egy M tömegű gázcsomóból származó kvazárfény felírható $L_{\rm k}(\nu,t,M)=\epsilon_{\rm k}ML_{\rm Edd}f(\nu)g(t)$ formában [20]. $L_{\rm Edd}$ egy egységtömegű fekete lyuk Eddington luminozitása, ahol a sugárzás nyomása egyensúlyt tart a gravitációval, $L_{\rm Edd}=4\pi Gcm_{\rm p}/\sigma_{\rm T}=1.25\times 10^{38}$ erg s^{-1} M$_\odot^{-1}$; $f(\nu)$ az ismert kvazárok jellemző, vagy átlagspektruma, $\epsilon_{\rm k}$ 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 $\epsilon_{\rm k}$ és $f(\nu)$ értékeire $\epsilon_{\rm k}\approx 10^{-3.2}$ ill. $f(\nu)\approx\exp(-t/10^6$ év) adódik. Érdemes megjegyezni, hogy a minikvazárok a minigalaxisoknál ~ 100–szor fényesebbek, de élettartamuk ~ 100–szor rövidebb.

A fenti modellek alapján az NGST 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 1nJy felett van. A *7. ábra* azt mutatja, hogy az NGST 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 az NGST 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 az NGST

Az első UV fényt kibocsátó objektumok – akár minigalaxisok, akár minikvazárok – legszembetűnőbb indirekt következménye a kozmikus gáz fotoionizálása[3]. Abból, hogy eddig egyik távoli kvazár vagy galaxis spektrumában sincs a Gunn–Peterson

---

[3] Mivel a gáz $z\approx 1000$–ig ionizált plazma állapotú volt, majd semlegessé vált, ezt az ionizált állapotba való visszatérést *reionizációnak* nevezzük.

effektusra utaló "horpadás", tudjuk, hogy a reionizáció a $z = 5$ előtti időkben 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 $\tau_{\mathrm{igm}} \sim 10^6$), 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 kisérletileg nem különböztethetőek meg egymástól. Azonban egy semleges, táguló médiumba ágyazott objektum Lyman α *emissziós* színvonala a médiumot mint egy "ködöt" megvilágítja, így $(1 + z_{\mathrm{s}})\nu_\alpha$ 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 $z_{\mathrm{r}} < z_{\mathrm{s}}$. Másrészt, ha az objektum z_{r}–hez viszonylag közel helyezkedik el $(1 < (1 + z_{\mathrm{s}})/(1 + z_{\mathrm{r}}) < \nu_\beta/\nu_\alpha = 32/27)$, akkor a Gunn–Peterson horpadás az $(1 + z_{\mathrm{s}})\nu_\alpha$ frekvenciától csak az $(1 + z_{\mathrm{r}})\nu_\alpha$ frekvenciáig tartana, mielőtt a Lyman α–hoz hasonló Lyman β horpadás az $(1+z_{\mathrm{r}})\nu_\beta$ frekvenciánál elkezdődik. Az $(1 + z_{\mathrm{r}})\nu_\alpha$ frekvencia leméréséből z_{r} egyértelműen kiderülne [23]. Mindkét effektus elvben az NGST–vel $z \sim 10$ vöröseltolódásig megfigyelhető.

Elképzelhető azonban, hogy a reionizáció már korábban, pl. $z = 20$–nál megtörtént. Ilyen messze az NGST sem fog ellátni, de szerencsére a reionizáció hatással van a CMB–re is, és ennek a lemérésére éppen a magas vöröseltolódás, $z_{\mathrm{r}} > 10$ 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 $\tau \approx 0.05[(1 + z_{\mathrm{r}})/11]^{3/2}$. A MAP 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. légballonokon lévő műszerekkel eddig elég pontatlanul, de már lemért anizotrópiákból tudjuk, hogy $\tau \lesssim 1$, amiből az következik, hogy a reionizáció $z \approx 80$–nál alacsonyabb vöröseltolódásnál történt. A MAP 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 vöröeltolódása tehát ($z \gtrsim 10$ esetén) lemérhető 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. Az NGST 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 mutatkoznának meg, a spektrumukat $(1+z)\lambda_\alpha$ rövidebb hullámhosszokon elnyelő Lyman α felhők miatt sajátos B, V és I magnitúdókal. 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 születhettek 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 $He^+ \to He^{++}$ átmenet valóban $z < 5$ alatt zajlott, az az NGST–nél jóval kevésbé érzékeny spektroszkópiával kimutatható lenne. A minikvazárokból származó várható röntgen háttérsugárzás kb. megegyezik a ROSAT műhold által jelenleg lemért háttérsugárzással. Az érzékenyebb Chandra műholddal 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 szupernovák

A $\approx 8\mathrm{M}_\odot$–nél nagyobb korai csillagok képződésének elkerülheteten következménye a Type II szupernóvahéjakban 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. Az NGST, és az ehhoz 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 $\approx 0.3\mathrm{M}_\odot$ 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 csillagporéval, akkor egy $z \gtrsim 10$–es fényforrásig az opacitás $\tau_{\mathrm{dust}} = (0.1–1)$, 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 rárakódik 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.

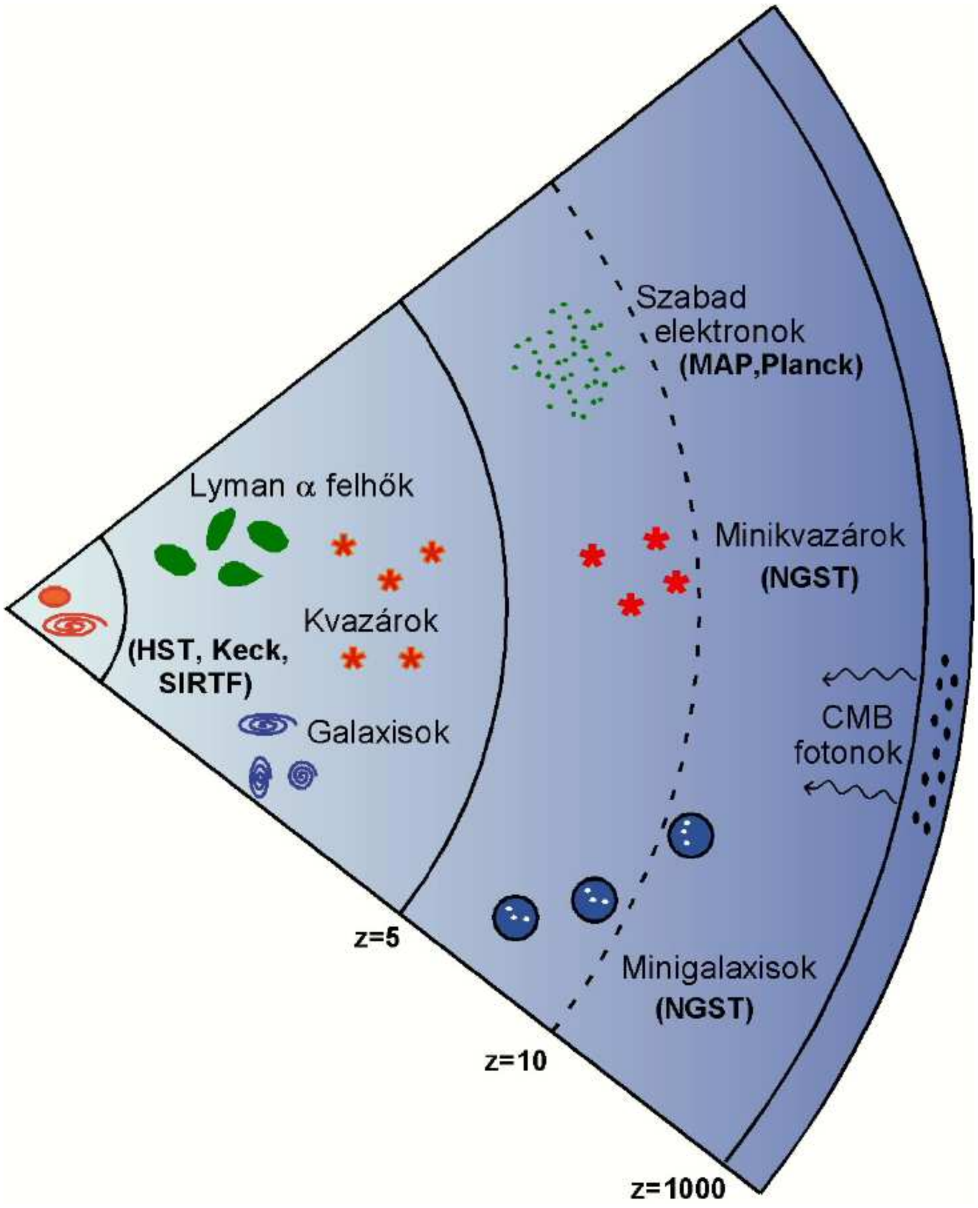
Jelenleg az univerzum egymillió évesnél fiatalabb, valamint egymilliárd évnél öregebb állapotáról vannak részletes adataink. A legelső asztrofizikai objektumok a kettő időpont között születtek meg, lezárva ezzel az univerzum sötétkorát. Az átmeneti időszak egyelőre az elméleti spekulációk játéktere: 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 $\sim 10^8$ $\mathrm{M}_\odot$ tömegű minigalaxisok, vagy a még korábban létező $\sim 10^5$ $\mathrm{M}_\odot$ tömegű minikvazárok lehettek. Az elkövetkezendő 5–10 esztendőben a mikrohullámú háttérsugárzás vizsgálatán keresztül közvetve, a Hubble űrtávcső utódjával, az infravörös tartományban működő NGST–vel pedig közvetlenül is tanulmányozhatjuk majd ezeket a ma még egzotikusnak tünő messzi égitesteket.

Ötleteikért, tanácsaikért, és bátorításukért köszönettel tartozom a Harvard egyetemen a PhD témavezetőmnek, Avi Loeb, valamint a cambridge-i egyetemen Martin Rees professzoroknak. Kutatásomat részben a US Department of Energy és a NASA NAG 5-7092–es ösztöndíja támogatták.

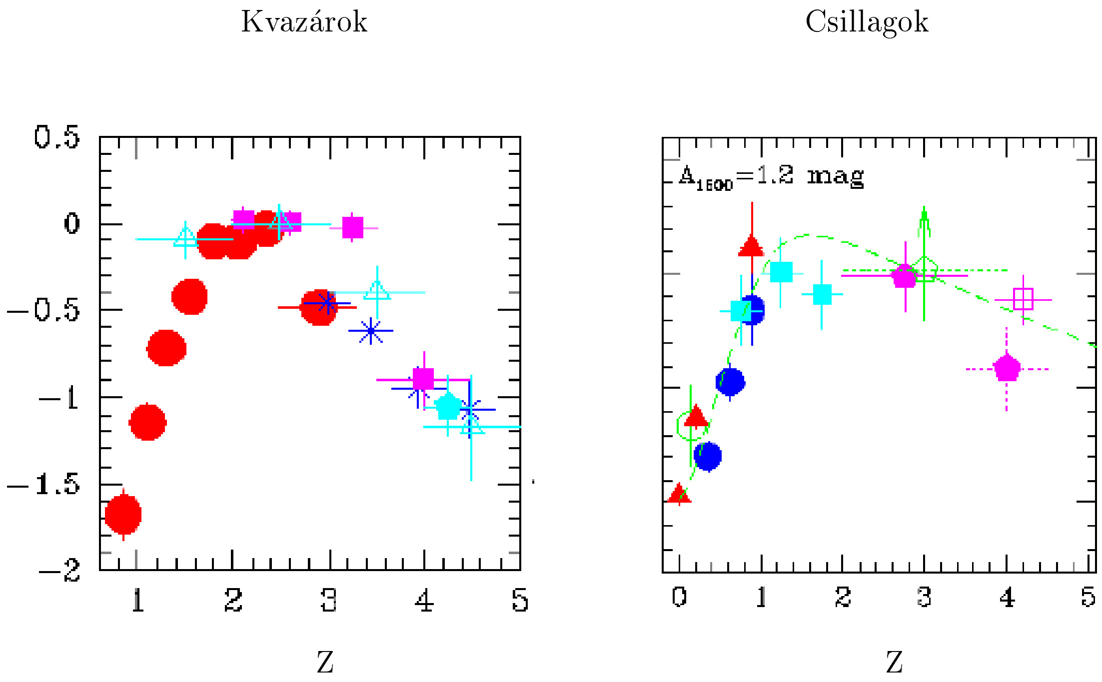
Irodalom

1. P. Madau: Proc. of the Nobel Symposium, Particle Physics and the Universe (Physica Scripta, August 20-25, Enkoping, 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 (1998) benyújtva, preprint astro-ph/9810164
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 (1999), benyújtva
18. Ezekről a műholdakról bővebb információ található a http://map.gsfc.nasa.gov; http://astro.estec.esa.nl/SA-general/Projects/Planck és http://www.ngst.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 (1999) benyújtva
23. Z. Haiman, A. Loeb: ApJ *519* (1999), megjelenés alatt
24. R.E. Williams, et al.: AJ *112* (1996) 1335
25. A. Conti, J.D. Kennefick, P. Martini, P.S. Osmer: AJ (1998), benyújtva, preprint astro-ph/9808020
26. Z. Haiman, P. Madau, A. Loeb: ApJ *514* (1999), megjelenés alatt

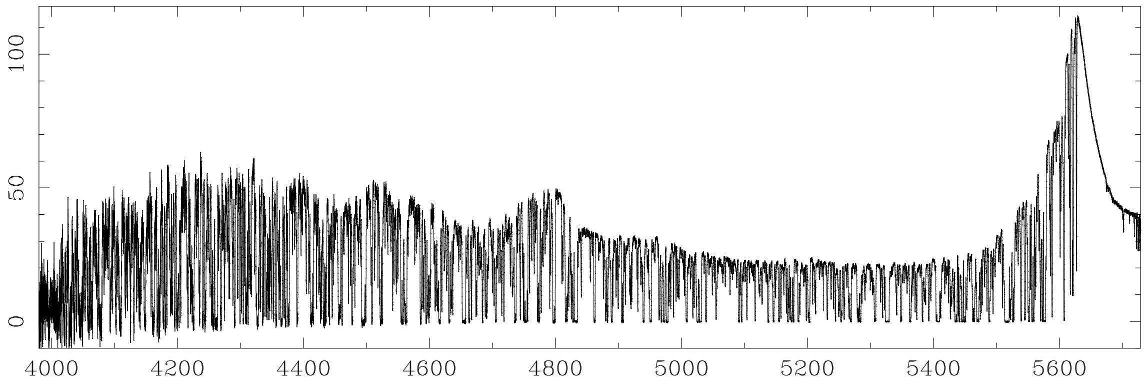
27. A. Loeb, Z. Haiman: ApJ *490* (1997) 571
28. D.J. Fixsen, E.S. Cheng, J.M. Gales, J.C. Mather, R.A. Shafer, E.L. Wright: ApJ *473* (1996) 576



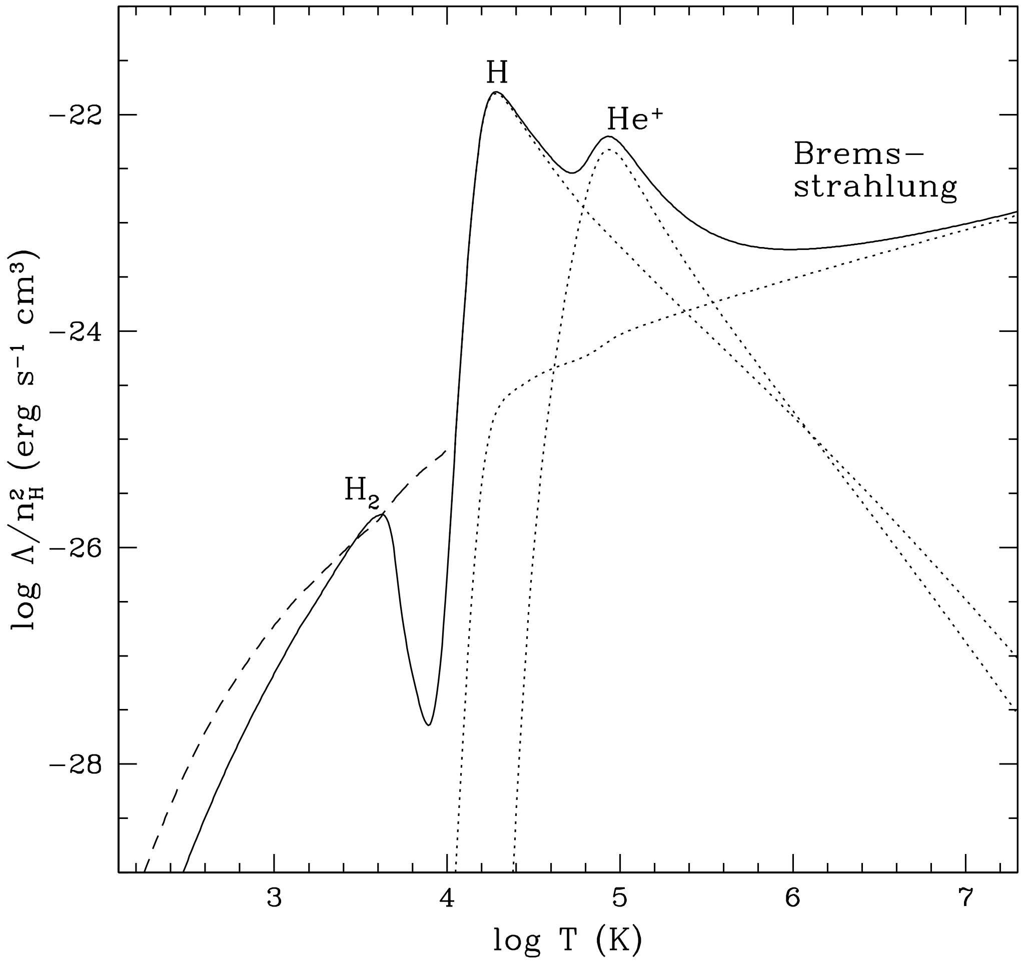
1. *ábra.* Az univerzum különböző korszakaiban található objektumok, és az ezek feltérképezésére alkalmas műszerek.



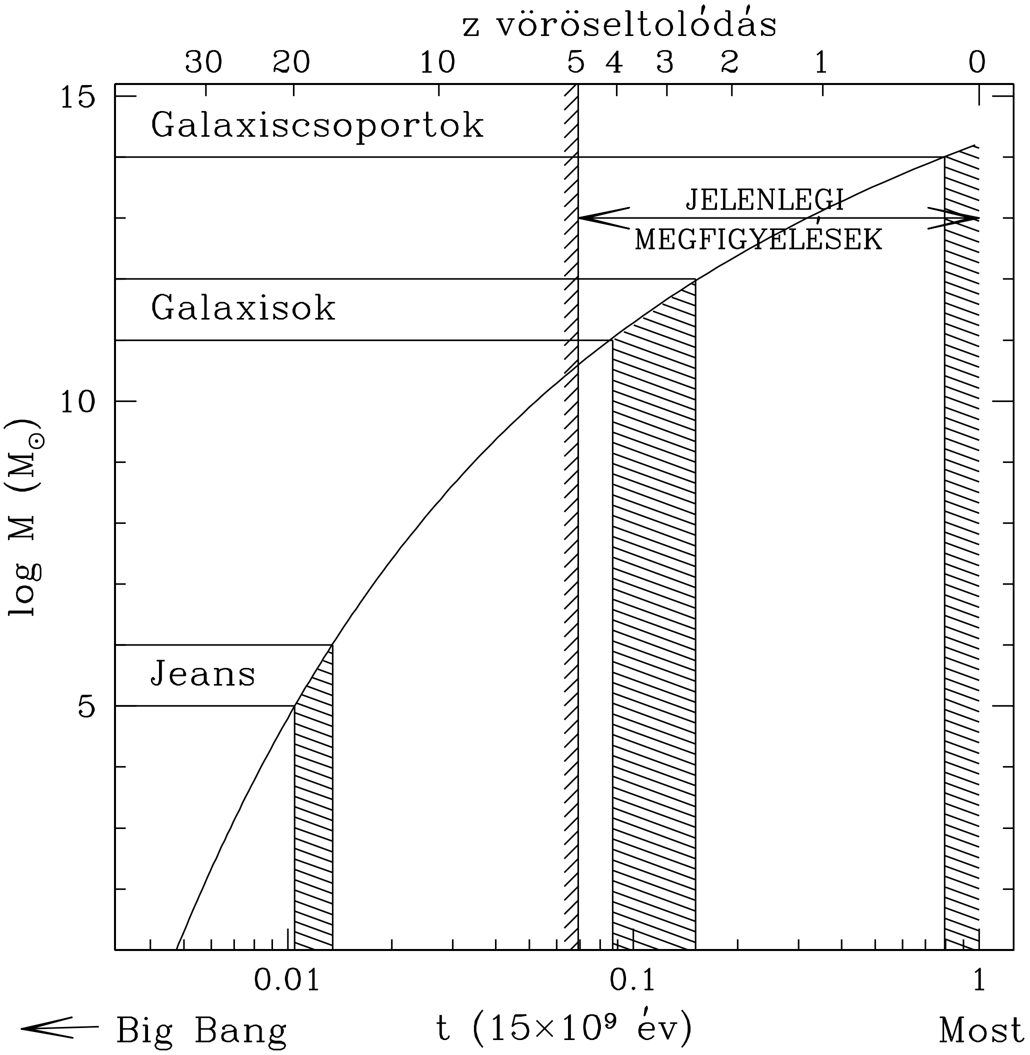
2. *ábra.* A kvazárok és a csillagok számának evolúciója $0 < z < 5$ között [1] (tetszőleges logaritmikus mértékenységben). A különböző adatpontokhoz a kvazárokat optikai és rádió; a csillagokat pedig az UV tartományban és a Balmer α frekvencián térképezték fel. A csillagok esetén a csillagpor 1.2 magnitúdójú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



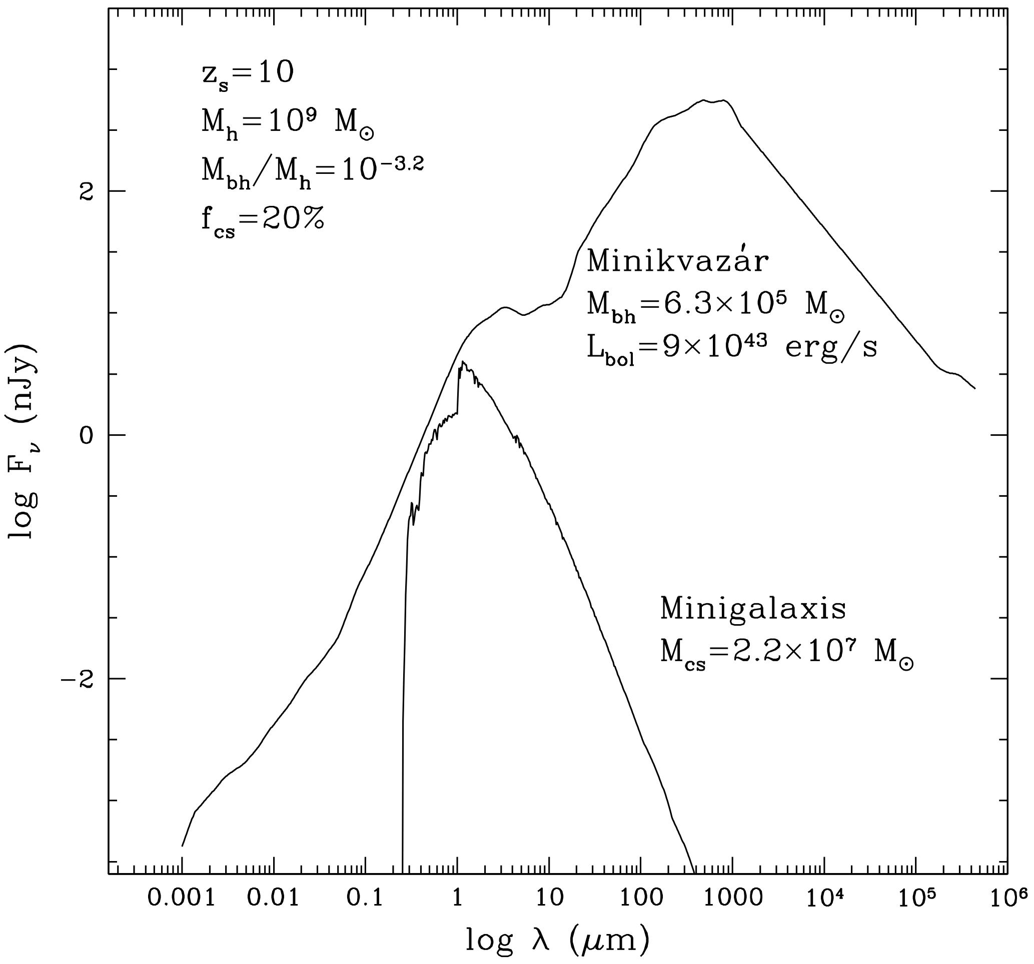
3. *ábra.* A QSO 1422+23 nevű, $z = 3.62$–es vöröseltolódású kvazár nagy energiafelbontású spektruma 4000 és 6000 Å között (tetszőleges mértékenységben). A mérést a Hawaii–n lévő Keck távcsővel végezte Womble et al. (1996). Jól látszik $(1 + z)1215$Å–nál a Lyman α emissziós vonal, valamint a rövidebb hullámhosszaknál a Lyman α felhők okozta abszorbciós vonalak.



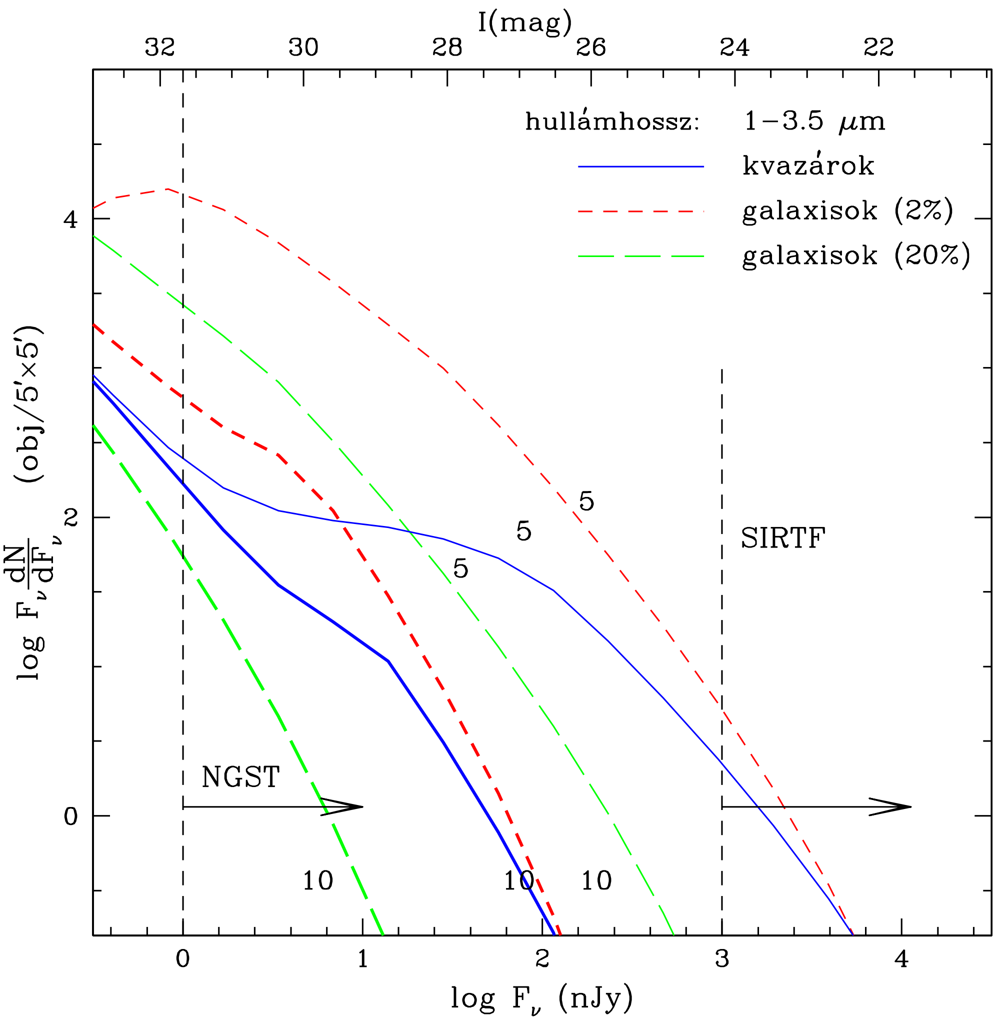
4. *ábra.* Egy hidrogénből és héliumból álló gáz energia–elsugárzási hatásfoka a hőmérséklet függvényében (vastag vonal). A hidrogénnél és a héliumnál ionizációs egyensúlyt feltételeztünk; az n_{H_2}/n_H arányt pedig úgy számoltuk ki, hogy $n_{H_2}/n_H = 10^{-6}$–ról indulva a kémiai egyenletrendszert 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 $n_{H_2}/n_H = 10^{-3}$–at feltételeztünk.



5. *ábra.* 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.



6. *ábra.* Egy $M_\mathrm{h} = 10^9\ \mathrm{M}_\odot$ tömegű, $z_\mathrm{s} = 10$–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 Scalo (1986) tömeg szerinti eloszlással rendelkező, együtt M_cs tömeget nyomó csillagokba.



7. *ábra.* Az NGST 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.