

# 銀河からの電離光子脱出率の進化と宇宙再電離

井上 昭雄<sup>1)</sup>

Evolution of the escape fraction of ionizing photons from galaxies  
and the cosmic reionization

INOUE Akio K.

## Abstract

We have known that the universe was once neutralized in the epoch of 380,000 years following the BigBang. However, the present universe is almost entirely ionized. The universe was ionized again during its evolution. This cosmic re-ionization is one of the great problems remaining in cosmology. Recent observations are showing the start and completion epochs of the reionization process. However, we do not know what sources ionized the universe. Distant forming galaxies have been suggested as a candidate for the ionizing sources. Here, we discuss the galactic emissivity of ionizing photons. Based on our observations constraining the ionizing photon flux from distant galaxies, we propose a new idea, cosmic evolution of the escape fraction of ionizing photons from galaxies, and we discuss its implications for the cosmic reionization.

## 1 はじめに

2003年初頭, 宇宙の大局的進化がこれまでにない精度で明らかになった。NASAの観測衛星, Wilkinson Microwave Anisotropy Probe (WMAP) の成果である。天球面のあらゆる方向からほとんど同じ温度 (2.725K, ピーク波長 2 mm) で飛来する電波, 宇宙マイクロ波背景放射を精度良く観測したWMAPは, 温度のごくわずかのゆらぎ (0.001%程度) の全天地図を作成した。このゆらぎの天球面上での角度相関を詳しく調べた結果, 現在はビッグバン後137±1億年であること, 宇宙の幾何学は極めて平坦であること, 宇宙の物質・エネルギーのうち

---

平成17年10月31日 原稿受理

1) 大阪産業大学 教養部

96%は謎のダークマターとダークエネルギーであること、宇宙が現在加速膨張していることなどが明らかになった [1, 2]。この成果により、インフレーションビッグバン宇宙論が正しいことが証明された。宇宙創成の問題を除けば、宇宙進化の枠組みはすでに明らかになったと言える。今後の宇宙論研究は、中身の議論に移って行くであろう。例えば、ダークマターやダークエネルギーの解明や、宇宙進化の中での天体形成・進化の解明である。

ここで宇宙の歴史を振り返る。ミクロな量子ゆらぎから生まれたとされる宇宙は、直後にインフレーションと呼ばれる急激な膨張を経験する。この急膨張により、宇宙はマクロな存在になる。インフレーションを駆動した真空のエネルギーが、インフレーションの終了とともに熱エネルギーに転化される（真空の相転移）ことで、宇宙は超高温の火の玉状になる。これがビッグバンである。その後も（インフレーション期ほど急激ではないけれど）膨張を続けた宇宙では、物質の創成が始まる。およそ3分後、宇宙には水素原子核とヘリウム原子核、ごく微量のリチウム原子核、電子、光子が混ざり合った、高温のプラズマ状態になる。ビッグバンから38万年後、膨張を続ける宇宙の温度が3000K程度に下がった頃、これまで電離（つまりイオン化）していた原子が電子と結合し、宇宙が中性化する。これを宇宙再結合<sup>2)</sup>、あるいは、宇宙の晴れ上がりと呼ぶ。このときまで、光子は電子散乱のせいで直進できなかった（つまり、雲がかかっていた）が、以後、直進できるようになった（雲が晴れた）。宇宙膨張につれて、光子の波長は伸びる（「赤く」なるので赤方偏移と呼ばれる）。実は、宇宙の晴れ上がりのときに自由になった光子が137億年かけて地球に到達する間に、宇宙膨張のせいで波長が伸びて、現在、マイクロ波背景放射として観測されているのである。赤方偏移は、光の波長の伸び率を  $1+z$  としたときの記号  $z$  で表わす。現在は  $z=0$  であり、宇宙再結合（宇宙の晴れ上がり）はおよそ  $z=1000$  である。また、赤方偏移  $z$  のときの宇宙のスケールは現在の  $1/(1+z)$  である。原子の再結合の結果、 $z=1000$  で中性化した宇宙ではその後、物質の温度が下がり、圧力が弱くなるため重力的に束縛された「天体」が誕生する。こうして現在見られるような、恒星やその集団の銀河、銀河の集団である銀河団、銀河・銀河団の連なりである大規模構造が誕生した。実はこの宇宙進化の間に、宇宙は再び電離したことが分かっている。赤方偏移  $z=1000$  で再結合（中性化）した後、宇宙は、ある時期から徐々に電離され始め、ある時期以降はほぼ完全電離状態に至った。これを宇宙再電離と呼ぶ。

宇宙再電離の発見は、QSO<sup>3)</sup>の観測スペクトルにもとづいて、1960年代になされた [3]。一

- 
- 2) 宇宙開闢以来初めて原子核と電子が結合するのだが、電離した原子（イオン）と電子が結合する現象のことを、通常は再結合と呼ぶので、こう呼ばれる。再結合という呼び名に、地球上では電離（イオン化）が特別な状態であることが含意されている。
  - 3) Quasi-stellar object（準星）の略。クェーサーとも呼ばれる（詳しくは少し定義が異なる）。太陽質量の  $10^8$  倍程度の超巨大ブラックホールにガスが落ち込む際に莫大な重力エネルギーを開放し、一部を放射し転化して輝く天体。非常に明るいので遠方であっても観測できる。

般に、原子はその電子のエネルギー準位に応じて、特定の波長の光を吸収したり放射したりする（線スペクトル）。基底状態の中性水素原子は波長1216Åの光、Lyman  $\alpha$ （ライマン・アルファ、Ly  $\alpha$ ）線を吸収する。赤方偏移  $z$  の一様な銀河間媒質（銀河と銀河の間の空間に存在する物質）でのLy  $\alpha$  吸収線の光学的厚み<sup>4)</sup>は、

$$\tau_{\text{Ly}\alpha}(z) \sim 10^6 x(z) \left( \frac{1+z}{10} \right)^{3/2} \quad (1)$$

である [3]。ここで、 $x(z)$  は、赤方偏移  $z$  での宇宙の中性度（中性水素の個数割合）である。観測波長  $\lambda_0$  に対して、赤方偏移  $z$  での静止系波長  $\lambda$  は  $\lambda_0 = \lambda (1+z)$  の関係にあるので、Ly  $\alpha$  線の静止系波長を  $\lambda_a$  とすると、観測波長  $\lambda_0$  の放射は  $z = \lambda_0/\lambda_a - 1$  にある銀河間中性水素に上記の光学的厚みで吸収される。つまり、赤方偏移  $z_S$  の光源に対しては、 $z < z_S$  にある銀河間中性水素が吸収に寄与する。もし宇宙が中性であれば、観測波長  $\lambda_0 < \lambda_a (1+z_S)$ 、つまり、光源のLy  $\alpha$  線より短波長側のスペクトルだけがほぼ完全に吸収を受ける（図1）。これをGunn - Petersonの谷と呼ぶ。ところが、 $z = 2$  のQSOスペクトルには、Gunn - Petersonの谷が見られなかった [3]。

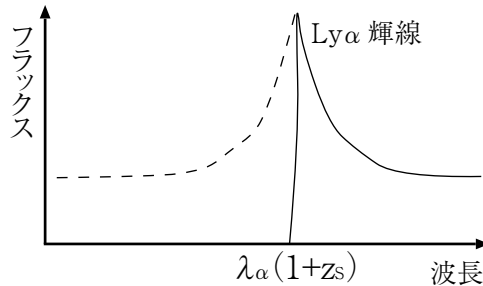


図1：Gunn - Peterson の谷の模式図。実線は中性な宇宙で観測されると予想される QSO のスペクトル。破線は本来のスペクトル。

観測されたのは、QSOスペクトルに刻まれた細いLy  $\alpha$  吸収線の群れであった(図2)。式(1)からわかるように、Ly  $\alpha$  線の光学的厚みは非常に大きい。宇宙がLy  $\alpha$  吸収に対して透明になる ( $\tau_{\text{Ly}\alpha} < 1$ ) ためには、中性度が極めて小さい（例えば、 $z = 2$  では  $x < 10^{-5}$ ）必要がある。さもなければ、Gunn - Petersonの谷が現れる。にもかかわらず、図2のように、スペクトルの連続成分（吸収線以外のところ）が残っていたのだ。このことは、銀河間媒質が高度に電離している（中性度が極めて小さい）ことを意味する。一方で、スペクトルに刻まれたLy  $\alpha$  吸収線系（これをLy  $\alpha$  forestと呼ぶ）は、中性水素の塊が銀河間空間に存在していることを意味す

4) 媒質を通過するときに受ける吸収や散乱の平均回数である。光学的厚み1の媒質とは、その媒質を光子が通過する間に、平均1回吸収あるいは散乱を受ける媒質である。光学的厚み  $\tau$  の媒質を通過すると、放射強度は  $e^{-\tau}$  倍に減衰する。

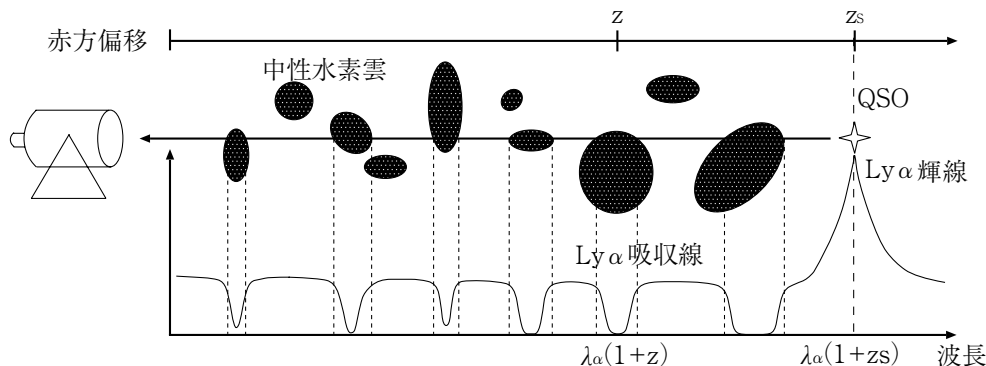


図2：QSO スペクトルに刻まれる銀河間中性水素雲による Lyman $\alpha$  吸収線系 (Ly $\alpha$  forest) の模式図。ほぼ完全電離した銀河間空間に、中性水素雲が多数存在している。観測者の視線上に存在する中性水素雲が、その赤方偏移に応じた波長に、Ly $\alpha$  吸収線を刻む。

る。つまり、ほぼ完全電離した銀河間空間に、周囲より密度が高い部分にわずかに残った中性水素の「雲」が浮かんでおり、それらがQSOスペクトルにLy $\alpha$  forestを刻んでいるのだ。その後、 $z=5$  程度までのQSOスペクトルを調べたところ、赤方偏移 $z$ が大きくなるほど、吸収線の密度が増すが、それでも、光源スペクトルの連続成分を検出することができた[4]。つまり、 $z < 5$  の宇宙の大部分はほぼ完全電離しているのだ。

現在発見されているもっとも遠方のQSOは $z \simeq 6$ にある。これらのスペクトルに、Gunn-Petersonの谷が発見された [4]。Ly $\alpha$  吸収線の密度が増え過ぎ、互いに重なりあうようになった結果、スペクトルの連続成分がまったく見えなくなってしまったのだ。観測の限界フラックスから、銀河間Ly $\alpha$  線の吸収量 (つまり  $\tau_{\text{Ly}\alpha}$ ) の下限値が計算でき、そこから、 $z \simeq 6$  での中性度の下限値を見積もることができる。得られた $z \simeq 6$  中性度の下限値は、 $z < 5$  の結果を外挿した値より、かなり大きいことがわかった。すなわち、 $z \simeq 6$  の宇宙では、 $z < 5$  での極めて小さい中性度 ( $x < 10^{-5}$ ) に比べると大きい中性度、 $x > 10^{-5}$ であったのだ。このことからただちに、 $z \simeq 6$  の宇宙が中性であった (つまり中性度  $x=1$ ) とは言えないが、少なくとも、宇宙再電離過程は $z \gtrsim 6$  で始まり $z \simeq 6$  で完了したと解釈できる。

赤方偏移 $z \simeq 6$  で完了した宇宙再電離過程はいつ始まったのか？ それを明らかにしたのは、またもやWMAPであった [5]。宇宙マイクロ波背景放射の光子は、宇宙再電離以降、再び電子散乱を受ける。宇宙再結合以前に比べて、宇宙膨張により物質の密度が何桁も小さくなっているのだから、宇宙再電離で電子が供給されても、電子散乱に対して、銀河間媒質は透明である (光学的厚みが1より小さい)。このとき、電子散乱での偏光度を測定でき、そこから電子散乱の光学的厚みを推定できる。WMAPによる測定では光学的厚み $0.17 \pm 0.04$ であった [5]。この光学的厚みは、現在から宇宙再電離の開始期までの電子の柱密度<sup>5)</sup>に比例する。つまり、

5) 底面が単位面積の直方体「柱」中の積算量。

いつ宇宙再電離が始まったのかが分かる。この光学的厚み0.17が意味する宇宙再電離の開始期は、赤方偏移  $z \simeq 20$  であった。宇宙再電離過程は、かなり早くから始まっていたようだ。

何が宇宙再電離を引き起こしたのか？ 宇宙、特に銀河間空間の密度は非常に小さいので、原子同士や電子との衝突による電離はあまり効果的ではない。そこで、光子を吸収して電離する光電離が注目される。宇宙の原子数のうち90%以上を占める水素原子は、波長  $912\text{\AA}$ （ライマン端）以下の紫外線を吸収すると電離する。電離光子と呼ばれるこの紫外線が宇宙を電離したのだ。では、電離光子の供給源は何か？ 宇宙再電離の始まりの頃、 $z=20$ の宇宙は、まさに宇宙で最初の天体、初代天体が形成された時期と符合する。ゆえに、初代天体が宇宙再電離の引き金を引いたのは間違いなさそうだ。赤方偏移  $z \simeq 20$  から、初代天体やそれに引き続いて形成された天体群からの紫外線により宇宙は徐々に電離され、 $z \simeq 6$  で、宇宙全体の電離が完了したのだ（図3）。

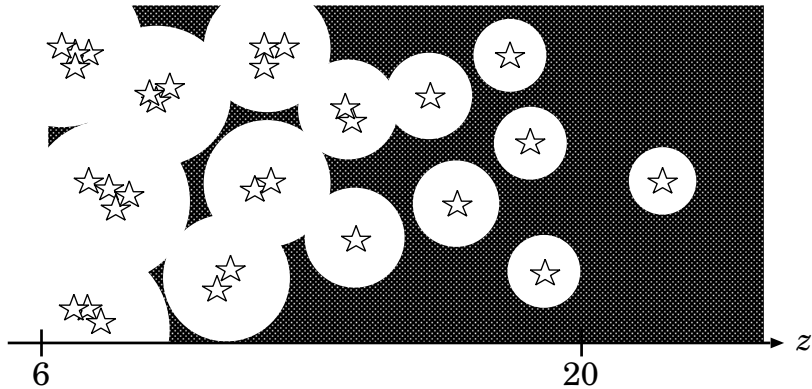


図3：宇宙再電離過程。赤方偏移  $z \simeq 20$  で宇宙最初の天体ができ、それらからの紫外線により宇宙が徐々に電離していく様子の模式図。白い部分が電離された領域。

初代天体は、太陽質量の100倍を越えるような大質量星であると理論的に予想されている[6]。しかし一方で、大質量星だけでは電離光子が足りず、宇宙再電離の開始が遅れてしまうので、太陽質量の1000倍程度のブラックホール天体であるミニ・キューサーで電離光子の供給を助けようとする説もある[7]。いずれにしても、最終的な決着には初代天体などを直接観測する必要があるだろう。それには早くとも、現在計画中の次世代宇宙望遠鏡JWST（James Webb Space Telescope；2013年完成予定）や、建設中のALMA（アタカマ大型ミリ波サブミリ波干渉計；2012年完成予定）を待たなければならない。一方、既存の装置で観測可能な  $z < 6$  の宇宙を詳しく調べることで、宇宙再電離に迫るアプローチもありうる。このアプローチでは銀河間空間の物理状態の進化をも同時に議論できる。本稿はそのような我々の試みを報告するものである。

本論文では、宇宙の物質密度パラメータを0.3とする平坦な宇宙を考え、現在のハッブル定数を  $70 \text{ km s}^{-1} \text{ Mpc}^{-1}$  とする（1 pcは、およそ  $3 \times 10^{18} \text{ cm}$ ）。

## 2 銀河からの電離光子

ポスト宇宙再電離期（ $z < 6$ ）の宇宙は、電離光子に満ちている。空間内に多数の光源が存在するため、光源の近傍を除けば、あらゆる方向から一様に電離光子が飛んで来る状況になっている。これを電離光子背景放射と呼ぶ。1章で述べた Ly $\alpha$  forestを生み出す中性水素の雲の内部では、電離光子背景放射による水素の電離と、水素原子イオンと電子の再結合がつり合った、電離平衡状態に達している。これにより雲の中性水素量、すなわち、雲の Ly $\alpha$  吸収線に対する光学的厚みが決まる。この光学的厚みは、QSOスペクトルに刻まれた Ly $\alpha$  吸収線の深さと形から推定できる。求めた光学的厚みから逆に、その中性水素雲が存在する赤方偏移での、電離光子背景放射強度を求めることができる [8, 9]。また、QSOはその強力な紫外線により周囲の銀河間媒質の中性度を下げ、中性水素雲の数を減少させる（近接効果）。この近接効果のおよぶ半径は、電離光子背景放射強度に依存する。逆に近接効果を観測すれば背景放射強度を推定できる [10]。図4のエラーバーつきのデータ点は、そのようにして推定した電離光子背景放射強度の赤方偏移に沿った進化を示している。破線は可視光で発見されたQSOからの電離光子背景放射への寄与 [11] を示している。この図から、赤方偏移  $z > 3$  では電離光子背景放射の観測強度をQSOだけでは説明できないことが分かる。銀河からの寄与があるものと期待される。

銀河は、 $10^{8-12}$ 個の恒星の大集団であるが、恒星以外にもさまざまな物質を含んでいる。例

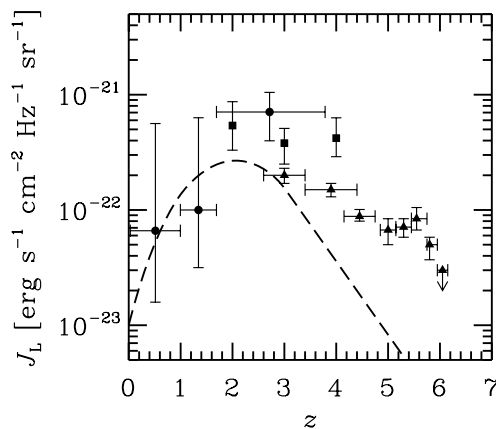


図4：電離光子放射強度の進化。横軸は赤方偏移  $z$ 、縦軸は静止系波長  $912 \text{ \AA}$ （水素のライマン端）での平均放射強度  $J_L$ 。三角印 [8] と四角印 [9] は Ly $\alpha$  forest の光学的厚みからの推定、丸印は QSO の近接効果から推定 [10]。破線は放射強度に対する QSO の寄与 [11]。

例えば水素分子や中性水素原子が主成分の星間ガスである。銀河系（天の川銀河）の場合、銀河円盤垂直方向の中性水素原子の柱密度は $\sim 10^{21}$ 個 $\text{cm}^{-2}$ である。この量の中性水素原子が一様に分布している媒質の電離光子に対する光学的厚みは $\sim 10^4$ である。すなわち、そのような媒質から電離光子が脱出することは実質的に不可能である。実際は、中性水素ガスは塊状に分布しており、実効的な光学的厚みはもっと小さい。しかしそれでも、電離光子の脱出は困難であると予想される。銀河円盤上空の星間ガス雲の電離度を測定した結果から、銀河系円盤からの電離光子脱出率が約5%と推定されている [12]。

近傍（ここでは200Mpc以下、 $z < 0.05$ ）宇宙に存在する、いくつかの星形成が活発な銀河からの電離光子を直接検出する試みがなされたが、電離光子は検出されなかった。つまり、銀河からの電離光子フラックスが観測限界フラックスを下回っていたのである。結果、電離光子フラックスの上限値が与えられ、推定される電離光子脱出率は10%以下という結果が得られた [13, 14, 15]。また、別の数個の近傍星形成銀河の紫外線スペクトルに見られる、星間ガスの吸収線を詳細に調べて、間接的にはあるが、電離光子の脱出率はやはり数%以下という結果が得られている [16]。赤方偏移 $z \sim 1$ の星形成銀河の電離光子を直接捉える観測も行なわれたが、またもや電離光子は検出されず、脱出率は数%以下と推定された [17]。このように、 $z \leq 1$ の銀河では、これまで、電離光子の直接検出がまったく成功しておらず、電離光子脱出率はせいぜい数%かそれ以下であろう。

驚くべきことに、電離光子の直接検出が初めて成功したのは、赤方偏移 $z \sim 3$ の星形成銀河からであった [18]。 $z \sim 3$ 銀河からの電離光子の波長は、宇宙膨張による赤方偏移のため、地上の大望遠鏡で観測できる可視光になっている<sup>6)</sup>。29個の $z \sim 3$ 銀河に対してスペクトル分光観測を行ない、それらを重ね合わせてランダム誤差を非常に小さく抑えることで、電離光子スペクトルの検出に成功したのである。測定した電離光子フラックスから推定される脱出率はおおよそ50%という、これもまた驚くべき数値であった。 $z \sim 3$ 銀河は、多くの場合、近傍の銀河より星形成活動が激しい。星形成活動に伴って発生する超新星爆発<sup>7)</sup>の頻度も高く、爆発によって供給されたエネルギーにより、星間ガスは力学的に大きく乱される。場合によっては、星間ガスに巨大な煙突状の穴が開いたり、ガス自身が銀河の外まで吹き飛ばされたりする。そうすると、電離光子にとって光学的厚みの小さい(中性水素の柱密度の小さい)経路が生まれ、大きな脱出率が見込まれるのである。しかし、電離光子検出に使われた銀河とは別の2つの $z$

---

6)  $z < 3$ からの電離光子は紫外線域で観測されるが、地球大気は紫外線に対して不透明なので、人工衛星などを用いて大気圏外から観測しなければならない。

7) 大質量星（太陽の10倍以上）が寿命の最期に起こす大爆発。超新星爆発を起こす大質量星の寿命は非常に短く、おおよそ1000万年以下である。ゆえに、星形成が起こるとほぼ瞬間的に超新星爆発も起こると考えて良い（宇宙の時間スケールにとって1000万年は一瞬である）。

～3 銀河に対する追観測では、電離光子が検出されなかった [19]。また、重力レンズ現象<sup>8)</sup>で増光された1つの  $z \sim 3$  銀河について、スペクトル中の星間ガスの吸収線を詳しく調べ、間接的に、電離光子脱出率が10%以下であることが示された [16]。

このように、 $z \sim 3$  銀河の電離光子脱出率について正反対の結果が得られ、議論のまともになっていた。そこで我々のグループも、 $z \sim 3$  銀河からの電離光子直接検出を目的とした観測を、ヨーロッパの天文コミュニティが南米チリのアンデス山中に建設した巨大望遠鏡、Very Large Telescope (VLT) を用いて行なった [20]。従来の電離光子検出の試みは、ほとんどが分光観測であった。唯一、Malkanら [17] だけが、測光観測での検出を試みていた。分光観測は波長ごとに光子を細かく分けて検出器に送るが、測光観測はある波長範囲の光子を一緒に検出器に送る。ゆえに、測光観測の方が一般に感度が高い。そこで我々も測光観測を行なうことにした。

ここで少し、銀河間空間での電離光子の伝搬の様子（電離光子輸送）を考えよう。実は、ポスト宇宙再電離期でも銀河間媒質は電離光子に対して透明ではない（つまり、光学的厚みが1より大きい）場合がある。なぜなら、銀河間空間には中性水素雲が存在するからである。非常にせまい波長範囲しか吸収しないLy  $\alpha$  吸収線と違い、電離光子に対する吸収は連続的である。つまり、電離光子が宇宙膨張のために波長が伸びて、波長がライマン端 ( $912\text{\AA}$ ) より長くなる（電離光子ではなくなる）まで、伝搬経路上のすべての中性水素雲に吸収され得る。銀河間空間での中性水素雲の分布の統計的性質は観測により分かっており [22]、モデル化が可能である。詳しく計算してみると、赤方偏移が大きいほど、また、静止系波長が短いほど、光学的厚みが大きくなることが分かる。例えば、 $z=0$  の観測者が  $z \sim 3$  で静止系  $900\text{\AA}$  の光子を観測するときの光学的厚みがおよそ1である。つまり、強度は  $e^{-1} \simeq 1/3$  となる。減光が大きいはまだ観測実行可能である。ところが、 $z \sim 3$  で静止系  $700\text{\AA}$  の光子の場合、光学的厚みがおよそ4となり、強度は  $e^{-4} \simeq 1/50$  となる。これでは減光量が大きすぎて、観測しても意味のある結果は得られないだろう。したがって、 $z \sim 3$  銀河からの電離光子の検出をねらうとき、ライマン端より長波長の光子の混入を防ぎつつ、できるだけライマン端に近い波長を観測しなければならない。測光観測の場合、観測する波長域を限定するフィルターを用いる。フィルターの透過波長域の長波長側をライマン端に合わせたとき、透過波長範囲が広いと波長の短い光子を多く含む。結果、実効的な観測波長が短くなり、銀河間中性水素の吸収が激しくなる。そこで我々は、狭帯域フィルターという、透過波長範囲の狭いフィルターを用い、ライマン端のごく近くだけを観測するという戦略を取った。Malkanらは広帯域フィルターという透過範囲の広

---

8) 一般相対性理論によると、重力により光の経路は曲げられる。銀河の集団である銀河団はその巨大な重力により、背後に存在する遠方天体からの光を曲げ、ちょうど凸レンズのように、拡大増光する。いわば天然の望遠鏡である。



いフィルターを用いて感度を稼いだが、これはターゲットの  $z \sim 1$  銀河に対する銀河間吸収がそもそも小さい（光学的厚み0.5以下）ので可能であった。

VLTによる我々の狭帯域測光観測は、2003年の6月から8月にかけて行なわれた<sup>9)</sup>。観測自体は良い条件下で行なわれ、成功であった。今回観測した視野内に、ターゲット候補の銀河は24個あった。我々は、測光的赤方偏移というやや精度の粗い赤方偏移のカタログ [22] から、それらの候補を選んだ。フィルターの透過範囲という、固定された観測波長域に対して、我々はライマン端より短波長だけを観測したい。つまり、許される赤方偏移の下限が存在する。そこで、銀河の正確な赤方偏移を測るための分光観測も平行して行なった [23]。この分光観測の結果、赤方偏移の下限を満たす銀河は、なんとわずかに2個だけであった。すべての候補銀河について、正確な赤方偏移の方が、初めに参考にした測光的赤方偏移よりも小さかったのだ。

わずかに残ったターゲット銀河2個について、狭帯域測光データを詳しく調べたが、結局、電離光子は検出されなかった。我々の測光フラックス限界は、この波長域では世界最高感度を達成しており、もしSteidelら [18] が報告したような50%もの電離光子脱出率を示すなら、99%以上の統計的有意性で電離光子を検出できるはずである。つまり、我々の2個の  $z \sim 3$  星形成銀河からは、電離光子がそれほど漏れ出していないのだ。推定された電離光子脱出率は、約20%以下であった [20]。

我々の観測でも、 $z \sim 3$  銀河からの電離光子を検出できなかった。しかし、Steidelら [18] の検出報告が誤りであったと結論するのは早計である。なぜなら、彼らの検出報告は29個の銀河にもとづいており、未検出となった銀河は我々のサンプルを含めてまだ5個である。ところで、Steidelら [18] がやや特殊なサンプルを選んでいた点は注目し値する。実は、未検出の5個はいわゆる「典型的」な  $z \sim 3$  星形成銀河である。一方、Steidelら [18] のサンプルは、かなり「青く」、しかもLy $\alpha$ が輝線として見えている、特殊な  $z \sim 3$  星形成銀河であった。ここで言うLy $\alpha$ は銀河間媒質起源ではない、銀河自身の星間ガスが作ったLy $\alpha$ 線である。 $z \sim 3$  銀河の半数はLy $\alpha$ が輝線として観測され、半数は吸収線として観測されている。また、天文学ではスペクトルの短波長側の強度が大きいとき「青い」と表現する（逆は「赤い」。「青い」銀河スペクトルは、「若い星が多い」か、「重元素量<sup>10)</sup>が少ない」かのどちらかを意味する。つまり、若い星の量や重元素量、Ly $\alpha$ 線強度などの銀河の物理量と、電離光子脱出率が相関しているのだろう。最終的な結論を得るには、銀河のさまざまな物理量の関数として電離光子

---

9) VLTによる観測では、観測提案者は望遠鏡まで出かける必要はない。あらかじめ観測の詳細を専用のソフトを用いて指定しておけば、望遠鏡のスタッフが適切な時期に観測をしてくれる。データが揃ったところで、一次解析パイプラインを用いて自動的に必要な処理を施し、科学的成果をすぐにも引き出せるような状態でデータが提供される。このような観測をサービス観測と言う。

10) 天文学で重元素とは、ビッグバン時に合成される水素、ヘリウム、リチウムを除く元素のことを指す。これらの元素は恒星内部の核融合反応で合成される。

脱出率を調べる必要がありそうだ。そのためには、 $z \sim 3$  銀河からの電離光子のデータをもっと集める必要がある。現時点で言えることは、すべての  $z \sim 3$  銀河で大きな電離光子脱出率が見られるわけではない、ということだ。

次章に移る前に、 $z > 4$  銀河の電離光子脱出について言及しておく。結論は、脱出率はまったく不明である。なぜなら、 $z > 4$  からの電離光子に対する銀河間媒質の光学的厚みが大きすぎて、既存の観測装置では意味のある結果が得られないのだ。現状では  $z \sim 3$  が限界であり、それより遠方に対しては、次世代の超巨大望遠鏡を待たなければならない。あるいは、重力レンズ現象で増光された、ごく少数の銀河については、既存の装置でも観測が可能かもしれない。また、Heckmanら [16] が行なった、スペクトル中の星間ガス吸収線を調べて間接的に制限する方法も利用できるかもしれない。今後の検討が必要である。

### 3 電離光子脱出率の進化？

さて、前章では銀河からの電離光子脱出について、我々の成果も含めて最近の観測結果をまとめた。要約すると、 $z \leq 1$  では電離光子の脱出率は数%以下であるが、 $z \sim 3$  では脱出率の大きな銀河も存在する可能性がある、ということであった。このことが、電離光子背景放射にとってどんな意味を持つのか、ここでは議論しよう。

前章では電離光子脱出率という量で議論したが、その推定にはいくつかモデルを仮定する必要がある、実はその不定性が大きい。実際の観測値は放射フラックスであるので、そこから直接的に得られる、銀河から脱出した電離光子-紫外線フラックス比

$$R \equiv \frac{\text{電離光子フラックス}}{\text{紫外線フラックス}} \quad (2)$$

で議論する方が、よりロバストである。ここで、紫外線とはLy $\alpha$ より長波長の（非電離）紫外線である。また、電離光子フラックスには、銀河間中性水素雲による吸収を補正した値を用いることにする（Ly $\alpha$ より長波長の紫外線は中性水素に吸収されないので、補正の必要はない）。このフラックス比  $R$  は、電離光子脱出率に換算できるが、その換算係数に不定性が含まれるのである。もし換算係数が定数であれば、脱出率と  $R$  は比例する。表1に、 $z \sim 1$  と  $z \sim 3$  でのフラックス比  $R$  の測定値と上限値をまとめた。静止系波長1500Å程度の紫外線に対しては銀

Observations	$z$	$R$
Inoueら [20]	3.2	<0.42
Steidelら [18]	3.4	0.25 <sup>+0.07</sup> <sub>-0.04</sub>
Malkanら [17]	1.2	<0.010

表1：電離光子-紫外線フラックス比

河間媒質が常に透明であるから、近傍から遠方宇宙にいたるまで、非常に良く観測されている（もちろん観測波長は天体の赤方偏移  $z$  によって  $1+z$  倍になる）。実際、赤方偏移  $z=0$  から最近では 6 程度まで、紫外線源探査が行なわれており、莫大な数の銀河が発見されている。そこから、宇宙全体で平均した、単位体積あたりの銀河の紫外線放射率が、赤方偏移の関数として推定されている [24, 25]。紫外線は寿命の短い大質量星がおもに放射する波長域であるので、その短命さゆえ、紫外線光度は瞬間的な星形成量を良く表わしている。そこで、宇宙の体積紫外線放射率から宇宙の単位時間単位体積あたりの星形成量、つまり星形成率密度が見積もられ、それを赤方偏移の関数としてプロットし、宇宙の星形成史を推定することができる。しかし、紫外線は銀河中の星間ガスに含まれる個体微粒子、ダスト（宇宙塵）に吸収・散乱されやすく、観測された紫外線フラックスは正しい星形成量を反映していないという困難があり、現実はそのほど単純ではない。ところで、ここでは星形成率密度ではなく電離光子背景放射強度を知りたい。これは大変単純に求めることができる。すなわち、観測された体積紫外線放射率に電離光子-紫外線フラックス比  $R$  をかければ、体積電離光子放射率が得られ、それをもとに、銀河間空間での電離光子輸送を解けば良い。電離光子輸送は銀河間空間の中性水素雲分布の観測データをもとに計算できる。宇宙の星形成史に比べれば、電離光子背景放射強度の不定性はかなり小さい。

表 1 にまとめた電離光子-紫外線フラックス比  $R$  から期待される電離光子背景放射強度を図 5 に示した。計算のため、銀河紫外線観測の最新データ [26, 27, 28, 29] にもとづいた、赤方偏移  $z=0$  から 6 以上までの体積紫外線放射率進化を仮定している。 $z \sim 1$  にある M03 とラベルが付された下向き矢印は、Malkan ら [17] が測定した電離光子フラックスの上限値にもとづく  $R$  から得た、電離光子背景放射強度の上限値である（QSO と銀河の両方の寄与を合計してある）。背景放射強度の観測値（丸印）と整合的である。一方、 $z \sim 3$  にある S01 とラベルが付された菱形は、Steidel ら [18] が検出した電離光子フラックスにもとづく。また、I05 のラベルの下向き矢印は、我々の観測した電離光子フラックスの上限値 [20] にもとづく、背景放射強度の上限値である。どちらも、背景放射強度の観測値（丸印、四角印、三角印）よりファクター 2 から最大で一桁程度大きい。我々のデータ [20] は上限値であるから、まだ観測値と整合的であるが、Steidel ら [18] のデータは、やはり大き過ぎるようだ。これは、彼らが測定した電離光子脱出率が  $z \sim 3$  銀河を代表する値ではないことを意味している。

ここで、大変興味深いことに、単一のフラックス比  $R$  の値では、赤方偏移  $z=0$  から 6 にわたる電離光子背景放射強度の観測値を説明できないことが分かる。つまり、Malkan ら [17] のデータにもとづいて、例えば  $R=0.01$  を仮定したとき（図 5 で下の実線と点線）、低赤方偏移（ $z \lesssim 2$ ）では背景放射強度の観測データと良く合っているが、高赤方偏移（ $z \gtrsim 3$ ）では、放射強度の観測値に足りないのだ。高赤方偏移では QSO の体積密度が減少するため、QSO か

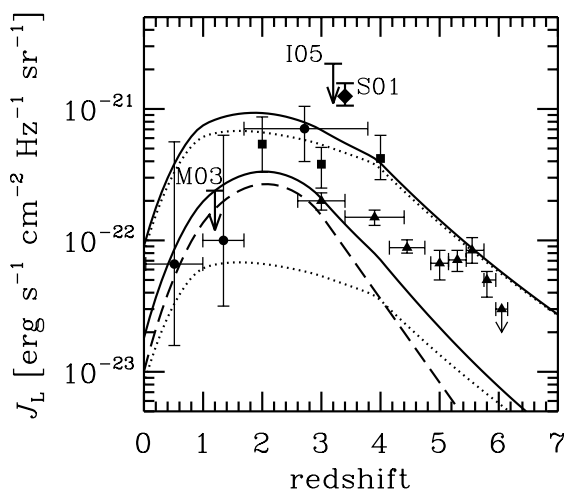


図5：電離光子放射強度の進化。縦軸，横軸，三角印，四角印，丸印，破線は図4と同じ。菱形印 (S01) は Steidel ら [18] による電離光子-紫外線フラックス比  $R$  の測定値にもとづく放射強度。2つの下向き矢印 (M03とI05) はそれぞれ Malkan ら [17] と Inoue ら [20] による  $R$  の上限値にもとづく放射強度の上限値。点線は銀河が寄与する放射強度で，下は  $R = 0.01$ ，上は  $R = 0.1$  を仮定。実線は銀河 (点線) と QSO の寄与 (破線) の合計で，下は  $R = 0.01$ ，上は  $R = 0.1$  を仮定。

らの放射強度への寄与も急激に減少するが， $R = 0.01$ では銀河からの寄与も十分ではない。高赤方偏移で，放射強度の観測値を説明するためには， $R = 0.1$ 程度が必要である (図5で上の実線と点線)。しかしこのとき，低赤方偏移で観測値を大きく超えてしまう。どうやら，低赤方偏移では  $R < 0.01$ であっても，高赤方偏移では  $R = 0.1$ 程度まで，フラックス比  $R$ が増加する必要があるようだ。つまり，フラックス比  $R$ の進化が必要である。フラックス比  $R$ は電離光子脱出率にだいたい比例するので，電離光子脱出率が高赤方偏移銀河で大きくなる，電離光子脱出率の進化が必要なのだ。銀河形成・進化の標準的描像によると，銀河は比較的小さなスケールで誕生し，その後，周囲の物質が徐々に降り積もったり (降着)，銀河同士が合体したりして，成長すると考えられている。いわゆる，ボトムアップ・シナリオである。形成直後の小さな銀河では星間ガスの量が少ないので，すべてのガスが，形成された大質量星からの電離光子で電離されてしまう結果，電離光子の脱出が容易になり，高い脱出率となり得る [30]。高赤方偏移の銀河は成長途上で小さいので，このような機構が働いて，電離光子の脱出率が大きくなっているのかもしれない。そうだとすると，形成直後の小さな銀河から大量に放出される電離光子が，宇宙再電離過程を赤方偏移  $z \sim 6$ で完成させたと考えることができる。

電離光子脱出率進化の仮説が正しいかどうか，どうすれば調べられるだろうか。もちろん， $z > 4$ で銀河の電離光子脱出率を測定すれば良い。しかし，銀河間媒質の吸収が大き過ぎ，既存の観測装置では，重力レンズ現象で増光された特殊な事例を除けば，ほとんど不可能である。そこで，再び  $z \sim 3$ 銀河を利用したい。我々の制限 (図5のI05とラベルされた矢印) は，個々

の銀河の観測にもとづくものである(サンプルは2個)。もし、サンプル銀河の数が増えれば、データを重ね合わせることで、ランダム・ノイズを小さく抑えることができ、もっと厳しい制限が可能である。例えば、サンプルが20個あれば、 $R < 0.1$ まで到達できる。ここまで行ければ、 $R$ の進化、つまり電離光子脱出率の進化があれば、それを捉えることができそうだ。脱出率と銀河の物理量の関係を調べる意味でも、今後、サンプルを増やすことが重要だろう。

最後に、高赤方偏移の宇宙にQSOや銀河以外の電離光子源が存在する可能性に言及しておく。宇宙の大規模構造ができるとき、ダークマターが自己重力で収縮するにつれてガスも引きずられて収縮する。その際、ガスは超音速で圧縮され衝撃波を形成し加熱される。結果、温度は $\sim 10^6$ Kに達する。そのような高温ガスからは、自由電子の制動放射や重元素原子中の電子のエネルギー準位間遷移により、熱的に(電子はマックスウェル・ボルツマン分布に従っている)放射が出る。この放射は電離光子を多数含んでいるので、電離光子背景放射に寄与し得る。理論計算によると、赤方偏移 $z > 4$ でかなりの寄与が見込まれている [31]。しかし、この放射には、もっと波長の短い(高エネルギーの)、ヘリウムを電離する光子も含まれている(銀河からの放射にはほとんど含まれていない)。ゆえに、ヘリウムの電離(宇宙ヘリウム再電離)が高赤方偏移(例えば水素と同じ $z \sim 6$ )で起こる。ところが、観測的に示唆されているヘリウム再電離の時期は赤方偏移 $z \sim 3$ である。つまり、構造形成にともなう熱的放射モデルには、高赤方偏移で大量のヘリウム電離光子が存在してしまうという困難がある。

## 4 まとめ

観測的宇宙論の大問題、宇宙再電離に関して、電離光子背景放射強度の赤方偏移に沿った進化を考えると、高赤方偏移( $z > 3$ )でQSOだけでは放射強度が足りないという問題がある。電離光子背景放射への銀河による寄与が期待されるが、銀河から電離光子が脱出することは、銀河内の星間ガスに中性水素が大量に存在するので、非常に難しいと考えられる。実際、近傍や赤方偏移 $z \sim 1$ の星形成銀河での電離光子脱出率はせいぜい数%以下であると推定されている。ところが、赤方偏移 $z \sim 3$ の星形成銀河からの電離光子が観測的に捉えられ、非常に大きな脱出率を示しているとの報告があった。 $z \sim 3$ の銀河は、一般に、低赤方偏移の銀河より激しい星形成活動を見せており、そのような活動によって生じると期待される、力学的に大きく乱された星間ガス構造が、大きな脱出率を生み出している可能性がある。しかし、我々の観測を含む、その後の追観測では、電離光子は検出されず、脱出率はせいぜい20%以下と推定された。したがって、すべての $z \sim 3$ 銀河が大きな電離光子脱出率を示すのではなく、特殊な銀河だけが大きな脱出率を示すと考えられる。今後、脱出率と銀河の物理量との関係を明らかにしていく必要がある。推定された電離光子脱出率にもとづき、電離光子背景放射強度への銀河からの寄与を考えたとき、興味深い可能性が浮かび上がって来た。低赤方偏移ではQSOだけで

背景放射強度を説明できるので、銀河からの寄与があまりに大きいと矛盾が生じる。実際、非常に小さい電離光子脱出率と整合的である。しかし、高赤方偏移ではQSOだけでは放射強度が説明できないので、銀河からの寄与が必要であるが、そのためには、ある程度大きな脱出率が要求される。すなわち、電離光子脱出率は、低赤方偏移での非常に小さい値から、赤方偏移の増加にともなって大きくなると考えられる。電離光子脱出率の進化である。この仮説の真偽を確かめるため、 $z \sim 3$  銀河の電離光子観測データを増やしていく必要がある。我々は、今後すばる望遠鏡やVLTを用いて観測を続けていくつもりである。

## 謝辞

本論文は、国立天文台岡山天体物理学観測所の岩田生博士、フランス・マルセイユ天体物理学研究所のJean-Michel Deharveng, Veronique Buat, Denis Burgarella 博士らとの共同研究成果をもとにしています。また、2章で述べた我々の成果の大半は、筆者が日本学術振興会海外特別研究員としてフランス・マルセイユ天体物理学研究所に派遣されている間に行なわれました。その間の日本学術振興会からの経済的支援について感謝致します。また、査読者からのいくつかの有益な助言にも感謝致します。

## 参考文献

- [ 1 ] Spergel, D. N., et al. "First-Year Wilkinson Microwave Anisotropy Probe (WMAP) Observations: Determination of Cosmological Parameters", *The Astrophysical Journal Supplement*, vol.148, p.175 (2003)
- [ 2 ] 小松英一郎「宇宙論はどこまで分かったか? WMAP, 初年度の成果」, 『天文月報』, 96 巻, p.482 (2003)
- [ 3 ] Gunn, J. E., & Peterson, B. A. "On the Density of Neutral Hydrogen in Intergalactic Space", *The Astrophysical Journal*, vol.142, p.1633 (1965)
- [ 4 ] Fan, X., et al. "A Survey of  $z > 5.8$  Quasars in the Sloan Digital Sky Survey. I. Discovery of Three New Quasars and the Spatial Density of Luminous Quasars at  $z \sim 6$ ", *The Astronomical Journal*, vol.122, p.2833 (2001)
- [ 5 ] Kogut, A., et al. "First-Year Wilkinson Microwave Anisotropy Probe (WMAP) Observations: Temperature-Polarization Correlation", *The Astrophysical Journal Supplement*, vol.148, p.161 (2003)
- [ 6 ] Nakamura, F., Umemura, M. "The Stellar Initial Mass Function in Primordial Galaxies", *The Astrophysical Journal*, vol.569, p.549 (2002)
- [ 7 ] Madau, P., Rees, M. J., Volonteri, M., Haardt, F., Oh, S. P. "Early Reionization by Mini-quasars", *The Astrophysical Journal*, vol.604, p.484 (2004)
- [ 8 ] Fan, X., et al. "Evolution of the Ionizing Background and the Epoch of Reionization from the Spectra of  $z \sim 6$  Quasars", *The Astronomical Journal*, vol.123, p.1247 (2002)
- [ 9 ] Bolton, J. S., Haehnelt, M. G., Viel, M., Springel, V. "The Lyman  $\alpha$  forest opacity and the

- metagalactic hydrogen ionization rate at  $z \sim 2-4$ ", *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, vol.357, p.1178 (2005)
- [10] Scott, J., et al. "A Uniform Analysis of the Ly  $\alpha$  Forest at  $z = 0-5$ . V. The Extragalactic Ionizing Background at Low Redshift", *The Astrophysical Journal*, vol.571, p.665 (2002)
- [11] Bianchi, S., Cristiani, S., Kim, T.-S. "The contribution of galaxies to the UV ionising background and the evolution of the Lyman forest", *Astronomy & Astrophysics*, vol.376, p.1 (2001)
- [12] Bland-Hawthorn, J., Maloney, P. R. "The Escape of Ionizing Photons from the Galaxy", *The Astrophysical Journal*, vol.510, p.L33 (1999)
- [13] Leitherer, C., Ferguson, H. C., Heckman, T. M., Lowenthal, J. D. "The Lyman Continuum in Starburst Galaxies Observed with the Hopkins Ultraviolet Telescope", *The Astrophysical Journal*, vol.454, p.L19 (1995)
- [14] Hurwitz, M., Jelinsky, P., Dixon, W. V. D. "Reexamining the Lyman Continuum in Starburst Galaxies Observed with the Hopkins Ultraviolet Telescope", *The Astrophysical Journal*, vol.481, p.L31 (1997)
- [15] Deharveng, J.-M., et al. "Constraints on the Lyman continuum radiation from galaxies: First results with FUSE on Mrk 54", *Astronomy & Astrophysics*, vol.375, p.805 (2001)
- [16] Heckman, T. M., et al. "On the Escape of Ionizing Radiation from Starbursts", *The Astrophysical Journal*, vol.558, p.56 (2001)
- [17] Malkan, M., Webb, W., Konopacky, Q. "A Hubble Space Telescope Search for Lyman Continuum Emission from Galaxies at  $1.1 < z < 1.4$ ", *The Astrophysical Journal*, vol.598, p.878 (2003)
- [18] Steidel, C. C., Pettini, M., Adelberger, K. L. "Lyman-Continuum Emission from Galaxies at  $z \simeq 3.4$ ", *The Astrophysical Journal*, vol.546, p.665 (2001)
- [19] Giallongo, E., Cristiani, S., D' Odorico, S., Fontana, A. "A Low Upper Limit to the Lyman Continuum Emission of Two Galaxies at  $z \simeq 3$ ", *The Astrophysical Journal*, vol.568, p.L9 (2002)
- [20] Inoue, A. K., Iwata, I., Deharveng, J.-M., Buat, V., Burgarella, D. "VLT narrowband photometry in the Lyman continuum of two galaxies at  $z \sim 3$ . Limits to the escape of ionizing flux", *Astronomy & Astrophysics*, vol.435, p.471 (2005)
- [21] Kim, T.-S., Carswell, R. F., Cristiani, S., D' Odorico, S., Giallongo, E. "The physical properties of the Ly  $\alpha$  forest at  $z > 1.5$ ", *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, vol.335, p.555 (2002)
- [22] Labbé, I., et al. "Ultradeep Near-Infrared ISAAC Observations of the Hubble Deep Field South: Observations, Reduction, Multicolor Catalog, and Photometric Redshifts", *The Astronomical Journal*, vol.125, 1107 (2003)
- [23] Iwata, I., Inoue, A. K., Burgarella, D. "Spectroscopy and stellar populations of starforming galaxies at  $z \sim 3$  in the Hubble Deep Field - South", *Astronomy & Astrophysics*, vol.440, p.881 (2005)
- [24] Steidel, C. C., Adelberger, K. L., Giavalisco, M., Dickinson, M., Pettini, M. "Lyman- Break Galaxies at  $z \gtrsim 4$  and the Evolution of the Ultraviolet Luminosity Density at High Redshift", *The Astrophysical Journal*, vol.519, p.1 (1999)

- [25] 岩田生, 太田耕司 「銀河の星形成史—ライマンブレイク銀河の観測から—」, 『天文月報』, 97 巻, p.635 (2004)
- [26] Adelberger, K. L., Steidel, C. C. “Multiwavelength Observations of Dusty Star Formation at Low and High Redshift”, *The Astrophysical Journal*, vol.544, p.218 (2000)
- [27] Giavalisco, M., et al. “The Rest-Frame Ultraviolet Luminosity Density of Starforming Galaxies at Redshifts  $z > 3.5$ ”, *The Astrophysical Journal*, vol.600, p.L103 (2004)
- [28] Schiminovich, D., et al. “The GALEX-VVDS Measurement of the Evolution of the Far-Ultraviolet Luminosity Density and the Cosmic Star Formation Rate”, *The Astrophysical Journal*, vol.619, p.L47 (2005)
- [29] Bouwens, R. J., Illingworth, G. D., Thompson, R. I., Franx, M. “Constraints on  $z \sim 10$  Galaxies from the Deepest Hubble Space Telescope NICMOS Fields”, *The Astrophysical Journal*, vol.624, p.L 5 (2005)
- [30] Kitayama, T., Yoshida, N., Susa, H., Umemura, M. “The Structure and Evolution of Early Cosmological H II Regions”, *The Astrophysical Journal*, vol.613, p.631 (2004)
- [31] Miniati, F., Ferrara, A., White, S. D. M., Bianchi, S. “Ultraviolet background radiation from cosmic structure formation”, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, vol.348, p.964 (2004)