

連載

最新宇宙誌【8】

エポックⅡ：宇宙の晴れ上がり

～輻射と物質の時代の終わり&暗黒時代の始まり（後編3）～

福江 純（大阪教育大学）

前口上

高校のときとくに、一般向けの科学解説書でビッグバン宇宙論の話を知り、ふつうの人と同じように天文学三大疑問（宇宙のはじまり、ブラックホール、宇宙人）に興味をもって、大学院入試の面接時に“（大学院に入ったら）宇宙論がやりたいです”と明言して、“うち（京都大学宇宙物理学教室）にはやっている人いないよなあ、天体核（京都大学の物理にある研究室）の方がいいんじゃない”と言われた人間が、高校から大学初年級ぐらいの物理でわかるぐらいの宇宙論の解説をしてみようと、30年ぶりぐらいに大学生的な勉強をしながら書いているので、最初の予定ではとうに連載が終わっているはずだったんだが、なかなか話が進まない。学年はじめて少し忙しかったこともあって、春休みに晴れ上がりの途中で筆を置いて以来、ほぼ3か月ぶりぐらいである。

6.2 再結合と宇宙の晴れ上がり

さて、いよいよ宇宙の晴れ上がりに関する話だが、基本的にはここらへんはとりたてて新しい話ではなく、何十年か前の教科書にも出ているのだが、あまりちゃんと勉強したことはなかった。こちらが不勉強なせいもあったが、いま手元にあるものを比べてみても、昔の教科書は、しばしば難しく書きすぎているようだ。本質的な部分だけを書いてくれればいいのに、宇宙論の専門家になるならともかく、理学部の一学生に読めるようなレベル

ではない。

というわけで、いま勉強してみると、再結合の物理は思いのほか簡単だが、同時に思った以上に難しいような気がする。

簡単な理由は、再結合の時代は宇宙の温度はすでに数千度まで下がっているのだから、熱平衡などの基本的な統計物理学の知識と、電離や励起などの原子物理学の知識があれば十分で、本格的な量子力学や相対論の知識は必要ないことだ。

一方、難しい理由は、再結合は一瞬にして起こるのではなく、宇宙の膨張とともに徐々に進行していくこと（4000Kぐらいで水素の再結合がはじめるが、宇宙が晴れ上がるのは3000Kぐらいになってから）、再結合の仕方について、水素のエネルギー準位をきちんと考えないといけないことだ。

温度変化とともに、起こるプロセスを並べてみると、

温度	出来事
17800K	ヘリウム原子核（ α 粒子）が電子と再結合して1階電離ヘリウムになる
7900K	1階電離ヘリウムが電子と再結合して中性ヘリウムになる
3700K	水素原子核（陽子）と電子の再結合
3000K	宇宙の晴れ上がり

というような順序になっている。知っている

人にとっては当然なのかもしれないが、水素だけではなく、ヘリウムの再結合などもあるわけだ。

6.2.1 サハの電離式

ガスの電離が関係するので、いわゆるサハの式は避けて通れない。励起に関するボルツマンの式と電離に関するサハの式は、ともに、基本的には、ボルツマンの古典統計力学（+量子力学）から導かれる式で、現代天体物理学におけるきわめて基本的な式である。

ルードヴィッヒ・ボルツマン（Ludwig Eduard Boltzmann ; 1844~1906）（図 44）は 19 世紀末の古典物理学の泰斗で知らない人はいないだろうが、サハ（図 45）はそれほど有名ではない、というより天文業界以外はほとんど無名とっていいだろう。かくいづく自身、今回の原稿で調べるまでは、インド系の名前だなぐらいの知識しかなかった。

フルネームで、メグナド・サハ（で読みいいのかな？ Meghnad Saha ; 1893~1956）は、たしかにインドの天体物理学者である（WEB では Megh Nad とわけたものもあるが、ここではオクスフォードの科学者辞典の



図 44 古典統計力学を構築したボルツマン
（画像出典 : http://en.wikipedia.org/wiki/Ludwig_Boltzmann）



図 45 電離平衡に関するサハの式を導出したサハ
（画像出典 : http://en.wikipedia.org/wiki/Megh_Nad_Saha）

表記による)。現在はバングラディシュ領となっているダッカ近郊に生まれ、ダッカとカルカッタで大学に学んだ後、渡欧している。アラバード大学で 1923 年から 1938 年まで教授を勤めた後、カルカッタ大学で物理学教授となり、終生在職した。死去したのは 1956 年 2 月 16 日、おっと惜しい、ぼくが生まれたのは 2 月 3 日だが、ぼくの方が少し早いので、リインカネーションとか関係さそうだ。チャンドラセカールと異なって、生まれついた地に骨を埋めたようだが、インドの生んだ英才だったようだ。

そのサハが 1920 年に導いた、電離ガスの平衡状態を表す式が、「サハの電離式 (Saha ionization equation)」とか、たんに「サハの式 (Saha equation)」と呼ばれるものなのだ。

星のスペクトルで、たとえば A 型星では水素の吸収線（第 1 励起状態と第 n 励起状態の間のバルマー線）が強いが、もっと高温の O 型星や逆に低温の K 型星などでは水素の線は弱くなる（図 46）。サハは、このようなスペクトル線の見かけの消長が必ずしも実際の

元素の多寡を表しているのではなく、星の温度によって元素の電離度合いが違うことが主な原因であることを見事に示したのだ。たとえば水素のスペクトル線でいえば、表面温度が低温の星では大部分の水素が基底状態にあるためにバルマー線が弱い、温度が高くなると第1励起状態に存在する水素が多くなるためにバルマー線が強くなる。しかしさらに温度が上がると、水素がもっと高励起状態になったり電離してしまうためバルマー線はふたたび弱くなる。

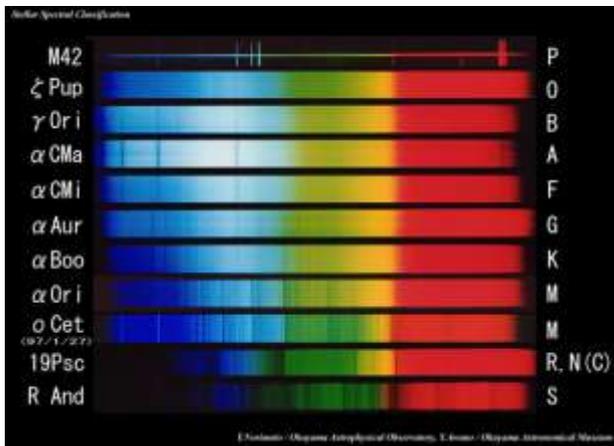


図 46 恒星のスペクトル
（画像提供：岡山天体物理学観測所；栗野諭美ほか『宇宙スペクトル博物館』より）

このようなスペクトル線の消長を定量的に表すのがサハの電離式なのである。

6.2.2 再結合の物理

中性子の生成や元素合成のときと同様、今回も熱平衡が基本である。そして、温度は低いので、やはり粒子の個数密度は、古典的な「マクスウェル-ボルツマン分布 (Maxwell-Boltzmann distribution)」で記述される。

さて、励起や電離の状態ではさまざまなエネルギー準位がある（図 47）。もしさまざまな状態にある粒子が温度 T で熱平衡になって

いるとすると、一般的にエネルギーが E_i のある i 状態の粒子数 N_i は、

$$N_i = g_i \left(\frac{2\pi m_i k_B T}{h^2} \right)^{3/2} \times \exp \left(-\frac{E_i}{k_B T} \right) \quad (84)$$

のようになる。この式および以下の式で、 k_B はボルツマン定数、 h はプランク定数、 c は光速である。また g_{ip} は、そのエネルギー準位の「統計的重み (statistical weight)」だ。たとえば基底状態（化学でいう K 殻）にはスピンの異なる電子が二つ入るので、基底状態の統計的重みは 2 になる。第一励起状態は 8 だったかな。原子のエネルギー準位の場合は、スピンだけではなく、電子の角運動量が異なったりする場合も含めての、同じエネルギーにある状態の縮退度を表している。

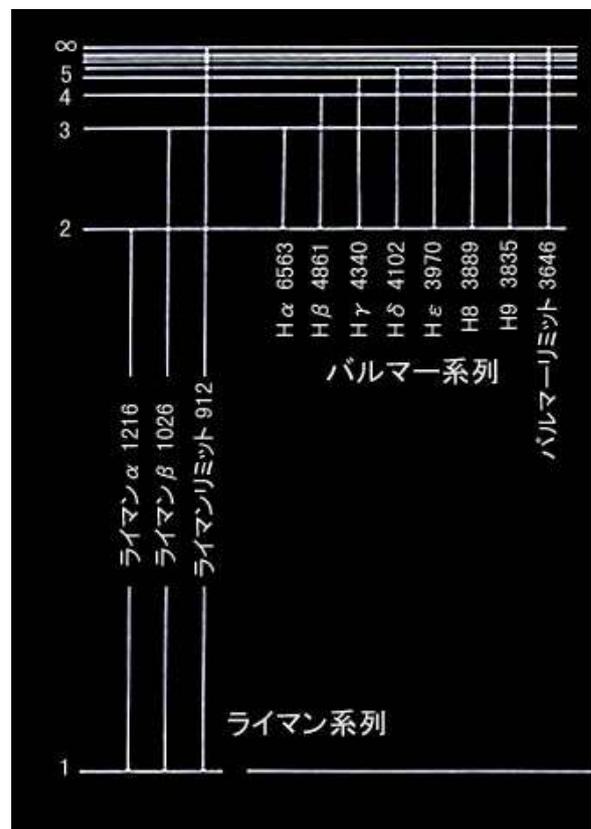


図 47 水素原子のエネルギー準位
画像出典：栗野諭美他『宇宙スペクトル博物館』

最初に、ウォーミングアップを兼ねて、この熱平衡の(84)式から、励起状態に関するボルツマンの式から導出してみよう(図48)。

まず、基底状態(エネルギー E_0)の粒子数 N_0 と励起状態(エネルギー E_i)の粒子数 N_i はそれぞれ、(85)式と(86)式のようになる。ここで m_p は陽子の質量である。

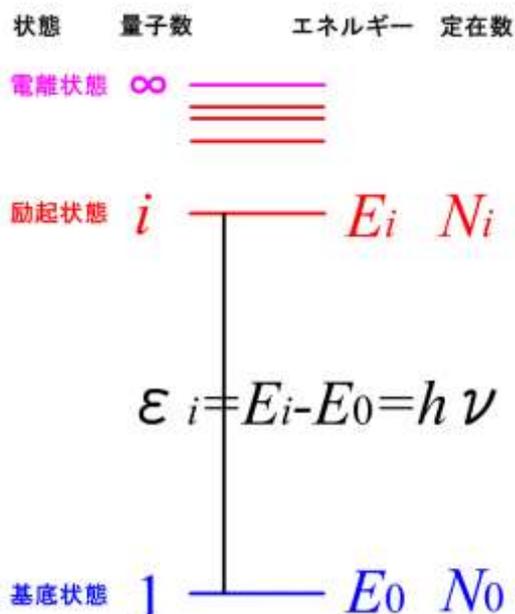


図48 基底状態と励起状態の熱平衡

$$N_0 = g_0 \left(\frac{2\pi m_p k_B T}{h^2} \right)^{3/2} \times \exp\left(-\frac{E_0}{k_B T}\right) \quad (85)$$

$$N_i = g_i \left(\frac{2\pi m_p k_B T}{h^2} \right)^{3/2} \times \exp\left(-\frac{E_i}{k_B T}\right) \quad (86)$$

$$\frac{N_i}{N_0} = \frac{g_i}{g_0} \times \exp\left(-\frac{E_i - E_0}{k_B T}\right) = \frac{g_i}{g_0} \times \exp\left(-\frac{\varepsilon_i}{k_B T}\right) \quad (87)$$

これらを辺々割り算すれば、教科書にも書かれている「ボルツマンの式」、(87)式が得られる。ここで、

$$\varepsilon_i = E_i - E_0$$

は i 番目の励起状態の「励起エネルギー(excitation energy)」である。たとえば、水素原子の基底状態と第一励起状態の間の励起エネルギーは10.2eVで、対応する光の波長(ライマン α)は121nmになる。

ではつぎに、電離状態に関するサハの式を導いてみよう(図49)。以下では、天文学の悪しき慣例にしたがい、添え字Iで中性状態を、添え字IIで1階電離状態を表す。また励起状態だとか核種の違いなどは無視した単純な場合を考える。

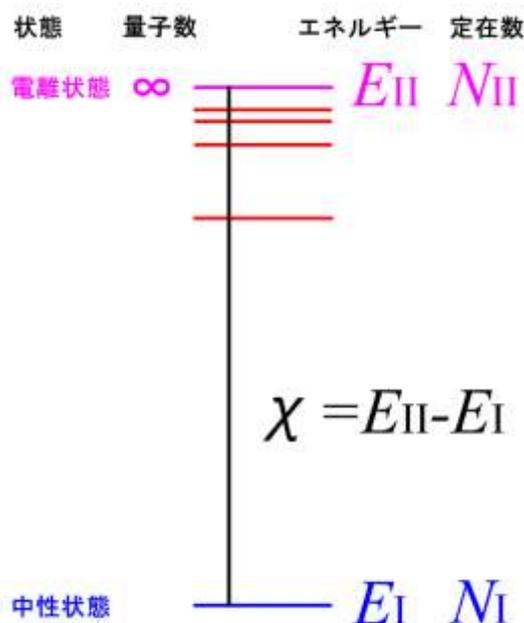


図49 中性状態と電離状態の熱平衡

さて、電離の際に考えないといけないのは、中性状態(エネルギー E_I 、粒子数 N_I)と電離状態(エネルギー E_{II} 、粒子数 N_{II})に加え、電離した自由電子(エネルギー E_e 、粒子数 N_e)がある点だ。

それぞれの状態が温度 T の熱平衡になっていれば、それぞれの粒子数は、(88)式から(89)式のようになる。ここで m_H は水素原子の質量(ほぼ陽子の質量 m_p に等しい)、 m_e は電子の質量である。

$$N_I = g_I \left(\frac{2\pi m_H k_B T}{h^2} \right)^{3/2} \times \exp\left(-\frac{E_I}{k_B T}\right) \quad (88)$$

$$N_{II} = g_{II} \left(\frac{2\pi m_p k_B T}{h^2} \right)^{3/2} \times \exp\left(-\frac{E_{II}}{k_B T}\right) \quad (89)$$

$$N_e = g_e \left(\frac{2\pi m_e k_B T}{h^2} \right)^{3/2} \times \exp\left(-\frac{E_e}{k_B T}\right) \quad (90)$$

$$\begin{aligned} \frac{N_{II} N_e}{N_I} &= \frac{g_{II} g_e}{g_I} \left(\frac{2\pi m_e k_B T}{h^2} \right)^{3/2} \\ &\times \exp\left(-\frac{E_{II} + E_e - E_I}{k_B T}\right) \\ &= \left(\frac{2\pi m_e k_B T}{h^2} \right)^{3/2} \\ &\times \exp\left(-\frac{\chi}{k_B T}\right) \quad (91) \end{aligned}$$

これらを辺々割り算すれば、ようやく「サハの式」、(91) 式が得られる。この式の 2 行目の変形では、電離水素 (陽子) の統計的重みは 2、電子の統計的重みは 2、そして陽子と電子からなる水素原子の統計的重みは 4 と置き、水素原子のエネルギーなどに比べて電子のエネルギーは無視した。またここで、

$$\chi = E_{II} - E_I$$

は (基底状態から) 電子が電離するために必要な「電離エネルギー (ionization energy)」である。たとえば、水素原子の電離エネルギーは 13.6eV で、対応する光の波長 (ライマン α) は 91.2nm になる。すなわち 91.2nm より波長の短い紫外線が当たれば、水素原子は電離する。

上では非相対論のレベルでエネルギーを測ったが、粒子の静止質量を用いた相対論的な

エネルギーでも同じ式になる。(粒子自体は温度の低い非相対論的な粒子だが、エネルギーを相対論的に測るということだ。)

その場合、(84) 式のエネルギーには、 i 状態の粒子の静止質量を入れればよい (92) 式。

$$N_i = g_i \left(\frac{2\pi m_i k_B T}{h^2} \right)^{3/2} \times \exp\left(-\frac{m_i c^2}{k_B T}\right) \quad (92)$$

$$N_I = g_I \left(\frac{2\pi m_H k_B T}{h^2} \right)^{3/2} \times \exp\left(-\frac{m_H c^2}{k_B T}\right) \quad (93)$$

$$N_{II} = g_{II} \left(\frac{2\pi m_p k_B T}{h^2} \right)^{3/2} \times \exp\left(-\frac{m_p c^2}{k_B T}\right) \quad (94)$$

$$N_e = g_e \left(\frac{2\pi m_e k_B T}{h^2} \right)^{3/2} \times \exp\left(-\frac{m_e c^2}{k_B T}\right) \quad (95)$$

$$\begin{aligned} \frac{N_{II} N_e}{N_I} &= \frac{g_{II} g_e}{g_I} \left(\frac{2\pi m_p m_e k_B T}{m_H h^2} \right)^{3/2} \\ &\times \exp\left(-\frac{m_p c^2 + m_e c^2 - m_H c^2}{k_B T}\right) \\ &= \left(\frac{2\pi m_e k_B T}{h^2} \right)^{3/2} \times \exp\left(-\frac{\chi}{k_B T}\right) \quad (96) \end{aligned}$$

後は同様に、それぞれの状態の粒子数を表すと、(93) 式から (95) 式のようになる。さらに、それらを辺々割り算すれば、サハの式として、(96) 式が得られる。いまの場合、静止質量の差し引き：

$$\chi = m_p c^2 + m_e c^2 - m_H c^2$$

が、具体的に陽子や電子や水素原子の質量を入れて計算してみると、きちんと電離エネルギーになっている。こう比較してみると、化学反応もきっちり粒子の静止質量の欠損を使っていることがよくわかる。

6.2.3 水素の再結合と中性化

この前の節までは、春休みに粗稿は書いていたのだが、この節で何を書くのか忘れていた。読み返してみると(笑)、どうやら、この前の節で準備した式を用いて、電離度を計算しないとイケないようだ。電離度を表す式はメモにはすでに求めてあるようだが、グラフを描くためには簡単なプログラムを組まないといけないようである。

$$\begin{aligned} \text{中性水素} &: N_I \rightarrow N_H \\ \text{電離水素} &: N_{II} \rightarrow N_p \\ \text{電子} &: N_e = N_p \quad (97) \\ \text{バリオン数} &: N_b = N_H + N_p \quad (98) \end{aligned}$$

$$\frac{N_p N_e}{N_H} = \frac{g_p g_e}{g_H} \left(\frac{2\pi m_e k_B T}{h^2} \right)^{3/2} \times \exp\left(-\frac{\chi}{k_B T}\right) \quad (99)$$

$$\text{電離度 } x = \frac{N_p}{N_H + N_p} \quad (100)$$

$$\frac{x}{1-x} = \frac{N_p}{N_H} = \frac{N_e}{N_H} \quad (101)$$

$$\begin{aligned} \frac{x^2}{1-x} &= \frac{N_p N_e}{N_H(N_H + N_p)} \\ &= \frac{1}{N_H + N_p} \left(\frac{2\pi m_e k_B T}{h^2} \right)^{3/2} \times \exp\left(-\frac{\chi}{k_B T}\right) \quad (102) \end{aligned}$$

自分で書いたメモがわからない(いつものように字が読めないのではなく、なんでこんな式を書いたのかがわからない)ので、もう

一度、辿っていくと、最初よりは流れが整理できたように思える。

まず、天文学の悪しき慣習で、いったんは、添え字に I (中性状態) や II (電離状態) を使ったが、ここでは水素だけを考えるので、

(97) 式のように、もっとあからさまに、添え字 H で中性水素を、添え字 p で電離水素を表す。電子の個数密度は、当然、電離水素の個数密度と等しい。さらに(98)式のように、中性水素の個数密度と電離水素のとを合わせて、バリオンの個数密度とする。

これらの記号をもちいて、改めてサハの式を書けば、(99) 式のようになる。なお、水素の場合は、統計的重みの部分は、具体的数値は、分母分子合わせて 1 である。

つぎに、中性水素と電離水素の和に対する電離水素の比として、(100) 式のように、「電離度 (ionization degree)」を定義する。ヘリウムとかが混ざっていると電離度の計算はややこしいが、単純な水素だけなら、それほど問題はないだろう。すぐわかるように、全部の水素が中性状態なら電離度は 0 で、完全に電離すれば電離度は 1 である。また(100)式を少し変形すると、中性水素と電離水素の比が(101)式のように書けることがわかる。

そこで、(99) 式のサハの式の両辺を中性水素と電離水素の和で辺々割って、いまの電離度などに直すと、(102) 式が得られる。こちらへん、細かいステップは多いが、ごくストレートな変形だろう。

この(102)式では、バリオン(中性水素と電離水素)の個数密度がわかりにくいので、つぎは、これを光子数密度 N_γ に直す変形を行う。まず、ずいぶん前の(35)式で導入した、光子数密度に対するバリオン数密度の比を(103)式のように η_γ と置こう。この比の値はだいたい見積もられていて、具体的には、10億分の1程度だった。これをもちえば、(102)式は(103)式のようになる。

この(103)式では、 η_γ は値がわかっているが、光子数密度 N_γ が残っている。これもずいぶん前の(37)式であったように、熱平衡になっているので、温度の関数として、(105)式のように表せた。ここで $\zeta(3) = 1.202$ である。この(105)式を(104)式に代入して、具体的な数値も入れると、ようやく、電離度を表すために欲しいもの(106)式が得られる。

$$\begin{aligned} \text{比}\eta_\gamma &= \frac{N_H + N_p}{N_\gamma} \\ &= \frac{N_b}{N_\gamma} \sim \frac{1}{10^9} \end{aligned} \quad (103)$$

$$\begin{aligned} \frac{x^2}{1-x} &= \frac{1}{\eta_\gamma N_\gamma} \left(\frac{2\pi m_e k_B T}{h^2} \right)^{3/2} \\ &\quad \times \exp\left(-\frac{\chi}{k_B T}\right) \end{aligned} \quad (104)$$

$$\text{光子数 } N_\gamma = 16\pi\zeta(3) \left(\frac{k_B T}{hc} \right)^3 \quad (105)$$

$$\begin{aligned} \frac{x^2}{1-x} &= \frac{\pi^{1/2}}{2^{5/2}\zeta(3)\eta_\gamma} \left(\frac{m_e c^2}{k_B T} \right)^{3/2} \\ &\quad \times \exp\left(-\frac{\chi}{k_B T}\right) \\ &= 0.26067 \times 10^9 \left(\frac{m_e c^2}{k_B T} \right)^{3/2} \\ &\quad \times \exp\left(-\frac{\chi}{k_B T}\right) \end{aligned} \quad (106)$$

すなわち、(106)式では、電離度 x が温度 T の関数で表されており、しかも、温度 T を与えれば、電離度の2次方程式なので、解(正負のうち正の方)を得るのは難しくない。実際に、いろいろな温度に対して電離度を計算するのは、電卓を叩くよりも短いプログラムを組んだ方が早いというわけだ。

ということで、定数設定などを除けば、プログラム本体は10行ほどの短いプログラムを組んで、電離度を計算してみたのだが、どうも思わしい値が出ない。式から見直してみたら、何のことはない、(106)式で一か所分母分子が逆になっていたのだ(もちろん上の式は修正済み)。プログラムは20分ほどで済んだのに、デバッグの方が時間がかかってしまった。

ともあれ、温度の関数として電離度を表したグラフが図50だ。温度が5000Kぐらいでは水素はまだほぼ完全に電離しているが、4000Kぐらいで電離度が下がりはじめ、3000K程度で中性状態になることがわかる。すなわち、宇宙膨張とともに温度が下がるにつれ、再結合は徐々に進んでいくのである。おおざっぱに、10万年ぐらいかかる。

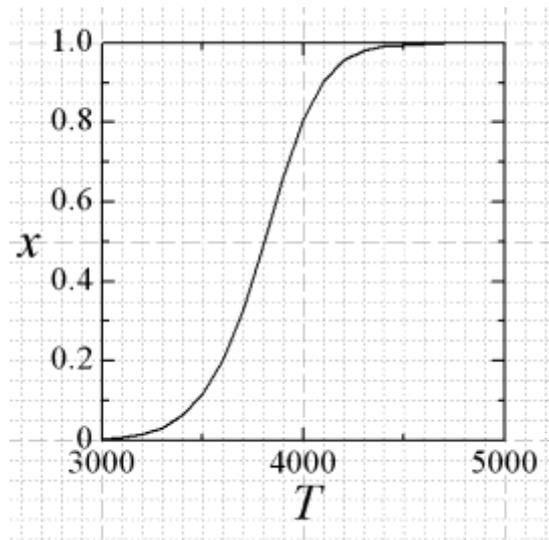


図50 温度と電離度

いつをもって再結合時とするかは、後は定義の問題で、まあ、電離度がちょうど半分の0.5になったときが適当だろうと定義すれば、温度では約3700Kということになる。これが何度か上げた再結合時の温度の値だ。

一方で、電離度が0.5ということは、まだ電離したプラズマが半分残っているのだから、まだ視界は霧がかかった状態で、とうてい晴

れているとはいえないだろう。水素が中性化して電離度がほぼ 0 になった状態が宇宙の晴れ上がりとすべきで、そうすると晴れ上がりの温度は約 3000K になる。

というわけで、再結合の温度と晴れ上がりの温度は少し違うことになるのである。

また、赤方偏移の関数として電離度および温度を表したのが図 51 である。

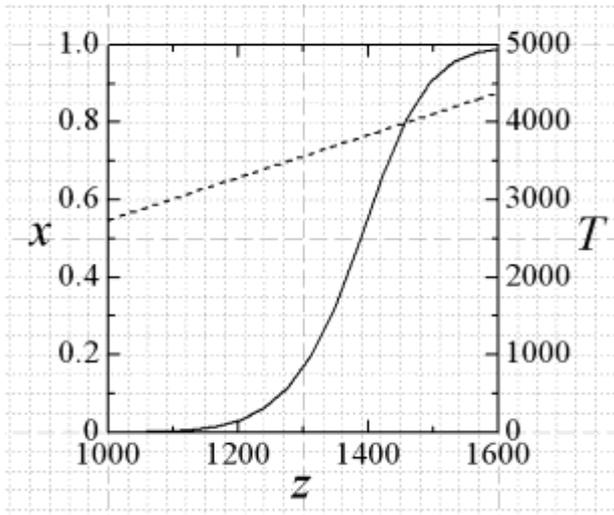


図 51 赤方偏移と電離度（実線）および温度（波線）

まとめに変えて、以前に上げた表を再掲しておこう（『天文教育』2008 年 7 月号 15 頁）。再結合時の赤方偏移は約 1400、晴れ上がり時の赤方偏移は約 1100 ということになる。

表 11 晴れ上がり前後のできごと（表 10 と同じ）

時刻	赤方偏移	温度	出来事
4 万 7000 年	3570	9700K	等密度時
24 万年	1370	3700K	陽子と電子の再結合
38 万年	1088	3000K	晴れ上がり 最終散乱

6.2.4 光子の最終散乱

以前にも書いたが、表 11 にあるように、

宇宙の晴れ上がり前後に起こる事柄で、

- ・陽子と電子の再結合
- ・宇宙の晴れ上がり
- ・光子の最終散乱

は、微妙に異なる出来事である。再結合と晴れ上がりの違いは述べたが、ここで光子の最終散乱について、簡単に述べよう。

陽子と電子の再結合は水素の電離度が 0.5 になる時点と定義したが、その時点で宇宙がどれくらい不透明かとかは考えていない。また宇宙の晴れ上がりは水素が中性になった時点とした。これは正確な定義ではないようだが、ここではそうしておこう。

たしかに、宇宙が晴れ上がってしまえば、宇宙は透明になっているだろうが、少しぐらい霧があっても、ある程度は見通せるものだ。つまり電離度などの状態とは別に、どれくらい先まで見えるか、どこを見ているのか、という観点で決まるのが、光子の「最終散乱 (last scattering)」という現象なのだ。

言い換えれば、宇宙の晴れ上がりより、少しぐらい前が見えてもいいわけである。幸いに、光子の最終散乱と宇宙の晴れ上がりは、事実上はほぼ同じ時点になっているようだ。

見通せる範囲—視界—に関して、平均自由行程と光学的厚みには触れておこう。

宇宙の中を光が進むと、一般に途中の媒質によって、吸収されたり散乱されたりする（図 52）。このとき、物質に邪魔をされることなく光が進める距離が「平均自由行程 (mean free path)」である。間にある物質の量や状態によって光の平均自由行程は変化する（図 53）。間にある媒質は、一般にはガス物質だが、ここで考えているケースでは、自由電子の存在が問題で、光子が自由電子に衝突して散乱されると、まっすぐに進めなくなる。

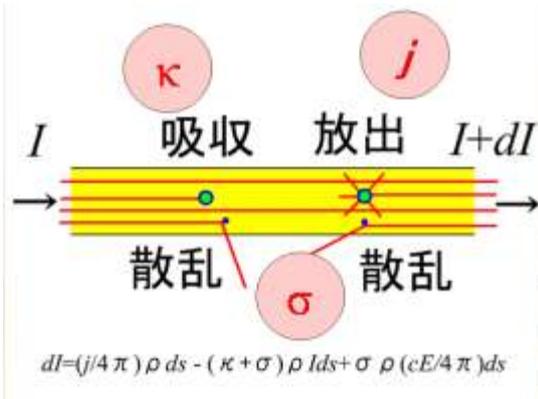


図 52 光線中の光の吸収・放出および散乱



図 53 天気のよい晴れた日には、平均自由行程は長く光学的厚みは薄くなり、遠くまで見通せる（上）。しかし、水滴などいろいろな原因によって、平均自由行程は短くなり光学的厚みは大きくなる（下）。

物質中を伝わる光の平均自由行程を決める要因の一つは、物質（ガス）の密度だ。ガスの密度が濃ければ、光はより短い距離でガス粒子に出会うだろうから、平均自由行程はガ

ス密度に反比例する。また、物質の種類や状態によっても平均自由行程は変わる。空気中に水滴が多いと光は届きにくいし、ガスが電離すると光は届きにくくなる。そこで、密度以外のそれらの要素を含めた“通りにくさ度合い”を「不透明度 (opacity)」と呼ぶ。

以上から、定義的に、光の平均自由行程 λ [cm]は、ガス密度 ρ [g/cm³]と（ガス密度以外の全部の要素を含む）不透明度 κ [cm²/g]の積に反比例する：

$$\lambda = \frac{1}{\kappa \rho}$$

光子の伝播を邪魔する粒子（水滴や黄砂や電子）の個数密度 n [cm³]と衝突断面積 σ [cm²]を用いて表すこともできる（図 54）：

$$\lambda = \frac{1}{n \sigma}$$

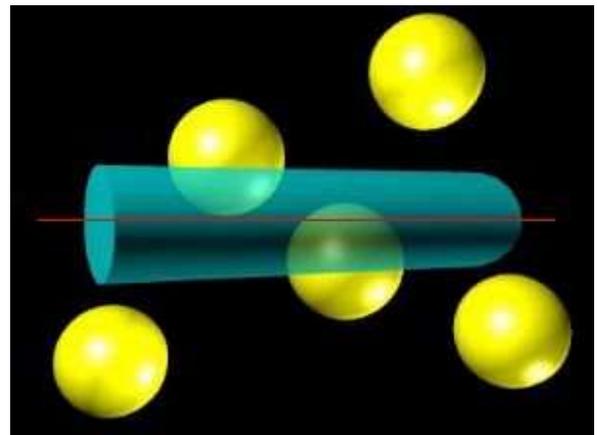


図 54 断面積 σ の粒子が個数密度 n で一様に分布していれば、 $\sigma \lambda$ という円筒の体積中の粒子数は $n \sigma \lambda$ となり、その粒子数が 1 になったときに衝突が起こる。

この平均自由行程の代わりに、よく使うのが、光を感じる“距離”としての「光学的厚み (optical depth)」である。光が通過した実距離 s と物質密度 ρ と不透明度 κ を用いると、光学的厚み τ は、次式で定義される：

$$\tau = \int \kappa \rho ds$$

単位を掛けたらわかるように、光学的厚みの単位は無次元である。光学的厚みが小さいと光は真っ直ぐに進みやすいが、光学的厚みが大きいと光は通過しにくくなる。また、平均自由行程との関連で言えば、“光学的厚みが1になる距離が平均自由行程”に他ならない。すなわち、光学的厚みが1になる実距離（平均自由行程）だけ進むと、光は物質粒子に出会うこととなる。

以上、おおまかな近似では、われわれがみている（観測している）のは、光学的厚みが1の場所だと言える。つまり、宇宙が晴れ上がったところ（光学的厚みは0）ではなく、実際には、もう少し向こうまで見通せているだろうというのは、そういう意味だ。ただし、実際には、散乱は確率過程なので、最終散乱（最後の散乱）は、光学的厚みがぴったり1になった場所だけで起こるのではなく、それより浅いところや深いところで起こるので、ある程度の幅は出てくる。

この最終散乱面は、観測者を中心に宇宙の彼方で球状に取り巻いている（図55）。宇宙の彼方で光るプラズマの壁が取り巻いているのである。

宇宙開闢から38万年後（赤方偏移は約1088、宇宙の大きさは約1億光年）、宇宙は晴れ上がり、物質は無色透明になる。ただし、この時点では、宇宙背景放射の温度はまだ3000Kもあるので、実際には宇宙全体はまだまだ眩しい世界だろう。しかし宇宙が膨張するとともに、宇宙背景放射の温度は赤方偏移に反比例して下がり、赤黒くなっていき、宇宙が10倍ほど膨らんだところ（赤方偏移は約100、宇宙の大きさは約10億光年）には、人間の体温程度の300Kぐらいに下がってしまう。おそらくこの時代、まだ初代の天体—宇宙の一番星—は生まれていない。宇宙に赤外線光子は満ちているが、闇夜に人間が光らな

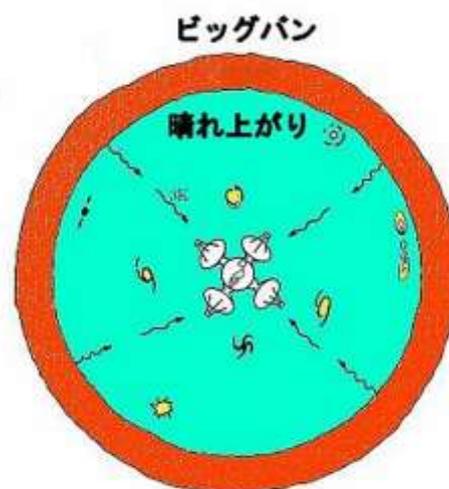


図55 最終散乱面。観測者を中心に宇宙の彼方で球状に取り巻いている。雲の表面のように、やや幅はある。

いと同様、宇宙背景放射は可視光からはずれてしまい、宇宙は闇に包まれているだろう。文字通り、宇宙の暗黒時代が到来する。

このエポックⅡ、まとめるのに、足かけ1年もかかってしまった。この調子だと連載はいつまでかかるやら（謎）。

文献

- [1] 福江 純 (2005) 『100歳になった相対性理論』, 講談社.
- [2] 早川幸男・佐藤文隆・松本敏雄 編 (1988) 『現代の宇宙論』, 名古屋大学出版会.
- [3] バーバラ・ライデン (2003) 『宇宙論入門』 (牧野伸義 訳), ピアソン・エデュケーション.
- [3] Gerhard Borner (1993) “The Early Universe”, Springer-Verlag.
- [4] 横尾武夫 編 (1993) 『新・宇宙を解く』, 恒星社厚生閣.

福江 純 (大阪教育大学)