

17 電磁波スペクトル

天文学においては、対象となる天体(object)がきわめて遠方にあるために、地球近傍の太陽系内のごく一部を除いて、対象を間近で見たり手で取って直接調べたりすることができない。そのため、対象の状態を知るほとんど唯一の手段は、天体が発する電磁波(光)を“ 観る ”ことである¹。すなわち天文学では、電磁波の観測(observation)によって、対象に関するさまざまな情報を得ている。具体的には、天体の形状や色などの特性とか天体を作っている物質の化学組成、天体の温度・密度・圧力・電離度などの物理状態、空間内の移動や自転・公転そして膨張・収縮・乱流などの運動状態、天体のまわりの時空の性質、さらに天体と地球の間の宇宙空間の性質、などの情報が得られる。。さらにこれらの観測から、場合によっては、天体までの距離や天体の質量や年齢などを導くこともできる。ここでは、電磁波の基本的な性質と主な放射機構について、簡単にまとめておこう。

17.1 電磁波とスペクトル図

電波・赤外線・可視光線・紫外線・X線・ガンマ線など、光の仲間を一般に電磁波と呼んでいるが、可視光線以外の電磁波は目には見えない。電磁波(光)は波としての性質をもつ一方で粒子としての性質ももっている。前者の特徴を表すときには電磁波(electromagnetic wave)、後者の場合は光子(photon)と使い分けることもあるが、ここではとくに区別せずに用いる。まず最初に電磁波 / 光子の基本的な性質について復習しておく。

(1) 光子の波長と振動数

電磁波(光子)は、波として捉えたときには、特定の波長 λ (ラムダ) と振動数 ν (ニュー) をもつ。電磁波の波長と振動数は独立

¹他の手段としては、高速で飛来する宇宙線の観測、相互作用をほとんどしない素粒子ニュートリノの観測、直接的な検出はまだだが重力波の観測などがある。

ではなく、真空中では、それらの積、

$$\lambda\nu = c \tag{17.1}$$

は光速 c ($= 3 \times 10^8 \text{ m s}^{-1}$) に等しい。

波長の基本単位は m だが、ミリ波と呼ばれる短波長の電波では mm ($= 10^{-3} \text{ m}$)、赤外線や可視光では μm ($= 10^{-6} \text{ m}$: ミクロン)、可視光ではさらに nm ($= 10^{-9} \text{ m}$: ナノメートル) を用いることも多い。一方、1秒あたりの振動数は Hz (ヘルツ) で測る。

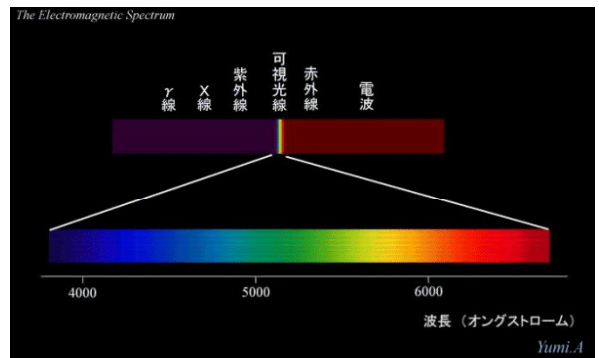


図 17.1 電磁波スペクトル(『宇宙スペクトル博物館』より)

波長(振動数)が短い(大きい)電磁波から長い(小さい)電磁波まで、電磁波を波長(あるいは振動数)の順に並べたものを電磁波のスペクトル(spectrum)という(図 17・1)。電磁波は、波長が長い順に、電波(radio)²、赤外線(infrared)³、可視光(visual light、optical light)⁴、紫外線(ultraviolet)⁵、X線

²波長 10km 以上を超長波、1km から 10km を長波、100m から 1km を中波、10m から 100m を短波、1m から 10m のものを超短波、1cm から 1m をセンチ波、1mm から 1cm をミリ波、そして 0.1mm から 1mm の波長の電磁波をサブミリ波と呼ぶ。

³電波より波長が短くて可視光線より波長が長い光、具体的には、波長が 1mm 以下でだいたい $0.77 \mu\text{m}$ (770nm) 以上の電磁波を赤外線 IR と呼ぶ。赤外線は人の目には見えないが、熱い物体から放射されるので熱線と呼ばれることもある。

⁴ご存知、目に見える光だ。波長はだいたい 400nm ぐらいから 770nm ぐらいの電磁波である。

⁵可視光線より波長が短い方では、400nm ぐらいから 10nm ぐらいまでの波長の電磁波を紫外線 UV と呼ぶ。紫外線は、波長によって、400nm から 320nm ぐらいまでの UVA、320nm から 290nm ぐらいまでの UVB、290nm から 190nm ぐらいまでの UVC に分けられる。紫外線は目には見えないが、化学作用を起こすので、化学線と呼ばれることもある。

(X-ray)⁶、ガンマ線 (gamma-ray)⁷ と分類される。

問 17.1 可視光の範囲を $0.38\mu\text{m}$ から $0.77\mu\text{m}$ としよう。これを nm で表してみよ。また振動数で表してみよ。

問 17.2 机の横のラジカセの目盛りを見てみよ。AMの目盛りは大体何 Hz から何 Hz までか？ FMのほうはどうか？ さらにAMやFMの振動数を波長に直すといくらになるか？

(2) 光子のエネルギーと運動量

電磁波が粒子として振舞うとき、1 個の光子は特定のエネルギー E と運動量 p をもつ。光子のエネルギー E は、振動数に比例し (波長に反比例する)、運動量はエネルギーを光速で割ったものになる：

$$E = h\nu = hc/\lambda \quad (17.2)$$

$$p = E/c = h\nu/c = h/\lambda \quad (17.3)$$

ここで h はプランク定数 ($= 6.626 \times 10^{-34} \text{ J s}$) である。

エネルギーの単位は eV ($= 1.60219 \times 10^{-19} \text{ J}$; 電子ボルト) や keV ($= 10^3 \text{ eV}$; ケヴ)、MeV (10^6 eV ; メヴ) などを用いる。

X 線や 線領域の電磁波は、粒子としての性質が強いため、しばしば波長や振動数の代わりにエネルギーで測る。

問 17.3 X 線天文衛星 <ぎんが> に搭載された大面積比例計数管は、大体 2 keV から 20 keV の範囲の X 線光子を捕らえることができた。この感度領域をエネルギーで表せ。また波長や振動数で表せ。

問 17.4 電子とその反粒子である陽電子が衝突すると、対消滅して 2 個の光子に変わる。この対消滅によ

⁶紫外線よりさらに波長が短い、おおざっぱに 1nm 以下の波長の電磁波が X 線だ。

⁷電磁波スペクトルの中で、もっとも波長が短くエネルギーの高い領域を、ガンマ線 (線) と呼ぶ。X 線とガンマ線の違いは、実は波長ではなく生成過程で決められているのだが、波長で言えば、0.01nm から 0.001nm あたりになるだろう。

て生成される 1 個の光子のエネルギーはいくらか？
また波長はいくらか？

(3) 連続スペクトルと線スペクトル

スペクトルには連続スペクトルと線スペクトルがある。白熱電球や太陽の光などはさまざまな波長の光を含んでおり、光を波長にわけたときになめらかなスペクトルになるが、これを連続スペクトル (continuum、continuous spectrum) という (図 17・2)。一方、星のスペクトルやキューサーのスペクトルのように、ある特定の波長近傍でとくに光が強かったりあるいは弱かったりする場合、スペクトル画像の上で線のように見えることから線スペクトル (line spectrum) という (図 17・3)。また後者の線スペクトルの中で、特定の波長で光の強度が強い場合を輝線 (emission line)、弱い場合を吸収線 (absorption line) とか暗線という。太陽のスペクトルも細かくみれば多数の吸収線 (フラウンホーファー線) をもっている。

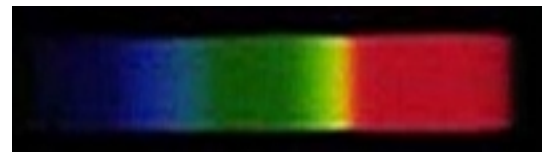


図 17.2 連続スペクトル。白熱電球の場合。

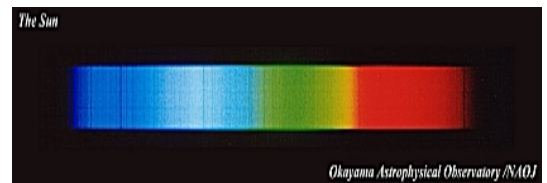


図 17.3 線スペクトル。銅の炎色反応で見られる輝線 (上) と太陽スペクトル中の吸収線 (下)。

(4) スペクトル図

電磁波のスペクトルは画像のままでは光の強度などがわかりにくい。そこでスペクトル

画像を視覚的に見やすくするために、普通は横軸に電磁波の波長（または振動数）を縦軸に電磁波の強さを取ったスペクトル図が用いられる（図17・4）。スペクトル図では波長や強度が何桁にもわたることも多く、軸には対数スケールが用いられることも多い（図17・5）。

電磁波の発生機構の違いや、対象の状態、伝播途中の宇宙空間による吸収や赤方偏移、さらには地球大気の吸収などによって、スペクトル図の輪郭は千差万別なものになる。逆に言えば、スペクトルを詳細に調べることによって、発生源の温度や密度などの物理状態、元素の組成、物質の運動状態、天体と地球との間の宇宙空間の状態などが解明されるのである。

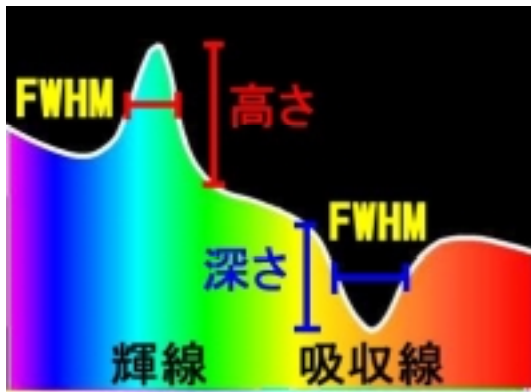


図 17.4 スペクトル図

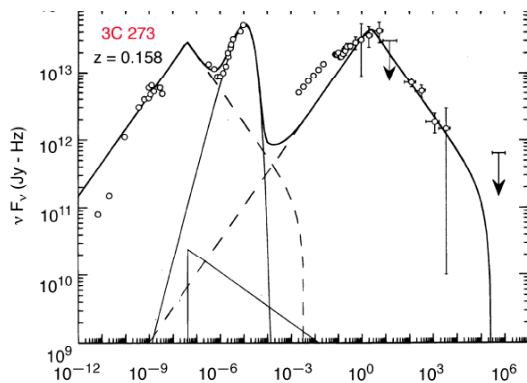


図 17.5 クェーサー 3C273 のスペクトル図（NASA）。白丸が実際の観測値で、実線や破線はモデル計算の例。

問 17.5 対数スケールで表したスペクトル図上でほぼ直線的になるスペクトルをべき乗型スペクトル（power law spectrum）と呼ぶ。図のスペクトルがほぼ直線であると仮定して、その傾きを求めよ。なお傾きを $-\alpha$ としたとき、 α をスペクトル指数と呼ぶ。

17.2 天体における放射機構

天体プラズマの内部には、原子に束縛された電子や電離して束縛を離れた自由電子が多数存在している。そして、光子が原子に吸収されたり原子から放射されたり、また原子核の近傍で自由電子が軌道を曲げられる際に光子が放射・吸収されたり、光子とガス粒子は頻繁に相互作用を繰り返している。さらに光子は、原子核や分子とも相互作用するし、自由電子とも衝突するし、磁場の影響も受ける。このような物質（ガス）と電磁波 / 光子の相互作用の結果、連続スペクトルや線スペクトルなどの多彩なスペクトルが生じる（図17・6）。

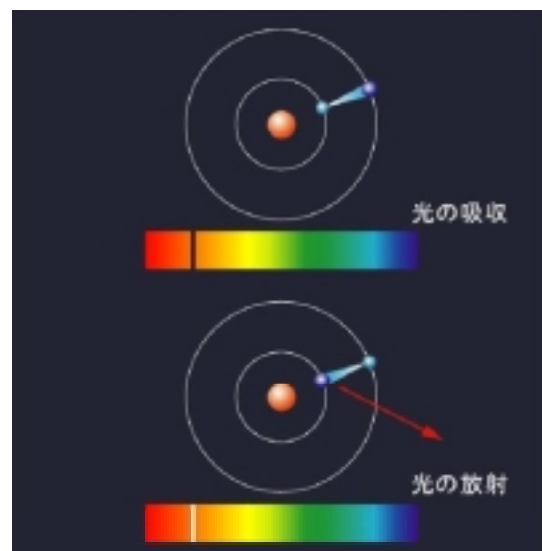
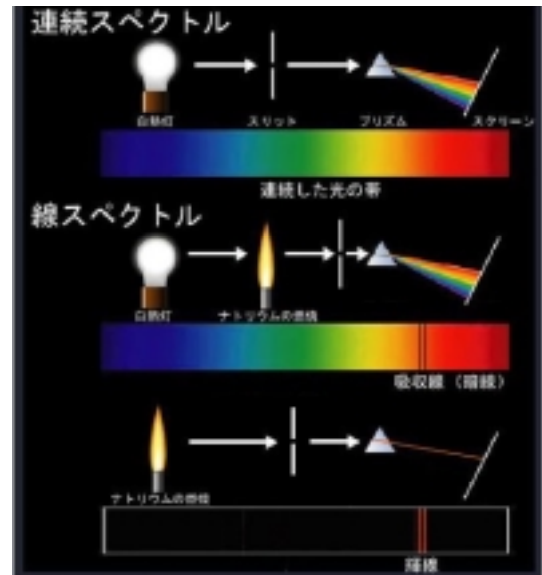


図 17.6 放射機構とスペクトルの関係の例。

これから後の章で、さまざまな放射機構について一つひとつ述べていくが、ここではさ

さまざまな放射過程について、表にまとめ概観しておこう。

まず全体は、大きく連続スペクトルの発生機構と線スペクトルの発生機構にわけられるだろう。

連続スペクトルのうち、光子と原子が十分に相互作用を行い、熱平衡状態になったガスから放射されるものを熱的スペクトル(thermal spectrum)という。考えている範囲で、ガスが光学的に厚い(optically thick)場合、すなわち十分に“不透明な”場合、プラズマ内部での光子とガスの個々の相互作用の特徴は失われ、全体として黒体放射(blackbody radiation)に近づく。星のスペクトルや降着円盤のスペクトルは黒体放射に近い。

一方、ガスが光学的に薄い(optically thin)場合、すなわち“ほぼ透明”ないし“半透明な”場合、光子とガスの相互作用の素過程のスペクトルが見える。通常は原子核の近傍で自由電子が軌道を曲げられる(制動を受ける)際に放出される光子のスペクトルになるが、これを熱制動放射(bremsstrahlung)あるいは自由-自由放射と呼ぶ。星間プラズマなどのスペクトルはしばしば熱制動放射のものである。

熱的スペクトル以外のものを非熱的スペクトル(nonthermal spectrum)という。たとえば、電子は荷電粒子なので磁場から影響を受ける。たとえば磁場の中に相対論的な速度で運動する高エネルギーの電子が飛び込んでくると、磁場から力を受けてその軌道が曲げられ、その結果、連続的な電磁波が放出される。これをシンクロトロン放射(synchrotron radiation)という。シンクロトロン放射のスペクトルは、べき乗型スペクトルになる。シンクロトロン放射が起こるためには、磁場と高エネルギーの電子が必要だが、かに星雲のような超新星残骸や活動銀河などのスペクトルがシンクロトロン放射で説明されている。

また非熱的スペクトルをつくる過程として、非常に高エネルギーの電子がエネルギーの低い光子に衝突して、光子を高エネルギー状態にたたき上げる過程も存在する。光子が電子に

衝突して電子にエネルギーを与える、いわゆるコンプトン散乱の逆過程であることから、逆コンプトン散乱(inverse Compton scattering)と呼ばれる。逆コンプトン散乱のスペクトルもべき乗型スペクトルになる。X線星や活動銀河のスペクトルには逆コンプトン散乱が関与していると考えられている。

線スペクトルのうちもっともありふれているのが、原子スペクトル(atomic spectrum)である。原子内で電子の取りうる軌道は量子力学的な効果によってとびとびで、したがって電子の結合エネルギーも離散的である。原子内に束縛された電子は、他の粒子や光子との相互作用によって、しばしばあるエネルギー状態から別のエネルギー状態に遷移(transition)する。このような束縛-束縛遷移の際に、状態間のエネルギー差に対応して、特定の波長の光子を放出したり吸収したりする。多数の原子が集まったガス中では、放出も吸収も両方起きているが、全体として放出の方が多ければ輝線が、吸収の方が多ければ吸収線が生じる。このような原子内の電子の状態が変化する際に発生するスペクトルを原子スペクトルという。原子スペクトルは星をはじめ多くの天体で観測される。

またCOのような分子の回転状態や振動状態が変化する際に発生するスペクトルを分子スペクトル(molecular spectrum)という。分子スペクトルでは状態間のエネルギー差が小さいため、スペクトル線の波長はしばしばミリ波や電波の波長帯にくる。分子スペクトルは星間ガスでも密度の濃い分子雲中などに見られる。

その他、星間ガスで見られる中性水素ガスの出す21 cm水素微細構造線や、X線パルサーなどで発見されている磁場のまわりを螺旋運動する電子のサイクロトロン吸収線(cyclotron line)、電子と陽電子が対消滅するときに発生する対消滅線(annihilation line)などがある。

表 17.1 天体における放射機構

連続スペクトル	熱的	黒体放射 熱制動放射	星、降着円盤 HII 領域、コロナ、銀河間ガス
連続スペクトル	非熱的	シンクロトロン放射 逆コンプトン散乱	超新星残骸、活動銀河 X 線星、活動銀河
線スペクトル		21 cm 水素微細構造線 分子スペクトル 原子スペクトル サイクロトロン線 電子・陽電子対消滅線	星間中性水素ガス 星間ガス、分子雲 星、銀河、活動銀河 白色矮星、X 線星 銀河系中心、BH

コラム：電磁波の発見

電波 (radio): マクスウェルが 1864 年に電磁波の理論を出したが、その中ではじめて、光の仲間の電波や電磁波を予言した。そして 1888 年になって、ヘルツが実際に電波の存在を突き止めた。電波は、日常生活のいろんなところで使われている。ラジオ、FM 放送、テレビ、衛星放送はもちろん、携帯電話とかも電波がバンバン使われている。電子レンジも、波長 15cm 程度のマイクロ波を発生して、食品の中の水分子を加熱しているのだ。

赤外線 (infrared): 目には見える光はないのに、温度計の温度が上昇することから、ハーシェルが 1800 年に赤外線に気づいた。赤外線も暖房器具はもちろん、農業、工業、医療、通信、資源探査、気象観測など、さまざまな分野で利用されている。

可視光 (visual light, optical light): ニュートンがプリズムを用いて太陽光線を分解したのは 1666 年のことである。

紫外線 (ultraviolet): 塩化銀の発光現象から 1801 年にリッターが紫外線を発見した。紫外線は化学作用を起こすから、殺菌灯その他、いろいろに利用されている。日焼けももちろん紫外線のせいだ。

X 線 (X-ray): ドイツの物理学者レントゲンは、1885 年、陰極管 (真空管) の実験をしているときに、そばに置いてある蛍光紙 (シアン化白金バリウムを塗った紙) が、緑色に光っていることに気づいた。陰極線 (電子線) の当たる陽極から強い放射線が出ていることが原因だと突きとめ、レントゲンは、未知を表す X から、この不思議な光線を X 線と名づけたのである (レントゲンは 1901 年に第 1 回ノーベル物理学賞を受賞)。その後、X 線は電磁波の一種であることがわかり、X (未知) ではなくなったのだが、相変わらず X 線と呼ばれている。X 線は、レントゲンなどの医療用をはじめ、非破壊検査や空港の手荷物検査など、いろいろなところで利用されている。

ガンマ線 (gamma-ray): ウラニウムの放射能 (物質から放射線が出てくる現象) として、1896 年にベクレルが発見した。ガンマ線とい

う名前は、放射線が謎だった当時に、発見された放射線を順番に、アルファ線 (ヘリウムの原子核)、ベータ線 (電子)、ガンマ線 (高エネルギーの電磁波) と名づけたことに由来する。ガンマ線は、1900 年になって、X 線よりもさらにエネルギーの高い電磁波であることがわかった。ガンマ線は、ガン治療などの医療用や品種改良などにも使われる。

18 黒体放射のスペクトル

連続スペクトルの中でもっとも基本的なものが、物質と熱平衡状態にある輻射場のスペクトル、すなわち黒体放射（黒体輻射）である。ここでは黒体放射の基本公式と観測の実例を概観しよう。

18.1 黒体放射

天体の（プラズマ）ガスが少なくとも考えている局所範囲内では、十分に時間が経ってガス粒子の相互作用が十分行われると、ガスの状態は見かけ上は変化しなくなり、一つのパラメータ：温度（temperature）で特徴付けられる。これが熱平衡状態（thermodynamic equilibrium）であり、そのときのガス粒子の速度分布は、その温度で指定されるマクスウェル・ボルツマン分布（Maxwell-Boltzmann distribution）になっている。さらに熱平衡状態になったプラズマと放射（光子）との相互作用が大きく、光子が原子やイオンによって頻りに吸収放出されたり、あるいは主として自由電子によってランダムに多数回散乱される状況では、放射場も一様かつ等方で熱力学的な平衡状態に到達して、やはりある温度で指定されるプランク分布（Planck distribution）になっている。このプランク分布になった放射場が黒体放射／黒体輻射（blackbody radiation）である（図18・1）。

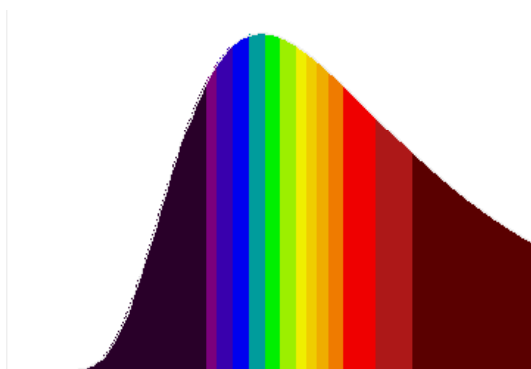


図 18.1 黒体放射スペクトル

星の内部などにおいては、局所的にはガスは熱平衡状態になっており、放射場との相互作用も大きいので、ほぼ黒体放射が実現して

いる。またプラズマガスに限らず、たとえば熱した鉄や地球表面や人体のような液体固体でも、外部の放射源や内部の熱源と熱力学的平衡状態にあれば、黒体に近いスペクトルを放射する。

(1) 黒体放射の強さ B_ν

単位振動数当りに放射される黒体放射のスペクトル強度（各振動数毎あるいは各波長毎の光の強さ）を黒体放射強度 $B_\nu(T)$ と呼び、黒体（blackbody）を示すために変数 B を用いて表す。黒体放射強度の単位は $[\text{erg s}^{-1} \text{cm}^{-2} \text{sr}^{-1} \text{Hz}^{-1}]$ である。黒体放射強度 $B_\nu(T)$ は、振動数 ν （あるいは波長 λ ）以外には唯一、熱平衡の温度 T （黒体温度）だけに依存する。

黒体放射スペクトル分布（プランク分布）を式で書けば、振動数毎の光の強さは、

$$B_\nu(T) = \frac{2h}{c^2} \frac{\nu^3}{e^{h\nu/kT} - 1} \quad (18.1)$$

と表される。ただし c ($= 2.9979 \times 10^{10} \text{ m s}^{-1}$) は光速、 h ($= 6.6261 \times 10^{-27} \text{ erg s}$) はプランク定数、 k ($= 1.3807 \times 10^{-16} \text{ erg K}^{-1}$) はボルツマン定数である。

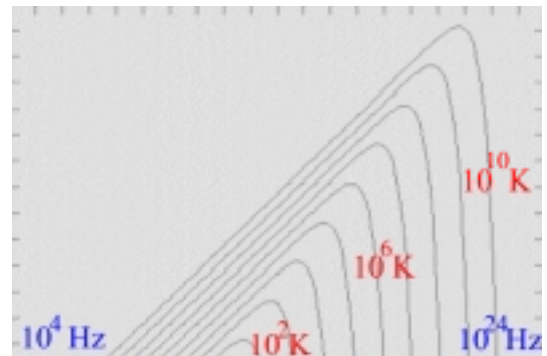


図 18.2 対数スケールで表した黒体放射スペクトル。横軸は振動数の対数、縦軸はスペクトル強度の対数。黒体温度は 1K から 10^{10} K まで。

いろいろな温度 T を取った時の、 $B_\nu(T)$ のグラフを図 18・2 に示す。横軸も縦軸も対数であることに注意。このような対数スケールで表すと、違う温度の黒体放射スペクトルは相似になる。

問 18.1 3K、300K、6000K、10000000K に対して黒体放射のグラフを描いてみよ。まず真数のままで描

いてみよ。次に対数で描いてみよ。なおこれらはそれぞれ、宇宙背景放射、地球表面、太陽表面、中性子星周辺の降着円盤の典型的な温度である。

問 18.2 温度を変えた時に黒体放射の対数グラフが相似になる理由を考えてみよ。ヒント： $B_\nu(T) = (2h/c^2)T^3(\nu/T)^3/(e^{h\nu/kT} - 1)$ と表せる。

(2) ウィーンの変位則

図からも分かるように、黒体放射スペクトルはピークをもっている。そのピークの位置は、

$$\nu_{\max} = 5.88 \times 10^{10} T \text{ [Hz]} \quad (18.2)$$

$$\lambda_{\max} = 2.90 \times 10^3 / T \text{ [\mu m]} \quad (18.3)$$

で与えられ、ウィーンの変位則と呼ばれている。

問 18.3 ウィーンの変位則、(18.2) 式と (18.3) 式を導け。ヒント：(18.1) 式を微分してみよ。また (18.3) 式を導くには、光の振動数と波長の関係を用いよ。

問 18.4 3K、300K、6000K、10000000K の時の、黒体スペクトルのピークの波長、振動数、エネルギーは、それぞれいくらか？

(3) レイリー・ジーンズ分布とウィーン分布

プランク分布 (18.1) 式は、温度に比べ振動数の小さい長波長側 ($h\nu \ll kT$)、すなわち図 18・2 に示したスペクトルのピークの左側では、

$$B_\nu(T) \sim \frac{2kT\nu^2}{c^2}, \quad (18.4)$$

と近似され、レイリー・ジーンズ分布として知られているものになる。また短波長側 ($h\nu \gg kT$)、すなわちピークの右側では、

$$B_\nu(T) \sim \frac{2h\nu^3}{c^2} e^{-h\nu/kT} \quad (18.5)$$

と近似され、ウィーン分布として知られているものになる。

問 18.5 レイリー・ジーンズ分布 (18.4) 式、およびウィーン分布 (18.5) 式を導け。またそれらを黒体放射のグラフに重ねてプロットしてみよ。

(4) ステファン・ボルツマンの法則

単位振動数当りの黒体放射強度 $B_\nu(T)$ を振動数で積分したものを $\int B_\nu(T) d\nu$ を全黒体放射強度 $B(T)$ [erg s⁻¹ cm⁻² sr⁻¹] という。積分を実行した結果、

$$B(T) = \frac{\sigma}{\pi} T^4 \quad (18.6)$$

が、ステファン・ボルツマンの法則 (Stefan-Boltzmann law) である。ただしここで σ は、

$$\begin{aligned} \sigma &= \frac{2\pi^5 k^4}{15c^2 h^3} \\ &= 5.6705 \times 10^{-5} \text{ erg cm}^{-2} \text{ deg}^{-4} (\text{SI}) \end{aligned} \quad (18.7)$$

で、ステファン・ボルツマンの定数と呼ばれる。

ステファン・ボルツマンの法則 (18.6) は、図形的には、黒体放射スペクトルのグラフによって囲まれる部分の面積が温度の 4 乗に比例することを意味している。

問 18.6 積分を実行してステファン・ボルツマンの法則 (18.6) を導け。ヒント： $\int [x^3/(e^x - 1)] dx = \pi^4/15$ 。

問 18.7 黒体放射の場合、半径 R の星の表面での放射流束 F_ν 、全放射流束 F 、光度 L はそれぞれ以下のように表される。これらを導け。

$$F_\nu = \int B_\nu \cos \theta d\Omega = \pi B_\nu \quad (18.8)$$

$$F = \int B \cos \theta d\Omega = \pi B = \sigma T^4 \quad (18.9)$$

$$L = 4\pi R^2 \sigma T^4 \quad (18.10)$$

(5) 単位波長当りの黒体放射強度 B_λ

単位振動数当りの放射強度 B_ν [erg s⁻¹ cm⁻² sr⁻¹ Hz⁻¹] (18.1) 式に対し、単位波長当りの放射強度 B_λ [erg s⁻¹ cm⁻² sr⁻¹ cm⁻¹] も使われる。少し変換を行うと、黒体放射スペクトルの各波長毎の光の強さは、

$$B_\lambda(T) = \frac{2hc^2}{\lambda^5} \frac{1}{e^{hc/\lambda kT} - 1} \quad (18.11)$$

と表される。

問 18.8 波長に対する黒体放射強度のグラフを描いてみよ。真数と対数で描いてみよ。

問 18.9 (18.11) 式を導け。

18.2 太陽放射

太陽からは絶え間なく膨大な量のエネルギーが宇宙空間に放射されており、そのほんのひとしずくが地上に降り注いで、地球上に生きる全ての生命のエネルギーの源となっている。太陽から放射されるエネルギーは、一部は荷電粒子や磁場の形も取るが、大部分は光子の流れ、電磁放射の形で惑星間空間を運ばれ地球まで到達する。放射エネルギーは、電波からX線まで電磁波の全波長域にわたって延びているが、基本的には約6000Kの黒体放射でよく近似されることが分かっている(図18・3)

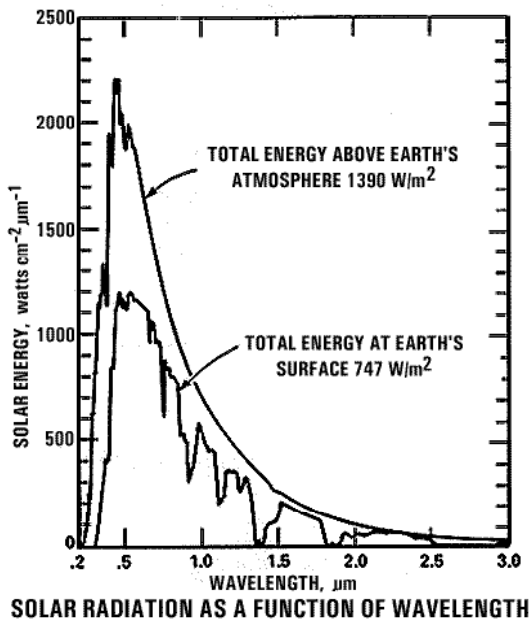


図18.3 太陽放射のスペクトル図(<http://www.tak2000.com/data/planets/solar-rad.gif>)

太陽の中心の核反応で生成された輻射光子は、太陽内部の各場所で、太陽内部のガス物質によって頻りに吸収放出を繰り返し、各場所で物質と熱平衡状態になっている(局所熱平衡)。表面に近づくと、物質密度が急激に低くなるので、ついには輻射光子はそのまま宇宙空間に飛び出す。われわれが太陽の表面として見ているのは、輻射光子が物質によって最後に吸収放出あるいは散乱される面であり、それを光球(photosphere)と名づけている。もっとも太陽の実体は光球でちょんぎれ

ているわけではなく、ほとんど透明ではあるが、光球の外側にも太陽大気は広がっており、彩層、コロナそして惑星間空間へと連続的に続いている(§12)。

いったん光球を離れた輻射光子全体のスペクトルはもはや変化しないので、光球表面でのスペクトル I_λ (または I_ν) のまま地球まで届いて I'_λ として観測される。

問18.10 可視光の領域(0.38nmから0.77nm)で、波長に対する黒体放射強度のグラフを真数で描いてみよう。黒体温度は、3000K、6000K、10000Kの場合を描いてみよう。星の色との関係を考えてよ。

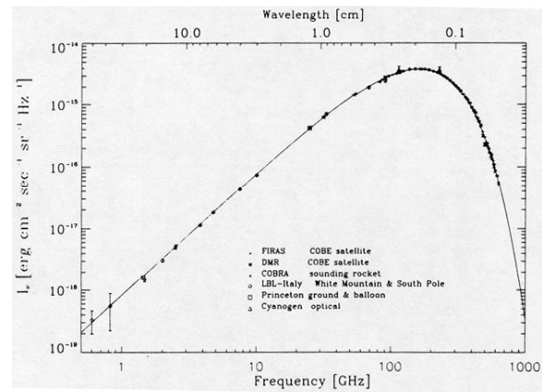


図18.4 宇宙背景放射のスペクトル図(<http://nedwww.ipac.caltech.edu/>)

18.3 宇宙背景輻射

原始火の玉宇宙の名残が今も宇宙のあらゆる空間に充満し、宇宙のあらゆる方向から地球に降り注いでいる(§9参照)。われわれはそれを宇宙背景放射(cosmic background radiation)と呼んでいる。放射スペクトルが絶対温度3Kの黒体スペクトルに近いことから、3K宇宙放射とか宇宙黒体放射と呼ぶこともある(図18・4)。

(1) 宇宙の進化

ビッグバン宇宙論によれば、今から約100億年の昔(最近の研究では137億年前)宇宙は熱い火の玉として生まれ、すぐに爆発的膨張を開始した。最初の1秒ほどは、非常に高エネルギーの素粒子のスープだったが、宇宙が膨張するにしたがい、ほとんどの素粒子は

その反粒子と対消滅して、やがてわれわれにもなじみ深い電子や陽子のみが残った(図 18・5)

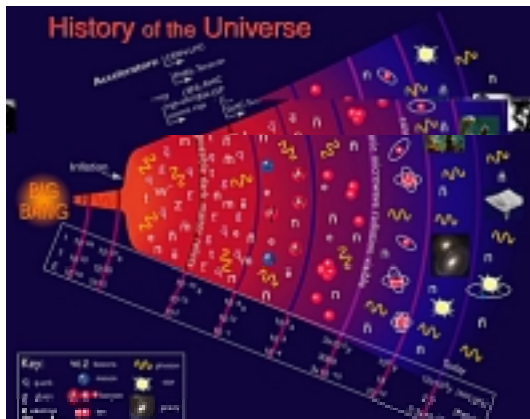


図 18.5 宇宙の熱史([http:// particleadventure. org/](http://particleadventure.org/))

しかしながらそれでもしばらくの間、まあ誕生後 10 万年くらいの間は、宇宙の温度は非常に高く、物質はプラズマ状態のままであった。そのため、原子核に捕らわれていない自由電子に邪魔されて、光子は真っ直ぐに進むことができなかつた。すなわち宇宙は不透明だった。しかしながら宇宙が膨張するにしたがい、(宇宙の外部というものはないので) 宇宙のプラズマガスの温度は断熱冷却によって温度は下がっていく。そして誕生後 10 万年くらいでプラズマガスの温度は 4000K くらいまで下がり、その段階で、電子は陽子と結合して水素原子になる(中性化)。その結果、光子の行く手を阻むものはなくなって、宇宙の視界は開けた。これを宇宙の晴れ上がりと呼んでいる(図 18・6)。このときの光子のスペクトルがいま宇宙背景放射として見えているものである。一方、放射と袂を分けた物質は、超銀河団、銀河団、銀河、星、生命などへと構造化していくこととなる。

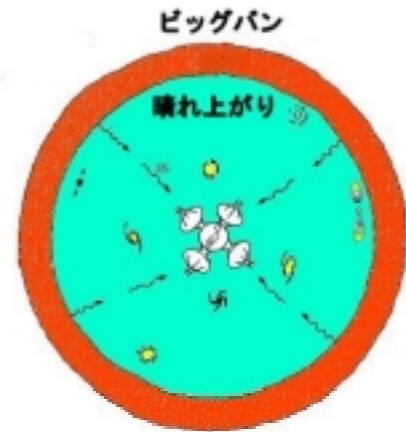


図 18.6 宇宙の熱史

(2) 宇宙背景放射

この宇宙背景放射は我々にさまざまなことを教えてくれる。まず宇宙背景放射が黒体放射のスペクトルをしているということから、上で述べたように、かつて宇宙全体で物質と輻射が熱平衡にあったことがわかる。またこの宇宙背景放射が等方的で一様なことから、この放射が生まれた時の宇宙もやはり一様等方だったと思われる。さらに観測される放射スペクトルの温度が 3K にまで下がっていることから、その時代から現在までの宇宙膨張の割合も分かるのだ。

問 18.11 温度 T_0 の黒体放射スペクトルが、宇宙膨張などによって赤方偏移したとき、各波長が赤方偏移すると同時に各波長でのスペクトル強度も変化するので、赤方偏移したスペクトル全体もやはり黒体放射スペクトルになる。ただし観測される温度 T はもとの温度 T_0 と異なり、赤方偏移 z を使うと、

$$1 + z = T/T_0 \quad (18.12)$$

となる。この(18.12)式は、赤方偏移の種類によらず成り立つ。もし宇宙背景放射が放射されたときの温度が $T_0 = 4000\text{K}$ ならば、そのときの赤方偏移はいくらになるか？ さらにその原因が宇宙膨張だとすれば、その時の宇宙と現在の宇宙の大きさの比はいくらか？

コラム : COBE と WMAP

19 熱制動放射のスペクトル

ここでは、熱運動している電子から放射される熱的なスペクトルの一つとして、熱制動放射（自由 - 自由放射）について述べる。

19.1 熱制動放射

宇宙に存在するプラズマガス（電離ガス）は、原子核に束縛されていない自由電子と、電子がいくつか電離したイオンからできている。自由電子もイオンも、熱運動のために激しく動き回っているが、電子の質量よりもイオンの質量の方がはるかに大きいために、熱運動の速度は電子の方が大きい。さて、このような自由電子とイオンが出会ったとき、負の電荷をもつ電子と正の電荷をもつイオンの間には電磁気力（クーロン力）が働き、お互いに影響を及ぼし合うが、電子の質量よりイオンの質量の方がはるかに大きいために、イオンはほとんど動かずに、イオンのまわりで電子の軌道が曲げられる（図19・1）。すなわちイオンのまわりで電子は加速を受けるわけだ。このときに電子から光子が放出される。

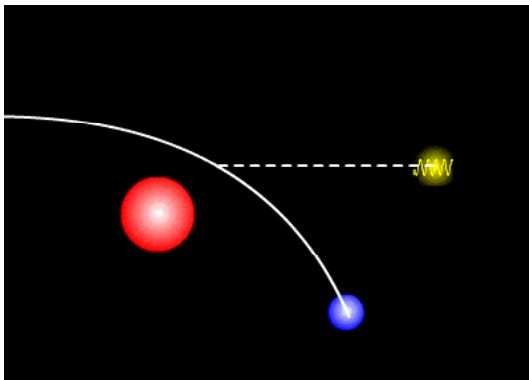


図 19.1 イオンの近傍で加速される電子と熱制動放射

このような過程で発せられる光を、熱運動している電子がイオンのまわりでブレーキ（制動）をかけられて出す放射という意味で、熱制動放射（thermal bremsstrahlung）と呼ぶ。また電子がある自由軌道から別の自由軌道に遷移する際に出す放射という意味で、自由 - 自由放射（free-free emission）とも呼ぶ。さらに熱運動している電子が出す放射だから、広

い意味で、熱放射（thermal emission）ということもある。

(1) 熱制動放射の放射率

電子やイオンが熱運動しており、プラズマガスの温度が T のとき、そのようなプラズマから放射される放射エネルギーの割合、すなわち放射率（emissivity）はわかっている。

プラズマガスを構成している原子の原子番号を Z とし、イオンの数密度を n_i 、電子の数密度を n_e とすると、単位体積あたりに毎秒放射される各振動数毎の放射エネルギー $\epsilon_{ff}(\nu)$ および、単位体積単位立体角あたりに毎秒放射される各振動数毎の放射エネルギー $j_{ff}(\nu)$ は、cgs 単位系で表して、

$$\begin{aligned} \epsilon_{ff}(\nu) &= 4\pi j_{ff}(\nu) \\ &= 6.8 \times 10^{-38} g_{ff} \times \sum_Z Z^2 n_e n_i T^{-1/2} e^{-h\nu/kT} \end{aligned} \quad (19.1)$$

となる（単位は $\text{erg cm}^{-3} \text{s}^{-1} \text{Hz}^{-1}$ ）。ただしここで、 g_{ff} はガウント因子と呼ばれる 1 程度の値をもつ量子力学的補正量である。

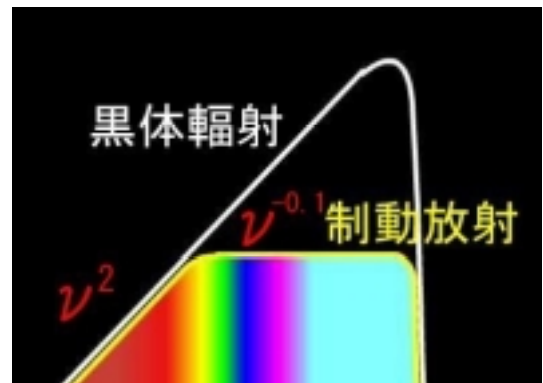


図 19.2 熱制動放射のスペクトル

もしプラズマガスが宇宙の平均的な組成からできているとすると、

$$\epsilon_{ff}(\nu) = 4\pi j_{ff}(\nu) = 7.8 \times 10^{-38} g_{ff} n_e^2 T^{-1/2} e^{-h\nu/kT} \quad (19.2)$$

となる（単位は $\text{erg cm}^{-3} \text{s}^{-1} \text{Hz}^{-1}$ ）。このような熱制動放射の放射率を表すスペクトル図は、図19・2のようになる。放射率の式（19.2）に現れる振動数 ν に依存する部分は、指数部分 $e^{-h\nu/kT}$ だけだ。この部分は高振動

数領域 ($h\nu \geq kT$) では効いてくるが、逆に低振動数領域 ($h\nu \leq kT$) ではあまり効かずに、低振動数領域では指数部分はほぼ 1 になる。すなわち高振動数領域を除いて、熱制動放射の放射スペクトルは、図に表されているように、振動数 ν にあまり依存しない、ほぼ一定でのっぺりとしたものになる。

ところで図の左端のより低振動数側では、熱制動放射の放射率は減少している。これは以下のような理由だ。もしプラズマが光学的に薄く熱放射された光子に対して半透明ならば、図のようなのっぺりした熱制動放射の生のスペクトルが見えることになる。しかし、もし熱放射に対してプラズマが光学的に厚く不透明ならば、放射された光子は他の自由電子に吸収されてしまう。その結果、プラズマと放射は十分に相互作用を行い、スペクトルは黒体放射になる。ところで、プラズマが光学的に厚いか薄いかは、振動数によって異なるが、熱制動放射を吸収する割合は振動数 ν^{-2} ぐらいで依存するため、普通は、低振動数になるほど放射は吸収されてプラズマは光学的に厚くなる。そして、ある振動数以下では、黒体放射的になり、放射率はレイリー・ジーンズ分布のように ν^2 で減少するのだ。

(2) 熱制動放射の全放射率

なお、振動数全域にわたって積分した放射率は、やはり cgs 単位系で表すと、

$$4\pi j_{\text{ff}} = \epsilon_{\text{ff}} = 1.6 \times 10^{-27} g_{\text{B}} n_{\text{e}}^2 T^{1/2} \quad (19.3)$$

となる (単位は $\text{erg cm}^{-3} \text{s}^{-1}$)。ここで g_{B} は振動数で平均したガウント因子で、1.1 から 1.5 ぐらいの値をもつ補正量である。

この (19.3) 式は、光学的に厚い場合の黒体放射におけるステファン・ボルツマンの法則に相当するもので、光学的に薄いプラズマガスからの熱放射量を表している。

19.2 星間ガスと H II 領域

惑星間空間や星間空間など宇宙空間は、決して完全な真空ではなく、わずかではあるが、希薄なガス物質や固体微粒子 (ダスト)、そして光放射や磁場や高エネルギー粒子などが存在している。銀河系内の星間空間では、ガス物質の平均的な密度は、1 立方センチ (角砂糖一個分) ぐらいの体積に水素原子が 1 個程度はある。身のまわりの空気などに比べれば、桁違いに希薄だが、たとえば 1 立方光年ぐらいの体積中のガス物質をすべてかき集めれば、星一個分ぐらいの量になるのだから、宇宙空間の広大さは侮れない。このような宇宙空間に広がるガス物質を星間ガス (interstellar gas) と呼んでいる (図 19・3)。

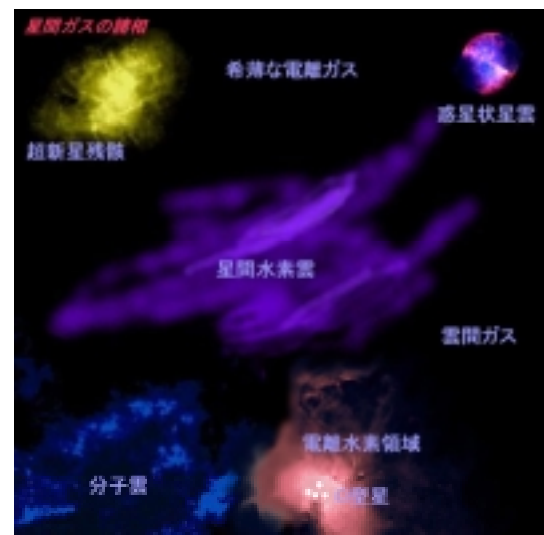


図 19.3 星間ガスの諸相 (『宇宙スペクトル博物館』より)

星間ガスの密度は、平均的には角砂糖一個分の体積で水素原子が一個ぐらいだが、星間空間のどこでも均一に広がっているわけではなく、宇宙空間のガス物質も密度が高いところや低いところなどムラムラになっている。そしてガスの密度が比較的高い領域、具体的には平均よりも数百倍も数千倍も高い領域を星雲 (nebula) とか星間雲 (interstellar cloud) と呼んでいるのだ。

(1) 星間ガスの形態

星間ガスを温度で分類すると表のようになるだろう。

表 19.1 星間ガスの分類

相	温度	ガスの状態
高温ガス	100 万 K 程度	電離水素状態
電離ガス	数万 K ぐらい	電離水素状態
雲間ガス	1 万 K 弱	中性水素状態
星間雲	100K 前後	中性水素状態
分子雲	10K 前後	水素分子状態

地上では、水素原子は単独で存在することはまずない。というのは、水素ガスの密度が高いために、すぐ別の水素原子と衝突して水素分子になってしまうからだ。しかし、宇宙空間は地上に比べてはるかに真空に近くガスの密度も希薄なので、水素原子が他の水素原子と衝突することもまれで、その結果、単独の水素原子がガスのままで存在できる。すなわち、それが中性原子状態 (neutral state) の水素ガスだ。中性水素ガスは可視光は出さないで、光の波長で見ることができない。しかし、陽子と電子からなる水素原子は、量子力学的な特殊な遷移を起こして、波長 21cm の電波輝線を放射する (§ 24 参照)。これらは雲間ガスや星間雲として存在している。



図 19.4 VLT で撮影した馬頭星雲 (ESO)

また、通常星間雲の密度は、1 立方センチに 10 水素原子ぐらい (宇宙空間の平均の 10 倍ぐらい) なので、星の光は透けて透けて見

える。しかし、水素原子の密度が高くなると、具体的には 1 立方センチに 100 個から数百万個ぐらいになると、十分濃くなって星の光が通過できなくなる。このような濃い星雲雲は、通常星間雲よりさらに低温で、絶対温度で 10K ほどしかないため、水素はしばしば分子状態 (molecular state) になっている。そのため星間分子雲と呼ぶことも多い。このようなガス密度の高い星間雲は、温度が低く自分で光ることはないが、背後の星や明るい星雲の光を遮って黒っぽいシルエットとして見えることがある。それが馬頭星雲やコールサックなどを代表とする暗黒星雲だ (図 19・4)。

さらに、星間ガス雲は大部分が水素ガスだが、もし星間ガス雲の近くに O 型星や B 型星があると、それらの星から発する強い紫外線のために水素ガスが電離してしまう。水素原子は一個の陽子と一個の電子からできているが、波長が 91.2nm よりも短い紫外線があたると、陽子と電子の結合が解かれて、水素原子の陽子と電子はバラバラになってしまう。これが電離 (ionize) である。そして水素が電離した状態が電離状態 (ionized state) だ。このような電離水素状態の星間ガスを、そのまま電離 (水素) ガスとか、あるいは電離水素ガスを HII ということから、HII 領域 (HII region) という。こうして高温星のまわりの星間ガスは、しばしば電離状態になっているのだが、電離した陽子と電子はお互にくっこうとして、そしてしばしば再結合する。この再結合のときには、余分なエネルギーを光に変えて放射するが、それは水素原子特有の赤い色の光になる。そして、高温星のまわりの水素ガス雲は、電離と再結合を繰り返しながら、主に赤い光を放射して輝くことになる。特定の波長の赤い光を出すことから輝線星雲と呼ばれる。

また、高温の星の紫外線によって電離したガスは、温度がだいたい数万度ぐらいの電離水素ガスだが、同じく電離状態だが、温度が 100 万度にもものぼる高温の電離ガスが星間空間には存在しており、高温ガスと呼ばれている。このような高温の電離水素ガスは、超

新星爆発の衝撃波などによって生じると考えられている。

(2) オリオン大星雲

電離水素領域 (HII 領域) として有名なものに、オリオン大星雲 M42 やバラ星雲などがある (図 19・5)。



図 19.5 オリオン大星雲とバラ星雲 (NASA/STScI)

電離水素領域はこれらの可視光の領域では、水素原子が放出する赤いスペクトル輝線が強くて、連続スペクトルである熱制動放射のようすはわかりにくい。しかし、電波領域のスペクトルを調べてみると、電離水素領域の熱制動放射がよくわかる (図 19・6)。図は、振動数 30MHz (波長 10m) から 30000MHz (0.01m) あたりでの、オリオン星雲とバラ星雲のスペクトル図である。スペクトル図の右側、短波長側では、熱制動放射に対して星雲ガスはほぼ透明なために、ほぼ一定の生のスペクトルが見えている。一方、スペクトル図の左側、長

波長側では、熱制動放射に対して星雲ガスは不透明になっている。すなわち、熱制動放射で放出された光 (いまの場合は電波) は、他の水素原子に吸収され、頻りに放出と吸収を繰り返し、スペクトルは黒体放射のレイリー・ジーンズ分布になっている。

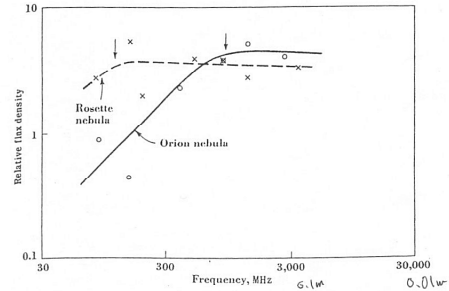


Fig. 8-56. Spectra of the Orion and Rosette nebulas. The circles are measured values for the Orion nebula, and the crosses are measured values for the Rosette nebula. The arrows indicate the break frequencies of the spectra. (After Menon, 1962, 1964.)

図 19.6 HII 領域の電波スペクトル図

問 19.1 星間ガスの密度が、1 立方 cm に水素原子 1 個の場合、10 個の場合、100 個の場合のそれぞれについて、何立方光年の広がり of ガスを集めると太陽 1 個分になるか。

19.3 X 線パルサー

X 線の眼で宇宙を見始めて以来、実にさまざまな天体が X 線を放射していることが発見されてきたが、それらのうち X 線を出している星を X 線星と呼んでいる。現在ではこれらの X 線星の多くが、中性子星やブラックホールといった極めてコンパクトな天体と通常の星からなる近接連星であることが分かっている。そのためしばしば近接連星型 X 線星とか、たんに X 線連星 (X-ray binary) と呼ばれる (図 19・7)。

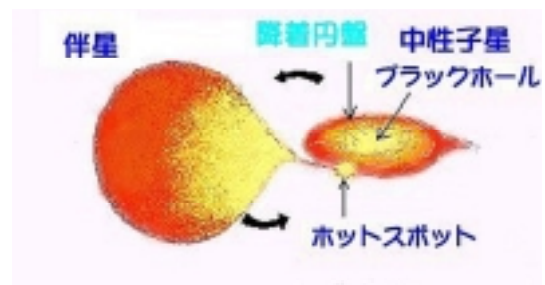


図 19.7 X 線連星の模式図

ここでは中性子星を含む X 線連星に関して、X 線領域の熱放射を中心に述べておこう。

(1) X 線バースターと X 線パルサー

中性子星を含んだ近接連星型 X 線星では、伴星から中性子星の重力圏に流れ込んできたガスによって、中性子星の周辺にガス降着円盤が形成されている(詳しくは § 21 参照)。このような X 線連星には、その活動の特徴によって X 線パルサーとか X 線バースターなどがある。その違いは主に中性子星磁場が強いかどうかによると考えられている。

表面まで達し、そこに降り積もっていく。燃料(すなわち水素やヘリウム)が十分溜ると、核融合の暴走を起こし、燃料は一気に燃え上がって X 線で爆発現象(バースト)を引き起こす。そして X 線領域で観測すると、数秒ほどで急激に明るくなり、数十秒かけて暗くなる。これが X 線バーストで、X 線バーストを起こす天体が X 線バースター(X-ray burster)である(図 19・8、図 19・9)。X 線バーストは、数時間から一日くらいの間隔で繰り返す。

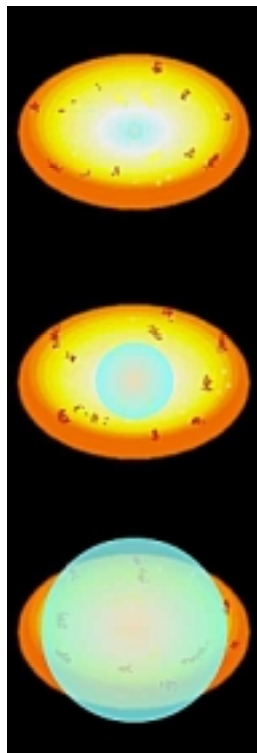


図 19.8 X 線バースターの模式図

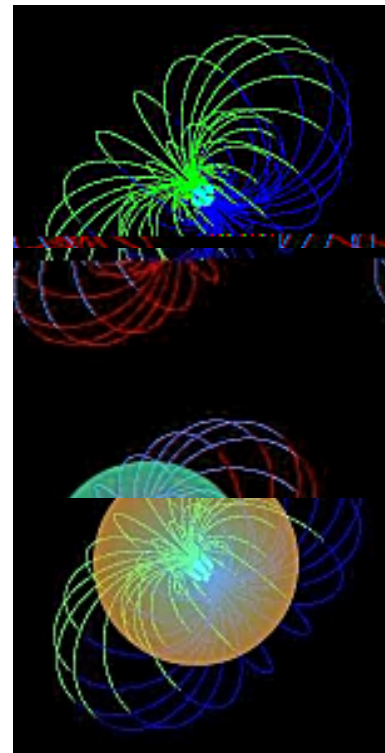


図 19.10 X 線パルサーの模式図

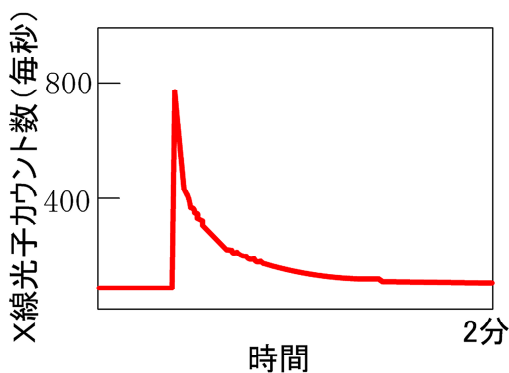


図 19.9 X 線バースターの光度曲線

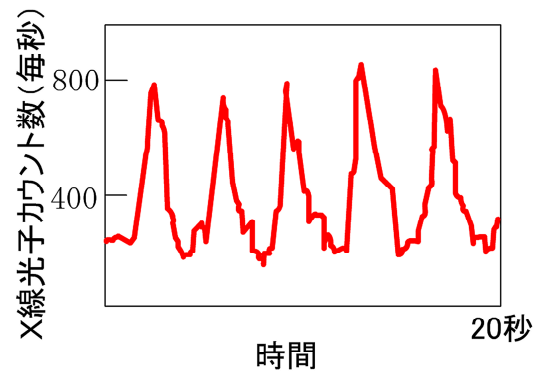


図 19.11 X 線パルサーの光度曲線

中性子星が古くて磁場が弱くなっている場合、降着してきたガスは最終的に中性子星の

一方、若い中性子星は一兆ガウスもの非常に強い磁場をもっていて、地球磁場のような双極磁場になっていると考えられている。そ

のような中性子星に周囲からガスが降ってきても、降着ガスは中性子星の強い磁場に遮られて、直接中性子星表面まで達することができない。というのは降ってくるガスは、電離したプラズマ状態になっているため、磁場の影響を強く受けるからである。磁場に捕らえられたプラズマガスは、磁力線に沿って中性子星の二つの磁極に向かう。その間ガスは中性子星の重力ポテンシャル中を落下することになるので、落下する間に蓄えられた位置エネルギーを磁極で急激に解放する。その結果ガスは非常に高温になり、中性子星の両磁極は明るく輝く目玉となるのである。一般に、中性子星の自転軸と磁軸は傾いていて、そのため目玉が見えかくれて X 線パルスとして観測される。X 線パルスの周期(自転周期)は、数秒から数十秒のものが多いが、中には数十ミリ秒のものや十分を越えるものもある。このように X 線で非常に規則的なパルスを放射している天体を X 線パルサー(X-ray pulsar)と呼ぶ(図 19・10、図 19・11)。

(2) X 線スペクトル

中性子星やブラックホールを含む X 線連星について、X 線スペクトルを作成してみると、それらがいくつかのタイプに分類できることがわかってきた。

まず中性子星を含むものには、X 線パルサー型と熱放射型がある。X 線パルサー型では、軟 X 線領域では X 線強度がほぼ一定だが、硬 X 線領域で強度が急に落ちる。これは中性子星周辺に広がる、希薄で高温なプラズマガスからの熱制動放射だと思われる(図 19・12)。

熱放射型では、X 線スペクトルはカーブを描きながら硬 X 線側で落ちていく。これは非常に高温のプラズマガスから放射される熱的スペクトルで、中性子星表面近傍の高温プラズマから放射されているものだと思われる。

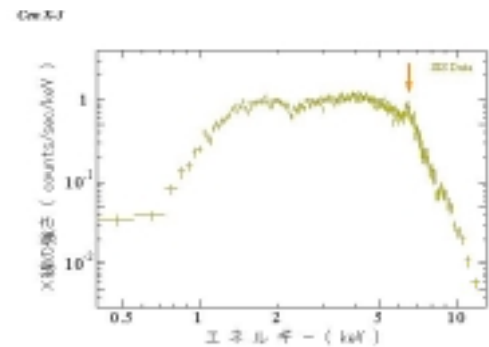


図 19.12 X 線パルサー Cen X-3 の X 線スペクトル図。X 線領域の熱放射が顕著な例(低エネルギー側と高エネルギー側で極端に下がっているのは、検出器の感度が悪くなるため)。矢印は中性の鉄による 6.4keV の X 線輝線(特性 X 線)。(『宇宙スペクトル博物館』より)

コラム：光学的厚みと不透明度

光学的に厚い：不透明：かすみのかかった山々
光学的に薄い：半透明：晴れた日の山々

$$d\tau = \kappa \rho ds$$

20 シンクロトロン放射のスペクトル

非熱的スペクトルを形成する機構の一つが、磁力線のまわりを高速で螺旋運動する、高エネルギー電子が出すシンクロトロン放射である。

20.1 シンクロトロン放射

磁場が存在する領域に高速で運動する電子が飛び込んでくると、電子は電荷をもっているので磁場(磁力線)から力を受け、磁力線のまわりを螺旋運動する。この螺旋運動は加速運動であるため、螺旋運動に伴って、電子のまわりの電場の変化が光速で周囲の空間に伝わる。すなわち電子からは電磁波が放射される。これがシンクロトロン放射(synchrotron radiation)である(図20・1)。あるいは、電子が磁場によって磁気的なブレーキ(制動)を受けて出す放射なので、(熱制動放射に対して)磁気制動放射(magnetic bremsstrahlung)ということもある。

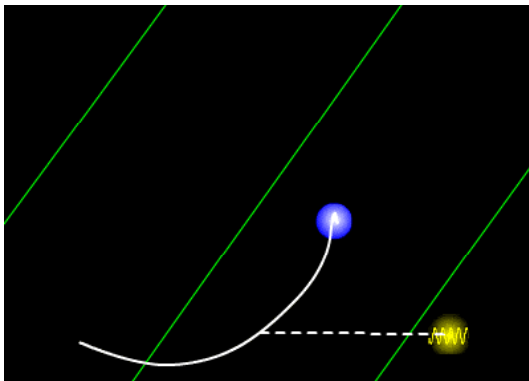


図 20.1 シンクロトロン放射

1個1個の電子は、シンクロトロン放射によって、ある振動数でピークをもった連続的なスペクトルを放射する。そのときのピーク振動数や強度は、磁場の強さや電子のエネルギーに関係し、磁場の強さが強いほどまた電子のエネルギーが大きいほど、振動数の高い領域で強い電磁波が放射される。一般には磁場中に飛び込んでくる電子は大量にあり、それぞれの電子からシンクロトロン放射が出てくる。ただし電子のエネルギーはどれも同じ

わけではなく、エネルギーの高い電子ほどその個数は少ないだろう。その結果、電子集団から放射されるシンクロトロン放射のスペクトルも、全体としてみれば、エネルギーが高いほど強さが対数的に減少するという、べき乗型スペクトル(power law spectrum)になるのである(図20・2)

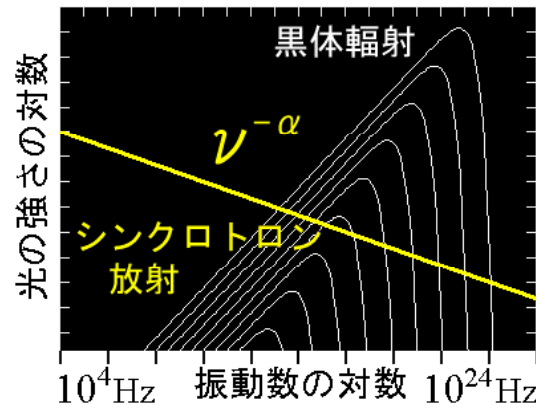


図 20.2 シンクロトロン放射の典型的なスペクトル

直線の傾きを $-\alpha$ とすれば、振動数の対数 $\log \nu$ と放射強度の対数 $\log S_\nu$ の間には、

$$\log S_\nu = -\alpha \log \nu + \text{定数} \quad (20.1)$$

の関係が成り立つ。あるいは、

$$S_\nu = \text{定数} \times \nu^{-\alpha} \quad (20.2)$$

となる。この α (あるいは場合によっては $-\alpha$) をスペクトル指数(spectral index)と呼ぶ。

このようなシンクロトロン放射が起こるためには、磁場と高エネルギーの電子が必要である。

シンクロトロン放射は、超新星残骸のような高エネルギー爆発後のガス雲からの放射や、電波銀河など活動銀河の放射で重要な役割を果たしていると考えられている。

なおシンクロトロン放射の名前は、磁場を同調(シンクロ)させて荷電粒子を高速に加速するシンクロトロン加速器に由来する。

問 20.1 シンクロトロン放射の形が、 $S_\nu = S_0 \nu^{-\alpha}$ だとして、振動数 ν_1 と ν_2 の間で放射される全放射を求めよ。

20.2 星の進化と超新星残骸

ここではシンクロトロン放射の例として、超新星残骸について紹介するわけだが、ちょうどいい機会なので、星の進化の概略もまとめておこう。

(1) 星の進化と終末

星の構造や寿命などは星の質量によって決まっているのだが、星の行く末も質量によって決まっている(図20・3)。とくに星の進化の最後の段階 - 星の終末 - は質量によって大きく異なる。

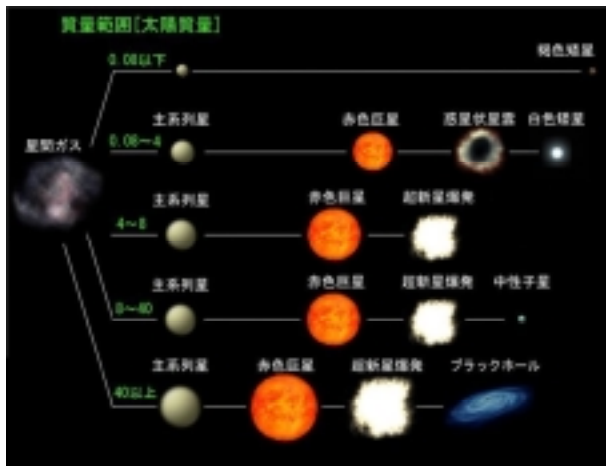


図 20.3 星の質量と進化

生まれたときの質量が太陽の8%ぐらいより小さいと、中心の温度が十分に高くないため、中心で水素がヘリウムに変換する核反応が起こらず、核反応のない褐色矮星 (brown dwarf) になる(図20・4)。

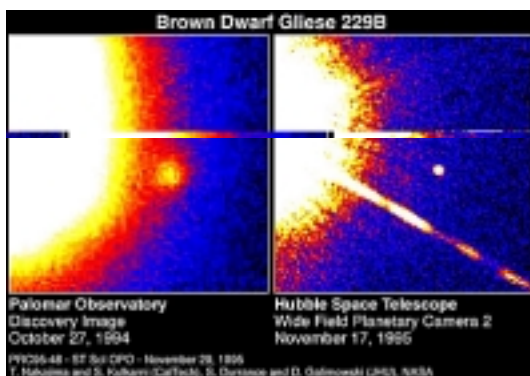


図 20.4 褐色矮星グリーゼ 229B (NASA/STScI)。左側はパロマー天文台で右側はハッブル宇宙望遠鏡で撮影したもので、それぞれの画像の左方の大きい星がグリーゼ 229A で、中央右よりの小さな点が褐色矮星。

もう少し質量が大きいと、ガスが重力で引き合って収縮して、中心部の温度が上昇し約1千万度になったときに、水素に火が付いて核融合反応が始まる。この段階の星が主系列星 (main sequence star) である。星は一生の大部分の時間を主系列星として過ごす。水素がヘリウムに変換されるにつれ、中心部にヘリウムが溜っていき、やがて水素の外層は膨張して赤色巨星 (red giant) となる(図20・5)。しかし、太陽の半分程度より軽い星だと、ヘリウムに火が付く前に中心部の水素が燃え尽きてしまい、そこで星としての寿命は尽きてしまう。

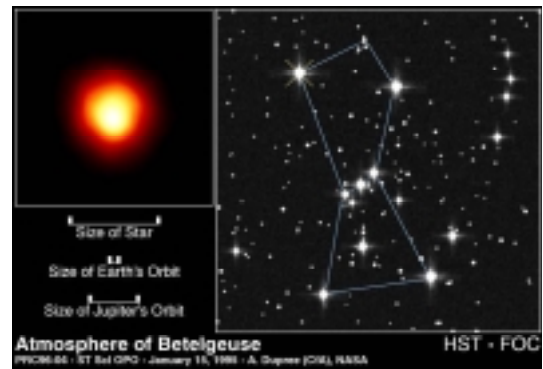


図 20.5 赤色巨星ベテルギウス (NASA/STScI)

質量が太陽の46%ぐらいより重い星だと、外層の水素が燃え尽きる前に、中心部の温度が1億度ぐらいになってヘリウムの灰に火が付き、今度はヘリウムが新たな燃料となって炭素や酸素の灰を作るといふ、次の段階の核融合反応が始まる。太陽の質量の46%ぐらいから4倍以下の質量範囲だと、炭素や酸素には火が付かないので、炭素や酸素の灰が溜まった段階で、ふたたび赤色巨星化する。その後、高密度になった星の中心部は白色矮星 (white dwarf) になり、星の周辺に放出されたガスは、高温の中心部から放射される紫外線に照らされて電離し、惑星状星雲 (planetary nebula) として観測される(図20・6)。これはわれわれの太陽の運命でもある。このようにしてできた白色矮星は、質量は太陽と同じくらいだが、半径は太陽の100分ぐらいしかないため、平均密度は太陽の約100万倍、1立方センチあたり1.4トンにもなる。

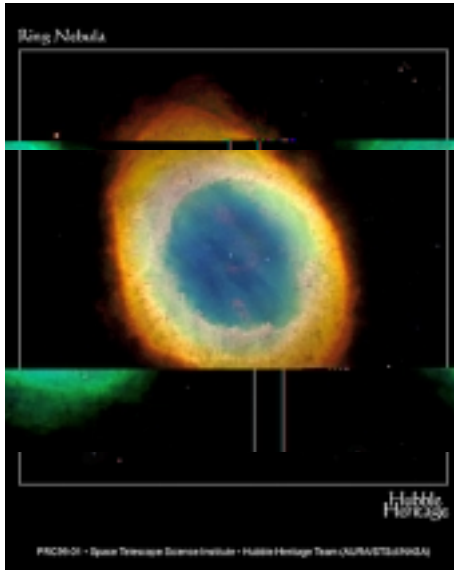


図 20.6 こと座環状星雲 M57(NASA/STScI)

星の質量が太陽の 4 倍を超えると、炭素と酸素の灰が溜まった中心の温度はさらに上昇し、およそ 8 億 K ぐらいになると炭素と酸素の灰に火が付き、炭素や酸素が核反応を起こし始める。この炭素や酸素の核反応は劇的で、核反応の暴走が起きて、中心部の炭素や酸素はわずか 0.1 秒程度で一気に燃え尽きてしまう。そして中心の温度は一挙に 100 億 K ぐらいまで上昇しコアは火の玉となる。この結果、星全体が吹き飛び超新星 (supernova) となる (図 20・7)。これは“核爆発型”超新星と呼ばれる。星の質量が太陽の質量の 8 倍以下くらいだと、超新星爆発によって星全体が吹き飛んでしまうが、星の質量が太陽の 8 倍よりも大きいと、超新星爆発の際に、その中心核は圧潰して、中性子星 (neutron star) やブラックホール (black hole) になる。これは“重力崩壊型”超新星である。もとの星の質量は太陽の何十倍もあっても、超新星爆発の際に大部分は星間空間に飛び散ってしまい、残された中性子星の質量は太陽程度にしかならない。しかし中性子星の半径はわずか 10km ほどしかないため、平均密度は 1 立方センチあたり実に 5 億トンにもなる。



図 20.7 大マゼラン銀河で起こった超新星 SN1987A (Anglo-Australian Observatory、<http://www.ast.cam.ac.uk/AAO/images/captions/aat050.html>)

さてこのような超新星爆発 (supernova explosion) によって、星を作っていた物質は周辺の空間に吹き飛び、非常な高速で星間空間に広がっていく。この膨張していくガスの雲が超新星残骸 (supernova remnant) である。膨張していくガス雲は、周辺の空間にもともと存在していた星間ガスにぶつかり、それらの星間ガスを掃き集めて取り込んでいく。だから、超新星残骸のガスには、星を作っていたガス物質だけでなく、星間空間に存在していたガス物質や磁場なども取り込まれているのだ。

(2) かに星雲

おうし座の中に、その見た目が蟹の甲羅に似ているということからかに星雲 (Crab Nebula) と名づけられたガス雲 M1 がある (図 20・8)。かに星雲の地球からの距離は 7200 光年、見かけの広がり は 5 分角ほどだ。かに星雲は、西暦 1054 年に地球の夜空に輝き、中国の天文書や日本では藤原定家の『明月記』に記録された超新星の残滓である。

後冷泉院・天喜二年四月中旬以後の丑(うし)の時、客星觜(し)参(しん)の度に出づ。東方に見(あら)わる。天関星に孛(はい)す。大きさ歳星の如し。

平安時代後期の天喜 2 年 (ユリウス暦 1054 年 7 月 4 日)、当時の暦で 5 月 20 日から 29 日ぐらい (1054 年 6 月 19 日 ~ 28 日) の夜中

2 時前後に、超新星か彗星が、オリオン座の領域東方に現れた。出現場所はおうし座 星付近で、その大きさは木星ぐらいだった。

このかに星雲の中心でも、1968 年に、中性子星が発見され、実に 33 ミリ秒という短い周期で自転していることから、かにパルサーと命名された(図 20・8)。かにパルサーの発見によって、超新星爆発の後にたしかに中性子星ができていることが実証されたのだ。

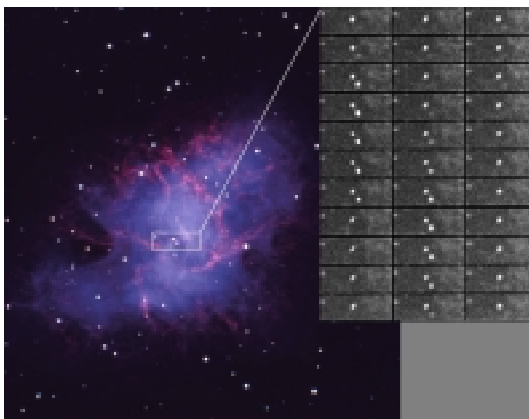


図 20.8 おうし座かに星雲とかにパルサー(N.A.Sharp/NOAO/AURA/NSF)

このかに星雲は、光や電波はもとより、強い X 線も放射している。超新星爆発とは、それほどまでに激しい現象なのである。そして電波領域でかに星雲を観測してみると、振動数が高くなるほど電波強度が減少するという、きれいな“べき乗型スペクトル”になっていることがわかる(図 20・9)。これはまさにシンクロトロン放射の特徴的スペクトルである。スペクトル以外にも、いろいろな証拠を合わせて、かに星雲からの電波放射は、シンクロトロン放射であることが判明している。

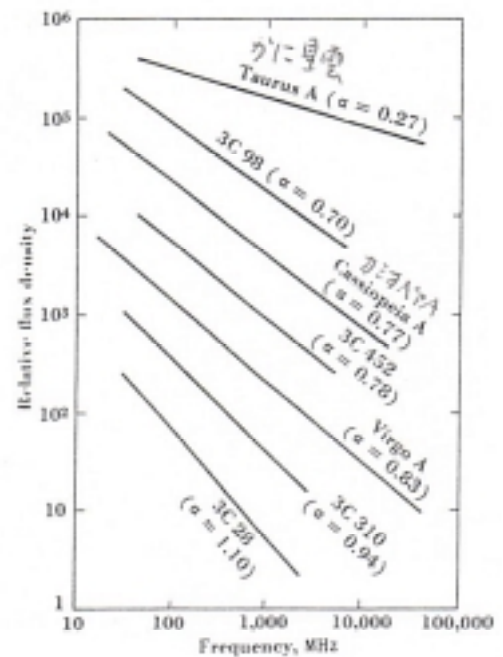


図 20.9 かに星雲と超新星残骸の電波スペクトル

超新星残骸には、星が吹き飛んだガスや、掃き集められた星間ガスや磁場などが、ぐちゃぐちゃに混ざり合っている。中心の中性子星からは高エネルギー電子も大量に供給されていて、超新星残骸の磁場の中に飛び込み、そこでシンクロトロン放射で電波を出しているということなのだ。

問 20.2 図からスペクトル指数の値を求めよ。

20.3 電波銀河と電波ジェット

1931 年、若き無線技術者カール・ジャンスキー⁸が、無線通信を妨げる空電現象を研究中に銀河電波を偶然とらえた。天体現象を電波で観測する電波天文学の嚆矢である。第二次世界大戦後、電波天文学は大きく開花し、その結果、ごく短期間の間に宇宙の新しい地平線を切り拓き、可視光の波長で何百年もかけて出来上がってきた宇宙像を一変させてしまっ

⁸今日では、電波天文学に対するジャンスキーの貢献を称えて、天体電波など電波放射の強さの単位として、ジャンスキー (Jy) という単位が用いられている。

た。この新しい電波天文学がもたらした目ざましい成果の一つが、電波銀河の発見である。



図 20.10 電波銀河 M87(NASA/STScI)
写真はハッブル宇宙望遠鏡が撮像した可視領域の画像。本体は巨大楕円銀河でもあり、中心部からはジェットが噴出している。

(1) 電波銀河

ジャンスキーの発見から十数年経って第二次世界大戦も末期となった 1944 年、世界最初の電波天文学者グロート・リーバーは、はくちょう座の方向とカシオペア座の方向から、強い電波がやってきていることを発見し、それぞれはくちょう座 A およびカシオペア座 A と名づけた。その後数年の間に、おうし座 A やおとめ座 A、ケンタウルス座 A など、次々と強い電波源が発見された。そして 1949 年になってついに、電波源おうし座 A が、かに星雲と呼ばれる有名な超新星残骸であることがわかり、さらに電波源おとめ座 A は楕円銀河 M87、そして電波源ケンタウルス座 A は楕円銀河 NGC5128 だとわかった。地球から約 5900 万光年離れたところにある M87 は、おとめ座の方向にある比較的大きな銀河の集団、おとめ座銀河団の中心に位置する巨大な楕円銀河だ(図 20・10)。一方のケンタウルス

座の NGC5128 は、距離およそ 1400 万光年という比較的近い楕円銀河で、その中央に銀河本体の光を吸収する塵の暗黒帯を持った、不思議な銀河である。

そして 1954 年、最初に発見されたカシオペア座 A もやはり超新星残骸であることがわかり、一方のはくちょう座 A は 7 億光年ぐらいいも彼方の暗い銀河であることがわかった。こうして結局、電波源の多くは、われわれの銀河系内の電離ガス雲や超新星残骸、そして遠方の銀河とくに何らかの特異性を持つ銀河であることがわかった。星が集まってできた通常の銀河は、電波をほとんど出していないか、出しているても非常に弱い電波しか出さない。これは星からはそんなに強い電波が出ないからだ。そのような通常の銀河と比べて、きわめて強い電波を放射している銀河を、電波銀河(radio galaxy)と呼ぶ。電波のエネルギーはしばしば 10^{53} J にも達する。銀河本体は楕円銀河であることが多い。



図 20.11 電波源はくちょう座 A (<http://www.achilles.net>) 巨大電波干渉計 VLA で得られた画像で、電波の強弱をグレースケールで表してある。可視光で観測される銀河本体は写真の中央に位置するが、電波で観測すると銀河本体の位置には小さな点源が見える。一方、電波領域で強く輝いている二つ目玉の位置には、可視光では何も見えない。さらに、電波の画像を詳しく見ると、中心の点源から右方の目玉へ向かって、細い筋 - 宇宙ジェット - が伸びているのに気づく。

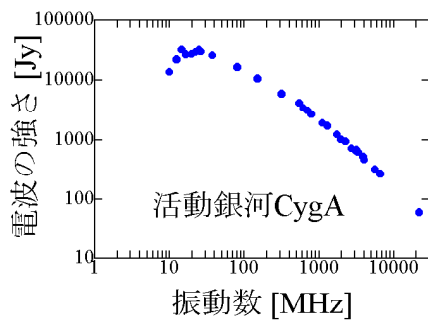
(2) はくちょう座 A

電波観測の技術が向上した結果、初期に発見された電波源、はくちょう座 A (Cygnus A) の電波構造が詳しく解明された(図 20・11)。はくちょう座 A では、電波の大部分は銀河本体からではなく、銀河を挟んでその両

側に対称に位置する二つの場所からきているのだ。電波で光っている二つの場所には、少なくとも光で見える限り何もない。そんなどうみても空虚な場所から、もっとも強い電波がやってきているのである。まるで何物かが電波という絵の具で天空に描いた二つの目玉のように。そこでこのような電波源を二つ目玉電波源と呼んだ。

はくちょう座 A だけではなく、非常に多くの電波銀河がこのような二つ目玉構造を持っている。ケンタウルス座 A も典型的な二つ目玉電波源で、しかもその差渡しは、約 10 度、満月 20 個分にもなるという代物である。大きな頭部と吹き流されたような尾部からなるヘッド・テイル型電波銀河や、それ以外の複雑な構造のものなどもある。

はくちょう座 A (とその他の電波銀河) の電波領域のスペクトルを図 20.12 に示す。図からわかるように、電波銀河のスペクトルはしばしばべき乗型である。すなわち、横軸を振動数の対数、縦軸を電波強度の対数に取ったスペクトル図上で、電波強度の分布は、(しばしば右下がりの) 直線で表される。



Barrs et al. 1977, A&Ap 61, 99

図 20.12 電波銀河はくちょう座 A のスペクトル

直線の傾きを $-\alpha$ とすれば、振動数の対数 $\log \nu$ と電波強度の対数 $\log S_\nu$ の間には、

$$\log S_\nu = -\alpha \log \nu + \text{定数} \quad (20.3)$$

の関係が成り立つ。あるいは、

$$S_\nu = \text{定数} \times \nu^{-\alpha} \quad (20.4)$$

となる。この α (あるいは場合によっては $-\alpha$) をスペクトル指数 (spectral index) と呼ぶ。

スペクトル指数 α の値は、異なる電波銀河では一般に違うし、また同じ電波銀河でも時間変動する。スペクトル指数 α が 0 に近くてスペクトルが平坦なものを flat spectrum radio sources と呼び、 α が大きくてスペクトルの傾きの大きなものを steep spectrum radio sources と呼ぶ。

今日では、以下のように解釈されている。電波銀河の本体の中心には、超巨大なブラックホールをそれを取り巻くプラズマガス円盤が存在していて、その周辺で非常に激しい活動が起こっている (§ 13, § 22)。その活動の結果、ガス円盤に垂直方向に、プラズマガスでできた 2 本のジェット流が吹き出している。この高エネルギープラズマジェット流は、銀河間空間を 100 万光年にもわたって突き進み、銀河間ガスに衝突して、二つ目玉を作っているのである。すなわち、2 本のジェット流が銀河間ガスに衝突したところでは、ジェットが運んできた高エネルギー電子や磁場、銀河間ガスやそこに含まれていた磁場などが、激しくかき混ぜり、磁場のまわりで高エネルギー電子が飛び廻ってシンクロトロンを放射し、それが電波の二つ目玉として見えているのだ。

問 20.3 図から電波銀河はくちょう座 A のスペクトル指数の値を求めよ。

問 20.4 縦軸の電波強度の単位 Jy (ジャンスキー) は、 $10^{-26} \text{ W m}^{-2} \text{ Hz}^{-1}$ である。はくちょう座 A から到来する電波領域のエネルギー量は、何 W/m^2 ぐらいか。またはくちょう座 A の赤方偏移が 0.056 のとき、はくちょう座 A が電波領域で放出している全エネルギーは何 W ぐらいになるか。

<スペクトル>

コラム：語源ハイパーノヴァ

超新星の一種だが、きわめて規模が大きなタイプを、最近、極超新星 (hypernova) と呼ぶことが多い。通常の超新星のエネルギーは 10^{44} J ぐらいだが、極超新星では 10^{45-46} J ぐらいのエネルギーになる。

具体的には、水素の線が見えないので I 型に分類されるが、非常に高速で強力な爆発をしていて明るい。また浅く幅の広い吸収線が見えることから膨張速度が非常に大きいこともわかっている。極超新星は、おそらく誕生時に太陽の 40 倍以上の質量をもっていたような非常に重い星が、進化の果てに最終的に重力崩壊を起こしたものだろうと思われている。太陽の 10 倍程度の質量の星が重力崩壊して起きる“通常”の超新星に比べて、10 倍以上もの膨大なエネルギーを発生し、また典型的な Ia 型超新星に比べて、多量の放射性元素が生成される。中心にはブラックホールが残されるだろう。いわゆるガンマ線バースト (gamma-ray burst) の原因になっているかもしれない。

極超新星は最近になって見つかり始めたと言うか注目を浴び始めたもので、詳しく観測された例としては、SN1997ef、SN1998bw、SN2002ap ぐらいしかない (2003 年 2 月段階)。

ところで、語源だが、supernova の super も hypernova の hyper も、日本語に訳すとふつうは“超”にしてしまうが、英語的には hyper の方が super よりも強い意味をもつ接頭語だ。規模が大きなスーパーマーケット (supermarket) をハイパーマーケット (hypermarket) と呼ぶこともある。もとを辿れば、super も hyper もやはりギリシャ語起源で、super の“s”が“h”に変化したものが hyper らしい。

で、英語のネーミングはいいとして、和訳はあまりいただけないかな。新星 (nova) に“超”がついて超新星 (supernova) でここまでは接頭語と対応しているからいいが。でも、hypernova になったなら、接頭語も“極超”などと 2 段重ねにせずに、一字で決めるべきだったろう。単純に、極新星でも激新星でもよかったろう。

21 逆コンプトン散乱のスペクトル

非熱的スペクトルを形成するもう一つの機構は、高エネルギーの電子によって、低エネルギーの光子が高エネルギーの領域にたたき上げられる逆コンプトン散乱である。

21.1 逆コンプトン散乱

光子と電子は共に大きさや内部構造をもたない点状の素粒子だが、ある程度近づくと相互作用(衝突)を起こして、エネルギーや運動量を交換し、ふたたび離れていく。光子や電子のエネルギーが小さいときには、それぞれのエネルギーの変化はほとんど無視できて、光子と電子の衝突によって運動の方向のみ変化する。これはトムソン散乱(Thomson scattering)あるいは電子散乱(electron scattering)と呼ばれる。

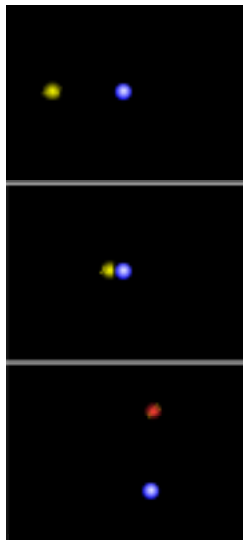


図 21.1 コンプトン散乱

一方、エネルギーの大きな光子が、(ほぼ静止した)自由電子に衝突して自由電子にエネルギーを与える現象を、コンプトン過程(Compton process)とかコンプトン散乱(Compton scattering)と呼ぶ(図 2 1・1)。この通常のコンプトン散乱では、追突された電子はエネルギーを得るが、光子の方はエネルギーを失って、振動数は低くなり波長は延びる。

逆に、相対論的な速度で運動しているエネルギーの大きな電子と赤外線や可視光の波長の光子が衝突したときは、電子のエネルギーの方が光子のエネルギーよりはるかに大きいので、電子が光子にエネルギーを与える。この現象はコンプトン過程/散乱の逆であることから、逆コンプトン過程(inverse Compton process)とか逆コンプトン散乱(inverse Compton scattering)と呼ばれる(図 2 1・2)。逆コンプトン散乱では、高エネルギーの電子の方はエネルギーを失うが、衝突された光子はエネルギーを得て、振動数は高くなり波長は短くなる。

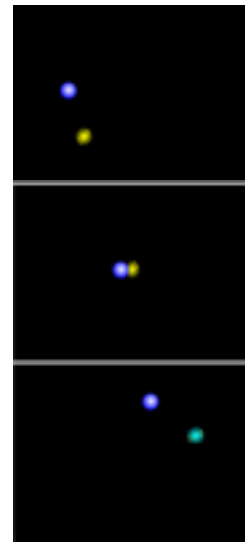


図 21.2 逆コンプトン散乱

この逆コンプトン散乱が効果的に生じると、低エネルギー(すなわち赤外線や可視光)の光子は、高エネルギーの電子と衝突するたびにエネルギーを得て、次第に高エネルギー(すなわち X 線)領域にたたき上げられていく。衝突回数が多いほど光子のエネルギーは高くなるが、衝突回数の多い光子数は相対的に少なく、結果として、べき乗型スペクトルが形成される(図 2 1・3)。

直線の傾きを $-\alpha$ とすれば、振動数の対数 $\log \nu$ と電波強度の対数 $\log S_\nu$ の間には、

$$\log S_\nu = -\alpha \log \nu + \text{定数} \quad (21.1)$$

の関係が成り立つ。あるいは、

$$S_\nu = \text{定数} \times \nu^{-\alpha} \quad (21.2)$$

となる。この α (あるいは場合によっては $-\alpha$) をスペクトル指数 (spectral index) と呼ぶ。

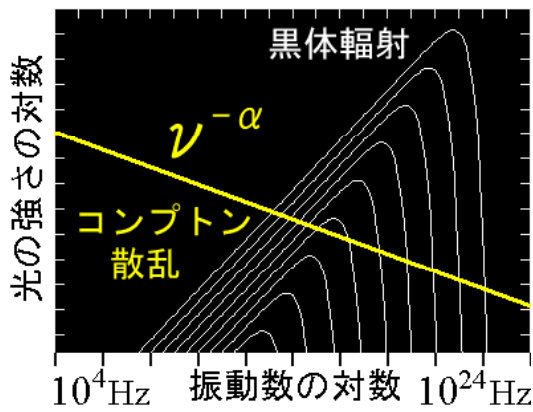


図 21.3 逆コンプトン散乱の典型的なスペクトル

このような逆コンプトン散乱が起こるためには、高エネルギーの電子と低エネルギーの光子が必要である。

逆コンプトン散乱は、X線星のスペクトルの高エネルギー領域(X線の領域)や、クェーサーなど活動銀河のX線放射で重要な役割を果たしていると考えられている。

問 21.1 高校物理の教科書を調べて、コンプトン散乱の式をまとめよ。

21.2 BH 連星と降着円盤コロナ

先にも述べたように、X線を出しているX線星の多くは、中性子星やブラックホールといった極めてコンパクトな天体と通常の星からなる近接連星である(§19 参照)。

ここではブラックホールを含むと考えられているX線連星において、強いX線が放射される機構について述べておこう(図21.4)。

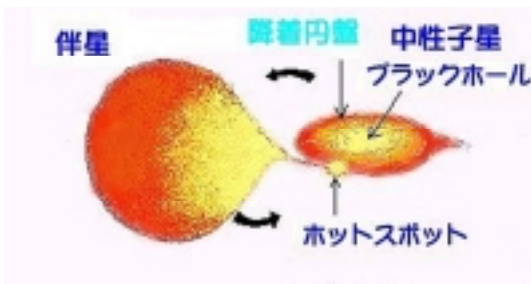


図 21.4 BH 連星の模式図

(1) BH 連星

主系列星や超巨星のようなふつうの星とブラックホールからなる近接連星系では、星とブラックホールの距離が近いため、星の外層大気がブラックホールの重力によって引き込まれ、ブラックホールの重力圏に流れ込む。連星系が公転運動をしているために、ガスはブラックホールのまわりを渦巻くように落下し、ついには回転するガスの円盤を形成することになる(図21.5)。このようなまわりから降り注いできたガスによって天体周辺に形成される回転ガス円盤のことを降着円盤(accretion disk)と呼んでいる(§13、§22)。ガスは回転しながら降着円盤内を次第にブラックホールに向かって落下していき、最終的にはブラックホールに吸い込まれてしまう。

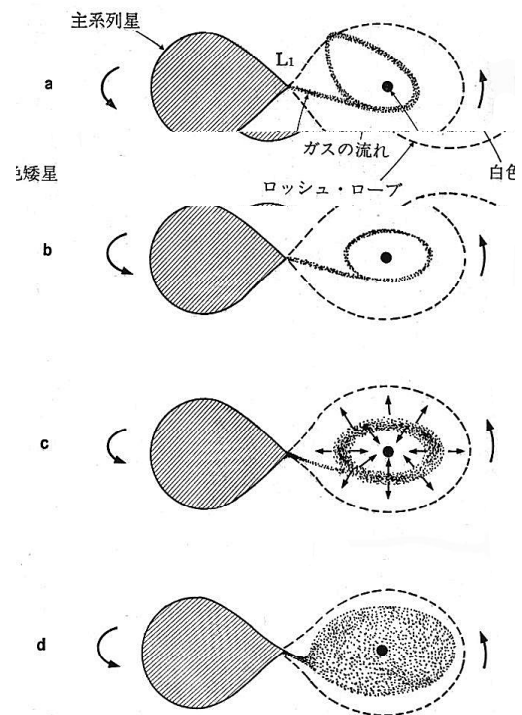


図 21.5 降着円盤の形成

はくちょう座 X-1 のようなブラックホールを含むX線連星でも、そのX線活動の主体は降着円盤にあるのだ。すなわち降着円盤内をガスがブラックホールに向かって落下していくにつれ、ガスの回転速度はどんどん速くなり、ブラックホールの近傍では光速に近くなる。しかも同時に、ガス同士の摩擦によってガスの温度はどんどん高温になり、ついには

数百万度、数千万度にもなって X 線を放射し始める。はくちょう座 X-1 など観測される X 線は、ブラックホール自身から放射されているわけではなく、ブラックホールの近傍で高温になったガスから放射されているのである。このような強烈な X 線放射のエネルギー源は、突き詰めていけば、ブラックホールに落下していく際に、ガスがブラックホールに対してもっていた重力エネルギー（位置エネルギー）が姿を変えたものである。規模こそ異なるが、水力発電で水を落下させタービンを回して、水の位置エネルギーを電気エネルギーに変換するのと仕組みは同じだ。

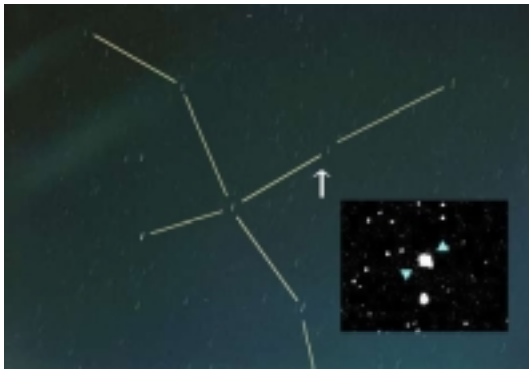


図 21.6 はくちょう座とはくちょう座 X-1 (HD226868)

(2) はくちょう座 X-1

はくちょう座に強い X 線源があるのは以前から知られていたが、1970 年末に打ち上げられた X 線天文衛星ウフルや日本の気球観測などによって、はくちょう座 X-1 が HD226868 という青白い 9 等星と同定された (1971 年)。この星は約 2.kpc の距離にある O9 型の青い超巨星で、強い X 線を放射するような天体ではないが、公転周期 5.6 日の近接連星系を成していることが明らかになるに至り、光では見えないがその伴星 (暗い方)こそ、X 線を出している問題の天体だということになった。HD226868 の質量は太陽の約 30 倍で、連星系の軌道周期の解析から、見えない伴星の質量は太陽質量の 8 倍以上 11 倍以下くらいと推定され、その他の種々の状況証拠も合わせて、はくちょう座 X-1 の見えない伴星がブラックホールだと確証されるにいたった (図 21・

6)。ブラックホールを含む X 線連星は、その後も何十も発見されている。

はくちょう座 X-1 に代表される、ブラックホール X 線連星の X 線スペクトルには、ハイステートと呼ばれる状態とローステートと呼ばれる状態の 2 つがある (図 21・7)。ハイステート (high state) と呼ばれるスペクトル状態では、軟 X 線の強度が強く、スペクトルはほぼ 1000 万度の熱放射 (黒体放射) に近い。中性子星の場合にも熱放射型があるが、その温度は約 2000 万度である点が異なる。またブラックホールの場合には、硬 X 線の領域で裾を引いているのが特徴だ。この軟 X 線の強いハイステートは、軟状態とも呼ばれる。ローステート (low state) では、軟 X 線から硬 X 線にかけてだらだらと伸びた、“べき乗型スペクトル”になる。ローステートでは硬 X 線も結構出ているので、ローステートを硬状態とも呼ぶ。またローステートでは X 線の強度が、数秒から数十ミリ秒で不規則に変化することが観測されている。このような不規則な X 線時間変動も中性子星では見られない。さらにブラックホール天体では、一つの天体が、あるときはハイステートになったり、またあるときはローステートになったり、スペクトル状態が切り替わる現象も観測されている。

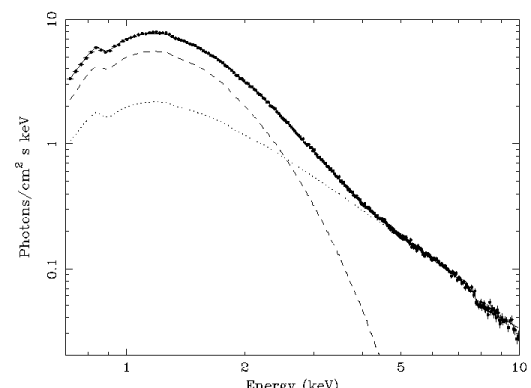


図 21.7 あすか衛星で得られたはくちょう座 X-1 のスペクトル (<http://heasarc.gsfc.nasa.gov/>)。これはローステート / ハードステートのもの。

問 21.2 図からはくちょう座 X-1 のスペクトル指数を求めよ。スペクトルは 2 つの成分に分離されて見えるが、それぞれについて、スペクトル指数を求めてみよ。

(3) 降着円盤モデルの変種2種

ブラックホールのまわりに渦巻く高温ガスでできた降着円盤という描像で、これらのX線スペクトルを説明できるのだろうか？

まずハイステートの軟X線成分について。大まかに言って、この成分は約1000万度の高温ガスから放射される熱放射に近い。ブラックホール近傍の降着円盤のガスの温度も、中心近傍は大体その程度である。もっとも細かく言えば、降着円盤の温度は場所(ブラックホールからの距離)によって異なるのだが、その効果を考慮して詳しく計算した結果、軟X線成分は、降着円盤内部領域からのX線放射(熱放射、黒体放射)によって非常によく説明できることがわかっている。

内部領域の高温で希薄な流れ



上空の高温で希薄なコロナ



図 21.8 ブラックホール周辺の高温ガスのモデル

一方、ローステートなどの硬X線成分。硬X線成分の起源を説明するモデルとして、現在の所、“2温度円盤モデル”と“円盤コロナモデル”という2つのモデルが提唱されている(図21・8)。ブラックホールのまわりでは、降着円盤は非常に高温になっており、水素ガスは陽子と電子とにほぼ完全に電離している。ただし標準的な降着円盤のモデルでは、陽子の温度と電子の温度は等しいとしている。しかしあるモデルでは、降着円盤の内部領域が標準的なモデルより非常に高温になっており、おまけに陽子の温度が電子の温度よりかなり高いと想定されている(温度が2つあるので、2温度と呼ぶ)。硬X線は、そのような2温度の領域から放射されている、というのが一つの可能性だ。これが2温度円盤モデル

(two-temperature model)である。最近ではこの内部領域の落下運動の様子から、しばしば、ADAFモデル(advection-dominated accretion flow)という舌を噛みそうな名前でも呼ばれている。一方、円盤コロナモデル(disk corona model)では、普通の降着円盤の上下に、降着円盤を挟むように、非常に高温のコロナが存在していると考えられる。ちょうど表面温度6000度の太陽の上空に、数百万度の温度のコロナが存在しているようなイメージだ。そしてこのコロナから硬X線が放射されているとするのである。

どちらのモデルがいいかはまだ決着がついていないが、(数千万度という)高温で軟X線を放射している降着円盤の近くに、(数億度という)さらに高温のコロナ成分が存在しているのが、ブラックホールの場合の特徴であることは、確かなようだ。そして、降着円盤から放射された軟X線が、高温コロナ領域の高エネルギー電子によって逆コンプトン散乱を受け、硬X線となって観測されるのだと考えられている。

問 21.3 ハイステートのスペクトルが $T = 1000$ 万 K の熱放射(黒体放射)の場合、対応するエネルギー kT は何 keV になるか。また、観測されるスペクトルのピークと合っているか確かめよ。

21.3 銀河系中心 Sgr A*

われわれの銀河系の中心は、いて座の方向、赤経 17 時 46 分、赤緯 $-28^{\circ}56'$ の位置にある、Sgr A*(いて座 A スター)と呼ばれる強い電波源である。太陽系から銀河系中心までの距離は約 27000 光年と考えられている(図 21・9)。銀河系の中心は、銀河系外の銀河に比べればはるかに近い。にもかかわらず、銀河系内に存在して光を遮っている塵のベールのために、銀河系中心は、長い間、人間の手が触れないところだった。星間塵を通り抜ける、電波や赤外線、X線 γ 線などの観測によって、銀河系中心部に探りが入れられ始めたのは、比較的最近のことである。

(1) 銀河系中心

銀河系内の星や星団の分布や運動の解析から、銀河系中心の位置はおおよそ推定されていたが、電波天文学が開幕してすぐに、いて座の方向から強い電波がきていることがわかり、銀河系中心が発見された(図21・10)。そして、いて座(Sgr)でもっとも強い電波源という意味で、Sgr Aと名付けられた。その後、電波望遠鏡の分解能の向上によって、10光年程度の広がりをもったSgr Aは、数光年程度の大きさのSgr A West(真の銀河系中心)とそのそばのSgr A East(おそらく銀河系中心近傍の超新星残骸)という、2つの成分に分解された。さらに分解能が向上して、現在では、銀河系中心は非常に小さな電波源と同定されており、星のように小さいという意味で、Sgr A*(スター)と呼ばれている(図21・11)。銀河系中心の周りには、電波アークやミニスパイラルなどさまざまな電波構造が見つかり、非常に活発な活動が生じていることが推測されている。

一方、波長 $2\mu\text{m}$ とか $10\mu\text{m}$ の赤外線で観測すると、Sgr A*の近傍には非常に強い赤外線の放射源がいくつも存在している。とくにIRS 16(赤外線源16番)と呼ばれる赤外線源がSgr A*にごく近い。しかも銀河系中心近傍で見ついている他の赤外線源はおそらく巨星だが、このIRS 16は普通の星とは異質の天体らしい。これらのことから、発見当初は、Sgr A* = IRS 16 = 銀河系中心だと思われていた。ところがその後、詳細な観測によって、Sgr A*とIRS 16は、角度にして1秒角も離れていることがわかった。IRS 16の実体とか、Sgr A*とIRS 16の関係などはまだよくわかっていない。

銀河系中心をよりミステリアスにしているのは、そこに超巨大なブラックホールがあるらしいことだ。たとえば、電離ガス雲に含まれるネオンの発する赤外スペクトル線のドップラー解析から、電離ガス雲の運動状態がわかる。このような銀河系中心近傍の星やガス雲の振舞いから、Sgr A* - 超大質量ブラックホール - の力学質量として、 $10^6 - 10^7 M_{\odot}$ が推

定されているのだ。

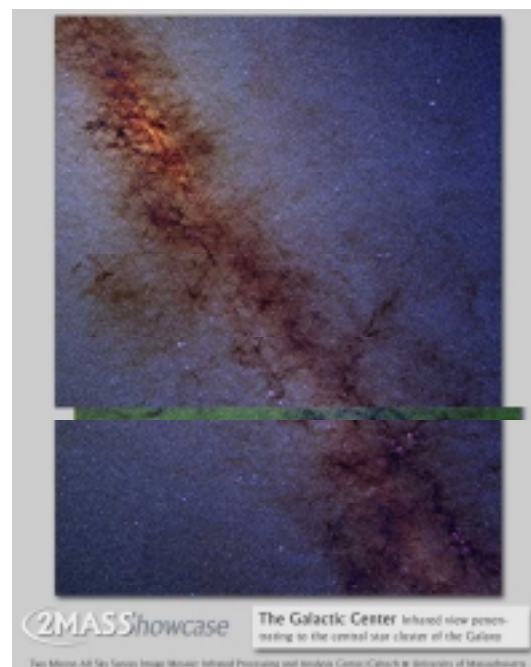


図 21.9 銀河系の中心、いて座方向の写真(2MASS)

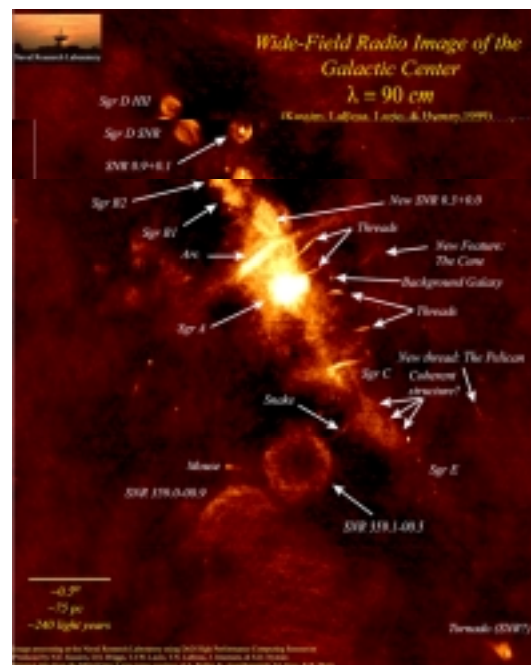


図 21.10 90cmの波長の電波で眺めた銀河系中心領域(NRAO)

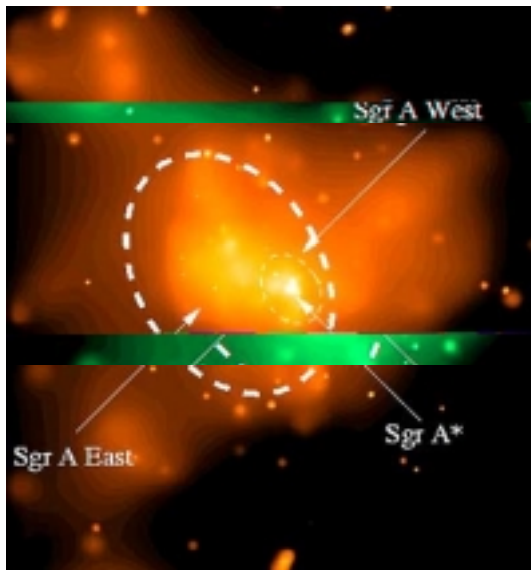


図 21.11 銀河系の中心 Sgr A*

(2) 銀河系中心の高エネルギースペクトル

銀河系中心、いて座 A スターの放射スペクトルは、電波領域から赤外線、可視光、X 線にわたる幅広い領域で、観測データが蓄積されている (図 2 1 ・ 1 2)。われわれの銀河系の中心にも、他の多くの活動銀河と同じように、巨大なブラックホールとそのまわりのガス降着円盤が存在していて、さまざまな活動を引き起こしていると信じられている (§ 22)。

ただし、銀河系の場合は、その中心核は、クェーサーなどの活動銀河ほどは明るくない。その理由は、一つには、銀河系中心に存在するブラックホールの質量が、太陽の数百万倍程度で少し“ 小ぶり ”なことと、ブラックホールに降り積もってくるガスの量が少ないためらしい。

降着ガスの割合が少ない場合、ガス円盤は先に出てきた高温の 2 温度状態になる。そのようなモデルを用いて計算したスペクトルが、図 2 1 ・ 1 2 の曲線だ。図の理論曲線を見ると、3 つのピークがあることがわかる。左側の低振動数領域のピークは、磁場を含んだ希薄プラズマ中を飛び回る電子のシンクロトロ

ン放射だ。そのシンクロトン放射の光子を高温で高エネルギーの電子が逆コンプトン散乱して、高い振動数に叩き上げたのが、真ん中のピークである。右側の高振動数領域の頂上部の平らな“ ピーク ”は、逆コンプトン散乱された光子による熱制動放射である。

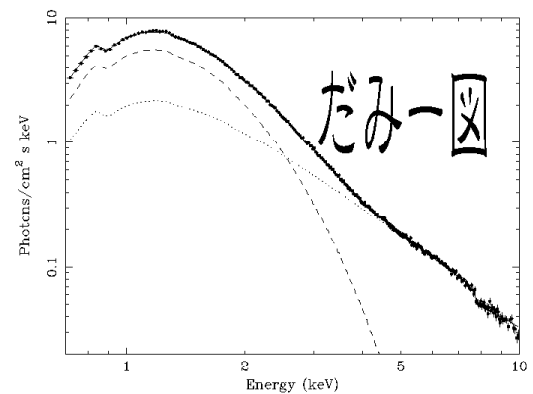


図 21.12 銀河系中心の放射スペクトルと ADAF モデル

コラム : XDAF

ADAF、BDAF、CDAF、XDAF