

# パルサーの輻射機構

## 一 丸 節 夫\*

### 1. はじめに

1968年2月にパルサーの発見が報告され、大きなセンセーションを巻き起こした時に、当然まず問題となったのは、パルサーの本体は何かということであった。その後、パルサーについての新しい観測結果や種々の理論的推測が矢継ぎ早に発表され、例えばパルサーに関する初期の論文集 (NATURE, Macmillan 社, 1968) に、F.G. Smith が書いた序文に見られるように、当初は白色矮星の振動説がどちらかといえは有力視されていた。しかるに、同年秋に至ってカニ星雲と Vela X にパルス状の電波源が発見され、それらの周期が、それまで知られていたパルサーのどれよりもはるかに短いことが確認されるに及んで、中性子星の回転説が決定的になり、今日ではそれが定説となっている。

このようにパルサーの本体が一応ははっきりしているのに、かんじんのパルス状の電波が、回転する中性子星からどのようにして作り出されるかという問題には、現在に至るまで十分な解答が与えられていない。解決の鍵となるべき観測結果は豊富であり、その多くは信頼度もすぐれている。必要とされるのは、まず第一に、これらのデータの蓄積から意味のある情報を正しく読みとり、輻射機構に関するモデルを作りあげることである。その際、このモデルは、パルサー現象の可能性について、定性的な説明を与えるのみでなく、多岐にわたる実測のデータを、定量的にかなりの程度まで再現し得るものでなければならない。さらに、モデルの予知するところが、観測で確認されることが望ましいのは、いうまでもない。本稿では、このような方向に沿って、パルサーの輻射機構の理解に払われたいくつかの努力の跡を解説し、今後の発展に役立てたいと考えている。

### 2. 観測結果の特徴

パルサーの輻射機構を考えるにあたって、重要と思われる実測結果の特徴的な性質を拾いあげ、それらの持つ意味について検討してみる。

#### (1) 輻射強度

パルサーの発見の当初から、放出される電波の輝度 ( $T_b$ ) 温度が異常に高いことが注目され、 $T_b \geq 10^{21} \text{K}$  といった値が代表的な数値として話題にのぼっていた。荷

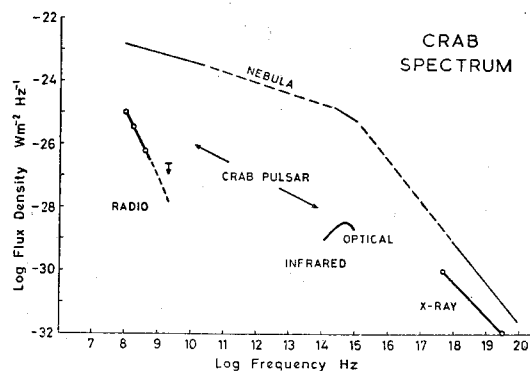
電粒子群すなわちプラズマがその電波の源であると考えた場合、そのように強い輻射強度を得るには、ランダムで熱的な輻射機構は問題外であり、粒子間の強い相関を想定する必要がある。この強い相関をもたらす有力な源として、荷電粒子の集積を仮定するものと、プラズマの不安定性——メーザー作用や乱流機構など——によるものが考えられている。

しかしながら、上記のような高い輝度温度が問題になっているのは、電波領域のパルス状輻射に限られている。今までのところ、可視光領域やX線領域でのパルスも一緒に観測されているのは、最短周期 (33 ms) をもつカニ星雲のパルサー (NP 0532+22) だけであるが、この場合、距離を 1.5 kpc、輻射領域の半径を  $5 \times 10^7 \text{cm}$  と仮定すると、電波領域で  $T_b \approx 10^{26} \text{K}$  であるのに対し、可視光領域やX線領域では  $T_b \leq 10^8 \text{K}$  となり、後者はインコヒーレントなシンクロトロン輻射のような機構で説明するのも困難ではない。実際、第1図に見られるように、輻射強度のスペクトル分布にも、電波領域と可視光領域の間にはっきりとしたギャップがあり、二つの異なった輻射機構を示唆している。

電波・可視光線・X線の領域でのパルスの幅や波形の特徴には、観測精度の範囲内で有意義な違いは認められない。したがって、輻射体の幾何学的特性などに関連があると思われるパルスを作る機構は、この3領域に共通したものであろうと想像される。

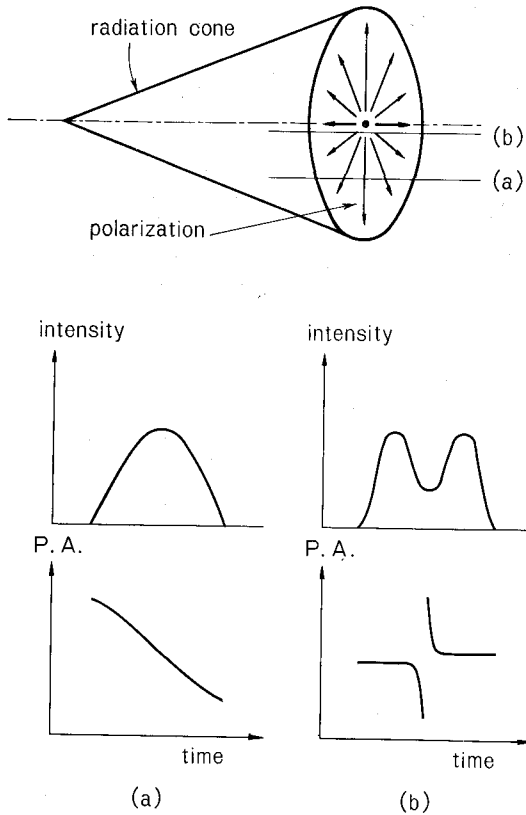
#### (2) 偏波特性

Vela のパルサー (PSR 0833-45) は、ほとんど 100% の直線偏波を示し、しかもその偏波面がパルス内で 180 度近く回転すること観測されている。これは最も顕著な



第1図 カニ星雲とパルサーのスペクトル

\* 東京大学 理学部物理学教室  
Setsuo Ichimaru: Radiation Mechanisms of Pulsars



第2図 偏波特性を説明するための模型 (P.A. は偏波面の向きを表わす)

偏波特性を示す例であるが、一般に大部分のパルサーからの放射が、かなり強い直線偏波の成分を含んでおり、NP 0532 の可視光領域についても同様である。

直線偏波成分のパルス波形を大別して、パルス内に山が1つのものと2つのものに分けることができ、これらの間には、偏波面の回転の仕方の特徴に、大きな相違を見出すことができる。すなわち、こぶが1つのパルサー(例: PSR 0833-45, PSR 1929+10, JP 2022+51)は、偏波面の回転の割合がパルス内でほぼ一様であるのに対し、こぶが2つのパルサー(例: MP 0736-40, AP 1237+25, PSR 2045-16)では、その間の谷の付近のみで偏波の向きが急激に変化する。

このことを簡単な模型で表現すると、第2図のようになる。まずパルサーの放射がサーチライト型で、伝播方向が一つの円錐内に局限されているとする。さらに、放射の強さは周辺部と中心部で弱く、その中間で最強になるとし、直線偏波の向きは、円錐の中心軸と放射の伝播方向(視線の方向)の作る面内であると仮定する。中性子星に固定されたサーチライトの回転に従って、視線の方向が円錐内を横切った時に、パルスを観測するのであるが、その際、視線が円錐の中心軸からずれた位置で横

切ると[図の(a)],パルスの山は1つになり、偏波面の回転率もほぼ一様になる。これに対し視線が円錐の中心軸付近を通過して円錐を横切ると[図の(b)],パルスの山が2つになり、偏波面はその間の谷付近で急激に回転する。このように、偏波特性の解析は、パルサーの放射機構の理解に重要な示唆を与えてくれる。

(3) パルス幅と周期の関係

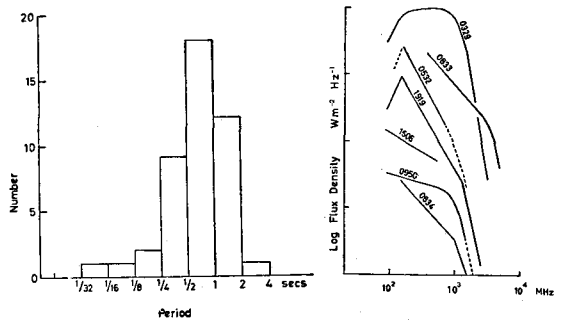
パルス幅は平均として周期にほぼ比例し、その数パーセントの値をとる。しかし、個々のパルサーについては、その平均からのずれも大きい。パルサーを上述のようなサーチライト型のモデルにあてはめる場合、パルス幅は、円錐の頂角と密接な関係にあり、一般にパルサーの幾何学的パラメータの決定に、重要な役割をもっている。

(4) パルス周期の分布

第3図に示すように、観測されているパルサーの周期の分布は、約1秒のところにピークをもっている。1秒より短い周期の部分の立上りは、中性子星の回転エネルギーを失う割合が、回転が遅くなるにつれて小さくなることで理解できるが、それより長い周期の部分では、パルサーが次第に消滅する傾向にあると見なさねばならない。Gunn と Ostriker (1969) はこの関係に初めて着目し、これが中性子星のもつ磁場の減衰に起因するものとして説明を試みた。彼等は中性子星の電気伝導度を Canuto の導いた式により計算し、磁場の減衰時間として  $4 \times 10^6$  年を得た。この値はパルス周期の分布を説明するには好都合であるが、Canuto の式は陽子群の縮退を考慮に入れておらず、Baym-Pethick-Pines (1969) は、それを考慮に入れると、磁場の減衰時間が  $10^{18}$  年と全く問題にならない値になることを示した。

このように、理論的な中性子星の電気伝導度そのものは、磁場の減衰をひきおこし得ない程度であるので、第3図の分布を説明するには、磁場の減衰をもたらず別の機構を考えるか、あるいは磁場の減衰に依らず、放射機構そのものの中に、パルサーの消滅現象の原因を求めねばならないであろう。

(5) スペクトル分布



第3図 パルサー周期の分布

第4図 種々のパルサーのスペクトル分布

現在知られているパルサーの中で、その輻射のスペクトル分布まで精密に測定されているのは比較的少数である。一般的特徴として、100 MHz あたりに山をもち、1000 MHz 付近でスペクトルの折曲りがみられるのが多い[第4図参照]。その間で、スペクトル指数は $\alpha=0.6\sim 2$ 位であるが、もっと平坦なスペクトルをもつもの(例: CP 0329+54, CP 0950+08)もある。1000 MHz 以上では $\alpha=3\sim 4$ といわれている。

#### (6) パルスの微細構造

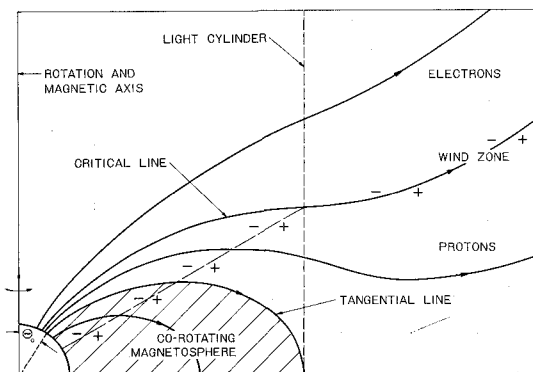
個々のパルスの特徴に関係した事では、パルス間でピークの位置がある秩序をもって次々にずれていく現象、すなわち second periodic pulsation や、パルスの到着時刻の振動的なゆらぎ、すなわち wobble 現象、などが注目される。これら微細構造に関連した現象と、輻射機構との間の関係も、(もしあれば)追求されねばならない。

### 3. 中性子星周辺のプラズマ

パルサーの輻射が、中性子星に伴う強い磁場 ( $10^{12}$  ガウス位)、その周辺に存在すると考えられるプラズマとの相互作用により作りだされるという前提にたつて、輻射機構の考察が進められている場合が多い。ここでもその前提にたつて、まずどのようなプラズマが、回転する中性子星の周辺に期待されるかについて考えてみる。

単純化のために、第5図のように、帯磁した完全導体球が、その磁軸を軸として、一定の角速度で回転する場合を想定する。この場合についても、厳密解はまだ得られていないが、Goldreich と Jurian (1969) は、半径約 10 km の中性子星がもつ磁場の強さや回転速度付近でなりたつと思われる、近似的な解析を行なった。

この解析の第一の重要な結論は、そのような中性子星の外部は真空ではあり得ず、かなりの密度の空間電荷あるいはプラズマで囲まれている必要があるということである。これらの荷電粒子群は磁力線に付着し、中性子星と共に回転するので、その周回速度が光速に等しくなる円筒、すなわち光速円筒 (light cylinder) が定義さ



第5図 回転する中性子星周辺領域の概念図

れ、さらに磁場が例えば双極子場型であると仮定すると、その円筒に接する磁力線 (tangential line) をきめることができる。この磁力線が星の表面で磁極から  $\theta_0$  なる角のところから出るとし、その角度で境界づけられる星面上の極地の部分を磁極冠 (polar cap) と呼ぶことにする。磁極冠の領域から出た磁力線は、光速円筒を突き抜け星間空間に達する。

光速円筒の内部では、磁力線に付着して、中性子星と共に回転するプラズマが存在する。空間電荷の密度は局部磁場の回転軸方向の成分に比例するので、星の表面付近で非常に大きな値をとり、星からの距離と共に減少し、また別の効果で、光速円筒に近づくと増大するものと考えられている。これに加えて、磁極冠領域から出る磁力線に沿った荷電粒子の流れがある。この流れは、単極誘導で作り出される磁極冠領域内の電位差により生じ、星の電気的中性を保つため、臨界磁力線 (critical line) を境として、一方では電子流、他方では陽子流となる。加速されたこれらの粒子は、光速円筒を突き抜け星間空間に達する。

このような荷電粒子の流れが磁場と相互作用することにより、回転する中性子星に制動のトルクを及ぼす。さらに、このトルクの計算から、中性子星の表面磁場を、回転速度とその減少率の関係として、書き表わすことができる。この計算結果は、磁気双極子輻射の考えによる計算とほぼ同程度の評価となり、 $10^{12}$  ガウス前後の値を与える。

上記の考察の結果、プラズマの特性的振舞いに着目して、中性子星外部を次の3つの空間に分けることができる。第1は、光速円筒に接する磁力線の内側の空間、すなわち磁気圏 (magnetosphere) で、この領域では磁力線に付着して星と共に回転する荷電粒子群のみが存在し、平均の流れはない。第2は、光速円筒と磁気圏の間の空間で、ここでは磁力線に付着したプラズマと共に、それに沿って流れる荷電粒子群が存在する。第3は、光速円筒の外部空間、いわゆる wind zone で、加速された荷電粒子の流れのみが存在する。

プラズマによる電波輻射の見地から、最も興味深いのは第2の領域である。特に磁極冠の付近は、磁場が強く空間電荷密度も大きいので注目され、また光速円筒付近も、比較的高密度のプラズマを高速の荷電粒子群が通り抜けていることが期待されるので、プラズマの不安定性の見地から興味もたれる。

### 4. 磁極冠付近での輻射

中性子星の表面付近では、空間電荷密度が大きいので、その蓄積により強い電場を作り出す可能性がある。この電場が磁力線に沿って荷電粒子を加速すると、磁力線の

曲りのために電磁波を輻射する。磁極冠付近でのこのような輻射機構に着目したのは Komesaroff (1970) であり, Sturrock (1970) はこの考えを基に, 一つのバルサー・モデルを提案し, 定量的な検討を加えた。

まず, 磁極冠から磁力線に沿って磁極冠の径程度の距離のところに, 仮想の陽(または陰)極を考え, その間に粒子の加速電場が大部分集中していると考え, 磁極冠には, それを定義する角度  $\theta_0$  を頂角とする円錐が, 自然に存在することに注目しよう。磁軸と回転軸とが平行でなく, 有限の角をなしている場合, この円錐はそのまま, 第2図のサーチライトを与えることができる。

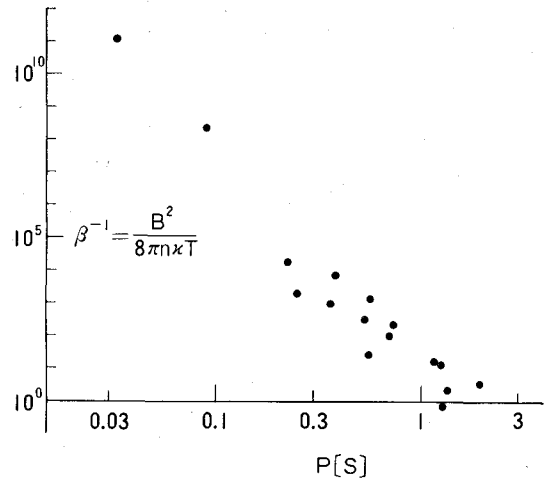
磁極冠から放出された電子または陽子は, 磁力線に沿って急激に加速され, すぐに相対論的エネルギーに達し, 磁力線の曲率のために, 高エネルギーの $\gamma$ 線を放出する。中性子星の回転速度(すなわち, パルサーの周期)が, ある臨界値より速くなると, この $\gamma$ 線と強磁場との相互作用で, 電子-陽電子の対生成が可能になり, その結果作り出された電子-陽電子系が, 電場の存在下で二流不安定性をおこす。Sturrock は, この不安定性の結果, 荷電粒子が薄い層状に集群すると仮定する。個々の荷電粒子は, 磁力線の曲りにより電波を放出するのであるが, この集群層の厚さが半波長より薄い場合には, すべての荷電粒子がコヒーレントに輻射に寄与し, §2(1)で問題にした高い輝度温度を与えることが期待される。

上記の議論から明らかなように, このモデルにより高い輝度温度をもつ電波を放出するためには, 対生成のおこることが必要となる。そのためのパルサー周期の臨界値は, 陽子による $\gamma$ 線の場合  $10^{-1.4}$  秒, また電子による $\gamma$ 線の場合 1 秒と評価されている。Sturrock はこの後者の数字で, §2(4) のパルサーの消滅現象を説明している。その他, 観測結果のいろいろな部分と, 定量的に良く一致する結果が得られている。

しかしながら, この考え方の難点と見なされているものも, いくつかある。例えば, 粒子の熱運動を考慮に入れた場合, 層状の集群そのものの寿命が, パルス幅に比べて非常に短くなることや, 二流不安定性により荷電粒子が層状に集まるという仮定が, 理論的にも実験的にも支持されないことなどは, 重要な問題点である。また, 理論的に計算される磁極冠領域のひろがり, 実測のパルス幅対周期のデータと傾向的にずれていることも, 説明を要する点である。

## 5. 光速円筒付近での輻射

光速円筒の内面の近傍では, 磁場に付着し中性子星と共に回転するプラズマと, 磁力線に沿って高速に加速された荷電粒子群から成る, 二流体系の不安定性により, プラズマは強い乱流状態にあることが想像される。この



第6図 パルサー周期に対する  $\beta = (\text{プラズマ圧力}) / (\text{磁気圧})$  の変化

乱流は, 主として空間電荷密度の揺動による縦波成分からなるが, 磁場や流れの存在による空間の異方性のために, わずかながら横波の成分も含んでおり, これが光速円筒付近のプラズマ境界に達した時, 電磁波として放出される。この異方性乱流による輻射は, 第2図で要求される特性をすべてそなえている。さらに, 不安定性に起因するゆらぎの大幅な増加は, 結果として高い輝度温度の電波輻射を与えることができるので, この意味でもパルサーの輻射機構として有望なものと考えられる。

筆者(1970)は, 光速円筒付近のプラズマ状態を仮定し, この輻射機構を基にして計算を行ない, 種々のパルサーについて, その結果を観測値と定量的に比較検討した結果, 上記の乱流プラズマによる輻射のモデルが, パルサー現象につじつまのあった説明を与え得ることを示した。また第6図に示すように, 光速円筒付近でのプラズマの圧力と磁気圧の比  $\beta$  は, パルサーの周期が増すにつれて大きくなり, 約2秒のところで  $\beta \approx 1$  に達するので, この付近では, もはや磁場でプラズマを保持できなくなり, パルサーは消滅する傾向にあることがわかる。

このモデルの難点は, パルサーを作り出すのに, 中性子星の表面上での“弱点”(例えば volcano のようなもの)の存在を仮定しなければならないこと, 光速円筒付近でのプラズマの振舞いそのものに未知の点が多いこと, などである。

## 6. むすび

パルサーについての観測結果を整理し, それに関連づけて, 輻射機構のモデルを2つ紹介した。いうまでもなく, これら以外にも, すでに多くのモデルが提案されているが, その大部分は可能性の示唆にとどまっており, その意味で満足なものではない。パルサーの輻射機構の解明には, 観測と理論解析の緊密な協力が要件であると, 筆者は考えている。