

# ガンマ線バーストの偏光

当真賢二

〈国立天文台理論研究部 〒181-8588 東京都三鷹市大沢 2-21-1〉

e-mail: kenji.toma@nao.ac.jp



ガンマ線バースト (GRB) は宇宙で最も明るい現象である。観測によって、GRB の少なくとも一部は星の崩壊に伴って起こることがわかっているが、詳しい発生メカニズムは全くの謎である。ここでは GRB の偏光について観測の現状を紹介し、偏光から発生メカニズムについてわかることをまとめて説明する。特に ALMA, VLA, 野辺山などの電波望遠鏡による偏光観測から GRB の真の全爆発エネルギーに迫ることができることを示す。

## 1. ガンマ線バースト

ガンマ線バースト (GRB) とは、1日に1回程度、天空上のどこかに突発的に現れる天体であり、そこから限られた継続時間 (典型的に数十秒) のあいだ強烈なガンマ線が観測される。この現象は一般に 100 億光年以上の彼方で起こることがわかっている。ガンマ線が等方的に放射されるとすれば、エネルギー放出率は典型的に  $10^{52} \text{ erg s}^{-1}$  という莫大な値となり、宇宙で最も明るい天体といえる。これは太陽の静止エネルギー  $M_{\odot}c^2 \approx 10^{54} \text{ erg}$  を数秒ですべてガンマ線に変えることに相当し、非常に激しい現象である。ここで  $M_{\odot} \approx 10^{33} \text{ g}$  は太陽の質量、 $c$  は光速である。その起源は発見から約 30 年全くの謎であったが、ガンマ線放射 (バーストと呼ぶ) の後に数日続く多波長の残光を伴うことが発見され、理解が急速に進んだ。特に、いくつかのイベントではその残光に重なって超新星爆発に特有の放射が観測され、GRB の起源は星の最期に関連していることがわかっている<sup>1)</sup>、\*1。

GRB はその明るさゆえ遠方の (すなわち太古

の) 宇宙の状態を探る手段として最近非常に有望視されている<sup>2)</sup>。また爆発中心で星サイズのブラックホールかあるいは非常に強磁場の中性子星が誕生し激しく活動していると考えられており、GRB の物理は他の高エネルギー天体物理学の理解にもつながる<sup>3)</sup>。さらに GRB は高エネルギーの宇宙線、ニュートリノ、重力波の放射源の候補天体であり<sup>4)</sup>、さまざまな物理学と関連する大きな研究分野となっている。

これまでの観測的、理論的研究からバーストと残光の生成機構について標準的な理論シナリオが立てられている (図 1)。まず崩壊しつつある星の中心にコンパクト天体 (ブラックホールか中性子星、あるいは未知の天体) ができ、そこから光速の 99.99% 以上の速さでプラズマジェットが噴出する。星の外部でジェット中に衝撃波が発生することで運動エネルギーの一部が熱エネルギーとなり、バーストを作る (内部衝撃波モデル)。そのあと残りの運動エネルギーをもったプラズマ殻が周りの星間媒質によって減速されると同時に星間媒質中に衝撃波が発生し、残光が作られる。このようにおおまかなシナリオはできているが、しかし

\*1 GRB は継続時間によって long GRB と short GRB に分類されている。本研究の対象は long GRB を想定している。

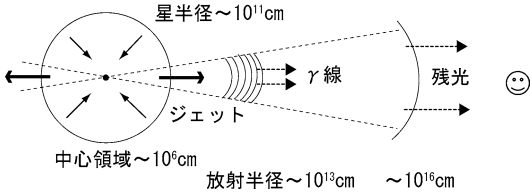


図1 GRBの発生機構の標準モデルの模式図。特徴的な空間スケールの典型的な値も示す。

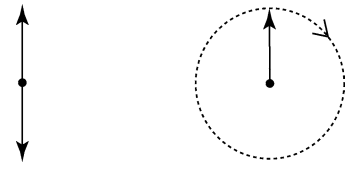


図2 偏光。紙面に垂直に伝播する電磁波の電場の振動を表す。左が直線偏光，右が円偏光を表す。

どの種の星がGRBを起こせるのか、爆発中心がどうなっていて、そこからジェットがどのようにして相対論的速度にまで加速されるのか、さらにはガンマ線がどのような機構で放射されるのかという基本的な問題が解かれていない。すなわちどのようなメカニズムでGRBが起こるのかはまだ全くわかっていないのである。

したがって现阶段では、バーストと残光を放射している領域の物理状態に制限を与え、見えない爆発中心領域の状態を推定することがGRBの起源に迫る有効な戦略である。パルサーの中心天体が中性子星であるということや白鳥座X-1の中心天体がブラックホールであるということは光の情報から簡単な物理に基づいて導かれる\*2。GRBの中心天体に対しても光の情報を用いて簡単な論理でその正体に制限をつけることが筆者の大きな目標である。

本稿では、近い将来GRB研究の主流になりうるGRBの偏光に注目し、それでわかるGRB発生メカニズムについて紹介する。3節以降では特に残光の偏光について詳しく議論し、そこからGRBの真の全爆発エネルギーに制限をつけることができることを示す。

## 2. 偏光という新しい情報

偏光とは、読んで字のごとく、光の振動方向が

偏っている状態を指す。光、すなわち電磁波は伝播方向に垂直に電場と磁場が振動しているものであるが、図2のように電場が(磁場も)直線的に振動している場合を直線偏光、円を描く場合を円偏光という。太陽からの光はあらゆる方向に不規則に振動しており、偏光していない。ところが太陽光が大気分子によって散乱された光(青空の光)は直線偏光を示す。偏光グラスという特定の偏光だけを通す眼鏡をかけると強い日差しを抑えられるというのは青空の偏光をうまく利用したものである。一般に光は偏った成分とそうでない成分の和として解釈できる。偏った成分の強度の割合を偏光度と呼ぶ。

天体の光から得られる情報には、(1) 光の強度、(2) 強度の波長依存性(スペクトル)、(3) 強度の空間分布(天体の形)、(4) 偏光の四つ(かつ、それらの時間変動)がある。電波や可視光の観測ではすでにこの四つの情報を駆使し、いろいろな側面から研究が行われている。X線やガンマ線でも(1)(2)(3)については観測が発展しているのだが、(4)の偏光についてはその検出の難しさから、あまり進んでいない。ところが、近年のX線・ガンマ線検出器の進歩により、近い将来さまざまな高エネルギー天体の偏光の情報を取得できると期待されている。GRBについては、偏光は可視域の残光で数例検出されているのみである\*3。多波長

\*2 前者は、パルスの周期が星の自転によるものとしたとき、その遠心力に負けない重力を作り出せる星が中性子星しかない、ということである。後者は、X線の変動から決まるコンパクトなサイズに伴星の運動から決まる大きな質量が存在できる天体がブラックホールしか考えられない、ということである。

\*3 ガンマ線偏光について数例の検出報告があるが、いずれも誤差が大きく、決定的とはいえない<sup>5)</sup>。

の偏光からいまままでにない新しい情報が得られる可能性が十分にある。

GRBの偏光を観測することによってどんな新しい情報が得られるのか。具体的に言えば、次の三つが挙げられるだろう。まず**(1) 光の放射機構を解明できる**。バーストの放射機構に対しさまざまなモデルが提案されているが、それらは異なる偏光度を予測する。有力なモデルの一つがシンクロトロン放射機構である。それは高エネルギーの電子が磁場中を旋回運動することによる放射であるが、磁場に一定の方向があることを反映して直線偏光を示す。最高で70%程度の偏光が得られる。もう一つの有力候補が高エネルギーの電子による散乱機構である。この場合には100%に近い偏光が可能である。偏光度を測定することによってモデルを絞り込むことが可能となる。次に**(2) 放射領域の形状の情報**が得られる。GRBは通例点光源であるから、天体全体からの放射を足し合わせて観測することになる。このような場合に偏光が残るということは天体が大局的な異方性をもつことを意味する。偏光が検出されれば、GRBが球対称でなくジェット状の爆発であるということの新たな証拠になりうる<sup>\*4</sup>。また、もしシンクロトロン放射であれば、異方性は磁場によるものとして磁場の形状に制限がつけられる。磁場の形状はジェットの加速機構について重要である<sup>3)</sup>。三つ目として**(3) 放射領域内のプラズマ組成の情報**が得られる。放射された光はその放射領域内を伝播してからわれわれに届くが、伝播中に偏光は領域内のプラズマから影響を受ける。そのため電子のエネルギー分布や陽電子の存否などについて示唆が得られる。(次節から述べる筆者の研究はこの情報に注目したものである。)

これだけたくさんの新しい情報を与えてくれる

偏光に世界中の研究者の注目が集まっている。まず、X線・ガンマ線の領域では、近年の技術向上によって、さまざまな観測グループがバーストの偏光検出を狙っている。実際、POET(米)、PoGO(米、日)、GAP(日)、POLAR(欧)、XPOL(欧)、Polaris(日)など、2010年以降稼働予定のX線ガンマ線偏光検出衛星が多く計画されている。これらによってX線、ガンマ線領域の偏光度とそのスペクトルの統計的議論ができる時代が到来するだろう。筆者もPOET衛星計画の理論グループに参加しており、NASAへの提案書において理論計算の主要部分を担当した<sup>\*5</sup>。もしバーストから偏光が検出されれば、次世代のGRB研究の主流になるのは間違いないだろう。

可視、電波の領域も非常に重要である。広島大学の「かなた」望遠鏡は1回の露出で偏光度を測ることができる新型の装置を有しており、バーストに伴う可視光域の偏光の検出が期待される。また電波域での偏光は光の伝播中のプラズマによる影響を受けやすく、そのため放射領域でのプラズマの状態の診断に有効である。

次節からその電波偏光について筆者が行った研究を紹介する。新世代電波望遠鏡ALMAで残光を観測すれば残光の放射領域の電子のエネルギー分布や磁場形状について新しい示唆が得られる。さらにはGRBの真の全爆発エネルギーに制限を与えることができる。

### 3. 残光の標準理論モデル

残光の偏光の話に入る前に、まず残光に対する標準的な放射モデルを説明しよう(図1)。それが「標準的」と呼ばれている理由は主に、バーストの数時間後からの電波・可視・X線における残光の光度変動とスペクトルを説明できることにあ

\*4 最近のSwift衛星によるX線観測から、GRBがジェット状爆発でないかもしれないという議論がある<sup>9)</sup>。

\*5 グループ参加のきっかけは、NASAにいる共同研究者の坂本貴紀氏がうちの研究室に「2カ月でガンマ線偏光度分布の理論計算をしてくれ」と依頼してくれたことである。指導教官が二つ返事で「はい、当真君がやります」と答えたため実現した。それまでガンマ線偏光の理論についてはあまり知らなかったが、このおかげで理解が深まった。

る。残光はほぼ光速のプラズマ殻の噴出によって星間媒質中に発生した衝撃波で高いエネルギーを得た電子がシンクロトロン放射したものと考えられている。衝撃波の速度が相対論的であることを除いては、この放射メカニズムは超新星残骸の非熱的放射のそれと同じである<sup>7)</sup>。この「シンクロトロン衝撃波モデル」を説明する<sup>1), 8), 9)</sup>。

静止している物体が高速で別の物体に追突されると、物体中に内部エネルギーが発生し温度が上がるのと同時に、前方へ運動させられる。これと同様のことが、噴出するプラズマ殻と周囲の星間プラズマについても起こる。この場合、星間プラズマ中には衝撃波が発生する。衝撃波が通過したところのプラズマが、高温になり前方に運動させられることになる。衝撃波の伝播に伴って、高温領域が広がっていく。いずれはプラズマ殻の初期エネルギーの大部分が星間プラズマに分け与えられる。それ以後の衝撃波の伝播速度はその初期エネルギーと星間プラズマの数密度だけで決まるようになる。

星間プラズマの振舞いを衝撃波面とともに動く系で見てみよう。この系では衝撃波面に陽子と電子が同じ速度で突っ込んでくる。陽子の質量は電子の1,000倍程度なので、プラズマのエネルギーの大部分は陽子が担っていることになる。衝撃波を通過すると速度は急激に落ち、大量の内部エネルギーが発生する。もし陽子と電子が相互作用しなければ、陽子が担う内部エネルギーは電子のその1,000倍程度となると考えられる。1粒子あたりの平均エネルギーで言えば、バーストから1日後の残光について典型的に陽子は約 $10^{10}$  eV、電子は約 $10^7$  eVになる（温度で言うと、それぞれ百兆度と千億度！）と考えられる。

シンクロトロン放射強度は衝撃波下流での電子のエネルギー分布と磁場を与えれば計算できる。ここで注意すべきことは超新星残骸や電波銀河などの他の高エネルギー天体と同様に、衝撃波は粒子同士の衝突によってではなく粒子と電磁場の相

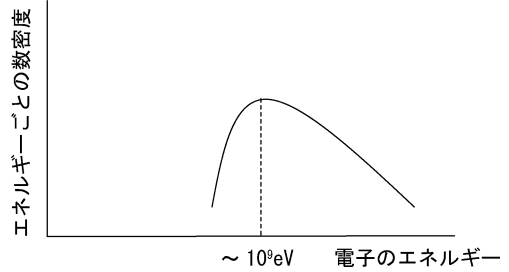


図3 標準モデルにおいて仮定される衝撃波下流系での電子のエネルギー分布（対数表示による模式図）。非常に高エネルギーまで延びるべき関数で与えられる。最低エネルギーはバーストから1日後の典型的な値であり、時間に伴って減衰する。

相互作用によって維持される「無衝突衝撃波」であるということである。密度が低いために粒子同士の衝突の頻度は小さい。この場合、衝撃波を通過した電子は熱平衡に落ち着くとは限らず、どのようなエネルギー分布をとるかは自明ではない。またプラズマ不安定などによって磁場が増幅される。ここでは衝撃波下流での内部エネルギー密度のうち磁場と電子が担う部分の割合を定数パラメーターとして与える。また電子のエネルギー分布が図3のように単純なべき関数で与えられると仮定する。

以上により、残光のシンクロトロン放射の強度スペクトルを計算することができる。その結果は三つの特徴的な振動数で折れ曲がりをもつべき関数となる。この理論スペクトルが観測と見事に一致した。また光度の時間発展も観測と無矛盾であった。これがシンクロトロン衝撃波モデルの成功である。観測量であるピーク光度と三つの特徴的な振動数を使ってプラズマ殻の初期エネルギー、星間媒質の数密度、全内部エネルギー密度のうち磁場と電子が担う部分の割合という四つの物理パラメーターに制限を与えることができる。イベントごとにばらつきはあるが、典型的に初期エネルギーが $\sim 10^{53}$  erg、星間媒質の数密度が $\sim 1 \text{ cm}^{-3}$ 、磁場と電子のエネルギー密度の割合が

どちらも  $\sim 0.1$  程度という値が得られる。ここでのエネルギーはプラズマ殻が等方的であったときの値であり、ガンマ線の全エネルギーと同程度である。数密度は典型的な星間媒質の値と同程度である。また磁場と電子に陽子から大量の内部エネルギーが分配されることがわかる。

#### 4. 低温の熱的電子の存在

上で述べた標準モデルは観測される残光の振舞いがたった四つの物理パラメーターで記述できているが、実際はそう単純ではないことが最近になって指摘された<sup>10)</sup>。衝撃波面を通過した電子は等方化され、1粒子あたり  $10^7$  eV 程度の内部エネルギーを得ると考えられるが、陽子との相互作用によりさらに加熱される。標準モデルでは電子のほとんどすべてが非熱的に加速され全体としてべき則のエネルギー分布をとると仮定している(図3)。ところが、図4のようにすべての電子が加速されるのではなく、ある割合で陽子との相互作用による加熱を受けない電子が残ると仮定しても観測される残光と無矛盾であることを示すことができる。低温で(といっても千億度もあるが)残っている電子の数が加速された電子の数の100倍以下であれば、電子のエネルギーは大部分が加速電子が担っていることになり、それによる非熱的放射はいままでと変わらず観測を説明できる。しかし、電子数が増える分、陽子数も増えなければならぬので、陽子全体のエネルギーがそれだけ増加する。その結果、プラズマ殻の初期エネルギーがいままでの評価から同じだけ増大することになる。

GRBの残光段階の全エネルギーがいままで低温の電子が残らないとして評価してきた値の10倍になれば、ガンマ線放射の全エネルギーを合わせたGRBの全爆発エネルギーも同程度に増大する。全爆発エネルギーはGRBの中心天体の正体

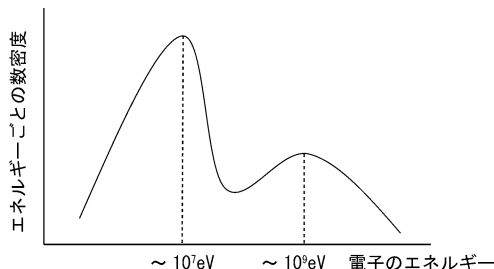


図4 低温の電子が残るとするモデルでの電子のエネルギー分布(対数表示による模式図)。低温の電子はマクスウェル分布、加速された電子は図3と同じ分布で与えられる。

を制限するため、低温の電子の存否を確認することは非常に重要である。また、いままで算出してきた残光段階の全エネルギーはガンマ線放射の全エネルギーと同程度であり、これは言い換えるとガンマ線放射のエネルギー効率が50%程度(多くの場合にそれ以上)であることを示している。これほど高い効率は内部衝撃波モデルでは実現できない。残光段階の全エネルギーが大きくなればガンマ線放射効率を下げることもなる。

衝撃波を通過したすべての電子のうち一部が陽子との相互作用で高温に加熱され(かつ非熱的に加速され)、残り一部が低温のまま残されるというのは不自然に感じられるかもしれない。しかし異なる温度の電子と陽子が等温に向かって緩和するのにかかる最大の時間スケールはクーロン衝突で決まり1億年程度であり、かたや衝撃波が伝播する時間スケールはバーストから1日後で衝撃波下流の系で測って10日程度であるため、電子陽子プラズマは極めて温度非平衡でありうる<sup>\*6)</sup>。したがってクーロン衝突以外のプラズマ波動を介した相互作用によって電子と陽子は緩和すると考えられるが、その詳細な物理過程はいまだ盛んに研究されているところであり、よくわからない。むしろこのモデルが観測から正しいことがわかれ

\*6 若い超新星残骸における非相対論的衝撃波ではクーロン衝突による緩和時間スケールは1万年の程度である。

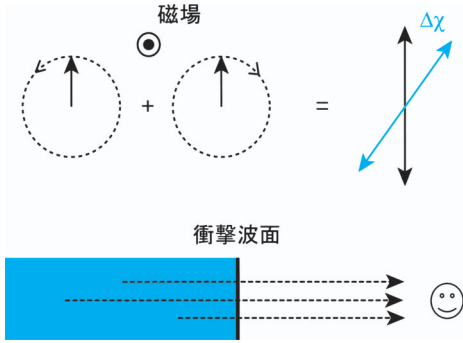


図5 ファラデー回転効果と消偏光。直線偏光は二つの左右円偏光の和で表されるが、プラズマ電子の影響で二つの波で電場が円を描く速度が異なるため、偏りの方向が伝播に伴って回転する。異なる距離を伝播してきた光はファラデー回転量  $\Delta\chi$  が異なり、それらを足し合わせて観測すると直線偏光がならされる。

ば、相対論的衝撃波における物理に重要な示唆を与えるといえる。

低温の熱的電子の存在はそのシンクロトロン放射を観測できれば直接確認できるのだが、それは現在の観測体制では難しい。というのも、低温の電子のシンクロトロン自己吸収効果（後に説明する）は強く、それらの電子からの放射はバーストから数十分以内の電波帯でしか見ることができない。電波望遠鏡をそれほど迅速に GRB の方向に向けることは難しいのである。

### 5. 電波偏光観測で迫る

そこで注目したのが GRB 残光の偏光である。残光は衝撃波下流プラズマで作られてそのプラズマ中を伝播してくるあいだに偏光に変化を受ける。筆者は低温の電子が残光の偏光に与える影響が高温の加速電子より非常に大きくなることに着目し、その影響が後期の（バーストの数時間後からの）電波残光で観測可能であることを示した。

GRB 残光は数イベントについて可視光帯域で直線偏光が検出されており、その偏光度は総じて 1-3% 程度である。このことは残光がシンクロト

ロン放射であることを支持する。一様に方向がそろった磁場中を運動する電子によるシンクロトロン放射は 70% 程度の直線偏光をもつ。観測される 1-3% の偏光度は磁場の方向が完全に一様ではなく、ある程度だけそろっていることを示している。シンクロトロン放射はほとんど波長に依存しない偏光を示すため、電波域においても同程度の偏光が期待される。ところが電波で残光の偏光を検出した例はいままでない。この理由は後に述べることにする。

さて、ここで考えるプラズマ電子が残光の偏光に与える影響というのはファラデー回転と呼ばれる現象である（図5）。磁場を含むプラズマ中を直線偏光した電磁波が伝播していくと、偏りの方向の回転が起こる。これをファラデー回転と呼ぶ。直線偏光は等しい電場の大きさをもった二つの左右円偏光を足し合わせて作ることができるが、プラズマ電子の影響で二つの波で電場が円を描く速度が異なる。このため、偏りの方向が波の伝播とともに回転することになる。この効果は電子が波の振動に応答しやすい低振動数側で大きく、また磁場がそろっていればいるほど効果が大きい。さらに重要なことは、この効果が大きくなる低振動数領域においては偏りの方向が回転するだけでなく、偏光度にも影響が起こるという点である。奥行きが異なった場所で放射された光は衝撃波面に達するまでにそれぞれ異なった伝播距離をもつため、途中で受けるファラデー回転量は異なってくる。いろいろな偏りの不規則な重ね合わせを見ることになり、直線偏光度がならされて小さくなる。これをファラデー消偏光 (depolarization) と呼ぶ<sup>11)</sup>。

ファラデー回転効果はよく星間雲中の磁場強度を測ることに利用される。遠方の電波源からやってくる電波は磁化した星間雲中を伝播する際にファラデー回転を受ける。その電波の偏りの方向の波長依存性を調べれば、磁場の情報が得られるというわけである。ところがいま GRB 残光につ

いて考えているのは星間媒質のような冷たい電子プラズマではなく、衝撃波によって相対論的に高温になった電子プラズマである。このようなプラズマによるファラデー回転量は電子の分布関数の磁場による揺らぎを考慮することで導出でき<sup>12), 13)</sup>、電子の温度の2乗に逆比例することがわかる。したがって、1粒子あたりの平均内部エネルギーが $\sim 10^7$  eV程度の低温の熱的電子は $\sim 10^9$  eV程度の高温の加速電子に比して4桁程度ファラデー効果が大きい。すなわち、いままで加速電子のみ考えていた場合より数桁上の高い振動数からファラデー消偏光が起こると予想される。このファラデー消偏光が観測できれば、低温の熱的電子の存在の証拠となるわけである。

## 6. 解析結果

相対論的に高温なプラズマ中を伝播するあいだの偏光の変化は、プラズマの媒質の密度、電子のエネルギー分布、磁場強度、磁場と光の伝播方向のなす角度を与えれば計算できる。最初の三つは残光の標準モデルで与えることができるが、磁場の方向（あるいは形状）については観測的にも理論的にもわかっていないので、それを現象論的に仮定する必要がある。前述したとおり、観測されている可視偏光は1-3%であるため、磁場は完全にそろっているわけではない。ここでは図6のように、放射領域において磁場がいくつかの小領域

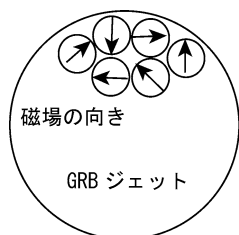


図6 GRB ジェットを真正面から見た模式図。本研究では磁場がいくつかの小領域で方向がそろっており、それぞれの方向がランダムであると仮定した。

で方向がそろっていて、それぞれの方向はランダムであるような形状を仮定する。分解することはできず、放射領域で平均した偏光を検出することになる。観測される可視偏光度を説明するためには小領域の数は1,000個程度と見積もることができる。

磁場の形状は磁場の増幅機構を反映しており、GRBの起源と無衝突衝撃波の物理にとって非常に重要である。可視光偏光を説明する磁場形状モデルには次の三つが提案されている。まず本研究で仮定した磁場モデルは、衝撃波が伝播することで発生する渦から磁場が増幅されるとすると実現される<sup>14)</sup>。無衝突衝撃波におけるプラズマ不安定で磁場が増幅されるというモデルも有力である。この場合には非常に小さいスケールでランダムな磁場形状となり、磁場がそろっている小領域の数は $10^{20}$ と見積もられる<sup>5)</sup>。衝撃波伝播方向とそれに垂直な方向で磁場の平均的な強さが異なればシンクロトロン放射の偏光は残るが、この場合にはファラデー回転は起こらない。三つ目として、GRBの親星の周辺媒質が親星自身の星風などによってもともと方向のそろった強い磁場をもっており、そこに無衝突衝撃波によって増幅される小スケールでランダムな磁場が加わるというモデルもある。これらのモデルのいずれかを決定できれば、GRBの親星の周辺媒質の性質や無衝突衝撃波の性質に重要な示唆が得られることがわかる。

さて、図7がすべての電子が非熱的に加速されるという標準的モデルに基づいて偏光輸送方程式<sup>16), 17)</sup>を解いて得た後期残光の偏光スペクトルである<sup>18)</sup>。 $10^{10}$  Hzあたりより低振動数側で偏光度が激減することが示されている。これはシンクロトロン放射を電子が吸収する効果（シンクロトロン自己吸収）によるもので、吸収は偏光に応じて起こるので偏光度が下がる。要するに物質と非常に相互作用しているところから出てくる光であり、それは太陽光の性質（黒体放射型の強度スペ

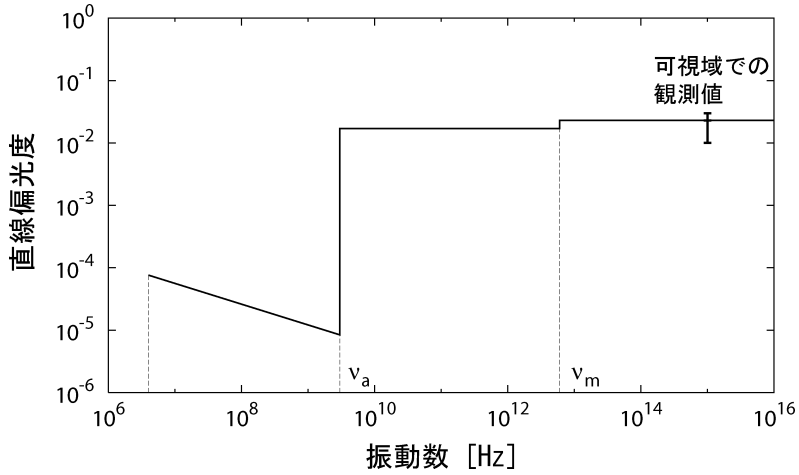


図7 すべての電子がべき則分布に加速されるとする標準モデルによるバーストから1日後の直線偏光スペクトル。  $\nu_a$  はシンクロトロン自己吸収効果が強くなる場所の振動数である。

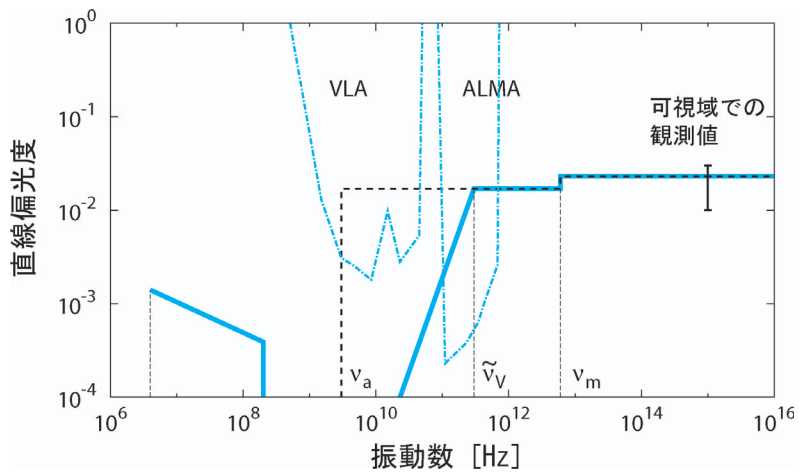


図8 すべての電子のうち10分の1だけがべき則分布に加速されるモデル（全エネルギー  $\sim 10^{54}$  erg）によるバーストから1日後の直線偏光スペクトル（青実線）とすべての電子が加速されるモデル（全エネルギー  $\sim 10^{53}$  erg）による結果（点線）。VLAとALMAによる観測感度も示した（青点実線）。  $\tilde{\nu}_V$  はファラデー消偏光が強くなる場所の振動数である。

クトルで無偏光) に近づくのである。加速電子によるファラデー消偏光は吸収の効果より小さく重要でないことがわかった。GRB 残光の広い振動数帯域における直線偏光スペクトルを描いたのはこれが最初である。

次に本研究の主要な結果が図8であり、これはすべての電子のうち一部だけが非熱的に加速され

というモデルに基づいた後期残光の直線偏光スペクトルである。点線で図7の結果を再び示して比較した。図から明らかなように、低温の熱的電子によるファラデー消偏光の効果が強く、自己吸収が効く特徴的な振動数より高振動数側から直線偏光度が減少する。点実線で表したものは距離1 Gpc (およそ30億光年) で起きたGRB 対す



る電波望遠鏡（VLA と ALMA）の 1 時間積分の感度である。放射強度スペクトルから自己吸収振動数がわかり、それより高い振動数側で偏光が検出されなければ、低温の熱的電子が存在し、磁場が大スケールでそろっていることになる。野辺山電波望遠鏡でも GRB の距離が 300 Mpc（およそ 10 億光年）で 1 日積分すれば 10 GHz 付近で偏光が 0.1% 以上であれば検出可能である。

## 7. まとめと今後の課題

本研究では、GRB 残光のシンクロtron衝撃波モデルにおいて、衝撃波下流で低温の熱的電子が存在する可能性があり、その存否を後期電波残光の偏光から確かめることができることを示した。低温の熱的電子が多く存在し、高エネルギーまで加速される電子の数が全体の 10 分の 1 だけであれば、GRB の全爆発エネルギーは、いままで電子はすべて加速されるとして評価してきた値の 10 倍となる。全エネルギーは GRB の爆発機構を制限する本質的なパラメーターであり、大きな発見となる。

典型的にシンクロtron自己吸収によって偏光度が落ちる特徴的な振動数は VLA の帯域にくる。（これがいままで明るいイベントでも電波偏光が検出されなかった理由である。）したがって VLA で偏光が検出されず、かつ ALMA でも検出されなければ（あるいは ALMA で偏光度の折れ曲がり観測されれば）、低温の熱的電子が存在し、磁場が大スケールで方向がそろっていることになる。バースト発生から 1 日後に電波望遠鏡を向ければよく、技術的に可能であると考えられる。逆に VLA でも ALMA でも偏光が検出されれば、低温の電子が存在しないか、あるいは磁場が小スケールでランダムであることになる。どちらが原因かは特定できない。しかし検出された偏光度から磁場形状モデルに制限を与えることがで

きる。本研究で仮定したいくつかの小領域でそろった磁場がランダムにあるとするモデルでは電波域と可視域で偏光は同程度と予測されるが、上述した三つ目の磁場形状モデルでは電波域で直線偏光度が 10% にも達すると考えられる<sup>18)</sup>。このように GRB 残光の電波偏光の観測は GRB の起源、相対論的な無衝突衝撃波における磁場増幅・粒子加速の物理に対して重要な示唆を与えると考えられる。

今回残光の衝撃波に対して行った偏光輸送解析はバーストを作る衝撃波に対しても適用できる。ガンマ線を放射する電子は急速に冷えるため、大量の低温電子が生まれる。それら低温電子による消偏光が観測されれば、磁場が大局的にそろっていることになる。磁場構造はジェット駆動モデルの解明につながる<sup>3)</sup>。またさまざまなバーストの放射モデルによる偏光スペクトルを計算することが重要課題である。近い将来になされるであろうガンマ線偏光、早期可視光偏光の観測からモデルにどう制限を与えられるかを議論したい。

近年、従来の光度とスペクトルをとる観測もその規模を急速に拡大しており、その結果からも目が離せない<sup>19)-21)</sup>。2004 年末から稼動した Swift 衛星によってバーストから数時間以内の早期の X 線残光が標準残光モデルの予測より暗いことが明らかになり、X 線残光の起源が謎となった<sup>22)-24)</sup>、\*7。また Swift 衛星は GRB の起源の多様性も明らかにした。継続時間が短い種族である short GRB の中にはソフトガンマ線リピーター、あるいは X 線連星を起源とするものがあることが報告されている。最近注目されているのは「低光度 GRB」であり、これは通常の GRB より非常に暗いが、発生頻度が高い。2006 年 2 月 18 日に起こったバーストは GRB と超新星爆発の中間の性質をもっており、中性子星がジェットを駆動している可能性が高いことがわかった<sup>25), 26)</sup>。2008

\*7 本研究は電波・可視の残光はシンクロtron衝撃波モデルで説明でき、X 線残光は中心天体の長時間活動にかかわるような別の放射成分が卓越しているという立場に立っている。

年1月9日に検出された低光度バーストについても注目が集まっている。GRB研究は今後よりいっそう超新星爆発の研究と密に関連して進んでいくと思われる。また今年打ち上げ予定のGLAST衛星による高エネルギーのガンマ線観測からも発生メカニズムに迫る情報が飛躍的に増えると予想される<sup>4)</sup>。

## 謝 辞

本稿の内容は京都大学の中村卓史教授と高エネルギー加速器研究機構(KEK)の井岡邦仁准教授との共同研究であり、筆者の京都大学理学研究科における博士論文の内容の一部をもとにしています。またGRB偏光の研究を進めるうえで有益なコメントをくださったNASAの坂本貴紀氏、Nevada大学のBing Zhang氏、広島大学の山崎了氏、金沢大学の米徳大輔氏に感謝いたします。本研究は日本学術振興会、京都大学21COEの援助を受けています。最後に、本稿を執筆する機会を与えていただいた戸谷友則氏に感謝いたします。

## 参 考 文 献

- 1) 吉田篤正, 井岡邦仁, 2007, シリーズ現代の天文学 第8巻 ブラックホールと高エネルギー現象(日本評論社), 第5章
- 2) 河合誠之, 青木賢太郎, 戸谷友則, 2007, 天文月報 100, 17
- 3) 工藤哲洋, 浅野勝晃, 2006, 天文月報 99, 651
- 4) 村瀬孔大, 2007, 天文月報 100, 473
- 5) Coburn W., Boggs S. E., 2003, Nature 423, 415
- 6) Sato G., Yamazaki R., Ioka K., et al., 2007, ApJ 657, 359
- 7) 馬場 彩, 山崎 了, 2004, 天文月報 97, 679
- 8) Zhang B., Mészáros P., 2004, Int. J. Mod. Phys. A 19, 2385
- 9) Piran T., 2005, Rev. Mod. Phys. 76, 1143
- 10) Eichler D., Waxman E., 2005, ApJ 627, 861

- 11) 赤羽賢司, 海部宣男, 田原博人, 1988, 宇宙電波天文学(共立出版)
- 12) Sazonov V. N., 1969, Soviet Phys. JETP 29, 578
- 13) Matsumiya M., Ioka K., 2003, ApJ 595, L25
- 14) Sironi L., Goodman J., 2007, ApJ 671, 1858
- 15) Medvedev M. V., Loeb A., 1999, ApJ 526, 697
- 16) Jones T. W., O'Dell S. L., 1977, ApJ 214, 522
- 17) Melrose D. B., 1980, Plasma Astrophysics: Nonthermal Processes in Diffuse Magnetized Plasmas, Vol. 1 (New York: Gordon and Breach)
- 18) Toma K., Ioka K., Nakamura T., 2008, ApJ 673, L123
- 19) Zhang B., 2007, Chinese J. Astron. Astrophys. 7, 1
- 20) 田代 信, 2007, 天文月報 100, 254
- 21) 浦田裕次, 2006, 天文月報 99, 552
- 22) Toma K., Ioka K., Yamazaki R., Nakamura T., 2006, ApJ 640, L139
- 23) Ioka K., Toma K., Yamazaki R., Nakamura T., 2006, A&A 458, 7
- 24) Yamazaki R., Toma K., Ioka K., Nakamura T., 2006, MNRAS 369, 311
- 25) Toma K., Ioka K., Sakamoto T., Nakamura T., 2007, ApJ 659, 1420
- 26) Mazzali P. A., Deng J., Nomoto K., et al., 2006, Nature 442, 1018

## Gamma-Ray Burst Polarization

Kenji TOMA

*Division of Theoretical Astronomy, National Astronomical Observatory of Japan, 2-21-1 Osawa, Mitaka, Tokyo 181-8588, Japan*

Abstract: Gamma-ray bursts (GRBs) are the most luminous objects in the universe. Observations show that at least some GRBs are associated with stellar collapses, although the detailed physical mechanism remains a mystery. We introduce the current status of the polarimetric observations of GRBs and summarize what to be solved through the GRB polarization. Specifically we show that the true explosion energy of GRBs can be probed through the polarimetry with radio telescopes, such as ALMA, VLA, and Nobeyama.