

太陽フレアにおける電波バーストの センター・リム変動



川手 朋子

〈京都大学理学研究科附属花山・飛騨天文台 〒506-1314 岐阜県高山市上宝町蔵柱〉
e-mail: kawate@kwasan.kyoto-u.ac.jp

太陽フレアにおける粒子加速問題は、古くから議論されているが未解決問題である。それは加速された粒子を直接観測することができず、また間接的な観測からも加速粒子の物理量を求めることが簡単ではないことに起因する。本研究では主に電子加速の観測について議論する。観測波長は軟X線と電波観測であり、熱的フレアと非熱的フレアを分類することにより、フレアの電波放射における輝度のセンター・リム変動を議論し、新たな視点から電子の物理量であるピッチ角分布に迫る。

1. 太陽フレアにおける粒子加速問題

1.1 太陽フレアとは

太陽フレアは1859年に白色光でRichard Carringtonにより発見されて以来、さまざまな波長で観測されてきた。現在では観測波長はガンマ線から電波まであらゆる波長で太陽フレアは観測されている。共通認識としては、太陽フレアはコロナにおける 10^{29} - 10^{32} ergの爆発現象であり、磁場のエネルギー解放とされている。太陽フレアの一般的なモデルはCSHKPモデル²⁾⁻⁵⁾と呼ばれるもので、磁気リコネクションにより磁場のエネルギー解放に伴ってアウトフローが発生し、電子・イオンがエネルギーを得ると考えられている。ただし、その電子などの高エネルギー粒子の加速機構は明らかになっていない。

1.2 粒子加速問題

高エネルギー粒子の生成、伝播は太陽フレアのみならず宇宙に普遍的に存在している。したがって、太陽フレアにおける粒子加速現象を理解することは宇宙空間に起こる粒子加速現象を理解することにつながる。これまでの研究から、太陽フレ

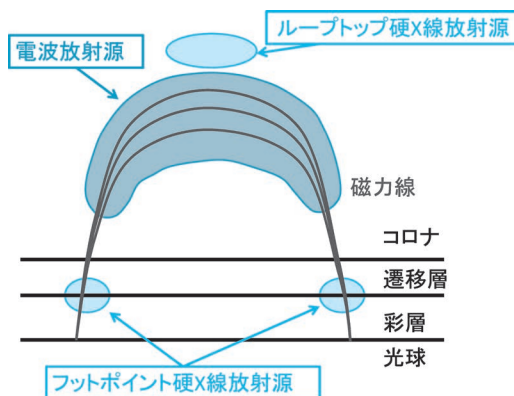


図1 フレアループに対する電波・硬X線源の放射位置。

アにおける粒子の加速機構には主に4種類が考えられている。電場による加速、衝撃波による加速、乱流による加速、磁場の時間・空間変化による加速である。ただしこれらの加速機構のいずれが粒子を加速するか、またはどのように組み合わせられて粒子を加速するかや、フレアループに対してどこでこれらの加速機構が働いているかはいまだ解決されていない。

1.3 加速電子の診断

1.3.1 電波

電波観測はフレアループに捕捉された電子のジャイロシンクロトロン放射を検出している。ジャイロシンクロトロンを放出する電子は準相対論的な速度をもっているため、放射は電子の進行方向に強い。したがって観測される電波放射強度のフレアループに対する分布は、電子のピッチ角分布という加速された電子の方向の統計量を示す指標となる。ピッチ角分布は加速機構ごとに異なるため、電波放射強度の空間分布はフレアの粒子加速機構を知る重要な手がかりとなる。

1.3.2 硬X線

硬X線ではフレアループのフットポイントおよびループトップが制動放射を発生しており、1958年に太陽フレアで初めて硬X線の放射が確認された⁶⁾。フットポイントの制動放射は加速された電子が彩層に落ち込む際に発生していると考えられており、その光度曲線は電波の光度曲線とよく似ている。ループトップの制動放射はいわゆる“増田フレア”と呼ばれ⁷⁾、電子加速の場所の証拠であると考えられている。しかしすべてのフレアが硬X線のループトップ放射源をもつかどうかは解明されていない。図1にフレアループに対する電波・硬X線源の放射位置を示した。

1.4 電子のエネルギー分布

1.4.1 非熱的放射

電波および硬X線のスペクトル観測から、電子のエネルギー分布がべき分布であることが知られている(図2)。フラックスが最大となる時刻の両者のスペクトルから導き出された電波のエネルギー分布を比較すると、べき分布の指数が1ほど硬X線のほうが大きくなっていることから、両者は別個に加速された電子から放射されていると考えられていた。しかしKawate et al.⁸⁾において電波は磁力線に捕捉された電子から、硬X線はフットポイントに落ち込み彩層と衝突する電子から放射されることと、初期の電子のエネルギースペク

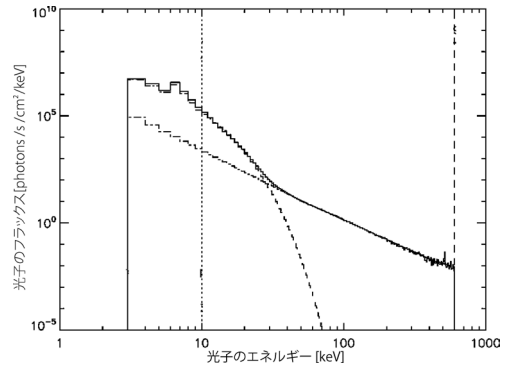


図2 フレアの硬X線フラックスピークにおけるX線のエネルギースペクトル。実線が観測値、破線の曲線が熱放射によるフィッティング、一点鎖線が非熱放射によるフィッティング⁸⁾。

トルのべき指数が電波・硬X線から求められた電子のべき指数共にほぼ同じ値をとることの2点を考慮し、電子の輸送を考えると両者は同じ電子から放射されていることが示されている。

1.4.2 熱的放射

加速粒子が彩層と衝突し、彩層プラズマが加熱され、フレアループ全体を満たす。この熱プラズマからの熱制動放射が軟X線として観測される。熱的放射の代表である軟X線放射の特徴として硬X線のライトカーブと軟X線のライトカーブを時間微分したものは形がよく似ていることが知られており、ニューパート効果 (Neupert effect) と呼ばれる。図3がとあるフレアにおける軟X線、および硬X線放射強度の時間変化と軟X線放射強度の時間微分の例である。これはつまり、ある時刻までの非熱的放射のフラックスを時間積分したものは、熱的放射のある時刻におけるフラックスに比例することになる。ただし、この比例係数はフレアによって異なる。

軟X線の最大フラックスは非熱的エネルギーが熱的エネルギーに変換されたものと考えられ、フレアの全エネルギーを示す指標となっている。一方、電波放射の最大フラックスはトラップされた電子の最大フラックスと考えられる。各フレアにおいて軟X線1-8 Åの最大フラックスと電波

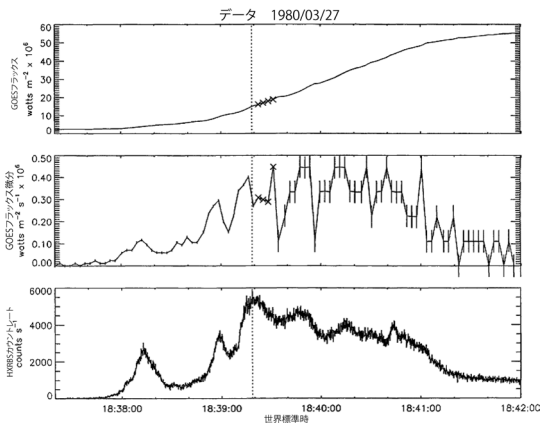


図3 ニューパート効果の例. 上段が軟X線フラックスの時間変動, 中段が軟X線フラックスを時間微分したものの時間変動, 下段が硬X線フラックスの時間変動. 中段と下段の変動の様子が似ていることがわかる (Dennis & Zarro⁹⁾).

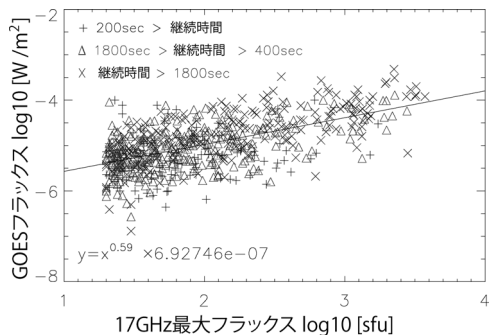


図4 17 GHz最大フラックスと軟X線最大フラックスのさまざまなイベントに対する散布図. 両対数グラフで傾き0.59の直線にほぼ乗っている.

17 GHzの最大フラックスが決定されるが, これらをさまざまなフレアから集め, 散布図として描写したものを図4に示す. 両対数表示するとほぼ直線上に乗り, 広がりは2桁程度になる. この直線の傾きは0.59ほどであった.

2. 電波フレアのセンター・リム変動

加速された電子のピッチ角分布は加速過程に直接迫れる情報であるため, 太陽フレアにおける粒子加速問題において非常に重要な物理量である. 電子のピッチ角分布を得る一つの手がかりとし

て, 太陽面上でのフレア発生場所に依存して電波放射強度が変わる現象がある.

非熱的電子のピッチ角分布が等方であり, 放射がループトップから出ている場合には, 同じフレアをいろいろな角度から見ても, 同じ輝度で放射するはずである. つまり, 太陽面上のどこでフレアが起こっても, 同じ規模のフレアならば電波放射は同じ輝度となるはずである. しかし, 放射がフットポイントからのものであれば, リムで発生するフレアのほうが電波の輝度が明るい傾向になることが期待される. このような, 太陽面上でのフレア発生位置に対する電波放射輝度変化(センター・リム変動)はフレアループにトラップされた非熱的電子のピッチ角分布に依存する. しかし, 一次元のアンテナアレーを用いた野辺山電波干渉計と可視光のフレアデータを用いた観測結果では, 17 GHz以下の磁場構造の複雑さからか, センター・リム変動は確認されなかった¹⁰⁾. 本研究では異なる分類のフレアについて, 非熱的電子のピッチ角分布をセンター・リム変動から説明しようとするものである. われわれはフレアの継続時間を用いてフレアを分類分けした. またフレアを統計した際の軟X線と17 GHzの輝度の関係からも分類分けを行った. この2点の観点から, 17 GHzと34 GHzの2周波数で輝度変化の周波数依存性も調査した. その結果, われわれはセンター・リム変動の観測的証拠を得た. 使用データは野辺山電波ヘリオグラフ¹¹⁾とGOESである. 野辺山電波ヘリオグラフは2次元干渉計であり, 観測されたフラックスを直接フレアイベントに対応づけできる.

2.1 熱放射度

図4からわかるとおり, さまざまなフレアに対して軟X線・電波をそれぞれどのくらい放射するかは傾向があるが, ある程度の広がりがある. 本研究ではこの広がりに着目する. 図4の散布図の回帰直線 $\overline{F_{SXR}}(F_{17GHz})$ について, 軟X線のフラックス F_{SXR} から $\log_{10}\{F_{SXR}/\overline{F_{SXR}}(F_{17GHz})\}$ という値を

定義する。これは、図4の回帰直線から軟X線強度がどのくらい離れているかを示す量であり、この値が1であるとする平均的なフレアよりも軟X線のフラックスが10倍明るいというものである。この値により、平均的なフレアと比較して、あるフレアの熱エネルギーがどの程度非熱的電子の最大フラックスに比べて多いのかということ定量化することができる。この量を熱放射度(Thermal Emission Index)と定義する。熱放射度が正のイベントは熱放射が強いといえ、熱放射度が負のイベントは非熱放射が強いといえる。

2.2 データの選択

データの選択は野辺山電波ヘリオグラフで観測されたフレアのイベントリスト(強イベント*1, 弱イベント*2)のうち1996年4月1日から2009年12月31日までの17 GHz, 34 GHzの2周波数の観測データが存在し、かつGOES衛星の観測データが存在するイベントを選択した。この結果、630イベントが残った。イベントの偏りは先行研究からフラックスなどのヒストグラムを比較して、存在しないことは示された。

2.3 データの分類

熱放射度と17 GHz観測におけるフレアの継続時間の散布図を図5に示す。図5より、熱放射度とフレアの継続時間は正相関をもつことがわかる。先行研究から、長寿命フレアと短寿命フレアは特性が異なることにより比較されることが多い。われわれは熱放射度と17 GHz観測におけるフレアの継続時間によってイベントを群分けした。これは、熱放射度という特徴量でフレアを分類分けすることと、17 GHz観測におけるフレアの継続時間は非熱的放射における長寿命フレアと短寿命フレアを区別することを目的とする。分類分けは、各群のイベント数がほぼ等しくなるように行った。

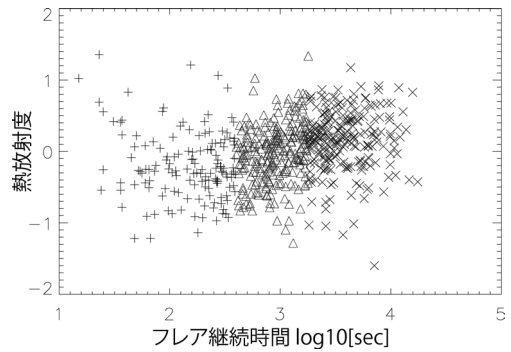


図5 熱放射度と17 GHz観測におけるフレアの継続時間。

表1 17 GHzの放射量と太陽面上座標の相関係数。

熱放射度	継続時間			
	短い	中間	長い	全
非熱放射大	0.13	-0.17	0.06	-0.02
熱放射中間	0.42	0.01	0.01	0.07
熱放射大	0.45	0.08	0.08	0.04
全	0.19	-0.08	0.08	0.04

2.4 電波フレアのセンター・リム変動

センター・リム変動の有無は、求めたい物理量と太陽面上座標の相関係数を求めることで知ることができる。もし相関係数の絶対値が大きければ、センター・リム変動は存在するといえるが、相関係数が0付近ならば、センターリム変動はないと結論づけてよい。17 GHzの放射量と太陽面上座標の各群の相関係数を計算した結果を表1に示す。また同様の図を34 GHzの放射量、電波放射のべき指数においても計算した。それぞれの結果を表2および表3に示す。34 GHzの放射量と太陽面上座標の相関係数が正相関をもち、17 GHzの放射量と太陽面上座標の相関係数よりも高ければ、34 GHzの放射がよりフットポイントの深い場所から放射していることを意味する。34 GHzの電波は17 GHzよりも高エネルギーの

*1 <http://solar.nro.nao.ac.jp/norh/html/event/>

*2 <http://solar.nro.nao.ac.jp/norh/html/eventw/>

表2 34 GHzの放射量と太陽面上座標の相関係数.

熱放射度	継続時間			
	短い	中間	長い	全
非熱放射大	0.14	-0.09	-0.01	0.02
熱放射中間	0.35	0.01	0.14	0.10
熱放射大	0.63	-0.06	-0.02	0.00
全	0.21	-0.05	0.06	0.06

表3 2周波数から求めた電波のべき指数と太陽面上座標の相関係数.

熱放射度	継続時間			
	短い	中間	長い	全
非熱放射大	0.14	0.04	0.11	0.03
熱放射中間	0.15	-0.05	0.15	0.05
熱放射大	0.45	-0.17	-0.21	-0.08
全	0.17	0.00	0.00	0.05

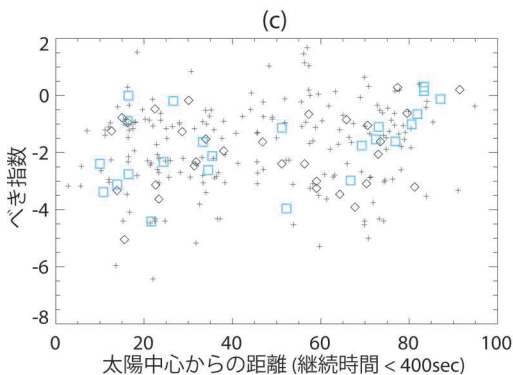
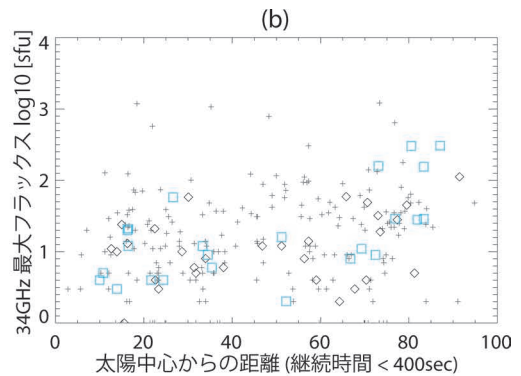
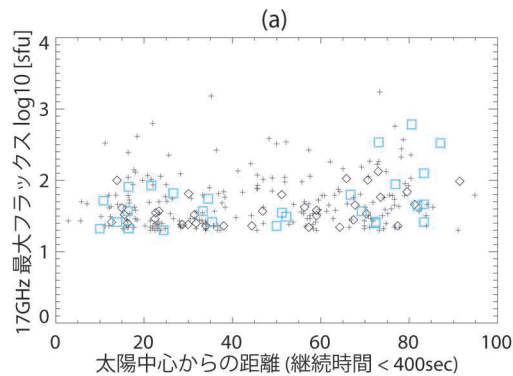


図6 短寿命フレアにおける太陽中心からの距離と (a) 17 GHz最大フラックス, (b) 34 GHz最大フラックス, (c) べき指数の散布図. 青い□が熱放射の強いフレア, ◇が普通のフレア, +が非熱放射の強いフレアを表す.

電子から放射されていることから、磁場が強くなり荷電粒子が跳ね返る場所はより磁場の強い場所、つまりフレアループのより足元に位置する。このことから 34 GHzのセンターリム変動がリムにいくに従い大きくなる正相関をもつ、また電波放射のべき指数がリムにいくほど硬くなることは、フットポイント放射の大きな証拠となる。

表1から、熱放射が大きく継続時間の短いフレアが相関係数0.45ほどで、リムに行くほどフレアの17 GHzの強度が大きくなっていることがわかる。これは熱放射が大きく継続時間の短いフレアで電波がフットポイント放射していることを示している。また、全体を合わせると相関係数0.04とほぼ無相関となってしまうことがわかる。

また表1-3より、熱放射が大きく継続時間の短いフレアでは、周波数が高いほど輝度変化の傾向は顕著になっており、リムほどスペクトルが硬く、つまり高エネルギーの電子が観測されていることが言える。この傾向はSilva & Valente¹²⁾においてもシミュレーションで報告されている。

図6は短寿命フレアにおける太陽中心からの距離と17 GHz最大フラックス、34 GHz最大フラックス、ベキ指数をそれぞれ (a), (b), (c) として散布図を書いている。シンボルは青い□が熱放射の強いフレア、◇が普通のフレア、+が非熱放射の強いフレアである。図6から、熱放射の強いフレアは太陽中心から離れるほど、明るくなるというセンター・リム変動があることがわかる。

2.5 考察

次のような解釈をすることができる。熱放射が強く継続時間の短いフレアは磁場に沿った分布のピッチ角をもつことにより、磁場に捕捉されている電子はフットポイントまで到達し、電波ではフットポイントが明るくなる。またピッチ角が磁場に沿っているため、彩層に効率よく落ち込み、熱放射が強くなるという描像である。継続時間の長いフレアで相関係数が低かった理由として、継続時間の長いフレアは異なるピッチ角分布をもつバーストが多く集まっているため、熱放射度かもはや非熱的電子の特徴量として意味をなさなくなること起因すると考えられる。

本研究は電波放射強度と軟X線の共通イベントから熱放射度という特徴量を設定し、位置分解の可能な野辺山電波ヘリオグラフを用いて電波強度センター・リム変動を調査したことで、フレアの特性によりピッチ角が異なることが新たに議論した点で重要なものである。

謝辞

天文月報の記事を書くという貴重な機会を与えてくださった勝川行雄氏に感謝します。

参考文献

- 1) Kawate T., Asai A., Ichimoto K., 2011, PASJ 63, 1251
- 2) Carmichael 1964, The Physics of Solar Flares, Proceedings of the AAS-NASA Symposium held 28-30 October, 1963 at the Goddard Space Flight Center, Greenbelt, MD. Edited by Wilmot N. Hess. Washington, DC: National Aeronautics and Space Administration, Science and Technical Information Division, p. 451
- 3) Sturrok P. A., 1966, Nature 211, 695
- 4) Hirayama T., 1974, Solar Physics 34, 323
- 5) Kopp R. A., Pneuman G. W., 1976, Solar Physics 50, 85
- 6) Peterson L. and Winckler J. R. 1958, Phys. Rev. Lett. 1, 205
- 7) Masuda S., Kosugi T., Hara H., Tsuneta S., Ogawara Y., 1994, Nature 371, 495
- 8) Kawate T., Nishizuka N., Oi A., Ohyama M., Nakajima H. 2012, The Astrophysical Journal 747, 131
- 9) Dennis B. R., Zarro D. M., 1993, Solar Physics 146, 177
- 10) Kosugi T., 1985, PASJ 37, 575
- 11) Nakajima H., Nishio M., Enome S., Shibasaki K., Takano T., Hanaoka Y., Torii C., Sekiguchi H., Bushimata T., Kawashima S., Shinohara N., Irimajiri Y., Koshiishi H., Kosugi T., Shiomi Y., Sawa M., Kai K. 1994, Proc. IEEE 82, 705
- 12) Silva A. V. R., Valente, M. M., 2002, Solar Physics 206, 177

Center-to-Limb Variation of Radio Emissions from Solar Flares

Tomoko KAWATE

Graduate School of Science, Kyoto University, Kurabashira, Kamitakara, Takayama 506-1314, Japan

Abstract: Particle acceleration is a crucial problem in solar flares. This is because accelerated particles cannot be observed directly. In this study, we discuss on electron acceleration problem observationally. We use soft X-ray and microwave data and define "thermal richness of solar flare." By categorizing flares into thermal rich flares, normal flares, and thermal poor flares, we discuss on the center-to-limb variation of microwave sources and extract information about pitch angle distribution of accelerated electrons.