

太陽フレアのガンマ線スペクトルに与える コンプトン散乱の効果

古 徳 純 一

〈東京工業大学大学院理工学研究科基礎物理学専攻河合研究室 〒152-8551 東京都目黒区大岡山 2-12-1〉

e-mail: kotoku@hp.phys.titech.ac.jp

太陽フレアは直接われわれがのぞくことのできる唯一の恒星での粒子加速過程の現場であるにもかかわらず、加速領域での情報が直接に取得できないことから、ガンマ線のスペクトルから間接的に電子のスペクトルを推定している。

従来求められていた電子のスペクトル指数 δ とガンマ線のスペクトル指数 γ の関係の導出には、コンプトン散乱という、本来光子の伝播に必要な過程の考慮が欠けていた。

今回、コンプトン散乱を取り入れたモンテカルロシミュレーションを行うことで、従来の δ と γ の関係は、観測者の見る角度、および電子のピッチ角に強く依存し、これらを無視して電子のスペクトル指数を逆算することはできないことを示した。

1. はじめに

この宇宙に存在するさまざまな粒子加速源の中で、太陽は最もわれわれに近い、身近な宇宙の粒子加速実験室の一つである。太陽表面の活動領域と呼ばれる場所で、太陽活動極大期には1日に数回程度、太陽フレアと呼ばれる爆発が起こる。この爆発は10秒から10分という短時間に、 10^{22-25} ジュール（広島原爆約1千億個に相当）ものエネルギーを解放し、数メガ電子ボルト (MeV) に至る高エネルギー光子を放射する。特に、このような高エネルギー光子を放出する粒子の加速メカニズムについての研究は、宇宙における粒子加速現象を解くうえでの一つの雛型になると考えられている。

この爆発に伴って放出される、コロナ質量放出と呼ばれるプラズマの塊は、われわれの惑星間空間にもまた、多大な影響を及ぼしている。コロナ質量放出によって引き起こされた惑星間空間中の

衝撃波は、粒子加速の直接の現場として、日本の **GEOTAIL** をはじめとするさまざまな観測衛星によって、精力的に観測がなされ、無衝突プラズマ中での加速過程の理解が非常によく進んだ。これらは宇宙の他の加速現象の研究にも多大な示唆を与えている。

太陽観測衛星「ようこう」による1992年1月13日のフレアの観測は、現在の太陽フレアの理解に重要なインパクトを与えた（図1^{1),2)}参照）。図1で、ようこう衛星に搭載された軟X線望遠鏡 (SXT) で得られた、エネルギー約1キロ電子ボルト (keV) の軟X線の画像（濃淡のついた部分）がループ状になっていることから、1千万度以上の温度をもつプラズマがループ状に閉じ込められ、熱的制動放射（熱的平衡状態にある電子からの制動放射）やイオンの励起により軟X線を放射していることがわかる。電波による観測などから、現在ではこのようなプラズマは磁場によって閉じ込められていることが確立している。

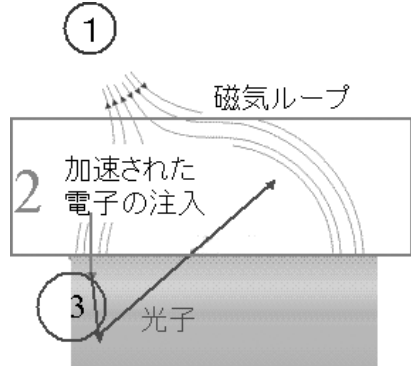
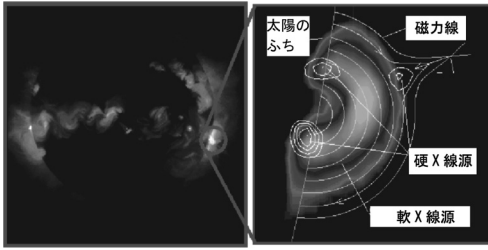


図1 (左) 太陽観測衛星「ようこう」で捕らえた1992年1月13日のフレアの画像。濃淡で示した部分が軟X線からの放射を示している。等高線で描かれているのは硬X線放射で、ループ根元から強く放射されていることがわかる (NASAのホームページから改変¹⁾)。 (右) 太陽からわれわれ観測者のもとにガンマ線の光子が届くまでの模式図 (NASAのホームページから改変³⁾)。

一方、等高線は同じ衛星に搭載された硬X線望遠鏡 (HXT) で観測した 33–53 keV の硬X線の明るさを表していて、ループ足元から非常に強く、そしてループの頂上付近から弱く出ているように見える。この硬X線は、フレアで加速された高エネルギー電子が、物質中で非熱的な制動放射として発するものである。この放射はしばしば、数十 MeV のガンマ線まで延びる。

このような観測から、現在では太陽フレアにおいて、粒子が加速されてガンマ線が放射されるまでの機構として、次のようなシナリオが考えられる (図1右参照)。

- (1) 磁気ループ上方で磁力線のつながりかえによってプラズマがループ下方へ全体として加速を受ける。ループ上方にバルク加速されたものはコロナ質量放出となる。
- (2) ループ足元に届くまでの間にプラズマ全体のエネルギーが電子の速度空間で再分配され、電子が非熱的な分布を得る。
- (3) ループ足元の密度の高くなった部分で電子が制動放射を起こす。

このなかで (1) と (3) は種々の観測により明らかになってきたが、(2) のいわゆる「2次加速はどこで起きているのか」は、ほとんど解明されていない

というのが現状である。というのは、(2) の領域は、物質の密度が低く (そうでなければ効率良く加速できない)、われわれのもとに加速情報の反映となるシグナルがやってこない可能性が高いからである。

太陽フレアの統一的な理解のためには、(2) の理解が必須である。そのためには、(3) の段階で大量に放射されるガンマ線を手がかりとして、電子の加速領域での状況を逆算するアプローチが最も自然であろう。なぜならガンマ線の連続成分は加速された電子からの制動放射由来であり、電子の加速過程の直接の反映であると考えられるからである。熱的な電子の放射に邪魔されないという意味でも、ガンマ線から推定することは最適である。

2. 光子の伝播過程におけるコンプトン散乱の効果

われわれは、観測されたガンマ線のスペクトルから加速された電子のスペクトルを知りたいのである。読者は、この問題を極めて初等的だと感じるかもしれない。教科書に載っている制動放射のスペクトルを表す解析的な式を使えば良いではないか。実際、後で説明するが、Thick-target という

モデルを仮定したときに、非相対論的な領域で、制動放射光子を全方位積分して求めた、電子のスペクトル指数 δ と光子のスペクトル指数 γ が

$$\gamma = \delta - 1 \quad (1)$$

という関係にあることは、すでに求められており⁴⁾、この式は現在でも太陽研究で広く使われている。しかし、われわれの取扱いたいガンマ線のエネルギー領域でも、本当にこのような取扱いは有効であろうか。実際に太陽でどのような物理過程が進行するかを検討してみよう。

まず、われわれが取扱う舞台、太陽大気の検討から始めよう。太陽には、われわれが肉眼でも見ることのできる太陽表面よりも半径方向外側にはほぼ指数関数的に減少する密度をもつ大気が存在しており、上空 2,000 km 程度までを彩層と呼んでいる。この太陽大気の組成は、個数比で水素とヘリウムが約 10 対 1 である。温度、密度はともに半径方向で変化するが、表面付近で約 6,000 度、 $\sim 10^{17} \text{ cm}^{-3}$ である⁵⁾。電離度は $\sim 0.05\%$ 程度なので、太陽表面付近では、中性の水素ガスが大半を占めているということになる。

次に役者である電子と光子の特徴づけに入る。われわれは特に、最もエネルギーの高いプロセスに興味があるので、今回取扱うガンマ線を 1 MeV 以上の光子に限る。10 MeV 程度まではガンマ線が観測されていることから、それを作り出す電子は、ざっと 100 MeV 程度まで加速されていることにする。すると、作り出される光子は 1-100 MeV の範囲のものを考えればよいことになる。われわれの取扱いたい 1-100 MeV の光子にとって、水素ガス中での支配的な相互作用は、コンプトン散乱である。

いよいよ、舞台上の演技の検討に入ろう。最初にループ下方に加速される電子は、ループに沿ってほとんど真下の方向に突込むであろう。相対論的な速度をもつ電子から放射される制動放射光子は、ほとんど電子の進行方向（ループ下方）に偏る（図 2 参照）。したがって、電子から制動放射で

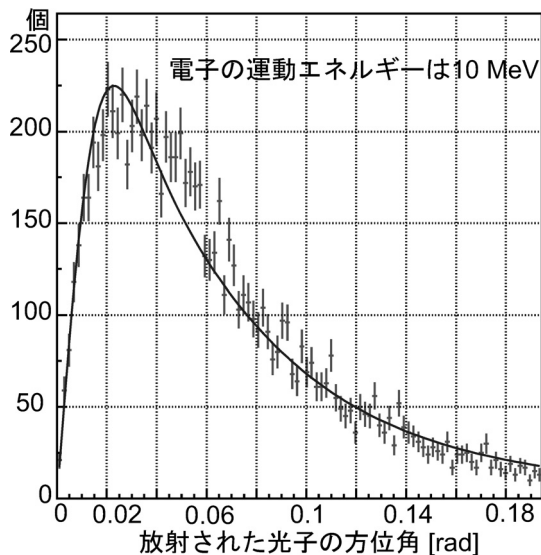


図2 10 MeV の入射電子に対する制動放射光子の角度分布。

放出された光子がわれわれのもとに直接に届くことはほとんどない。実際に観測されるような 10 MeV まで延びるガンマ線のスペクトルが形成されるためには、最初に電子から放射された光子が、太陽の彩層および光球内部でコンプトン散乱してわれわれの方向に向きを変えなくてはならないはずである。

このように、コンプトン散乱は、ガンマ線のスペクトルを理解するうえで、必須の物理素過程と考えられるにもかかわらず、これまで太陽フレアの研究で真剣に議論されることはなかった。これまでの研究では、いかにして電子からの制動放射がわれわれのもとに届くかという、電子の軌道の問題のみ論じられ、光子の伝播過程についてはそれほど注意が払われてこなかったのである。

ここで、コンプトン散乱がガンマ線のスペクトルにどれほどの影響を与えるか、手計算をして雰囲気をつかんでみたい。簡単のため、光子がすべて光球に真上から直入射し、散乱角 θ で 1 回だけコンプトン散乱されてわれわれのもとに届くという状況を考える。コンプトン散乱により、光子

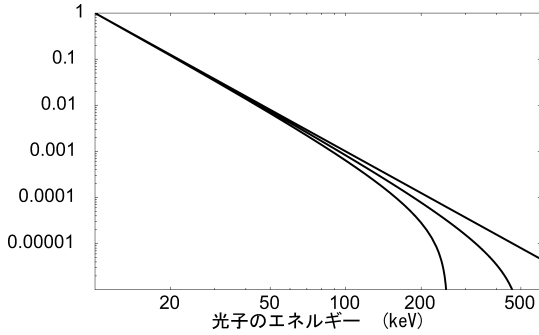


図3 すべての光子が1回コンプトン散乱したときの光子のスペクトル。初期状態の光子のスペクトルは光子指数3の中乗型関数(一番上の直線)。真ん中と下の曲線はそれぞれ、90度、180度散乱に対応している。縦軸は単位エネルギー当たりの光子数で、どれも10 keVで一一致するように描いてある。

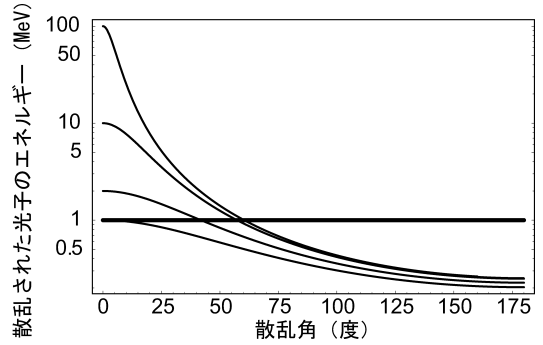


図4 コンプトン散乱で散乱された光子のエネルギーを、散乱角度の関数として描いたもの。エネルギーの初期値は上から順に、100 MeV、10 MeV、2 MeV、および1 MeVである。散乱後のエネルギーは散乱角度に強く依存することがわかる。

がエネルギーを失うため、図3に示すように、初期スペクトル(上)に対して $\theta=90^\circ$ (中)および $\theta=180^\circ$ (下)では、高エネルギー側の光子が抑えられ、スペクトルが非常にソフトになっていることがわかる。

このことから、コンプトン散乱を考慮すれば、大元の制動放射光子のスペクトルよりも、高エネルギー側の光子数が減少し、結果として観測されるガンマ線のスペクトルはよりソフトになるように式(1)の関係は変更を迫られるはずだと予想できる。われわれは新しい δ と γ の関係を求める必要がある。

3. 「太陽加速器」を数値シミュレーションする

実際には、電子は光球面に垂直に入射するとは限らず、光子も小角度の多数回のコンプトン散乱を受けて出てくるものがあるので、図3は近似に過ぎず、問題は必ずしも単純ではない。このような多数回の散乱という確率連鎖を含んだ計算を実行するには、解析的な計算は不向きであり、モンテカルロ法が適している。そこでわれわれは、高エネルギー物理実験で標準的なモンテカルロシ

ミュレーションのツールキットとして用いられているGEANT4⁶⁾を用いて、決まったスペクトル指数 δ の中乗分布に従う多数の電子を模擬的な太陽大気に撃ち込み、電子のエネルギー損失を追いかけるとともに、それらの電子の出す光子の輸送をシミュレートし、得られる光子(ガンマ線)のスペクトルを求めることを試みた⁷⁾。観測されるガンマ線のスペクトルは、大まかに中乗型であるので、われわれの目標は、「電子のスペクトル指数 δ と観測されるガンマ線のスペクトル指数 γ を対応づけること」と言い換えられる。われわれの計算の新しい点は、完全に相対論的な状況まで取扱えるモンテカルロシミュレーション(確率過程を計算するために乱数を利用した計算)であるということ、コンプトン散乱を取り込んだ点にある。

われわれが扱いたいのは、電子の伝播過程と光子の放射および伝播過程であるから、太陽大気中の、電子および光子のエネルギー損失と方向分布が追えればよい。それゆえ、太陽大気を模擬するにあたって、大気の組成と密度の分布が模擬できれば良い。そこで、われわれは、簡単のため組成は水素のみとし、密度勾配は、太陽表面に対し

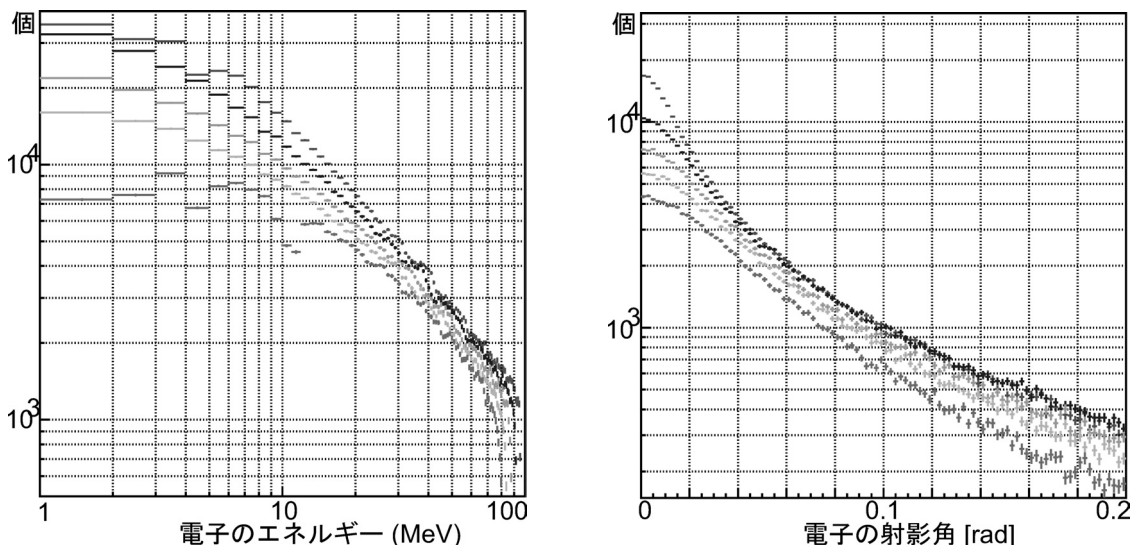


図5 (左) 初期状態として 1-100 MeV の巾乗分布のスペクトルをもつ電子を垂直に撃ち込んだときの、各層 0.7 g/cm² ごとの電子スペクトル (上から下にだんだん深くなっていく). (右) 左図に対応する電子の角度分布 (鉛直下向きするとき 0 度).

て鉛直方向の柱密度が一定になるように、太陽外層の部分 (上空 10,000 km までの間) を 5 層に、太陽内部 (深さ 500 km までの部分) を 10 層に区切り、その下に深さ 10,000 km まで延びる層を敷いた、縦横 20,000 km × 20,000 km の直方体を用意し、これで太陽大気を模擬することにした。

太陽大気に撃ち込まれた電子は、1-100 MeV のエネルギー帯の場合、専ら大気中の水素原子を電離することによって、徐々にエネルギーを失っていく。電子の進んだ距離に対する電子のエネルギー損失 (いわゆる dE/dx) は、**Bethe-Bloch** の式として知られている。これによると、電子の場合では、0.7 g/cm² 当たり約 3 MeV のエネルギーを損失するはずである (0.7 g/cm² という値は、太陽大気を模擬するために今回われわれが用いた上空の 5 層の大気層のそれぞれの柱密度に相当する)。これを確かめるために、巾乗型のスペクトルをもつ一群の電子を一様な水素ガスに撃ち込むシミュレーションを行った。深さとともに電子のスペクトルがどのように変化するかを求めた結果が図 5 左である。予想どおり、スペクトルの最もエネ

ルギーの高い部分が、3 MeV ずつ落ちていくことがわかる。さらに面白いのは電子が距離を進むに従って、低エネルギー側がしだいに平坦になっていくことである。損失するエネルギーの割合 $(1/E)(dE/dx)$ が、低エネルギーになるほど大きくなることから、低エネルギー電子ほうが、早く討ち死にしていってしまうと考えられる。

このときに、最初すべて鉛直下方に撃ち込まれた電子がどのように進行方向を変えていくのかを示したのが、図 5 右である。電子の角度の拡がりには、大まかに、多数回の小角度散乱の作るガウシアン成分と大角度のラザフォード散乱の項からなる。電子が、距離を長く走る間に、小角度の多数回散乱成分が卓越していく様子が見て取れる。このような電子からの制動放射されるガンマ線の方角分布を描いたものが、図 6 左である。相対論的な電子からの放射の場合、ほとんどの光子が電子の進行方向に出ていくので、電子の方向分布と似た形になっているのがわかる。

制動放射は、電子にとってのターゲットの「厚さ」によって、薄い極限である **Thin-target Emis-**

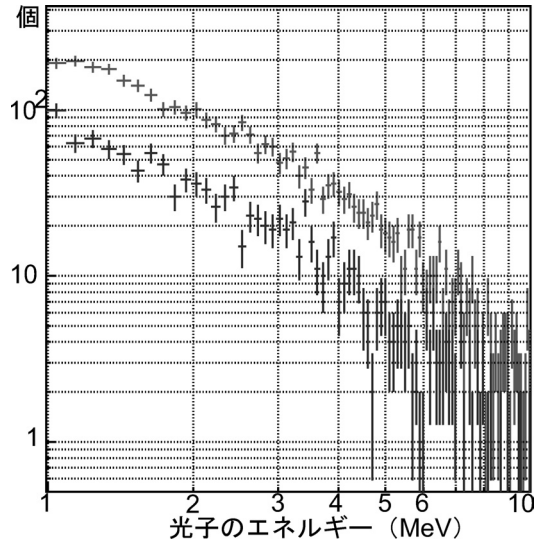
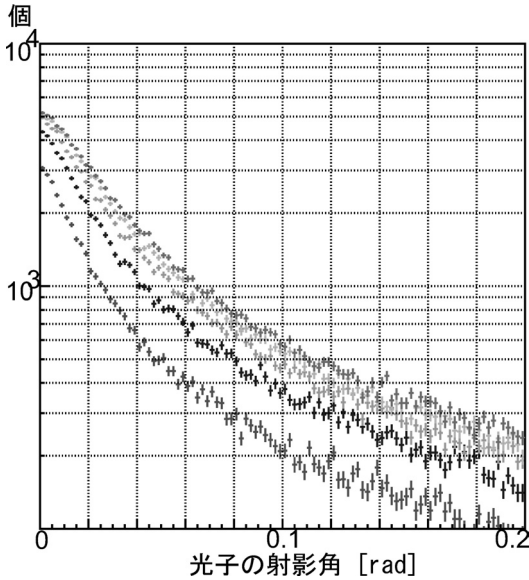


図6 (左) 放出されたガンマ線の方向角分布. (右) コンプトン1回散乱の成分(上)とコンプトン2回散乱の成分(下).

sion と厚い極限である **Thick-target Emission** の2種類の極端な状況を考えることができる. **Thin-target Emission** の場合, ターゲットに入射する電子のほとんどは, 何の相互作用もせずにターゲットを通り抜け, 外に出ていく. したがって, 電子の制動放射回数はたかだか1回であり, 大もとの制動放射電子のエネルギーは入射エネルギーと等しいとしてよい. 一方, **Thick-target Emission** の場合, 電子は自身の運動エネルギーが0になるまでターゲットの中を走り続ける. すると, 電子が死ぬまでに放出し続ける光子のスペクトルは, 低エネルギー電子からの放射の寄与が大きく効いてくることになり, **Thin-target Emission** と同じ入射エネルギーの電子について比べた場合, スペクトルのフラックスは強く, 形はソフトになる.

相対論的な電子からの制動放射の場合, 放射された光子は電子の進行方向に片寄るので, これらのガンマ線は, コンプトン散乱で観測者の方向に散乱されない限り, われわれのもとに届くことはない. コンプトン散乱の1回散乱と2回散乱を全方位にわたり積分したものがどのようになってい

るのかを示したものが, 図6右である. 1回散乱の成分が最も強く出ていることがわかる.

最終的にわれわれの方向に観測されるガンマ線のスペクトルを示したものが, 図8左である. 電子の入射角 θ_i , 光子の射出角 θ_v を図7のように定

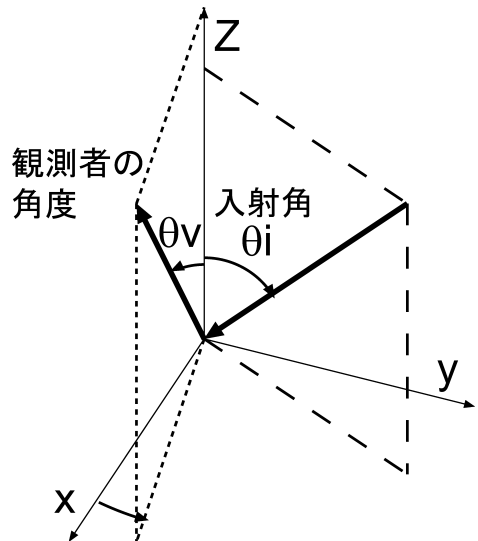


図7 電子の入射角 θ_i , 光子の射出角 θ_v の定義.

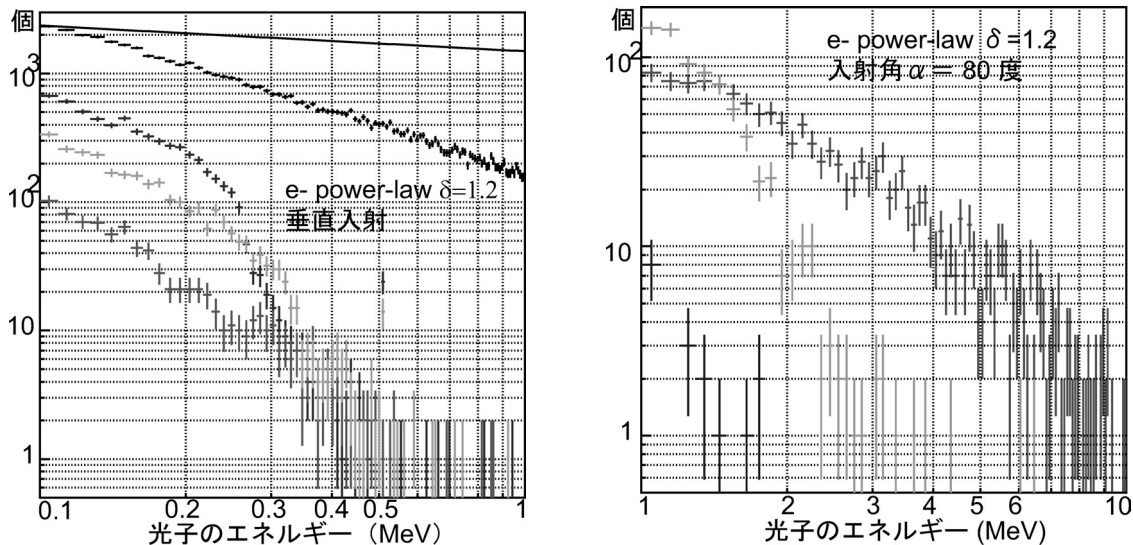


図8 (左) スペクトル指数 $\delta=1.2$ (1-100 MeV) の電子を太陽大気に垂直入射したとき観測されるガンマ線スペクトル。上から、式 (1) から求めた非相対論的 Thick-target Emission のスペクトル, Thin-target Emission を全方位積分したスペクトル, 観測者の角度が $0.1 < \cos \theta_v < 0.2$, $0.5 < \cos \theta_v < 0.6$, $0.9 < \cos \theta_v < 1.0$ の場合。ガンマ線が MeV 領域に延びるのは難しいことがわかる。(右) 電子を太陽大気に斜めに入射したとき観測されるガンマ線スペクトル。10 MeV まで延びているのは、フレアを縁に見る観測者のもの。電子の入射角が浅いと、ガンマ線が高エネルギーまで延びていくことがわかる。

義し、観測者の位置は、 $0.1 < \cos \theta_v < 0.2$, $0.5 < \cos \theta_v < 0.6$, $0.9 < \cos \theta_v < 1.0$ の位置にあるものとす。太陽の縁に近いフレアほど、コンプトン散乱の散乱角が浅くなるので、グラフに見られる knee のような部分がより高エネルギー側に存在する。実際、この部分はコンプトン1回散乱のエネルギーに対応している。このグラフからは、MeV 以上のガンマ線のスペクトルが観測されることが説明できないが、これは、単純に光子の数が足りないせいではない。電子をループ下方に向けて撃った場合、光子が観測者のもとに届くには、後方に散乱を90度以上受けなくてはならない。この場合、たとえば100 MeVの光子が最初に制動放射されたとしても、90度以上の1回散乱が起きると、1 MeVを超えるのは難しくなる(図4参照)。つまり、このような状況が現実に行っているとすれば、太陽フレアでガンマ線のスペクトルを出すのは、著しく困難だということになる。

ところが、実際には、このような単純な垂直入射という状況は極めて起こりにくい。というのは、すべての電子が、磁場の方向にそろって注入されるとは限らず、またクーロン散乱によって最初にもっていた方向は必ず拡がりをもってしまからである。今、電子の速度ベクトルと磁力線のなす角度をピッチ角と呼ぶことにすると、電子のピッチ角は、おそらく0ではない有限の値になるだろうと考えられる。つまり、電子が斜めから入射しているということだ。実際のループには、磁力線が通っていて(この磁力線によって高温のプラズマがループ状に閉じ込められている)、電子がループを降下するときに、この磁力線に巻きついてらせん運動をしながら落ちていくものと考えられる。実際、磁気ループの長さ1万kmに対して、10 MeVの電子のラーマ半径は数mだから、らせん運動をしながら落ちていだろう。このような考えから、われわれは次に光球面に対して斜

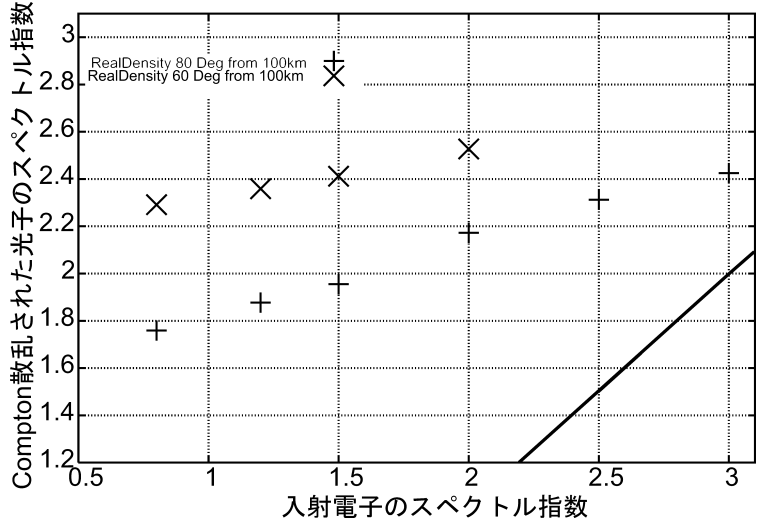


図9 電子のスペクトル指数 δ とガンマ線のスペクトル指数 γ の関係. 上側のxは、電子の入射角が60度のときのもの、十字は電子の入射角が80度のときのもの. コンプトン散乱を考慮することによって、制動放射を直接観測するとしたときよりもスペクトルがソフトになっていることがわかる. 図中の実線は式(1).

めに電子を入射した. 磁場をあらわに取り込むことはしていないが、観測される光子の方向を ϕ 方向に積分することで、電子の螺旋運動を実効的に模擬した. そのようにして得られた、電子の入射角(入射面の法線方向から測る)が 80° のときのスペクトルが、図8右である. まさに、観測されるスペクトルに見られるようなMeVまでにわたるスペクトルが現れた. さらに、この図から、フレアの発生位置が太陽の縁に近ければ近いほどハードなガンマ線スペクトルを作りやすいということもわかる.

ここでは、磁場が光球面に対して垂直だと仮定し、電子の入射角という一つのパラメーターのみを扱ったが、電子の入射角を決めるパラメーターは、現実には、電子のピッチ角(磁力線に対して電子の進行方向のなす角)と磁力線の光球面に対してなす角の2種類の角度の組み合わせで決まる. それゆえ、実際のフレアに計算の結果を適用するにあたっては、この二つの角度の組み合わせに変換して適用しなければならない.

このようにして、電子のスペクトル指数 δ をさ

まざまにとり、ガンマ線のスペクトル指数 γ をさまざまに変えて、縁に見られるフレアについてシミュレーションしたものが、図9である. 従来使われてきた式(1)と比べると、われわれの求めたものは、コンプトン散乱の効果でスペクトルがソフトになっていることが見て取れる. 相対論的な取扱いと、コンプトン散乱を取り入れることで、電子の入射角、観測者の見る角度というパラメーターによって大きく変わってしまうことがわかる.

4. 「ようこう」の観測結果との比較

前節で、コンプトン散乱を取り入れると、従来の δ と γ の関係とは大分違った関係が導き出されることを見た. 果たして、これがどれほど信用できる結果なのか、観測と比較したいところである. ガンマ線の観測された38個のフレアのデータを使って、観測者の見る角度に対する、硬X線で規格化したガンマ線のカウントレートをプロットしたのが図10左である. 予想どおり、太陽の縁に近いフレアほど、ガンマ線の強度が相対的に強

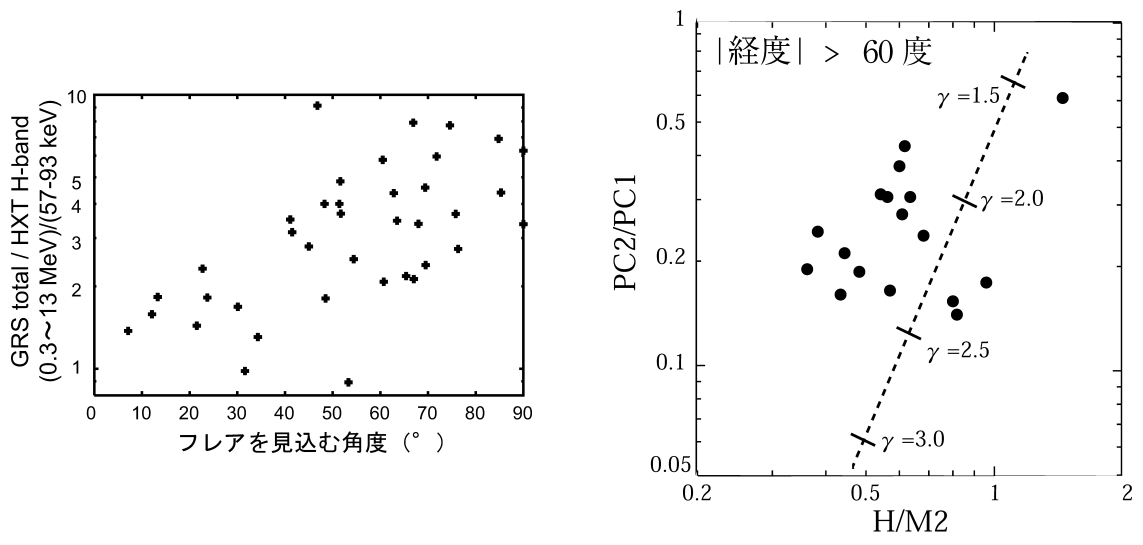


図 10 太陽観測衛星「ようこう」が 10 年間に観測したフレアの、経度に対する硬 X 線で規格化したガンマ線の強度。縁にあるフレアほど、ガンマ線の強度が強いことがわかる (左)。太陽観測衛星「ようこう」が 10 年間に観測したフレアの、ガンマ線の硬さ (二つのエネルギーバンドでの光子カウントの比) に対する硬 X 線の硬さ (右)。

く、ハードなスペクトルになっていることがわかる。実は、太陽フレアからのガンマ線スペクトルに見られるこうした“limb brightning”という現象自体は、1980 年代の SMM 衛星の時代から知られていた⁸⁾。今回、われわれはコンプトン散乱という視点から自然にこの現象を説明したことになる。

さらに、光子指数の分布を詳しく見るために、太陽経度 60 度以上のものについて、硬 X 線の硬さ (異なるエネルギーバンドのカウント数の比) とガンマ線の硬さに対する散布図を描いた (図 10 右)。図で硬 X 線の硬さから光子指数を見積もるには、各フレアを表す点の位置を通る横軸に垂直な直線を引き、点線と交わった点での点線上の γ の位置を読めば良い。ガンマ線の硬さから光子指数を見積もるには、縦軸に垂直な直線を引いて同様にする。

磁力線の向きを光球面に対して垂直だと仮定すると、先ほどの電子の入射角の分布はそのまま電子のピッチ角と考えて良い。図 9 と図 10 左を見

比べることにより、電子のスペクトル指数 δ が 1-3 でかつ、磁力線が光球面に対して垂直ならば、電子のピッチ角 (磁力線と電子の進行方向のなす角) の分布が 60 度以上のとき、観測されるガンマ線のスペクトルが自然に説明できると考えられる。

磁力線の角度が傾いているときはどうだろうか。このときは、われわれの方向に向かってくる光子の積分範囲が、一部欠落することになるので、直接比較することはできない。だが、コンプトン散乱角が浅いことがガンマ線スペクトルの観測に重要であるということから、磁力線が傾いているようなフレアの場合は、むしろ太陽の縁というよりは太陽の真ん中で起こるフレアのほうが、ガンマ線スペクトルを観測しやすいだろう。実際、「ようこう」では少数ながら、縁ではない部分のフレアからもガンマ線スペクトルが観測されている。これらは磁力線が傾いていたのではないかと推測される。

5. 結局何がわかったのか

コンプトン散乱を取り入れると、従来はなかば自明だと思われていた電子のスペクトル指数とガンマ線のスペクトル指数の関係が、大きく変更を受けることがわかった。観測者の見る角度、および電子のピッチ角を無視してガンマ線のスペクトルから電子のスペクトルを逆算することはできない。さらに、ガンマ線スペクトルが観測されるようなフレアでは、電子のピッチ角分布は相当広がっていないとはならない。

謝 辞

本稿は、筆者が東京大学在学時および理化学研究所ジュニアリサーチアソシエイト (JRA) として勤務中にまとめた博士論文に基づくものです。指導教官であり、本稿に多大な助言をいただいた牧島一夫教授および理研の若手指導陣：小浜光洋基礎特別研究員、寺田幸功研究員、玉川 徹研究員に深く感謝します。特に、寺田研究員は本稿の執筆を勧めてくださり、原稿を丁寧にチェックしてくださいました。感謝しております。GEANT4日本コラボレーションチームの皆様にも貴重なご助言をいただきました。その他、貴重なアドバイスや快適な研究環境を提供してくださった東京大学牧島研究室、理研牧島宇宙放射線研究室の皆様にもたいへんお世話になりました。なお、筆者は現在、学術振興会から特別研究員 PD として援助を受けて研究を進めています。感謝します。

参 考 文 献

- 1) <http://hesperia.gsfc.nasa.gov/sftheory/flareimage.htm>
- 2) Masuda S., Kosugi T., Hara H., Tsuneta S., Ogawara Y., 1994, *Nature* 371, 495
- 3) <http://hesperia.gsfc.nasa.gov/sftheory/loop.htm>
- 4) Brown J. C., 1971, *Sol. Phys.* 18, 489
- 5) Cox A. N., 2000, *Allen's astrophysical quantities*, 4th ed., ed. Cox A. N. (Springer-Verlag, New York)
- 6) Agostinelli S., Allison J., Amako K., et al., 2003, *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, 506, 250
- 7) Kotoku J., 2004, Ph.D. thesis, Univ. of Tokyo
- 8) Vestrand W. T., Forrest D. J., Chupp E. L., Rieger E., Share G. H., 1987, *ApJ* 322, 1010

Effects of Compton Scattering on the Gamma Ray Spectra of Solar Flares Jun'ichi KOTOKU

Department of Physics, Tokyo Institute of Technology, Oo-okayama, Meguro-ku, Tokyo 152-8551, Japan

Abstract: Although solar flare is one of the nearest site of particle acceleration in stellar coronae estimation of flare-accelerated electron spectra from gamma-ray spectra of solar flare has long been a problem in studying solar flares. Traditional estimation formula between spectral indices of electron δ and spectral indices of photons γ does not include the effect of Compton scattering. We recalculated the relation including this effect, and show that γ strongly depends on the electron pitch angle and the observer's viewing angle.