

論文内容の要旨

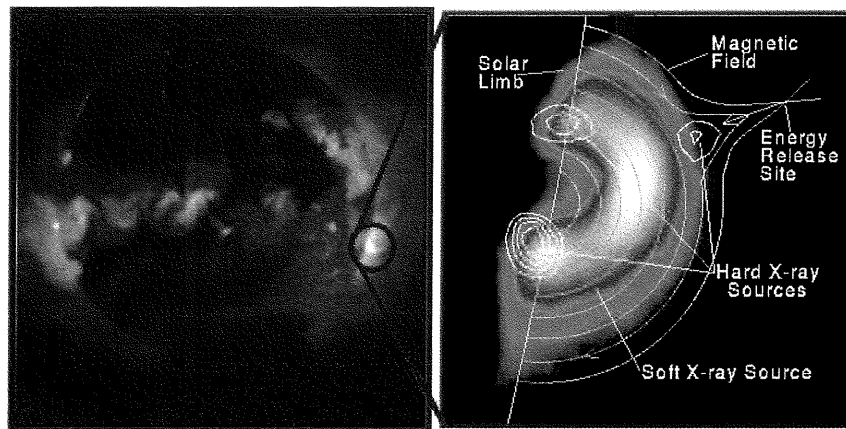
Numerical Studies of the Electron Transport and Gamma-ray Emission in Solar Flares (太陽フレアにおける電子輸送と ガンマ線放射の数値的研究)

古徳 純一

この宇宙で頻繁に起こっている、フレアやバーストといった瞬間的なエネルギー解放は、高エネルギー宇宙線粒子の有力な起源と考えられているが、具体的にどのような物理素過程がどの程度寄与しているかといった情報はまだ十分に得られていない。こうした加速源の中で、もっとも近く、したがって最も詳しく観測可能な天体が太陽である。太陽表面では、フレアと呼ばれる爆発現象がしばしば発生し、そのさい数十 MeV 以上に延びるガンマ線の連続成分や、MeV 領域での核ガンマ線が放射される。よってフレアのさい、電子は ~ 100 MeV、陽子は ~ 10 GeV まで加速されていると考えられている。そのため、太陽は最も見近な宇宙での粒子加速の実験室と考えることができる。

この分野は、観測と理論の両面から精力的に研究が進められてきた。特に、日本の太陽観測衛星「ようこう」などの活躍によって、太陽フレアが起こる際には、磁気ループが光球からコロナへと浮上し（図1参照）、磁力線のつながりかえによりその上方でプラズマが下方に向けてバルクに加速され、このプラズマの流れがどこかで非熱的なスペクトルをもつ粒子群に転換し、それらは磁気ループに沿って足元へと流れ込むことが明らかになった。硬 X 線からガンマ線にわたる連続成分は、この非熱的な電子がおもに光球に突入する際、制動放射として発生すると考えられる。しかしながら、電子がどこでどのようにして非熱的な分布を得ているのかという肝心の部分は、未だ明らかになっていない。電子のスペクトルは、電子が受けている加速メカニズムの反映と考えられるので、我々は、ガンマ線のスペクトルをプローブとし、観測的に電子のスペクトルを推定したいと考えている。

この問題は、制動放射の光子が直接我々のもとに届くのであれば、単純な解析的問題にすぎず、1970年代に解決済みである。しかしながら、相対論的電子がループ足元めがけて降下してゆけば、制動放射光子は前方（太陽の内側方向）に偏って放射されるはずだから、それらは我々には直接届かず、光球またはより深部でコンプトン散乱をうけることで、初めて観



Yohkoh X-ray Image of a Solar Flare, Combined Image in Soft X-rays (left) and Soft X-rays with Hard X-ray Contours, (right). Jan 13, 1992.

図 1: (左) 太陽観測衛星「ようこう」の捕らえた軟 X 線のイメージ。(右) 太陽フレアの軟 X 線のイメージ (カラー) の上に硬 X 線のイメージを等高線で重ねたもの。

測されると考えられる。その結果、観測される光子スペクトルは、制動放射光子を直に観測したものよりずっとソフトになると予想される。この過程は本質的に重要と考えられるにもかかわらず、今までほとんど研究がされてこなかった。そこで本論文では、このコンプトン散乱を含め、太陽フレアにおける様々な素過程を考慮した時、与えられた電子のスペクトルから、どのようなガンマ線スペクトルが放射されるか、定量的に計算を行なった。このような多数回の確率過程を取り扱う場合は、解析的な方法は不向きであるため、我々は高エネルギー物理学で開発された GEANT4 と呼ばれるツールキットを用いてモンテカルロシミュレーションを行なった。

シミュレーションにあたり、以下の物理条件を仮定した。1) 太陽は中性水素ガスのみからなる直方体で近似し、各直方体の中で密度は一樣とした。密度勾配は、密度の異なる直方体を積み重ねることで表現した。2) 物理プロセスとして、光子については光電吸収、コンプトン散乱、電子対生成をとりこみ、電子については、電離、制動放射、多重散乱、電子対消滅のプロセスを考慮した。3) 磁場、2次電子、およびプラズマ効果は無視した。4) 電子は 1-100 MeV の範囲にスペクトル指数 δ のパワーロー分布を持つとし、電子は物質中でおもにクーロン散乱でエネルギーを失いつつ、制動放射を出し続け (thick target emission)、放射された光子は直接もしくはコンプトン散乱を経て観測者に届くとした。

以上の準備のもとでシミュレーションを行なった結果、太陽表面に対して電子を垂直に入射した場合には、どの方向から観測しても観測される光子のエネルギーが 1 MeV を越えることは難しいことが判明した (図 2 左)。これは、コンプトン散乱の角度が 180° に近づくほど、大きなエネルギーが失われる過程であることから容易に説明がつく。そこで、太陽表面に対して電子を斜めから入射すると、観測されるスペクトルはハードになった (図 2 右)。さらに、観測者の俯角を変えてみると、俯角が大きい (太陽面に近い) ほど観測されるスペクトルがハードになることがわかった。電子スペクトル指数 δ と光子指数 γ の関係は、良く知られている非相対論的な状況下での解析的な関係をもはや満たさず、制動放射のみを考慮した δ と γ の関係は、コンプトン散乱を考慮することで大きく変更されなければならないことがわかった。また、 δ を様々に変えたところ、電子のスペクトルがハードなほど γ も小さくなるが、 δ を 0.8 と 1 次のフェルミ加速で予想されるよりもずっと小さくしても、 γ は 1.8 程

度までにしか小さくならなかった（図3）。俯角が $\geq 60^\circ$ の範囲では、広い δ の範囲にわたって、 γ は2-3の範囲に収まった。

これを実際の太陽フレアでの現象にあてはめて解釈してみると、以下の結論が得られる。

1. 太陽の縁に近いほど、エネルギーの高いガンマ線が観測されやすいという、よく知られた観測事実は、コンプトン散乱を考えることで説明できる。
2. 少なくとも、強いガンマ線放射を伴うフレアでは、電子のピッチ角分布はかなり大きな値（ 90° に近いもの）まで分布している必要がある。
3. 太陽の縁の近くで発生したフレアに限った時、「ようこう」衛星で観測されたガンマ線スペクトル指数 γ の分布は、シミュレーションでほぼ再現できた。
4. 「ようこう」の観測したフレアの中には、硬X線で急なスペクトル指数を持つにもかかわらず、ガンマ線では平らなスペクトルを示すものがある。これは、異なるピッチ角の電子を足しあわせることで説明できる。
5. 1998年8月18日のフレアで観測されたハードなガンマ線のスペクトルは、ループの足元からの放射とは考えにくく、ループ頂上からの放射である可能性が強い。

我々は磁場の効果をあらわにとり入れることはしなかったが、電子が磁場にピッチ角分布をもって巻き付くことや、磁力線自身が太陽面に対して曲がっている状況に対応するために、様々な入射角で電子を太陽大気に入射したので、実効的にほぼ取り込んだことになっていると評価される。したがって、磁場の効果を考えても、以上の結論には大きな変更は生じないと考えられる。

以上のように、制動放射の異方性およびコンプトン散乱を考慮したモンテカルロシミュレーションを行なうことにより、太陽フレアに伴う、非熱的な電子のスペクトルおよびピッチ角分布に関し、従来にない新しい知見を導くことができた。

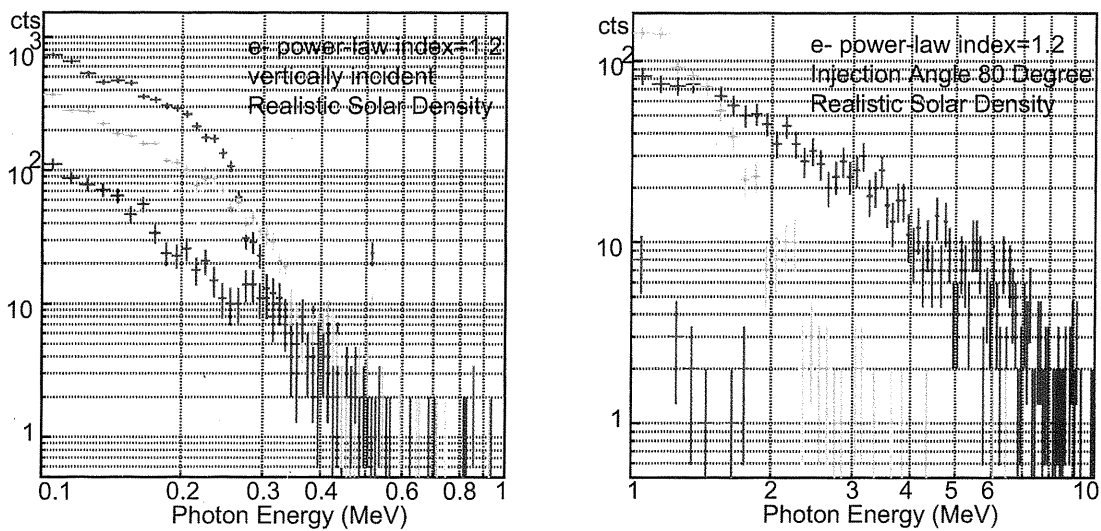


図 2: (左) スペクトル指数 1.2(1-100 MeV) の電子が垂直に太陽面に入射した時に観測される光子の数スペクトル。緑、青、赤はそれぞれ $0.1 < \cos \theta_v < 0.2$, $0.5 < \cos \theta_v < 0.6$, $0.9 < \cos \theta_v < 1.0$ にいる観測者に対応している (θ_v は光球の法線方向から測った観測者の俯角)。 (右) 電子が斜め (入射角 $\theta_i = 80^\circ$) に入射した時のガンマ線のスペクトル。電子が磁力線に巻き付く効果を近似的に取り込むため、光球の法線まわりに $0 \sim 2\pi$ の範囲で積分してある。色の意味は、左のパネルと同じ。

Realistic Solar Atmosphere [Incident powr-law (1to100MeV)]

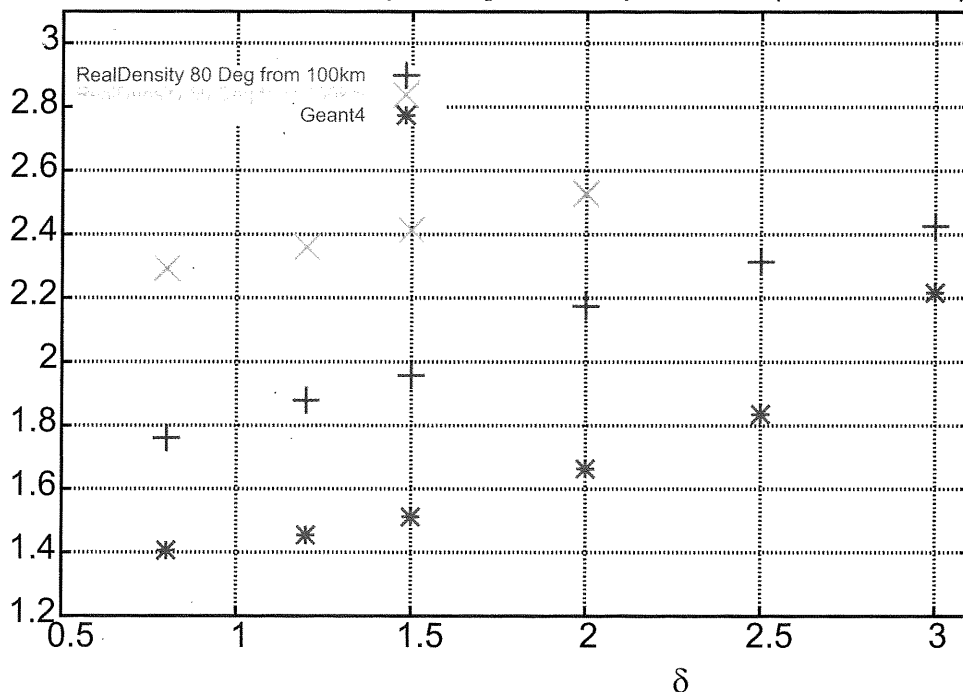


図 3: 入射した電子のスペクトル指数 (δ) と観測されるガンマ線の光子指数 (γ) の関係。赤と緑は、それぞれ光球の法線方向から角度 $\theta_i = 80^\circ$ および 60° で電子を入射した時の結果をあらわす。いずれも $0.1 < \cos \theta_v < 0.2$ の範囲に来た光子 (θ_v は光球の法線方向から測った観測者の俯角) を、法線まわりの方位角 $0 \sim 2\pi$ について集積したもの。青の点はコンプトン散乱を考える以前の、 4π 積分制動放射のスペクトル。