

高高度放電発光現象と地球ガンマ線の発生過程
- 観測の現状と将来計画 -

The generation processes of Transient Luminous Events and Terrestrial
Gamma-Ray Flashes
-The present state of observations and future missions-

吉田健悟
Kengo Yoshita

北海道大学理学部地球科学科地球物理学科目
惑星物理学研究室

Department of Earth Sciences, Undergraduate School of Science, Hokkaido University
Planetary Physics Laboratory

平成 20 年 1 月 31 日

要旨

雷雲上空で発生する高高度放電発光現象 (TLEs : Transient Luminous Events) と呼ばれる現象は、1990年代に米国において相次いで発見された。特にスプライトは、中和電荷量が数十クーロンを超えるような正極性雷雲地上間放電 (+CG : positive Cloud-to-Ground discharge) に伴って発生することが明らかにされている。高高度放電発光現象はいくつかの発生形態を持ち、スプライト、エルプス、ブルージェット、スプライトヘイローなどと呼ばれている。また、高高度放電発光現象が活発な雷雲上空で普遍的に発生していることも明らかとなっている。メカニズムの理解も急速に進み、雷雲上空の準静電場による絶縁破壊メカニズム (準静電場モデル) が現在有力な発生メカニズムとみなされている。しかし、それだけでは説明できない観測事実も多く存在し、何がスプライトの発生条件を決めているのかという根本的な問題の特定には至っていない。

一方、地球起源のガンマ線放射である地球ガンマ線 (TGFs : Terrestrial Gamma-Ray Flashes) が存在する事が、ガンマ線観測衛星によって明らかになっている。地球ガンマ線は、太陽や銀河起源のガンマ線放射に比べて非常に継続時間が短く、エネルギー分散していることが判明している。さらに地球ガンマ線は雷多発地帯に集中しており、雷放電やスプライトと相関が示唆されてきた。しかし近年、雷放電強度と地球ガンマ線の発生には必ずしも相関がなく、雷放電が検出されない事例も存在することが明らかとなっている。地球ガンマ線発生メカニズムの解明のために、雷放電と地球ガンマ線を衛星軌道上から同時観測することが求められている。

本論文では、(1) スプライトの地上光学観測データを用いた電子のエネルギーの推定 [Miyasato et al., 2003]、(2) スプライトの衛星軌道上からの観測データ、及び地上での雷放電観測データを用いたスプライトと雷放電の地理的分布の特定 [Frey et al., 2007] をそれぞれレビューする。それによって高高度放電発光現象の発生過程に関する最新の研究成果についてまとめる。また、地球ガンマ線の発生過程については、(1) ガンマ線観測衛星による地球ガンマ線の観測 [Smith et al., 2005]、(2) ガンマ線観測衛星による地球ガンマ線観測データを用いた雷放電との相関の推測 [Cummer et al., 2005] をレビューし、観測の現状と未解明の問題点を明確にする。最後に、高高度放電発光現象と地球ガンマ線に関して、現在進行中の将来観測計画について紹介する。

目次

1	序論	1
1.1	雷放電	1
1.2	高高度放電発光現象	4
1.3	地球ガンマ線	5
1.4	本論文の目的	8
2	高高度放電発光現象の観測と発生過程の考察	9
2.1	地上からの観測	9
2.2	衛星を用いた観測	17
2.3	本章のまとめと考察	22
3	地球ガンマ線および相関する雷放電の特徴	24
3.1	地球ガンマ線の観測結果	24
3.2	地球ガンマ線と雷放電の関係	28
3.3	本章のまとめと考察	34
4	まとめと考察	35
5	将来計画	37
5.1	SPRITE-SAT	37
5.2	JEM-GLISM	39
5.3	TARANIS	40

5.4 ASIM	42
付録 A スプライトヘイローの赤色波長域と青色波長域の発光強度比の導出	44
謝辞	48
参考文献	52

List of Figures

1	雷雲内の電荷分布の模式図	1
2	夏の雷雲と冬の雷雲との比較図	2
3	OTD によるミッション期間における雷の発生頻度の全球分布	3
4	TLEs の発生形態	4
5	CGRO 衛星と搭載機器	6
6	BATSE の概念図	6
7	BATSE により検出されたガンマ線バースト	7
8	BATSE により検出された TGF	7
9	アレイフォトメーターの波長透過特性	10
10	1999 年 8 月 12 日の CCD データ	11
11	AP データ	11
12	スプライトヘイローの赤色波長域と青色波長域の放射強度比	14
13	スプライトヘイローの時間空間的变化	14
14	ISUAL の機器 (1): CCD カメラ	18
15	ISUAL の機器 (2): スペクトロフォトメータ	18
16	ISUAL の機器 (3): アレイフォトメータ	18
17	2005 年 7 月 6 日に観測されたスプライトヘイローイベントのフォトメータ、及び CCD イメージデータ	20
18	ISUAL データを用いて求められた、スプライトヘイローの発生分布図	21
19	TGFs の全球検出分布	25

20	RHESSI の TGFs の観測結果	26
21	RHESSI の TGFs (ヒストグラム) についての平均エネルギー分布	27
22	雷放電 - TGF の相関の例	29
23	モデルにより計算された雷放電開始 2 ms 後の雷雲上空での垂直方向の電場の高度分布図	32
24	SPRITE-SAT の概念図	38
25	TARANIS の概念図	41
26	ASIM の概念図	43

List of Tables

1	AP の測定波長	10
2	N_2 1P 及び N_2 2P の閾エネルギー値	12
3	分子線の内訳	12
4	推定した電子のエネルギーの値 (1)	15
5	推定した電子のエネルギーの値 (2)	15
6	ISUAL の SP のチャンネル、観測波長、及び主要な観測対象	19
7	SPTITE-SAT の観測機器	37
8	JEM-GLISM の観測機器	39
9	TARANIS の観測機器	40
10	ASIM の観測機器	42

1 序論

1.1 雷放電

一般的に、雷雲は対流セルあるいは降水セルと呼ばれる秒速十数メートルの激しい上昇気流及び下降気流を含む対流の単位（セル）の集合体で構成されている。それぞれの対流セルは発達期、成熟期、衰弱期という特有のライフサイクルを持つ。このライフサイクル中で、発達期のあられを主成分とする降水の形成にともない雲内で電荷分離が進行し電荷が蓄積され、大気の絶縁破壊^{*1}強度を超えたときに放電が発生し、雲内の電荷が中和される。このことを雷放電と呼び、以上を総称して雷放電現象と呼ぶ。

雷放電の放電形態は、雲内放電、雲間放電、および雷雲地上間放電（CG：Cloud-to-Ground discharge）がある。雷雲地上間放電は雲内の正電荷が大地におろされる正極性（+CG）と負電荷が大地におろされる負極性放電（-CG）という2つの放電形態がある。正極性とは雷雲内の正電荷が放電により中和される放電であり、負極性とは負電荷が放電により中和される放電のことを指す。

Figure 1 に雷雲内部の電荷分布の模式図を示す。雷雲内の電荷分布は正電荷が雷雲上部及び下部の一部、負電荷が雷雲中部及び下部に存在する構造をしている。Figure 2 に夏の雷雲と冬の雷雲とを示す。冬の雷雲に比べ夏の雷雲は、雲頂部がより高い高度にまで達しており、また雷雲雲底の高度も高い。

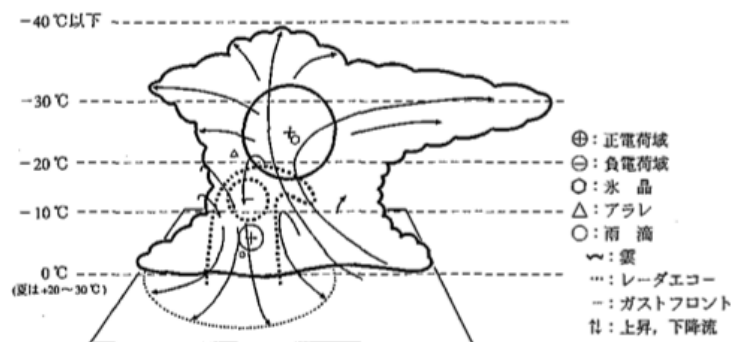


Figure 1 雷雲内の電荷分布の模式図 [Talahashi, T., 1986]

雷雲上空の大気では、雷雲内上部に存在する正電荷により力を受けた空間電荷が集中しており、そこでの電場を打ち消しあっている。また、+CG では雷雲上部の正電荷が中和されるため、雷雲上部に取り残された空間電荷により準静電場が発生する。地球の高度約 60 km より上空では、太陽光や宇宙線により中性大気の一部が電離している。このため、電場が発生すると、電離気体により電場が緩和される。しかし、雷放電により雷雲上空に発生する電場は、電離気体による緩和作用に要する時間とほぼ等しい、あるいはそれ以上の継続時

^{*1} 電気絶縁体に加わる電場の強さがある値を超えると、大きい電流を通すようになる現象

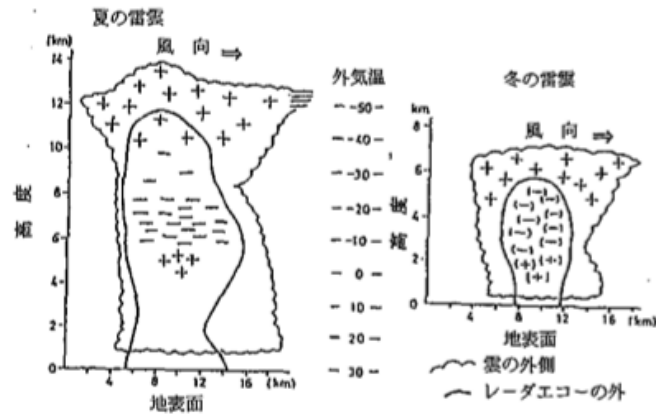


Figure 2 夏の雷雲と冬の雷雲との比較図 [kitagawa, N., 1996]

間であるため、静電場と見なせる。このような電場を準静電場と呼ぶ。また、雷放電の放電の大きさは電荷モーメント (放電電荷量と放電距離の積で、単位は $C \cdot km$) で表される。

雷放電に伴い VLF^{*2}/ELF^{*3} 帯を主な周波数成分とする電磁波 (空電) が発生する。この空電を用いて雷放電の地上観測が行われている。また近年では、衛星による雷放電の光学観測が行われ、その観測結果により雷放電の全球発生頻度分布が明らかになっている。衛星による雷観測として、1995年に打ち上げられた NASA の MicroLab-1 衛星に搭載された OTD (Optical Transient Detector)^{*4} による観測と、1997年に打ち上げられた日米共同の熱帯降雨観測衛星 (TRMM) に搭載された LIS (Lightning Imaging Sensor) による観測が挙げられる。このうち OTD による観測結果を Figure 3 に示す。これらの観測から、雷放電は主に夏半球の陸上で発生し、北緯 30 度及び南緯 30 度の熱帯・亜熱帯地域で 80% 発生していることが判明している。また雷の発生頻度は全球で平均すると 50 flashes/sec という事も明らかになった。

^{*2} Very Low Frequency: 超長波。周波数 3-30 kHz

^{*3} Extremely Low Frequency: 極超長波。周波数 3 Hz-3 kHz

^{*4} すでに運用を終えている。

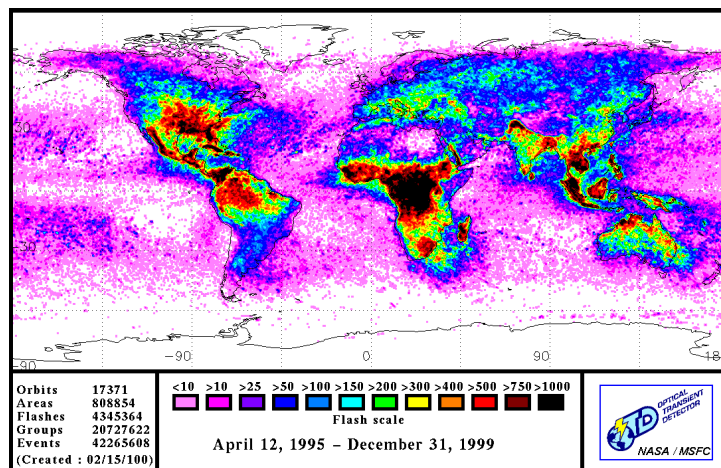


Figure 3 OTD によるミッション期間における雷の発生頻度の全球分布 [NASA: <http://thunder.msfc.nasa.gov/data/OTDsummaries/>]

1.2 高高度放電発光現象

高高度放電発光現象 (TLEs: Transient Luminous Events) は、1989年に米国の R. Franz らにより初めて存在が明らかにされた。TLEs は雷雲上空で起こり、継続時間が数 ms^{*5} から数 100 ms 程度の過渡的な発光現象である。その後の地上観測により多様な種類の高高度放電発光現象が発見されており、その発生形態によりスプライト (Sprite)、エルブス (Elves)、ブルージェット (Blue jet) と区別され、近年になってさらにスプライトヘイロー (Sprite halo)、巨大ジェット (Gigantic jet) が発見された。Figure 4 に TLEs の発生形態の模式図を示す。

スプライトは、大きく分けてキャロットスプライト、カラム状スプライト、スプライトヘイローに分けられる。キャロットスプライト、カラム状スプライトともに、高度 40-90 km で発生する。これに対して、スプライトヘイローは、高度 70-85 km 付近に発生する現象で、多くの場合、カラム状スプライトと同時に、あるいは単独で発生する。カラム状スプライトは数本から数 10 本の柱状の発光が水平方向に並び、それらが雷放電からの遅延時間が 1 ms 程度で、ほぼ同時に発生する。キャロットスプライトは、“人参”の様な形をした発光が、雷放電からの遅延時間が数 ms から数 10 ms で発生する。キャロットスプライトもカラム状スプライトも、発光の継続時間は、平均的には 2-3 ms で、長いものでは数 100 ms のものもある。エルブスは、高度 90 km に発生し、円環状の発光領域が水平方向に直径 300 km 以上にわたって拡大していく現象である。発光の継続時間は、1 ms 程度である。ブルージェットは、雷雲上端から高度 40 km にかけて発生する現象で、発光の上方進展速度は 10^5 m/s である。また、巨大ジェットは、ブルージェットとスプライトが一繋がりになった現象で、発光の継続時間は数 100 ms に達する。

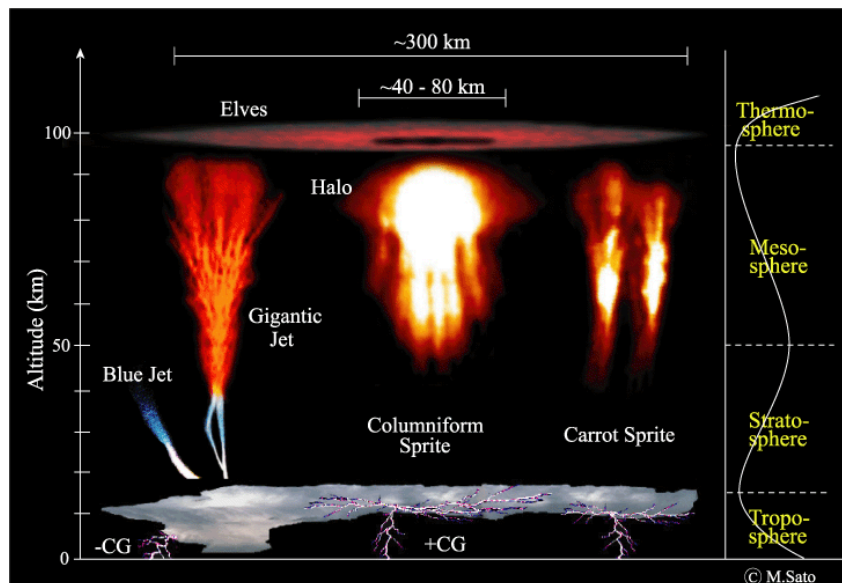


Figure 4 TLEs の発生形態 [M.Sato, 2004]

*5 ms : milli second

現在、スプライトの主要な発生メカニズムとして以下の二つが考えられている。

1. 準静電場によって加速された逃走電子^{*6}による絶縁破壊メカニズム(逃走電子モデル)
2. 雷雲上空の準静電場による絶縁破壊メカニズム(準静電場モデル)

前者は、宇宙線の大気電離による二次電子が+CGにより雷雲上空に発生した準静電場によって上向きに加速され、逃走電子となる。この逃走電子が中間圏で絶縁破壊を引き起こし、電子雪崩^{*7}により増殖した電子が中性大気と衝突して発光するというメカニズムである。逃走電子モデルの欠点は、このメカニズムによって理論的に予測されるスプライトの発光強度が、観測される値に達しないという点である。後者は、電荷モーメントが数1000 C・kmを超えるような放電エネルギーの大きい+CGによって、雷雲上空に準静電場が形成される。この準静電場によりスプライトの発光高度の電子が加速され、絶縁破壊を引き起こし発光するというメカニズムである。準静電場モデルはスプライトの発光強度や発光の時間・空間発展を合理的に説明できるとして、現在最も有力な発生メカニズムとみなされている。しかし近年、(1)電荷モーメントが数100 C・kmと小さい+CGでもスプライトが発生する点、(2)スプライトが+CGの直上からシフトして発生する点、(3)カラム状スプライトやキャロットスプライトなどの形態の違いが生じる点、(4)+CGとスプライトには数msから数100msの遅延時間が生じる点、など準静電場モデルだけでは説明できない観測事例もいくつか出てきており、未だ解明に至っていない。

スプライトの発光の継続時間は数msec程度と短く、その時間的・空間的発展を観測するにはフォトメーターなどの高い時間分解能を有する装置が必要である。スプライトの発光は主に窒素分子による脱励起発光であるが、スプライトを発生させる電子のエネルギーについて、さらに窒素分子イオンの発光が存在するか否かについて、明確な答えは得られていない。

1.3 地球ガンマ線

地球起源のガンマ線放射である地球ガンマ線(TGF: Terrestrial Gamma-ray Flash)は、米国航空宇宙局(NASA: National Aeronautics and Space Administration)のガンマ線天文台衛星Compton Gamma Ray Observatory(CGRO)に搭載されている、ガンマ線検出器Burst And Transient Source Experiment(BATSE)によって、1994年に偶然発見された。Figures 5, 6にCGROとBATSEの図を示す。それまで、自然界におけるガンマ線生成は、太陽や遠い銀河の激しい天文学的現象にのみ伴うと考えられてきたことから、BATSEによるTGFの発見は非常に驚くべきことであった。

BATSEは25-1000 keVのエネルギーレンジに感度を有しており、BATSEによるTGFの検出頻度は数週間に1回程度であった。また、太陽や銀河起源のガンマ線バーストの継続時間は数msecから1000sec以上のものまで様々であるが、それと比較するとTGFの継続時間は数msec以下という非常に短時間の現象であり、ほとんどがシングルパルスであった。BATSEにより検出されたガンマ線バースト、及び地球ガンマ線の一例

^{*6} 非常に強い電場により気体分子との衝突による制動が効かなくなり、ますます加速されてしまう電子のことを逃走電子と呼ぶ

^{*7} 電子がねずみ算的に増加すること

のライトカーブを Figures 7, 8 に示す。ライトカーブとは、単位時間に観測された光子数を時刻順に表示したものである。この2つの図のガンマ線バーストと TGFs とを比較すると、ガンマ線バーストの継続時間に比べ、TGFs の継続時間が非常に短い。

1996年にスタンフォード大学のグループは、南極 Palmer 基地で観測された ELF 電波を解析し、BATSE により観測された TGF とほぼ同時刻に BATSE 方向からの空電を確認している。そしてその空電は、スプライトを発生させるような正極性雷放電の特徴をもっており、TGF が生成されたときスプライトが発生していたことを示唆している。そのため TGF が発見された当時は、それがスプライトなどの高高度放電発光現象の発生過程で生じる逃走電子と中性大気の相互作用によって生成されると考えられていた。

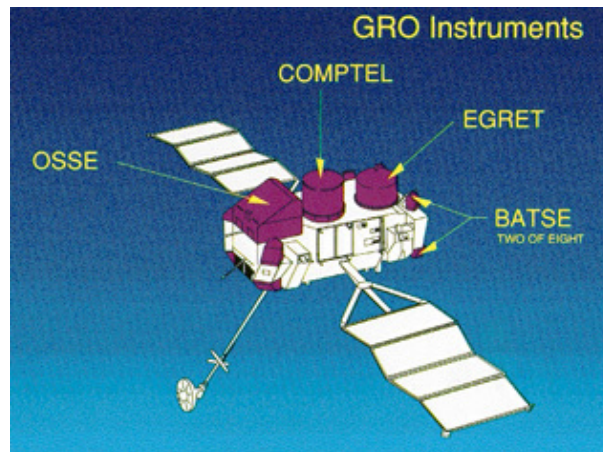


Figure 5 CGRO 衛星と搭載機器。BATSE は 8 台搭載機器されている。 [NASA: <http://cossc.gsfc.nasa.gov/docs/cgro/index.html>]

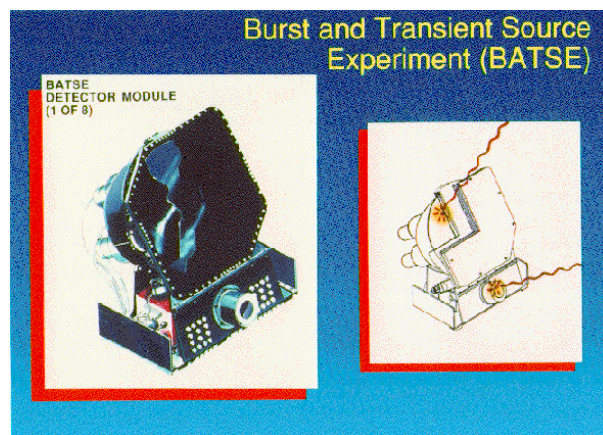


Figure 6 CGRO 搭載のガンマ線検出器 BATSE [NASA: <http://cossc.gsfc.nasa.gov/docs/cgro/index.html>]

その後同じく NASA の Reuven Ramaty High Energy Solar Spectroscopic Imager (RHESSI) 衛星により多数の事例が観測されている。また地上で展開する雷電波観測網で得られたデータとの共同解析も精力的にすすめられている。これらの観測結果と解析について 3 章で考察する。

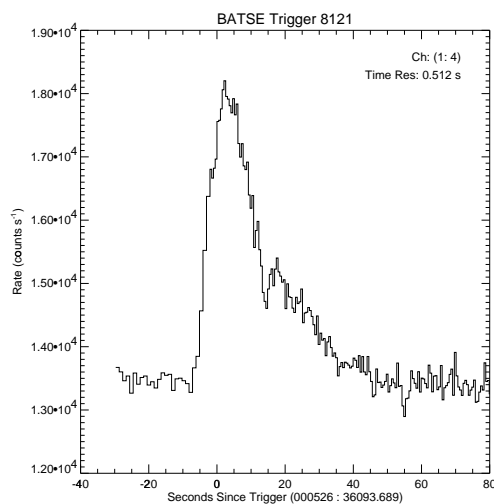


Figure 7 BATSE により検出されたガンマ線バーストのライトカーブ (>20 keV)。継続時間は 80 sec 以上である。[NASA: <http://www.batse.msfc.nasa.gov/batse/>]

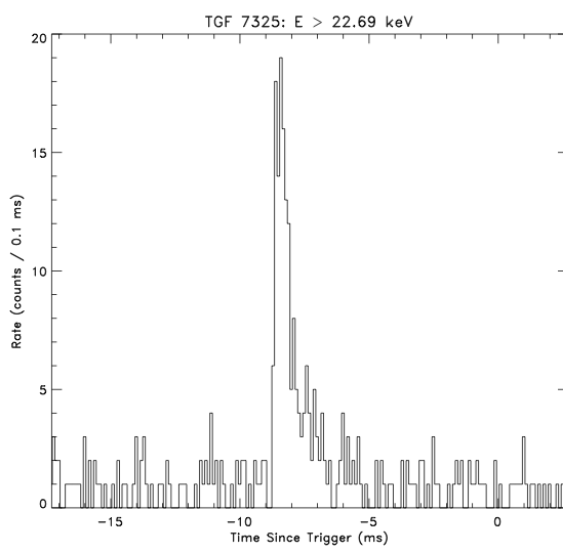


Figure 8 BATSE により検出された TGF のライトカーブ (>22.69 keV)。継続時間は 5 ms であり、ガンマ線バーストの継続時間に比べ短い。[NASA: <http://www.batse.msfc.nasa.gov/batse/>]

1.4 本論文の目的

本論文では、高高度放電発光現象について、(1) スプライトの地上光学観測データを用いた電子のエネルギーの推定 [Miyasato et al., 2003]、(2) スプライトの衛星軌道上からの観測データ、及び地上での雷放電観測を用いたスプライトと雷放電の地理的分布の特定 [Frey et al., 2007] をそれぞれレビューする。それによって高高度放電発光現象の発生過程に関する最新の研究成果についてまとめる (2 章)。また、地球ガンマ線の発生過程については、(1) ガンマ線観測衛星による地球ガンマ線の観測 [Smith et al., 2005]、(2) ガンマ線観測衛星観測データを用いた地球ガンマ線と雷放電との相関の推測 [Cummer et al., 2005] をレビューし、観測の現状と未解明の問題点を明確にする (3 章)。最後に、高高度放電発光現象と地球ガンマ線に関して、現在進行中の将来観測計画について紹介する (5 章)。

2 高高度放電発光現象の観測と発生過程の考察

2.1 地上からの観測

1989年のTLEs発見以来、地上からの光学観測が精力的に行われてきた。TLEsは夜間に雷雲上空で発生するが、発光の継続時間は数msと瞬間的であり、発光エネルギーは雷雲の1/10以下と、雷光に比べると暗い現状である。このため、これまで行われてきたTLEsの主な地上光学観測は、高感度CCDカメラや、高い時間分解能を持つフォトメータ^{*8}が用いられてきた。また、特定の波長のみを透過させるバンドパスフィルターをフォトメータに装着させることによって、特定の発光強度を測定することができる。このようにTLEsの発光を分光観測し、そのスペクトル強度比を求めることにより、TLEsを引き起こす電子のエネルギーを推定することができる。

また、TLEsの光学観測と同時に、その原因となるCGから放射されるELF/VLF帯の電磁波の地上観測も多数行われている[例えばCummer and Lyons, 2005]。TLEsの光学観測データと電磁波観測データから、TLEsを引き起こすCGの極性と放電エネルギー(電荷モーメント)を推定することができる。

2.1.1 地上観測の例

TLEsの発生過程を調べるにあたり、その発光を引き起こす電子のエネルギーを推定することは、電子が大気を電離できるか否かという点で重要とされている。特に、スプライト発光のうち窒素分子イオンからの発光の存在を観測的に明らかにしようと数多く試みられたが、それらの観測結果は不確定性が高く、未だに明確な結論は得られていない。この節ではMiyasato et al. [2003]の論文をとりあげ、CCDカメラとアレイフォトメータによってスプライトヘイローを観測し、スプライトヘイローを引き起こす電子のエネルギーを推定した結果を紹介し、その発生過程について考察する。

2.1.2 スプライトヘイローの観測

Miyasato et al. は、イメージインテンシファイア付CCDカメラと2台のアレイフォトメータ(AP(red), AP(blue))を用いて、1999年7月6日から24日の間、米国のコロラド州フォートコリンズのヤッカリッジフィールドステーション(YRFS:北緯40.7°、西経104.9°、海拔1670m)にてスプライトヘイローを観測した。CCDカメラの視野は、鉛直方向に30°、水平方向に40°である。2台のアレイフォトメータは、それぞれ異なる波長透過特性を持つバンドパスフィルターを装着している。そのフィルターの波長透過特性をFigure 9に示す。アレイフォトメータは、水平方向と鉛直方向にそれぞれ10.8°、水平に10.8°の視野を持つが、マ

^{*8} 光検出器

ルチアノード型光電子増倍管を用いることで視野全体を鉛直方向に 16 分割したチャンネルによって、各高度領域の発光量を測定できる。各チャンネルは、仰角の低い方から高い方にかけて 1, 2, 3, ..., 16 としている。観測地点と発光現象の距離を 500km と仮定した場合、空間分解能は鉛直方向に 3.8 km、水平方向に 62 km となる。

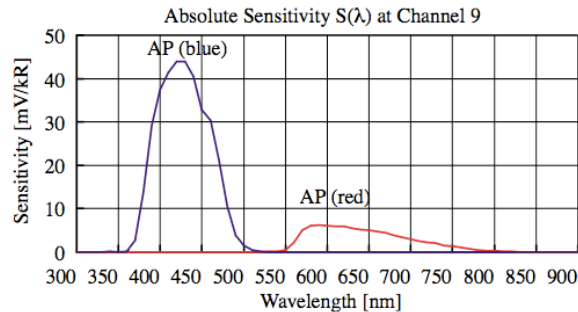


Figure 9 アレイフォトメーターの波長透過特性 [Miysato et al., 2003]

スプライトヘイローの放射は主に窒素分子 (N_2)、及び窒素分子イオン (N_2^+) の発光と考えられている。窒素分子の放射スペクトルは回転・振動により原子のスペクトルのように一本の輝線にはならず、複数の輝線で構成されているバンドシステム (バンドグループ) となる。ここでは、 N_2 のファーストポジティブバンドシステム (N_2 1P)、 N_2 のセカンドポジティブバンドシステム (N_2 2P)、 N_2^+ のファーストネガティブバンドシステム (N_2 1N)、及び N_2^+ のマイネルバンドシステムの 4 つを測定する。AP(red) と AP(blue) の測定波長にはこれらのバンドシステムが含まれる (Table1)。

Table 1 AP(red) と AP(blue) の測定波長 [Miyasto et al., 2003]

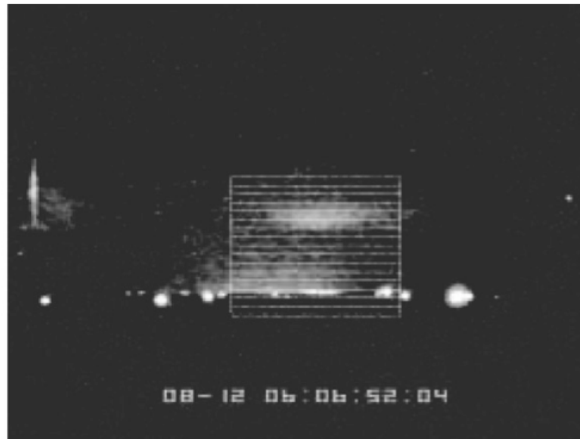
AP	測定波長 (nm)	含まれるバンドシステム
AP(red)	560-800	N_2 1P, N_2^+ ML
AP(blue)	350-500	N_2 2P, N_2^+ 1N

Miyasato et al. はこの観測キャンペーン期間中に、スプライトヘイローを 15 イベント観測した。そのうちの 7 イベントでは、大気の影響により減衰されやすい青色発光も AP(blue) により観測され、さらにそのうちの 2 イベントは、電子のエネルギーを推定するにあたり十分な信号雑音比⁹であった。そのため、この 2 イベントについて着目し、スプライトヘイローを発生させる電子のエネルギーの推定を行った。

1999 年 8 月 12 日 06 : 06 : 52 (UT) に観測したイベントの CCD カメラ画像に、アレイフォトメーターの視野を重ねた図を Figure 10 に示す、またアレイフォトメーターのデータと、YRFS で同時に観測された VLF の波形を Figure 11 に示す。Figure 10 の中央にスプライトヘイローの発光が撮像されている。また、中央の白線枠がアレイフォトメーターの各チャンネルでの視野を示す。

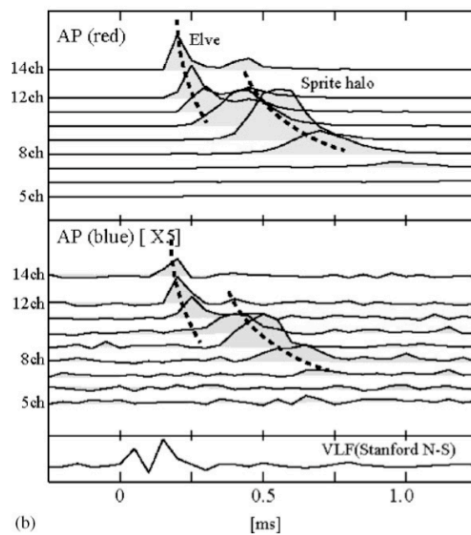
Figure11 では雷放電の開始時刻を基準としている。雷放電の開始から約 0.2 ms 後から下方に進展している

⁹ 信号に対する雑音 (ノイズ) の量を対数で表したもの



(a)

Figure 10 1999年8月12日06:06:52(UT)に観測されたスプライトヘイローイベントのCCDカメラ画像。図中の白線枠は、CCD画像にアレイフォトメーターの視野を重ねたもの。[Miyasato et al., 2003]



(b)

Figure 11 1999年8月12日06:06:52(UT)に観測したスプライトヘイローイベントのアレイフォトメータデータのプロット。図上部はAP(red)の、下部はAP(blue)のプロットを示す。縦軸はAPのチャンネル、横軸は時間(ms)である。最下部のプロットは空電のVLFの波形を示している。[Miyasato et al., 2003]

発光がエルブスであり、続けて約 0.4 ms 後から下方へ進展している発光がスプライトハイローである。

2.1.3 スプライトハイローの解析と電子のエネルギーの推定

1999 年 8 月 12 日 06 : 06 : 52 (UT) のイベントについて、青色発光と赤色発光の強度比より スプライトハイローを引き起こす電子のエネルギーの推定を行う。AP(red)、AP(blue) が観測する主な発光はそれぞれ N_2 1P、 N_2 2P からの放射と考えられるが、この 2 つのバンドシステムの発光に必要な閾エネルギーは Table 2 にまとめられる。

Table 2 N_2 1P 及び N_2 2P の閾エネルギー値

バンドシステム	閾エネルギー値	観測した AP
N_2 1P	> 7.4 eV	AP(red)
N_2 2P	> 11 eV	AP(blue)

Miyasato et al. は、青色発光と赤色発光の強度比を電子のエネルギーの関数として理論的に計算するにあたり、以下の 4 つの仮定をおいた。

1. スプライトハイローの発光は 4 つのバンドシステム中の 40 個の分子線から成り立っていると仮定する。(内訳を Table 3 に示す。)

Table 3 40 個の分子線の内訳

バンドシステム	分子線の数
N_2 1P	20
N_2^+ ML	3
N_2 2P	11
N_2^+ 1N	6
total	40

2. 各々の分子線の強度はその励起断面積^{*10}に比例し、以下の式で表されると仮定

^{*10} 励起する確率

$$I_{1P,i} \propto \frac{\sigma_{1P,i}(\varepsilon_e)}{\sum_{j=20} \sigma_{1P,j}(\varepsilon_e) + \sum_{j=3} \sigma_{ML,j}(\varepsilon_e)} \quad (2-1)$$

$$I_{ML,i} \propto \frac{\sigma_{ML,i}(\varepsilon_e)}{\sum_{j=20} \sigma_{1P,j}(\varepsilon_e) + \sum_{j=3} \sigma_{ML,j}(\varepsilon_e)} \quad (2-2)$$

$$I_{2P,i} \propto \frac{\sigma_{2P,i}(\varepsilon_e)}{\sum_{j=11} \sigma_{2P,j}(\varepsilon_e) + \sum_{j=6} \sigma_{1N,j}(\varepsilon_e)} \quad (2-3)$$

$$I_{1N,i} \propto \frac{\sigma_{1N,i}(\varepsilon_e)}{\sum_{j=11} \sigma_{2P,j}(\varepsilon_e) + \sum_{j=6} \sigma_{1N,j}(\varepsilon_e)} \quad (2-4)$$

ここで、 $I_{1P,i}, I_{ML,i}, I_{2P,i}, I_{1N,i}$ は、それぞれ 4 つのバンドシステムにおける i 番目の分子線の強度、 $\sigma_{1P,i}(\varepsilon_e), \sigma_{ML,i}(\varepsilon_e), \sigma_{2P,i}(\varepsilon_e), \sigma_{1N,i}(\varepsilon_e)$ は、それぞれエネルギー ε_e の電子による i 番目の分子線の衝突励起断面積である。

3. N_2 1P と N_2 2P の各々の分子線の相対的な励起断面積は、Stanton and St. John [1969], Shaw and Campos [1983] が示した $N_2(B^3\Pi_g)$ 電子状態と $N_2(C^3\Pi_u)$ 電子状態の励起断面積の関数であると仮定。 $N_2(B^3\Pi_g)$ 電子状態の励起断面積には、 N_2 2P の放射を引き起こす $N_2(C^3\Pi_u)$ からのカスケードの影響も含まれている。

一方、 N_2^+ 1N と N_2^+ ML の各々の分子線の相対的な励起断面積は、 $N_2(B^3\Pi_u^+)(0,0)$ 振動状態と $N_2(A^2\Pi_u)(3,0)$ の励起断面積の関数であると仮定。さらに、Stanton and St. John [1969], Shaw and Campos [1983] が示した励起断面積の最大値を用いて相対的な励起断面積を規格化する。

4. 電子のエネルギー分布は Maxwell-Boltzmann 分布もしくは Druyvesteyn 分布であると仮定。Druyvesteyn 分布はグロー放電の分野でしばしば用いられる。また、高エネルギー域において、Maxwell-Boltzmann 分布に比べ傾きが急峻である。Druyvesteyn 分布の Maxwell-Boltzmann 分布との差は電子の付着や非弾性衝突によるエネルギー損失から生じている。

また、Armstrong et al. [1998] により述べられた光子収量 (フォトンイールド) として、各々のバンドシステムの N_2 及び O_2 による消光 (クエンチング) の効果も解析に含まれている。 N_2 1P と N_2^+ ML のクエンチングの効果は、スプライトハイローの高度範囲 (75-85 km) において大きく寄与すると考えられているからである。米国の National Lightning Detection Network (NLDN) のデータから得た雷放電の位置と観測地点との距離を考慮して、アレイフォトメーターの各チャンネルの仰角を高度に変換し、各々の分子線の大気透過率を MODTRAN モデルによって補正した。青色波長域 (350-500 nm) の大気透過率は全てのチャンネルで 0.2 以下であると推定されたが、赤色波長域 (560-800 nm) の約半分の値となっている。以上の様な仮定と推定手順に従い理論的に計算された赤青比を Figure 12 に示す。この図は、スプライトハイローを引き起こす電子のエネルギー分布を Druyvesteyn 分布と仮定したときの図である。各色の曲線はアレイフォトメーターの各々のチャンネルに対応し、そこに対し求めた赤青比によってスプライトハイローの発光を引き起こす電子のエネルギーが推定される。その結果、1999 年 8 月 12 日 06:06:52 (UT)、及び 1999 年 8 月 14 日 06:35:57 (UT) に観測されたスプライトハイローイベントに対し、推定されたスプライトハイローを引き起こす電子のエネルギーを Figure 13、Table 4、及び Table 5 にそれぞれ示す。Figure 13 は、推定したスプライトハイローを引き起こす電子のエネルギーと AP(red) により観測された発光強度のデータとを重ねてプロットしたものであり、左

の数値は各々のチャンネルにおける推定した電子のエネルギーのピーク値を表している。発光強度のピークに先駆け電子のエネルギーがピークとなり、また下方への進展に伴い電子のエネルギーが増加していることが明らかである (Figure 13)。また、推定されたスプライトハイローを引き起こす電子のエネルギーのピーク値は、その電子のエネルギー分布として仮定した分布が、Maxwell-Boltzmann 分布で 6-23 eV、Druyvesteyn 分布では 7-16 eV であった。一方、推定された電子のエネルギーの平均値は Maxwell-Boltzmann 分布で 3-10 eV、Druyvesteyn 分布で 4-10 eV である。さらに、下方のチャンネルほど電子のエネルギーが高い結果が出ている (Table 4, 5)。この結果によって、スプライトハイローイベントの初期段階 (雷放電後約 0.25 ms) において、またより高度が低い領域において 3-10 eV の大きいエネルギープロセスが発生していることが明らかとなった。

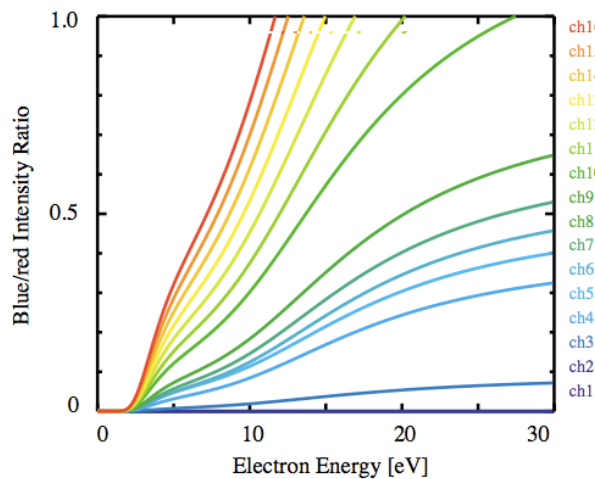


Figure 12 1999年8月12日06:06:52 (UT) に観測したスプライトハイローの発光の赤青比を理論的に計算し、電子のエネルギーの関数として表したものの。各色の曲線は、アレイフォトメータの各々のチャンネルに対応する。 [Miyasato et al., 2003]

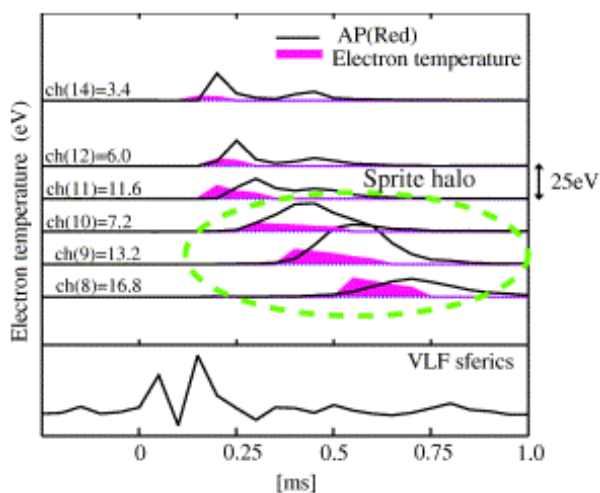


Figure 13 スプライトハイローの電子のエネルギーの時間空間的变化。AP(red) が測定した赤色発光のデータを重ねてある。 [Miyasato et al., 2003]

Table 4 1999年8月12日06:06:52 (UT) に観測された スプライトヘイローイベントに対し Maxwell-Boltzmann 分布と Druyvesteyn 分布として推定したときの、電子のエネルギーのピーク値と平均値。[Miyasato et al., 2003]

	Peak electron energy (eV)		Average electron energy (eV)	
	Maxwell	Druyvesteyn	Maxwell	Druyvesteyn
10ch	6.6	7.2	3.1	4.1
9ch	15.5	13.2	5.1	5.9
8ch	23.2	16.8	10.3	10.1

Table 5 1999年8月14日06:35:57 (UT) に観測された スプライトヘイローイベントに対し Maxwell-Boltzmann 分布と Druyvesteyn 分布として推定したときの、電子のエネルギーのピーク値と平均値。[Miyasato et al., 2003]

	Peak electron energy (eV)		Average electron energy (eV)	
	Maxwell	Druyvesteyn	Maxwell	Druyvesteyn
11ch	20.7	15.7	6.2	6.9
10ch	14.7	12.8	6.7	7.3

この結果については、以下の議論がある。

Sprite'99 キャンペーンにおいて Miyasato et al. は仰角 10-15° で観測を行った。このためスプライトイベントと観測地点との距離が長く、スプライトの発光における大気の影響が増大している。しかし、Miyasato et al. は MODTRAN モデル、及びスプライトイベントと同一地点の星の発光から大気透過率を補正した。加えて、スプライトイベントの位置決定及び大気中のエアロゾルの分布の推定精度により、スプライトを生成する電子のエネルギーの推定に誤差が生じている可能性がある。ただし、Miyasato et al. はこの誤差の電子のエネルギーの推定への影響は極めて小さいとしている。また、観測したスプライトイベントにより、エネルギーにばらつきがあり、さらに観測されなかったスプライトイベントでより強いエネルギープロセスが生じている可能性もある。

この結果は、これまでの Green et al. [1996]、及び Morrill et al. [1998] が推定したスプライトを生成する電子のエネルギーの値を 5 eV 以上上回るものであった。Green et al. [1996] は Hampton et al. [1998] が観測した 540-840 nm の発光における $N_2(B)$ のスペクトルデータと N_2 の振動状態の分布との比較により、スプライトを引き起こす電子のエネルギー分布が 1 eV (幅 0.4-2 eV) の Boltzmann 温度の分布と一致すると結論した。一方、Morrill et al. [1998] はスプライトの青色発光の観測データについて、Taranenko et al. [1993a, b] と同様の手法により Boltzmann 方程式の解を導出し、その結果高度 75 km、及び雷放電後 1 ms の時刻でのスプライトを生成する電子の平均エネルギーが 5.5 eV のピークに達することを示した。

また Armstrong et al. [2000] はスプライトイベントの光学観測から、スプライトには 3 つのエネルギープロセスが存在すると主張した。最初のエネルギープロセスは、継続時間が約 0.14 ms で、この過程では $N_2^+(B, v)$ (閾エネルギー値 19 eV) の発光を生成するエネルギーを電子が保持している。次のエネルギープロセスは、継続時間が約 1 ms で、この過程では $N_2 2P$ (閾エネルギー値 11 eV) の発光を生成するエネルギーを電子が保持している。最後のエネルギープロセスは、継続時間が約数 ms の $N_2 1P$ の発光を生成し、この過程では約 1 eV の平均エネルギーを電子が保持している。これらの特徴は、Figure 13 の結果にも現れている。これらから、スプライトヘイローの初期段階においてよりエネルギーの高い電子が生成されていることが予想されている。これは、大気の絶縁破壊が高い高度から下方へ生じる事実と一致している。

加えて、Heavner et al. [2000] は CG により高高度の電場が生成されるとき、逃走電子メカニズムによりスプライトを生成する電子のエネルギー分布は高エネルギーのすそを持つことを示唆し、そのすそを持つ Maxwell-Boltzmann 分布が現実的なエネルギー分布であると示している。

2.1.4 Miyasato et al. [2003] の事例のまとめ

Miyasato et al. はイメージインテンシファイア付 CCD カメラと 2 台のアレイフォトメーター (AP(red), AP(blue)) を用いて、1999 年 7 月 6 日から 24 日の間、YRFS にてスプライトヘイローを観測した。スプライトヘイローを生成する電子のエネルギーの推定に適した 2 イベントを選択し、それらの事例について、1) スプライトヘイローの発光は 4 つのバンドシステム中の 40 個の分子線から成り立っている、2) 各々の分子線の強度はその励起断面積に比例し、式 2-1-2-4 で表される、3) $N_2 1P$ と $N_2 2P$ の各々の分子線の相対的な励起断

面積は、Stanton and St. John [1969], Shaw and Campos [1983] が示した $N_2(B^3\Pi_g)$ 電子状態と $N_2(C^3\Pi_u)$ 電子状態の励起断面積の関数であるとする、4) 電子のエネルギー分布は Maxwell-Boltzmann 分布もしくは Druyvesteyn 分布であるという 4 個の仮定をした。理論的に推定される赤青比と観測によって求まる赤青比を計算し、スプライトハイローを発生させた電子のエネルギーを推定した。Table 4, 5 に示されているように、推定された電子のエネルギーのピーク値は Maxwell-Boltzmann 分布で 6-23 eV、Druyvesteyn 分布では 7-16 eV であった。一方、推定された電子のエネルギーの平均値は Maxwell-Boltzmann 分布で 3-10 eV、Druyvesteyn 分布で 4-10 eV であった。この結果よりスプライトハイローの高度の低い領域ほど電子のエネルギーが高い傾向が示されている。

この結果は、これまでの Green et al. [1996]、及び Morrill et al. [1998] が推定したスプライトを生成する電子のエネルギーの値を 4 eV 以上上回るものであった。しかし、スプライトハイローの様な過渡的な物理過程のエネルギー分布は Maxwell-Boltzmann 分布、及び Druyvesteyn 分布の様な分布ではなく、高エネルギーの裾をもつ Maxwell-Boltzmann 分布がより現実的とされている [Heavner et al., 2000]。

2.2 衛星を用いた観測

地上観測では大気吸収や散乱の影響が TLEs の発光の放射の正確な測定を妨げる一因となっている。一方、衛星からの観測は、地上観測に比べ大気吸収・散乱の影響が少ないのでより精密な観測が可能である。また、衛星観測により TLEs の全球的な観測が可能となった。2004 年に打ち上げられた台湾の FORMOSAT-2 衛星は初めて TLEs 観測専用機器 Imager of Sprites and Upper Atmospheric Lightnings (ISUAL) を搭載し、TLEs の定常的な観測を行っている。

Figures 14, 15, 16 に ISUAL を構成している 3 台の観測機器の写真を示す。ISUAL は CCD カメラ、スペクトロフォトメータ (SP)、アレイフォトメータ (AP) の 3 台で構成されている。Table 6 に SP のチャンネル、対応する波長、及び主要な観測対象を示す。ISUAL のスペクトロフォトメータは 6 つのチャンネルからなり、それぞれ異なる波長の光を検出する。

ISUAL の観測データの解析、及び地上観測データとの共同解析が精力的に進められている。その一例を次節で説明する。

2.2.1 衛星観測を用いた例

本節では衛星観測を用いた事例として、ISUAL による光学観測データと地上からの ELF/VLF 波動観測データを用いてスプライトハイローの地理的な発生分布を求めた、Frey et al. [2007] の論文をレビューする。

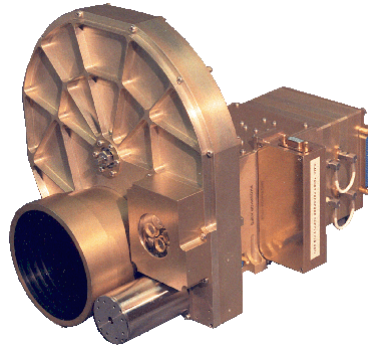


Figure 14 ISUAL の機器 (1): CCD カメラ [Chern, J. L. et al., 2003]

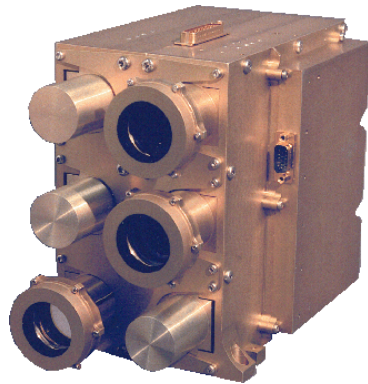


Figure 15 ISUAL の機器 (2): スペクトロフォトメータ (SP) [Chern, J. L. et al., 2003]

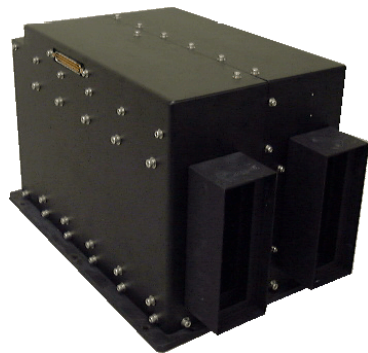


Figure 16 ISUAL の機器 (3): アレイフォトメータ (AP) [Chern, J. L. et al., 2003]

Table 6 ISUAL の SP のチャンネル、対応する波長、及び主要な対象 [Chern, J. L. et al., 2003]

Channel Number	Wavelength	Remarks
1	150-290 nm	for exploratory observations of TLEs
2	337 nm (333.5-341.2 nm)	N ₂ 2P filter for observing TLEs
3	391.4 nm (387.1-393.6 nm)	to observe emissions from ionized N ₂ ⁺ ; proxy to total ionization of N ₂
4	658-753 nm	N ₂ 1P filter for observing TLEs
5	777.4 nm (773.6-784.7 nm)	mainly for detecting lightning
6	250-390 nm	broadband UV; for exploratory observations of TLEs

2.2.2 Frey et al. [2007] の事例

Frey et al. [2007] では、ISUAL の AP、SP、及び CCD カメラによるスプライトの光学観測結果と、デューク大学による磁場センサーを用いた ELF/VLF (50 Hz-30 kHz) 帯電磁波動観測結果を使用している。ELF/VLF 波動データは、雷放電の極性、及び垂直方向の電荷モーメントを同定するために使用される。

FORMOSAT-2 衛星は、南緯 45° から北緯 45° の緯度帯を飛翔している。ISUAL により、活発な雷活動がインドネシア、コンゴ、バシン、及び中央アメリカなどで日々観測されている。それらの地域の中でも、中央アメリカはデューク大学の ELF/VLF 受信機 (北緯 35.975°、西経 79.100°) と十分に近く、その地域において観測される TLEs を生成した CG の極性を決定することが可能である。

Frey et al. [2007] では、ISUAL によって 2004 年 7 月から 2005 年 9 月までの間に取得された観測データから中央アメリカ上空でスプライトハイローのみが発生した事例を抽出した。ここでいう "スプライトハイローのみのイベント" とは、そのサイズが明らかにエルプスのものとは異なっており、スプライトや、明るいスプライトストリーマーに伴って発生していないイベントを指す。

大部分のスプライトは、+CG により生成される [Boccippio et al., 1995; Lyons et al., 2003; Williams et al., 2007]。さらに、スプライトは、元となる雷放電の帰還雷撃後に遅延時間を伴って発生している。また、一発の雷放電が複数のスプライトを発生させていることも明らかになっている。

一方、Frey et al. [2007] が解析したデータでは、スプライトハイローは、その原因となる雷放電の帰還雷撃の開始時刻とほぼ同時に発生していた。またこれまでに、1 発の雷放電によって複数のスプライトハイローが発生した事例は発見されていない。Figure 17 に 2005 年 7 月 6 日に観測されたスプライトハイローのフォトメータデータ、及び CCD イメージデータを示す。この図の上から、1 フレーム毎 (30 msec) に取得された CCD 画像、N₂ LBH、N₂ 1P のフォトメータデータ、方位角成分の VLF 磁場波動データ、及び AP のチャンネル 26、19 のデータを示す。AP のチャンネル 26 は、高高度のスプライトハイローからの信号のみ測定しているのに対し、AP のチャンネル 19 は、帰還雷撃からの信号のみを測定している。この図から、帰還雷撃

とスプライトヘイローの両者には、発生の時間差が 0.5 msec 以下（時間分解能は 0.1 msec）とほぼ同時刻に発生していることが明らかである。

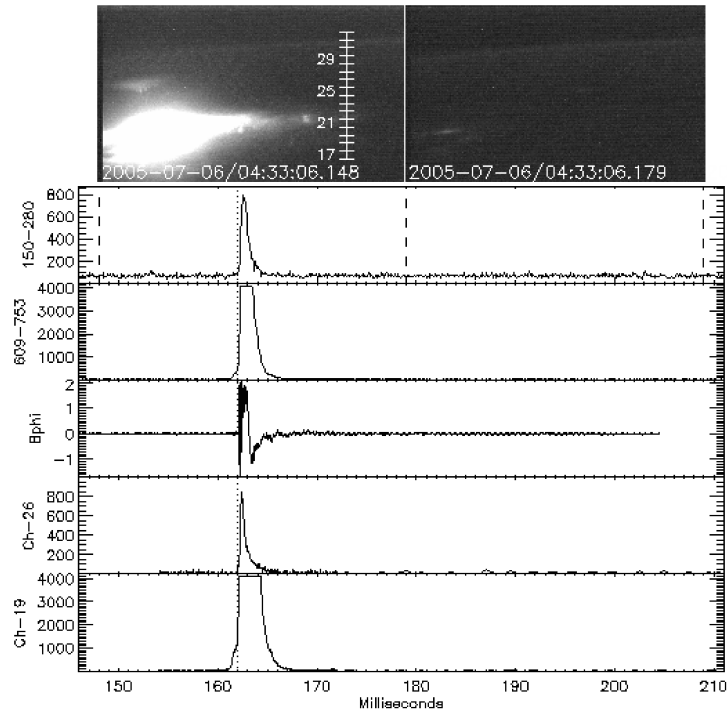


Figure 17 2005年7月6日に観測されたスプライトヘイローイベントのフォトメータ、及び CCD イメージデータ [Frey et al., 2007]

この様に、スプライトとスプライトヘイローとの発生形態の違いは、これらの現象の原因となる雷放電がそれぞれ異なる特徴を持っていたことを示している。また、スプライトヘイローの 31 イベント中、25 イベントが明らかに -CG により引き起こされたことが判明した。しかし、残りの 6 イベントについて、雷放電の極性を決定するには ELF/VLF 観測データが多数のノイズを含んでいる、もしくは観測されていないかのどちらかであった。その他に、中央アメリカで発生した、スプライトヘイローイベントはスプライトストリーマーを伴っており、フォトメータのデータには、+CG 後に複数のスプライトの信号が検出されていた。

■解析 Frey et al. [2007] は雷放電、及びスプライトヘイローの地理的な位置関係を推定した。まず、雷放電、及びスプライトヘイローの中心地点の画素番号を決め、それぞれの、おおよその発生高度を決定する。次に、雷放電が高度 5-25 km、スプライトヘイローが高度 60-95 km の範囲で発生したと仮定し、これらの高度をそれぞれ 1 km 及び 5 km のステップで変化させ、最終的に両者の高度の組み合わせを決定する。この方法によって、(8, 75)、(14, 80)、及び (23, 85) という組み合わせが求まり、それらの複数の差異は 15 km 未満となった。帰還雷撃は雷雲を下から照らし、ISUAL は宇宙から雲頂部を観測する。上記の三つの組み合わせのうち帰還雷撃の 8 km という高度は、雷雲の標準的な高度に比べ非常に低く、しかしながら帰還雷撃の 23 km という高度は、雷雲の標準的な高度に比べ非常に高い。それ故、Frey et al. は (14, 80) の組み合わせが、最も現実的であるとして採用した。スプライトヘイローの 80 km という発生高度は、三角測量によるスプライト

ハイローの平均高度 80 km [Miyasato et al., 2002]、及び 78 km [Wescott et al., 2001] という、これまでの研究報告とほぼ一致している。

スプライトハイローの高度を決定することで、それらの直径を求めることが可能となる。スプライトハイローの発光の平均半値幅から求めた直径は 62 km (標準偏差 14 km) であった。この値は、以前報告された直径 66 km とほぼ同一の値である [Wescott et al., 2001]。Frey et al. [2007] が求めた値が以前報告された値より小さい原因として、これまでとは異なるデータセットを用いたため、もしくは Wescott et al. [2001] で用いた機器の時間分解能 (1 msec) と、ISUAL の CCD カメラの時間分解能 (30 msec) の違い、及びスプライトハイローの継続時間の短さ (約 0.5 msec) によるものであると考えられる。

Frey et al. が求めた、スプライトハイローの位置を Figure 18 に示す。Figure 18 中のアスタリスク (*) は、スプライトハイローの発生位置を表しており、ひし形はスプライトハイローが -CG により生成されている場合を表している。また、破線で囲まれた領域は、スプライトハイローの陸上での発生数と海上での発生数との比較で用いた領域である。スプライトハイローの 31 イベントのうち、海上で発生したものが 28 イベント、陸上で発生したものが 3 イベントであった (Figure 18)。

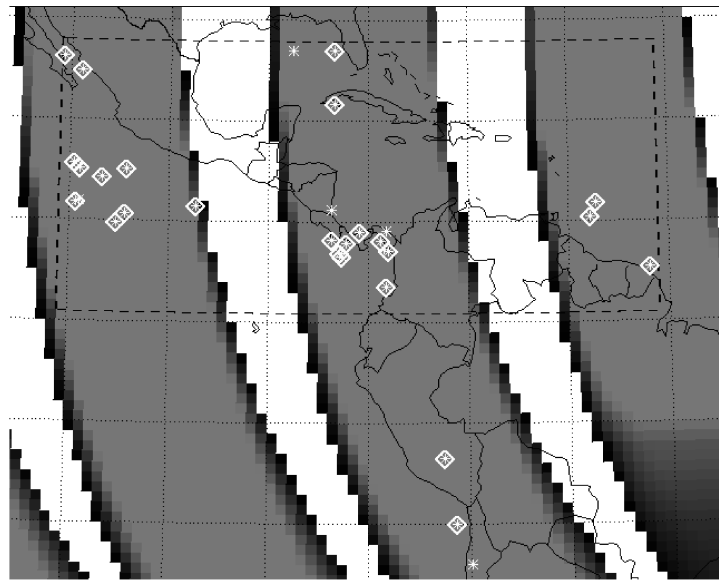


Figure 18 ISUAL データを用いて求められた、スプライトハイローの発生分布図 [Frey et al., 2007]

Frey et al. は海上で生じる雷放電頻度と、陸上で生じる雷放電の頻度との比較は、常に陸と水の領域との距離間隔に依存していることを示唆した。また、陸上と海上とでのスプライトハイローの発生割合を求めるために、スプライトハイローの 31 イベントのうち、28 イベントが発生している緯度 1-28°、及び経度 249-309° の領域を用い、赤道より南側で発生した 3 イベントを無視した。その結果、この領域では、海上での発生割合が約 75 % であり、陸上での発生割合が 25 % であった。

補足として、赤道上の海と陸での面積比は 9 : 1 であるが、Frey et al. が求めたスプライトハイローの分布は、陸上で発生した 2 イベントを含めたとしても、この領域の海と陸の面積比とは異なる分布である。また、スプライトハイローの分布は、陸上、及び海上での発生頻度の比が 10 : 1 である雷活動の全球頻度分布

[Christian et al., 2003]とも異なる。Christian et al. [2003] は陸上を含む $2.5^\circ \times 2.5^\circ$ のグリッドでの頻度分布を推定した。この割合を使用するならば、スプライトハイローの発生数は陸上で 16 イベント、海上で 15 イベントとなるはずである。このため、少なくとも中央アメリカでのスプライトハイローの発生頻度は、全球雷発生頻度には従わず、陸上よりも海上で頻度が高いと結論できる。さらに付け加えるならば、ある地域における雷活動の変動は、他の地域における雷活動とは異なる [Williams and Heckman, 1993]。The World Wide Lightning Location Network (WWLLN) のデータ解析の結果から、全球的な雷活動の発生数のピークは、18:00 (LT) にむかえることが判明している [Lay et al., 2007]。Frey et al. [2007] で対象領域となったカリブ海地域では、雷活動のピークが地方時間で 23:00 (LT) であり、この時間は ISUAL がカリブ地域を観測する 22:30-23:30 (LT) に含まれている。

2.2.3 Frey et al. [2007] の事例のまとめ

スプライトの多くは、+CG により生成される [Williams et al., 2007]。WWLLN の解析結果による雷活動の全球分布では、雷活動の 90% が陸上で発生している [Christian et al., 2003]。一方、Frey et al., [2007] では、ISUAL で観測されたスプライトハイローの全ては -CG により生成され、陸上ではスプライトハイロー発生数が 10% にしかならないという結果が示されている。しかし、31 イベントのスプライトハイローイベントのうち 27 イベントが、北半球の雷活動最盛期である 8 月を含む 7-10 月に観測されていることに注意する必要がある [Lyons et al., 1998]。さらに、中央アメリカの地域の海上は -CG が頻発する領域である。このため中央アメリカ以外の地域で同じ様な結果になるか否かを調査する必要がある。また、陸上で発生するスプライトハイローと海上で発生するスプライトハイローとでは、その発生形態に有意な差があるか否かという点も調査する必要がある。

これらの結果は、スプライトハイローはこれまで考えられている +CG による準静電場モデルと異なる発生メカニズムで発生したことを示唆している。今後は、他のスプライトを伴うスプライトハイローイベントは +CG により生成され、スプライトを伴わないスプライトハイローイベントは -CG により生成されるのかという点を、検証する必要がある。

2.3 本章のまとめと考察

本章では、(1) スプライトの地上光学観測データを用いた電子のエネルギーの推定 [Miyasato et al., 2003]、(2) スプライトの衛星軌道上からの観測データ、及び地上での雷放電電磁波観測データを用いたスプライトと雷放電の地理的分布の特定 [Frey et al., 2007] のレビューを行った。これらの最新の研究成果についてまとめ、考察する。

Miyasato et al. [2003] では、スプライトハイローを地上光学観測し、その発光スペクトルの強度比によって、スプライトハイローを引き起こす電子のエネルギーを推定した。推定された電子のエネルギーのピーク値は Maxwell-Boltzmann 分布で 6-23 eV であり、Druyvesteyn 分布では 7-16 eV であった。一方、推定された電子のエネルギーの平均値は Maxwell-Boltzmann 分布で 3-10 eV であり、Druyvesteyn 分布で 4-10

eV である (Table 4, 5)。スプライトハイローの高度の低い領域ほど電子のエネルギーが高い傾向が示された (Figure 13)。

Frey et al. [2007] では、ISUAL により観測されたスプライトハイロー、及びデューク大学の磁場センサーにより観測された雷放電電磁波データを比較し、海上、及び陸上での発生数を比較をした。観測結果から、カリブ海の領域で、海上でのスプライトハイローの発生割合が約 75 % であり、陸上での発生割合が 25 % であることが判明した。ISUAL で観測されたスプライトハイローを生成する CG は、全てが -CG であった (Figure 18)。これらの事実は、スプライトハイローが +CG による準静電場モデルと異なる発生メカニズムで発生したことを示唆している。

スプライトハイローの発生過程では、CG により雷雲上空に発生した準静電場により電子が平均 6-23 eV まで加速され、さらに CG の極性により発生形態に変化が生じることが明らかとなった。しかし、これを生成する電子のエネルギーの推定に用いるエネルギー分布の特定、及び相関する雷放電の極性による発生形態の変化の理由の特定には至っておらず、より統計的な TLEs と相関する雷放電の観測が必要である。この Miyasato et al. [2003]、及び Frey et al. [2007] では、解析事例数が少ない。より多くの観測、及び統計的な解析が望まれる。これらを実現するには、多数の TLEs 観測衛星、及び雷放電観測網の充実が不可欠である。

3 地球ガンマ線および相関する雷放電の特徴

地球起源のガンマ線放射である地球ガンマ線 (TGFs : Terrestrial Gamma-Ray Flashes) の発生過程について、(1) ガンマ線観測衛星による観測結果 [Smith et al., 2005]、(2) ガンマ線観測衛星による地球ガンマ線観測データと雷放電データとの相関解析結果 [Cummer et al., 2005] をレビューし、観測の現状と未解明の問題点を明確にする。

3.1 地球ガンマ線の観測結果

3.1.1 Smith et al. [2005] の事例

Smith et al. [2005] は、RHESSI の観測データのうち、2002 年 4 月、5 月のミッション初期の 2 ヶ月間、及び 2004 年 7 月から 10 月までの 4 ヶ月間の合計 6 ヶ月間に得られたデータから、86 例の TGFs を解析した。RHESSI が観測した TGFs の継続時間は、0.2 ms から 3.5 ms までにおよび、検出された光子数は 17 個から 101 個にまで及んでいる。ある例では 15 sec という RHESSI の通過時間、また別の例では 96 min の一周回周期後に、2 例の TGF が連続して観測されることもあった。これらの観測事実は一つの雷雲に起源があることを示唆している。

Figure 19 に、TGFs 検出時の RHESSI の位置を × 印で示す。Figure 19 の上図のカラースケールは、各地点での RHESSI の観測時間、及び TGF に対する感度の積を示している。TGF に対する感度は、TGF が全球に均一に分布しているとした場合における、それぞれの地点で期待される TGF の検出個数で与えられる。また、RHESSI が、South Atlantic Anomaly^{*11} (SAA) 上空の地球放射線帯内帯通過時の観測データは得られない。Figure 19 の下図のカラースケールは、1 km² あたりの年間の雷放電の発生数を表している。

雷放電が最も発生している中央アフリカでは、TGFs が最も密集している。アメリカ南部では雷活動度が高く、磁気緯度が軌道中最も高い。それ故に地磁気の伏角が大きく、TGFs が検出されやすいと理論的に予測されるが、実際には RHESSI での検出数は極端に少ない。しかしながら、現実にはこの領域で発生してないと断言するには、たった 6 ヶ月間分のデータ解析からは早計であろう。

約 3 keV -17 MeV の広いエネルギー検出範囲、及び 20 MeV において約 5 keV という高いエネルギー分解能^{*12}を持つ RHESSI によって、TGFs のスペクトルの詳細な研究が可能となった。Figure 20 の左のパネルは、6 ヶ月間で最も強い TGF イベントのエネルギーと継続時間との相関を示す。中央のパネルは、特徴的なライトカーブを示す。右のパネルは、6 ヶ月間の TGFs を合計し平均したエネルギースペクトルを示す (宇宙起源のガンマ線スペクトルは除いてある)。右のパネルにおける高エネルギー側のカットオフは、制動放射の大

^{*11} 地球磁場が弱く、高エネルギーの粒子が降りやすい領域。そのため、ノイズが強い。

^{*12} 100 keV までは、分解能は半値幅が 1 keV。1 MeV から 20 MeV までで、分解能は、3 keV から 5 keV まで増加する。

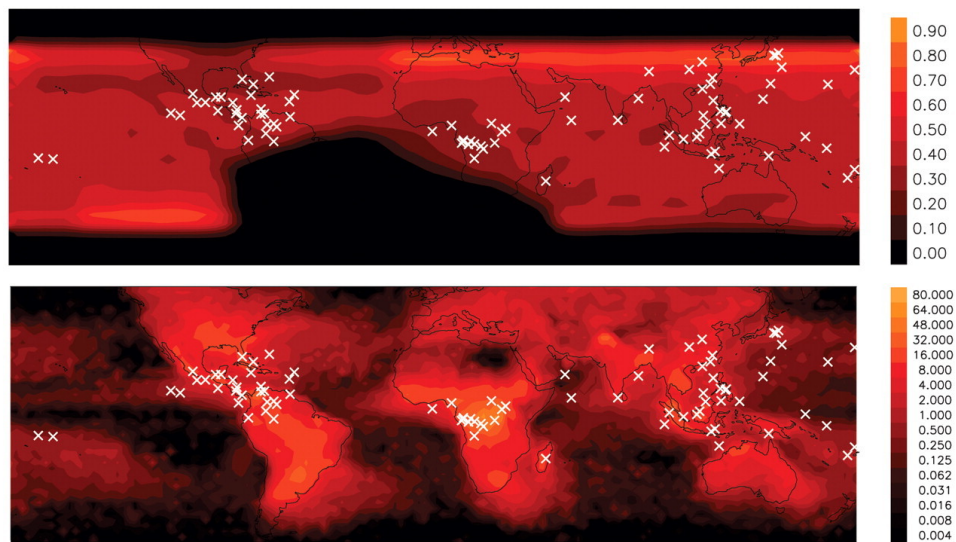


Figure 19 TGFs 検出時の RHESSI の位置 (×印)。上図のカラーズケールは、その領域における RHESSI の観測時間、下図のカラーズケールは、1 km² あたり 1 年間の雷放電の発生数を示している。[Smith et al., 2005]

部分を担う電子のエネルギーが、20-40 MeV のオーダーであることを示している。右のパネルには、35 MeV の電子が薄い大気の影響層を通過し、制動放射によって等方的に放射された場合に予測されるエネルギースペクトルを短破線で示している。これは、現実的なモデルではないが、正確には電子のスペクトルは高エネルギー側に備わっていると期待される。破線は、そのモデル自体から得られるスペクトルであり、実線は、観測データと比較するために、計器の感度をモデルのスペクトルに畳み込みして得られたものである。モデルでは再現されていない数 MeV 領域での観測値の超過は、高エネルギーかつ小角度で制動放射断面積がピークとなるために、TGF をビームの軸に沿って観測したため生じたと期待される。

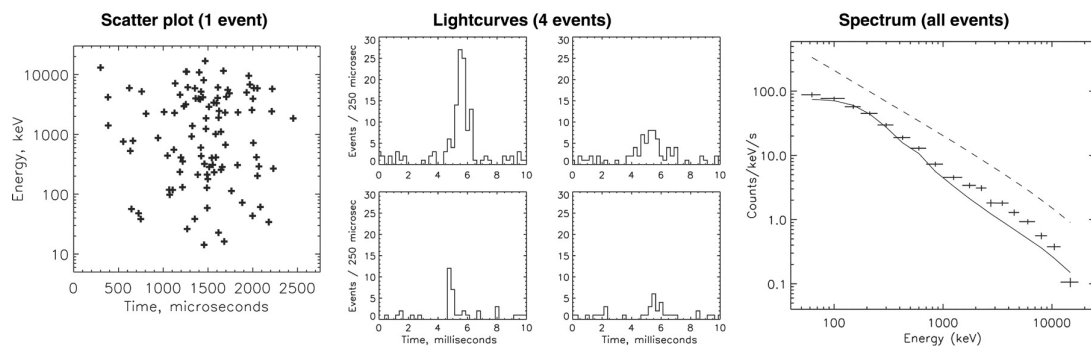


Figure 20 最も明るかった TGF イベントに対するエネルギーと継続時間との散布図 (左)、特徴的なライトカーブ (中央)。最も明るい TGF (中央左上)、最も継続時間が長い TGF (中央右上)、最も暗い TGF (中央左下)、最も継続時間が短い TGF (中央右下)。全 TGFs を合計し平均したエネルギースペクトル (右)。35 MeV の電子が薄い大気の影響層を通過し、制動放射によって等方的に放射されたと仮定した場合のエネルギースペクトル (破線)、及び、計器の感度を考慮した場合のエネルギースペクトル (実線)。
[Smith et al., 2005]

右のパネルのエネルギースペクトルにおいて 200 keV 以下が平坦であるのは、検出器周囲の物質による吸収による効果と考えられる。BATSE の 25 keV 以下のデータは、計器の反応を補正した場合のスペクトルの形と良く一致する。これらの結果は、TGFs が大気の比較的高い高度で発生し、地上で観測されるガンマ線放射の発生源とは、異なっていることを示唆している [Moore et al., 2001; Dwyer et al., 2004]。大気の断面積が上昇する 100 keV 以下でそれぞれの TGF スペクトルが突発的に上昇することがないと仮定した場合、さらに全ての光子が単一の高度から放射されていると仮定した場合、60 keV の値が大気による他の相互作用を持っていないことに注意すれば Figure 20 の右のパネルで示された約 60 keV の最小エネルギー値と数 100 keV との値を比較することによって TGF の発生高度が 25 km より高いという制限が設けられる。また、大気中の電子、及びガンマ線の伝播のモンテカルロシミュレーションによって、TGF の発生高度により強く制限を設け、RHESSI のデータに適合する他の発生過程を提唱できるであろう。将来、約 10 keV の低いエネルギーに感度を持つ検出器が衛星軌道上から観測を開始すれば、低エネルギー域で大気による吸収がより高いため、衝突断面積が高くなり、さらに強い高度制限を設けることができるであろうと Smith et al. [2005] は主張した。

個々の TGFs は、それぞれ異なるスペクトルをもつことが示唆されている [Nemiroff et al., 1997]。個々の TGF は検出される光子の量がきわめて少なく、良い精度のスペクトルフィッティングが困難である。しかし、個々の TGF について、光子の平均エネルギーは比較に耐えうる。Figure 21 の曲線は、個々のイベントが Figure 20 に示された平均スペクトルに従い、ランダムに選出された実際の TGF の 1 イベントと同じ光子検

出数を有すように TGF を理論的に多数発生させたものである。曲線の幅が広がる原因は、TGF あたりの光子数が少ないためにいくつかの TGF のスペクトルが幅をもっていることに起因する。

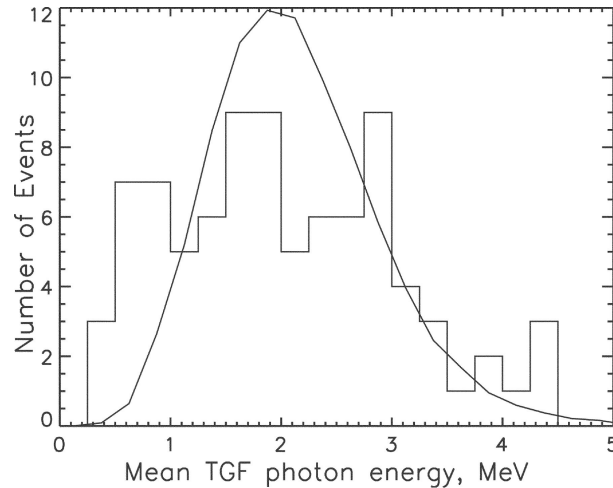


Figure 21 RHESSI の TGFs (ヒストグラム) についての平均エネルギー分布。個々の TGF は正確なスペクトルを持っていると仮定し計算している。[Smith et al., 2005]

Nemiroff et al. [1997] 及び Feng et al. [2002] は、BATSE により観測された TGF が、現象の継続時間中にスペクトルが硬スペクトルから軟スペクトルに発展すること、さらに、低エネルギー域では、やや放射時間が長いことを発見した。これらの特徴は少しではあるが、RHESSI で観測された TGF にも見られる。

86 イベントの TGFs のうち、60 イベントで、10 MeV より大きいエネルギーを有する光子が検出された。Smith et al. は TGFs の全イベントのうち、光子のエネルギーが、検出器の閾値である約 18 MeV を超えるイベントでは、光子数が 47 個になることを特定した。またイベントのうち、1 台以上の検出器にエネルギーを分散していることから、光子のエネルギーが 20 MeV 以上であると確信できる事例では、光子の数が 9 個となることを発見した。標準的な宇宙起源の光子の数は、16.5 及び 2.8 個である。この様に TGFs の原因となる電子の加速は、地球の大気圏や磁気圏で発生する他のいかなる加速機構で行われるものに比べ、より高いエネルギーまで行われる。もし、TGFs の原因となる電子の加速が静電場であるならば、少なくとも 30 MV の電位差が必要である。また、摩擦によるエネルギー損失を考慮した場合は電位差は 30 MV という値よりさらに高くなる。この電位差は、雷雲上端と電離圏との間の電位差とほぼ同等である [Tonev and Velinov, 2003]。

TGFs の全球的な平均発生頻度を推定するためには、TGFs を検出した時の RHESSI のフットプリント^{*13}を知る必要がある。RHESSI は、2700 km の水平線までの視線方向を有している。しかし、2700 km の距離では、宇宙起源のガンマ線の影響のために、極度に強い TGF しか観測できない。TGFs が等方的な放射、均一な発光であると仮定し、この観測で得られた検出数のダイナミックレンジ^{*14}を考慮すると、RHESSI の有効なフットプリントの半径は約 1000 km となる。その結果、183 日で約 86 イベントという TGF の検出率となる。RHESSI が観測している緯度帯において、1 日あたり約 50 イベントの発生率となる。TGF が上向きのビームである場合は、衛星による検出効率が減少する。Lehtinen et al. [2001] のモデルによると、TGF は

*13 衛星軌道上の観測器が観測できる地球の表面の範囲

*14 信号の再現能力を表す数値。信号の最小値と最大値の比率。

半径約 100 km のビームであると予測されている。この場合には、前述した全球の TGF 発生率が 2 桁上昇し、TGF の全球での発生率が 1 日あたり 5000 イベントと推定される。しかし、OTD の観測結果で示された、1 秒あたり 44 ± 5 イベントという雷放電の全球での発生率と比較すると、TGF の発生率はその 0.1 % にすぎない。また、RHESSI の検出閾値を下回る TGFs も除外することはできない。

それぞれの TGF における相対論的電子の平均数は、計算によって推定することが可能である。電子が 35 MeV の単一エネルギーの電子、光子の平均エネルギーを 2.5 MeV、薄い大気層での制動輻射、等方的な放射、衛星と TGF 発生源との距離を 600 km、13 % の制動輻射生成効率 [Koch and Motz, 1959]、平均的な TGF に対し 30 個の光子が検出、及び観測器の検出面は 250 cm^2 であると仮定する。その結果、0.5 ms 間の総エネルギーが約 20 kJ (約 40 MW)、TGF の 1 イベントあたり 35 MeV の平均電子数が約 3×10^{15} 個であると推定される。地球磁場を無視した場合、上向きの電子ビームに対し、制動輻射の発生する層の厚さが遷移する高度は 30 km で起こると予想される。

磁気緯度 45° 付近の TGFs は、地球放射線帯内帯の約 1 MeV の電子の供給源であることが示唆されている [Lehtinen et al., 2000]。放射線帯内帯の 10 MeV を超える電子は、ミール宇宙ステーションに搭載されていた Mariya-2 によって検出されており、Smith et al. [2005] の結果と関係があると考えられる。しかし、RHESSI により観測された TGFs は平均磁気緯度が 14° で発生しており、その磁気緯度の電子は地球磁場の磁力線に束縛され、大気をかすめるように動くため Mariya-2 では検出できない。TGFs が 10 MeV を超える放射線帯内帯の電子の生成に寄与しているか否か、RHESSI で得られた 3 年間分のデータを解析することで、その様な事例を発見できるか、あるいは何らかの制限を与えられることになるだろうと Smith et al. は主張している。

3.1.2 Smith et al. [2005] のまとめ

Smith et al. は RHESSI の観測結果を解析し、TGFs の全球の発生分布が、雷活動の分布と重なる結果を示し、その発生高度が 25 km 以上であることを特定した。しかし、1 日あたりの発生数を比較すると TGFs は、雷放電のわずか 0.1 % にすぎないことも明らかとなった。さらに、いくつかの仮定をおいて、TGF の 1 イベントの平均電子数が 3×10^{15} であることを示し、TGFs が放射線帯内帯の 10 MeV を超える電子に寄与している可能性を示唆した。

3.2 地球ガンマ線と雷放電の関係

3.2.1 Cummer et al. [2005] の事例

Cummer et al. [2005] は、RHESSI の TGF 観測データ、デューク大学の磁場センサーによる空電の VLF-ELF 観測データ、及び NLDN のデータを用いて、TGF と雷放電の相関関係について解析した。

■TGFs と雷放電との相関関係

ガンマ線が光の速さで伝播することによる遅延時間は、TGF の発生高度が 50 km [Lehtinen et al., 1999]、及び高度 550-600 km の衛星まで上向きに伝播すると仮定した場合、1.7 ms となる。このとき空電データを用いて、Cummer et al. は、26 イベントの TGFs のうち 13 イベントが、RHESSI の位置から 10° 以内で発生している雷放電の -3/+1 ms 以内で発生していることを発見した。そのうち、11 イベントは 6° 以内で発生していた。TGF の発生高度を 30 km と仮定した場合は、 ± 0.1 ms になる。Figure 22 は、TGF と、その原因となる雷放電との相関が強い事例を示す。

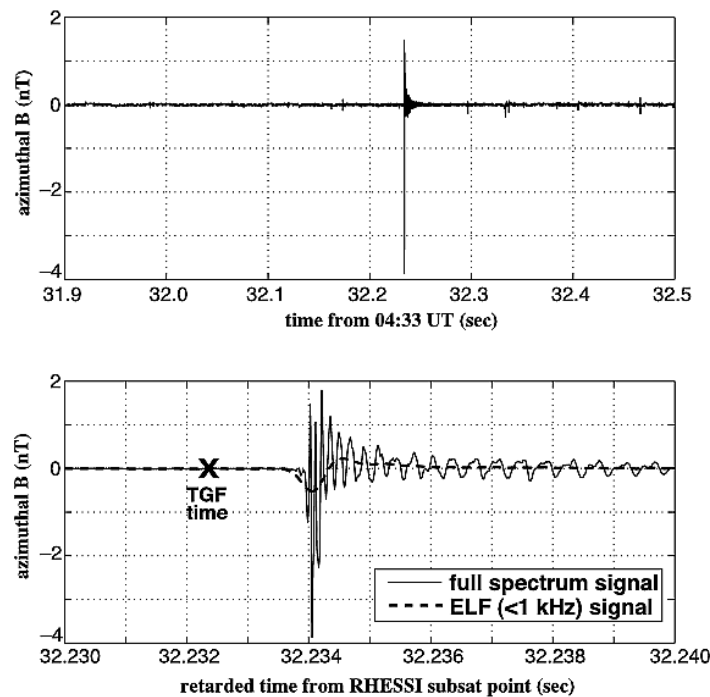


Figure 22 2004年10月22日04:33:32.234 (UT)に発生したTGF、及び雷放電の相関の例(上)。VLF-ELFのデータを空電の時刻の10 ms間プロットし、TGFの時間、及び空電の時間を明確に示した図(下)。
[Cummer et al., 2005]

Figure 22 の上のパネルは、RHESSI が 2004 年 10 月 22 日 04:33:32.234 (UT) に検出した TGF の時間における、VLF-ELF 磁場データの 0.5 s 間のデータを示している。磁場データは、RHESSI の TGF 検出時の位置が北緯 15.09° 、東経 -84.85° とした場合の方位角成分である。Figure 23 下のパネルは、TGF、及び空電の時刻の前後 10 ms 間を示している。TGF の伝達による遅延時間、及び空電の伝達による遅延時間は考慮し、TGF の発生時刻を × 印で示す。2004 年 10 月 22 日 04:33:32.234 (UT) の事例では、TGF は雷放電の発生より 1.7 ms 早く発生している。また、空電の波形が下向きから始まっているため、この空電は正極性の雷放電による空電であると推定できる。TGF と時間的に近い 13 イベントの雷放電は、全て正極性雷放電であった。この結果は、雷放電により雷雲上空に生成された下向きの電場による逃走電子絶縁破壊が TGF の発生メカニズムであるという、現在、有力とされる発生メカニズムと一致する。

Cummer et al. は、TGF の発生時間の前後で、偶発的に雷放電が発生する可能性についても考察した。TGFs の 13 イベントのうち、雷放電がデューク大学から $\pm 10^\circ$ の方向に観測できる平均的確率は、毎秒 4.0 イベントである。つまり、TGF イベントの前後 $-3/+1$ ms 間に偶発的に雷放電が発生する確率は、0.016 % である。この結果から、26 イベントのうち 13 イベントで、TGF の $-3/+1$ ms 間に雷放電の空電が検出される確率は 3.8×10^{-17} % と極端に低い。そのため、Cummer et al. は、観測された雷放電に起因してこれら 13 イベントの TGF が生成されたと結論づけた。

TGF の 26 イベントのうち、上記で解析した 13 イベント以外の 13 イベントについて説明する。その 13 イベントのうち 2 イベントは、TGF の数 ms 以内に雷放電の空電が観測された。しかし、その空電は、TGF の方向と異なる方向から伝搬してきたことが判明した。また、その 13 イベントのうち 6 イベントは、空電が TGF の $-3/+1$ ms 以内に観測されたが、観測された空電は、雷放電の極性を決定できないほど弱いため解析できなかった。さらに、その 13 イベントのうち 5 イベントは、調査した 1 s 間において、RHESSI のフットプリントである 20° 以内から発生しているか否かを判断できなかった。

背景の電磁ノイズと、これらのイベントは典型的には 3000-4000 km の範囲で発生することから、上記の 11 イベントにおいて、垂直方向の電荷モーメントの変化は $5 \text{ C} \cdot \text{km}$ 未満に制限される。デューク大学が所有する測定周波数レンジの低い電磁波観測データは、数 10 ms もしくはそれ以上という非常に緩やかで、強い垂直方向の電流が、これらのイベントでは発生していないことを示す。この電流は、スプライトを作り出す雷放電と関係して発生することもある [Cummer and Füllekrug, 2001]。上記の 5 イベントの TGF は、雷放電と明確な関係がある TGF イベントと有意な差が認められなかった。実際、5 イベントのうちの 1 つの TGF は、最も強く、継続時間が長い TGF であった。

■ TGFs、及び雷放電のタイミングと方向の解析

雷放電から TGF の遅延時間の分布は、最大値で 0.7 ms、最小値で -3.0 ms、平均値が -1.24 ms で標準偏差が 0.97 ms となった。雷放電が RHESSI の位置で全て発生したと仮定した場合、大部分のマイナスの遅延時間は、TGFs が雷放電の前の平均 1.24 ms で発生することに注意しなければならない。

VLF-ELF データの時間精度は数 $10 \mu\text{s}$ である。一方、TGF イベントの継続時間は、現在 ± 1 ms であると考えられている。この観点からすると、TGFs が雷に先行する理由として次の 3 つ存在する。1.24 ms の時間の差は、RHESSI のオフセット時間と一致し、実際に TGFs は観測された雷放電後、ちょうどその時間で発生している。そうだとすると、TGF は地上のセンサーから RHESSI の直下点までの距離よりもさらに放射線状に 400 km 程度常に離れていないといけない。Cummer et al. は、この様な状況は現実には起こり難いと結論付けている。さらにこの状況では、雷放電の位置を一貫して TGF の南側にシフトさせる。それは、地球磁場に束縛される逃走電子ビームを生成したガンマ線に対し期待される方向と反対である。最後に、TGFs は実際には、観測された雷放電の前に発生しており、そこでの雷の物理過程により生成されるという考え方である。放電前の物理過程による逃走電子絶縁破壊の開始は、雷放電の電荷モーメントが仮に小さい場合でも説明可能である。

先に示した遅延時間の分布の平均を差し引いた場合、雷放電は TGF 発生の前 (ほぼ全て ± 1 ms) に密集

している。1 ms から数 100 ms まで変化する [Lyons, 1996] 雷放電 - スプライト間の典型的な遅延時間と、これは明らかに異なる。Cummer et al. は、TGF の開始が、雷放電の数 ms 以内で発生する過程と関係があることを指摘し、また観測された TGF はスプライトを発生させる様な遅い電荷移動を伴う雷放電では生成されないと示唆している。

雷放電の時間の ± 1 ms の時間の広がり、雷放電と TGF の検出地点の距離のオフセットに制限を設ける。Cummer et al. によると、もし RHESSI の時間が正確であるならば、雷放電の位置が RHESSI の直下点から、 ± 300 km 移動していることを示している。一方、RHESSI の時間が不確かであるならば、この移動距離は小さくなるであろう。遅延時間の分布が長時間方向には分布していないということは TGF の北側で雷放電が発生した場合に起こり得る。しかし、地球の磁場が逃走電子ビームにおよぼす影響を考慮すると、TGF は雷の南側で発生するはずで、この点が矛盾する。

同様に、雷放電の電波の到来方向と、RHESSI 直下点方向との差は、方位角の空間的なオフセットに制限を設ける。この差は、平均 2.8° 、及び標準偏差 4.0° である。デューク大学と、個々の TGF イベントでの RHESSI 直下点との差 (典型的に 2000-4000 km) を見積もるとき、この $\pm 4.0^\circ$ というずれは、 ± 200 km の方位角の変化に対応する。Cummer et al. の観測システムを用いた時の到来角推定精度は、時間精度程は高くないけれども、方位角方向の移動量は、イベントの時間分布により決定される ± 300 km の移動量と一致する。

Cummer et al. は、これら 13 イベントについて、RHESSI 直下点を中心とする半径 300 km の円内で、雷放電が発生したと結論付けた。つまりガンマ線のビームは、とりわけ幅広く放射されないけれども、Lehtinen et al. [1999] の計算結果が示す様に、RHESSI の高度で直径 300 km となる程には狭いビームではないことを示した。

■相関性のある雷放電の測定

雷放電の垂直方向の電流モーメント、及び電荷モーメントの変化は、VLF-ELF 信号で測定する事ができる [Cummer and Inan, 2000]。雷放電のエネルギーを推定するとき、多くの場合この方法により解析されている [例えば、Cummer and Lyons, 2005]。また、Cummer et al. は、この技術による電荷モーメントの推定は最悪の場合、誤差が $-33\% / +50\%$ になると算出した。

13 発の雷放電に対し、Cummer et al. は、放電直後の電荷モーメントの変化 ($i\Delta M_q$) の最大値が $107 \text{ C} \cdot \text{km}$ 、最小値が $11 \text{ C} \cdot \text{km}$ 、及び平均値が $49 \text{ C} \cdot \text{km}$ であることを発見した。これらの雷放電の全ては、インパルスの (2 ms 以内の電荷推移) であり、空電観測データにおいては、雷放電の連続電流の発生は確認されなかった。補足として、落雷は、放電開始後に一過程で完了せず間欠的に進展し帰還雷撃^{*15}などへ進展する。この間欠的な進展をステップトリーダと呼び、これによりあらかじめ電離されている路 (放電路) が形成される。加えて、落雷では帰還雷撃による放電路のきわめて明るい発光に引き続き、放電路が弱い発光を 1 - 200 ms 程度継続することがしばしばあり、この継続発光に重なり数 ms から、さらに + 数 ms 間隔で放電路の発光が 1 - 2 ms 強まることが観測されている。発光を継続することは、放電路に電流が継続しており、この連続発光に対応する電流を連続電流という [Kitagawa et al., 1962]。連続電流が小さく、検出されなかったと

^{*15} 落雷の諸過程のうち、雷鳴と雷光を伴い放電路に電流が流れ電荷を中和する現象

しても、発生時刻に関する解析では、観測された TGFs の発生において、重要な役割を果たすことはない
Cummer et al. は指摘している。

これらの $i\Delta M_q$ s は、高高度の逃走電子絶縁破壊を経て、TGFs に至るのに必要とされる、約 $6000 \text{ C} \cdot \text{km}$ という値の 50-500 倍も小さい [Lehtinen et al., 2001]。実際、これらの $i\Delta M_q$ s は、米国の高原で、典型的にスプライトを作り出す雷放電の $i\Delta M_q$ s よりも 50-500 倍小さい [Cummer and Lyons, 2005]。この理論と観測との差異を定量化するために、観測された最も大きい 2 発の雷放電に対して、観測された電流モーメントの波形を用いて、雷放電直後の雷雲上空の垂直方向の電場を推定した。このために CG の電流モーメント波形を電場のフルウェーブモデルを用いて求めた [Cummer, 2000]。これら 2 発の雷放電は、2004 年 5 月 13 日 13:49:47.202 (UT)、及び 2004 年 10 月 22 日 04:33:32.234 (UT) に記録され、1662 km 及び 2390 km と比較的デューク大学に近い場所で発生した。それぞれの $i\Delta M_q$ s は、 $130 \text{ C} \cdot \text{km}$ 、及び $107 \text{ C} \cdot \text{km}$ であった。5 月 13 日の TGF の関係している雷放電は、観測器のトリガーモードにより記録され、それ故、統計的な解析には含めていない。しかしながら、それらの値は Cummer et al. が観測した最大の $i\Delta M_q$ であったため、これを上限とした。

これら 2 発の事例について、Figure 23 はモデルによって計算された雷放電開始 2 ms 後の雷雲上空での垂直方向の電場の高度分布図である。比較のために、Cummer et al. は、同じモデルで、逃走電子によりガンマ線が生成する様な、高度 15 km から 450 C の電荷移動に伴う雷放電 [Lehtinen et al., 2001] による電場を計算した。Lehtinen et al. [2001] のモデルでの雷放電が作り出す電場は、逃走電子絶縁破壊の閾値の 8-10 倍である。一方、観測された雷放電が生成した電場は、モデルの電場より 2 桁小さい (Figure 23)。

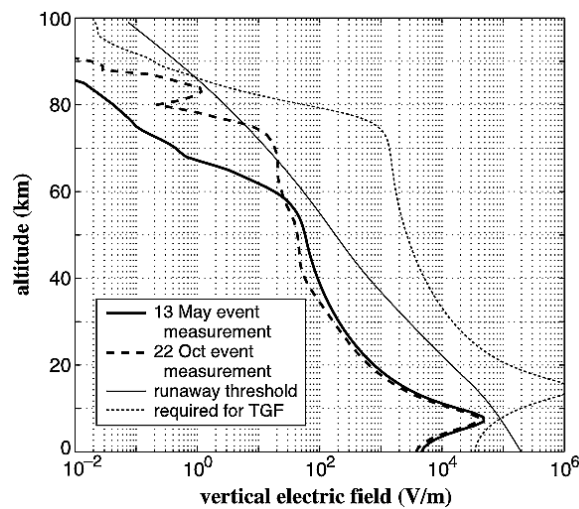


Figure 23 2 発の TGF と相関する最大の雷放電、及び Lehtinen et al. [2001] の逃走電子絶縁破壊モデルに基づいた、雷放電上空の垂直方向の電場。予測された逃走絶縁破壊の閾値も示してある。 [Cummer et al., 2005]

Cummer et al. は、全シミュレーションにおいて、放電が先端放電であると仮定した。より現実的なモデルでは、分布した空間電荷が高高度に発生した電場を減少させる。等しい $i\Delta M_q$ を持つ雲間放電 (IC 放電: InterCloud discharge) も、より小さい電場を生成する [Pasko et al., 1997]。

これらの観測結果を考慮しても、高度 30 - 50 km の間に、放電後の逃走電子モデルに必要とされる数 kV/m のオーダーの電場がどのようにして存在するのかを説明することは困難である。高度 30 - 50 km における電場の緩和時間は、それぞれ約 800 ms、及び 80 ms である [Pasko et al., 1997]。雷放電後の電場は、弱く、継続時間は、電場の緩和時間より長いけれども [Baginski et al., 1988]、さらなる電荷の移動により生成された強い電場は、緩和時間とほぼ等しい時間スケールで崩壊する。その結果、1 sec、もしくはそれより早いオーダーで発生するより低い高度の電荷の移動は、それらの高度で強力な電場を生成することが可能である。数 $1000 \text{ C} \cdot \text{km}$ の大きさ、及び 1 sec もしくはより短い時間スケールを必要とする、垂直方向の電荷の動きは、Cummer et al. の観測器により、容易に検出され得る [Cummer and Füllekrug, 2001]。しかし、そのような特徴は見られなかった。これに対して何 10 km に及ぶ水平の電荷の動き (100 C のオーダー) は、必要とされる電場を生成することができるが、Cummer et al. のセンサーにより検出されることはない。

仮に電荷の移動が起きる高度に近い領域で電子雪崩が発生する場合に、観測された小規模な電荷の移動でも逃走電子絶縁破壊を生成することができる。一つの可能性としては、30 km より低い高度で、観測された雷放電、及び (もしくは) 雲内の放電過程と関係している、局所的な電場により、逃走絶縁破壊が生成されることである。この考えは、低緯度での TGF の観測によって、支持されている [Smith et al., 2005]。また、水平方向の地球の磁場が、逃走電子絶縁破壊の発生高度に 35 km 以上で発生しないと制限をつけている [Lehtinen et al., 1999]。そのため、観測データに一致するメカニズムは、観測された雷放電が、雷雲内部、もしくは雷雲上空で強力な電場を生成し、この電場が高度 35 km 以下で逃走電子、電子雪崩、及び TGF を生成するというものである。ここで逃走電子は、高高度では地球の磁場により逃走過程が中断されるので、それらが大気から逸脱することはないことに注意する必要がある。TGFs が、観測され得る程中規模の雷放電より前に発生する、すなわち、小規模の雷雲内部の放電過程が TGF を生成していて、それ以後に続く放電過程が TGFs の原因ではない可能性がある。

もう一つの可能性は、低緯度での TGFs の存在と一致していないけれども、雷雲からの上向きの電荷の導入が、高高度の強い電場を生成することである。このような上向きの電荷移動は、雷雲上端に起源を発するブルージェット [Wescott et al., 1995]、もしくは巨大ジェット [Pasko et al., 2002] の様な上向きのストリーマーの存在を考慮すると、その可能性を否定できない。

3.2.2 Cummer et al., 2005 のまとめ

Cummer et al. は RHESSI の観測結果、及びデューク大学の磁場センサーを用いて、26 イベントの TGFs のうち 13 イベントを解析した。その結果、TGF の発生時間の $-3/+1 \text{ ms}$ 以内に雷放電による空電を観測し、これが +CG の帰還雷撃と関係があることを示した。しかし、TGF が雷放電の前後どちらで発生するかを結論することはできなかった。RHESSI の直下点が雷放電の 300 km 以内であるときに検出された空電と TGFs とが関係していると発見した。さらに、逃走電子理論において TGF の生成に必要な電場を生成する雷放電の電荷モーメントと、実際に観測データから推定した雷放電の電荷モーメントの比較では、逃走電子理論に比べ、観測値の方が 50-500 倍小さく、逃走絶縁破壊の高度と電荷が推移する高度に近いことも明らかにした。

3.3 本章のまとめと考察

TGFs の観測機器の現状は、CGRO が運用終了となったため RHESSI による観測が主である。RHESSI による TGFs の全球発生頻度分布、ライトカーブの観測、及び雷放電の全球発生頻度分布から、TGFs の分布が雷放電の分布と相似しているが、その頻度が雷放電に比べ多くて 0.1 % 程度しかないことが示され、TGFs が放射線帯内帯の電子の供給源である可能性も示唆された [Smith et al., 2005]。一方、TGFs と雷放電の時間差、及び雷放電の電荷モーメントの観測により、TGFs と +CG の帰還雷撃には相関があり、その電荷モーメントの観測値と逃走電子理論による計算値との比較では、計算値に比べ観測値が 50-500 倍小さいことが示された [Cummer et al., 2005]。しかし、雷放電の電荷モーメントの理論値と観測値の差の理由、TGFs が雷放電により生成されるとした場合に雷放電の特徴の特定には至っていない。このことから、TGFs の発生過程を特定するには、さらに多くの TGFs 及び雷放電の衛星軌道上からの同時観測が必要である。

4 まとめと考察

本論文では、高高度放電発光現象について、(1) スプライトの地上光学観測データを用いた電子のエネルギーの推定 [Miyasato et al., 2003]、(2) スプライトの衛星軌道上からの観測データ、及び地上での雷放電観測を用いたスプライトと雷放電の地理的分布の特定 [Frey et al., 2007] をそれぞれレビューした(2章)。また、地球ガンマ線の発生過程については、(1) ガンマ線観測衛星を用いた地球ガンマ線の観測 [Smith et al., 2005]、(2) ガンマ線観測衛星を用いた地球ガンマ線放射と雷放電の相関解析結果 [Cummer et al., 2005] をレビューした(3章)。

Miyasato et al. [2003] では、スプライトヘイローを地上光学観測し、その発光スペクトルの強度比によって、スプライトヘイローを引き起こす電子のエネルギーを推定した。推定された電子のエネルギーのピーク値は Maxwell-Boltzmann 分布で 6-23 eV であり、Druryvesteyn 分布では 7-16 eV であった。一方、推定された電子のエネルギーの平均値は Maxwell-Boltzmann 分布で 3-10 eV であり、Druryvesteyn 分布で 4-10 eV である (Table 4, 5)。スプライトヘイローの高度の低い領域ほど電子のエネルギーが高い傾向が示された (Figure 13)。

Frey et al. [2007] では、ISUAL により観測されたスプライトヘイロー、及び同時にデューク大学の磁場センサーにより観測された雷放電電磁波データを比較し、海上、及び陸上での発生数を比較をした。観測結果から、カリブ海の領域で、海上でのスプライトヘイローの発生割合が約 75 % であり、陸上での発生割合が 25 % であることが判明した。ISUAL で観測されたスプライトヘイローを生成する CG は、全てが -CG であった (Figure 18)。これらの事実は、スプライトヘイローが +CG による準静電場モデルと異なる発生メカニズムで発生したことを示唆している。

Miyasato et al. [2003] と Frey et al. [2007] よりスプライトヘイローの発生過程では、CG により雷雲上空に発生した準静電場により電子が平均 6-23 eV まで加速され、さらに、CG の極性により発生形態に変化が生じることが明らかとなった。しかし、これを生成する電子のエネルギーの推定に用いるエネルギー分布の特定、及び相関する雷放電の極性による発生形態の変化の理由の特定には至っておらず、より統計的な TLEs と相関する雷放電の観測が必要である。この Miyasato et al. [2003]、及び Frey et al. [2007] では、解析事例数が少ない。より多くの観測、及び統計的な解析が望まれる。これらを実現するには、多数の TLEs 観測衛星、及び雷放電観測網の充実が不可欠である。

TGFs の観測機器の現状は、CGRO が運用終了となったため RHESSI による観測が主である。RHESSI による TGFs の全球発生頻度分布、ライトカーブの観測、及び雷放電の全球発生頻度分布から、TGFs の分布が雷放電の分布と相似しているが、その頻度が雷放電に比べ多くて 0.1 % 程度しかないことが示された。また、TGFs が放射線帯内帯の電子の供給源である可能性も示唆された [Smith et al., 2005]。

一方、TGFs と雷放電の時間差、及び雷放電の電荷モーメントの観測により、TGFs と +CG の帰還雷撃には相関があり、その電荷モーメントの観測値と逃走電子理論による計算値との比較では、計算値に比べ観測値

が 50-500 倍小さいことが示された [Cummer et al., 2005]。

しかし、雷放電の電荷モーメントの理論値と観測値の差の理由、TGFs が雷放電により生成されるとした場合に雷放電の特徴の特定には至っていない。このことから、TGFs の発生過程を特定するには、さらに多くの TGFs 及び雷放電の衛星軌道上からの同時観測が必要である。

今後の、TLEs, TGFs の観測においては、これらの現象と雷放電との相関関係を特定するために、衛星軌道上からの同時観測、雷放電の水平構造の観測が重要であると考えられている。さらに、これまでより高い時間分解能を有する観測機器と、高い時間精度が求められている。

5 将来計画

TLEs、及び TGFs の観測の将来計画について、ここでは、国内で進行中の計画 (SPRITE-SAT, JEM-GLISM)、及び海外で進行中の計画 (TARANIS, ASIM) を紹介する。これらの計画により、TLEs、TGFs、雷放電の関係性、及び発生メカニズムはより詳細に特定されると期待されている。

5.1 SPRITE-SAT

はじめに SPRITE-SAT を紹介する。SPRITE-SAT は、東北大学と北海道大学が中心となって開発しているスプライト、及び TGFs 観測用の小型衛星であり、宇宙航空研究開発機構 (JAXA) が平成 20 年夏期に H-IIA ロケットにピギーバック衛星として打ち上げる予定である。搭載される計測器は、CMOS カメラ 2 台 (測定波長は 740-830 nm、及び 762 nm、FOV^{*16} 40°)、CCD カメラ 2 台 (雷観測用 1 台、恒星観測用 1 台)、ガンマ線カウンタ、及び VLF アンテナである。Table 7 に観測機器をまとめる。また、投入軌道は高度 660 km、周期 98 min、太陽同期軌道、傾斜角 98° である。

Table 7 SPTITE-SAT の観測機器

搭載観測機器	台数	性能、備考
CMOS カメラ	2	測定波長 : 740-830 nm, 762 nm、FOV : 40°
CCD カメラ	2	雷観測用 1 台、恒星観測用 1 台
ガンマ線カウンタ	1	
VLF アンテナ	1	

観測目的は、スプライト・雷放電の水平構造の撮像、及び TGFs・雷放電の同時観測であり、スプライト現象については、現象の真上から観測し、スプライトを CMOS カメラ (762 nm)、雷放電の発光を CMOS カメラ (0740-830 nm) で撮像する。この際、雷放電の発光のうち 762 nm の光は、スプライト-雷雲間の下層大気により吸収される。地球ガンマ線については、140° という視野の広い CCD カメラにより、TGFs、及び雷放電の発光の同時観測を行う。Figure 24 は、SPRITE-SAT の概念図である。

*16 視野 : Field Of View

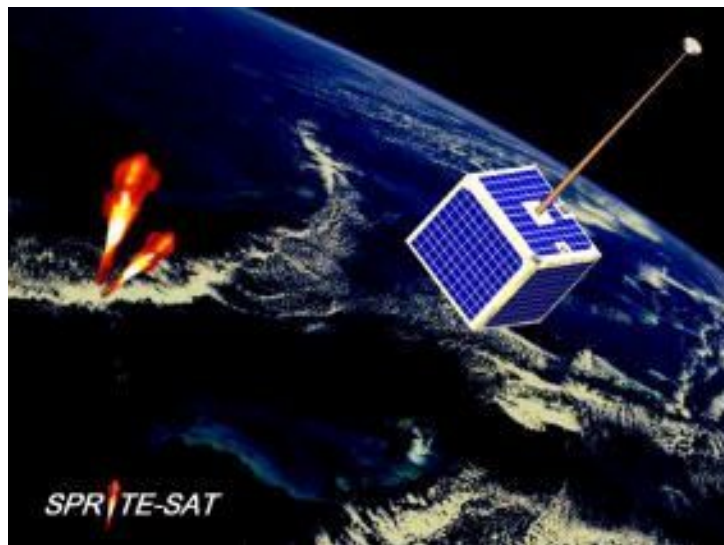


Figure 24 SPRITE-SAT の概念図 [東北大学惑星大気研究室ウェブページ : <http://pat.geophys.tohoku.ac.jp/www/indexj.html>]

5.2 JEM-GLISM

次に JEM-GLISM を紹介する。Global Lightning and Sprite Measurement on JEM-EF (JEM-GLISM) は国際宇宙ステーション (ISS) の日本実験棟「きぼう」(JEM: Japanese Experiment Module) の曝露部 (EF) に搭載予定の TLEs、及び TGFs 観測機器である。北海道大学、大阪大学、東北大学、及び JAXA の宇宙科学研究本部 (ISAS) が協力して、このプロジェクトを進行中である。搭載観測機器は、CMOS カメラ 2 台 (FOV = 40°)、フォトメータ 2 台 (FOV = 57°、及び 95°)、VHF アンテナ 2 台 ($f = 30\text{-}100\text{ MHz}$)、及び分光器 1 台 (FOV = 40°) であり、ISS の軌道は、高度 400 km の円軌道、軌道傾斜角 51.6° である。Table 8 に観測機器をまとめる。2011 年の打ち上げが予定されている。

Table 8 JEM-GLISM の観測機器

搭載観測機器	台数	性能、備考
CMOS カメラ	2	FOV : 40°
フォトメータ	2	FOV : 57°, 95°
VHF アンテナ	2	f : 30-100 MHz
分光器	1	FOV : 40°

目的は、スプライト・雷放電の全球発生頻度分布、スプライトの水平構造と雷放電との関係、スプライト・雷放電と地球ガンマ線の関係の解明である。特に分光器によってスプライトの近紫外域における発光スペクトルを取得する点や、VHF 干渉計による水平雷放電の進展過程を解明する点が、これまでのミッションと大きく異なる。

5.3 TARANIS

海外の計画としてTARANISを紹介する。Tool for the Analysis of RAdiation from lightNING and Sprites (TARANIS)はフランス国立宇宙研究センター (CNES) のスプライト、及び雷観測衛星であり、現在は開発段階で打ち上げ予定は2011年である。想定軌道は太陽同期の極軌道、高度700 km、搭載観測機器は、カメラ2台、フォトメーター3台、エックス線・ガンマ線検出器3台、電子検出器2台(70 keV-4 MeV)、電場観測用LFアンテナ(測定周波数:0-1 MHz)、電場観測用HFアンテナ(測定周波数:100 kHz-30 MHz)、磁場観測用モノバンド磁力計2台(測定周波数:数 Hz-20 kHz)、及び磁場観測用デュアルバンド磁力計1台(測定周波数:10 kHz-1 MHz)である。Table 9に観測機器をまとめる。

Table 9 TARANISの観測機器

搭載観測機器	台数	性能、備考
カメラ	2	
フォトメータ	3	
エックス線・ガンマ線検出器	3	
電子検出器	2	エネルギー範囲:70 keV-4 MeV
電場観測用LFアンテナ	1	測定周波数:0-1 MHz
電場観測用HFアンテナ	1	測定周波数:100 kHz-30 MHz
磁場観測用モノバンド磁力計	2	測定周波数:数 Hz-20 kHz
磁場観測用デュアルバンド磁力計	1	測定周波数:10 kHz-1 MHz

目的はスプライトの観測を通しての磁気圏、電離圏、大気圏の結合過程の研究にある。主な目的としてTLEsの発生率、及び関係する放射を推定を通じた発生要因の特定、大気から磁気圏へ上向きに加速する逃走電子の特定、電離圏と磁気圏との結合におけるTLEsの影響を特定、及び磁気圏と大気との結合における降下電子の役割の特定の4つがある。Figure 25は、TARANISの概念図である。



Figure 25 TARANIS の概念図 [CNES の TARANIS 紹介ウェブページ : <http://smc.cnes.fr/TARANIS/Fr/>]

5.4 ASIM

デンマークが主導する欧州宇宙機関 (ESA) のミッションの Atmospheric Space Interactions Monitor (ASIM) は、2011 年に ISS の欧州実験棟 (Columbus) の曝露部に搭載予定の観測機器である。TLEs, TGFs も観測対象となっている。搭載観測機器は、CCD カメラ 6 台、フォトメーター 6 台、エックス線及びガンマ線検出器 1 台で構成されている。CCD カメラのうち 4 台は FOV=20°×20°、空間分解能 300-600 m、時間分解能 80 ms、測定波長帯 337 nm, 391.4 nm, 650-800 nm, 762 nm、残り 2 台は FOV=80°×80°、空間分解能 300-400 m、時間分解能 80 ms、測定波長帯 337 nm, 650-800 nm である。フォトメーターは、4 台が FOV=20°×20°、時間分解能 10 μ s、測定波長 337 nm, 391.4 nm, 650-800 nm, 237 nm であり、2 台が FOV=80°×80°、時間分解能 10 μ s、測定波長 337 nm, 650-800 nm である。エックス線・ガンマ線検出器は、エネルギー範囲 7-500 keV、エネルギー分解能 <10 %、検出範囲 1032 cm² である。CCD カメラ 4 台、フォトメーター 4 台は地球の周縁を向いている。残りの観測機器は、ISS の鉛直下向きであり、これはエックス線、及びガンマ線への大気の影響を軽減するためである。Table 10 に観測機器をまとめる。

Table 10 ASIM の観測機器

搭載観測機器	台数	性能、備考
CCD カメラ	4	FOV : 20°×20°、空間分解能 : 300-600 m、時間分解能 : 80 ms 測定波長帯 : 337 nm, 391.4 nm, 650-800 nm, 762 nm
	2	FOV : 80°×80°、空間分解能 : 300-400 m、時間分解能 : 80 ms 測定波長帯 : 337 nm, 650-800 nm
フォトメータ	4	FOV : 20°×20°、時間分解能 : 10 μ s 測定波長 : 337 nm, 391.4 nm, 650-800 nm, 237 nm
	2	FOV : 80°×80°、時間分解能 : 10 μ s 測定波長 : 337 nm, 650-800 nm
エックス線・ガンマ線検出器	1	エネルギー範囲 : 7-500 keV、エネルギー分解能 : <10 % 検出範囲 : 1032 cm ²

観測目的は、気候プロセス、地球表層と大気との相互作用、宇宙のプロセスによる地球大気の変動であり、TLEs, TGFs の分野では雷放電、TLEs、及び TGFs を同時観測し、TLEs が大気に及ぼす影響、及び雷放電、TLEs, TGFs の相関関係を調査する。Figure 26 のは Columbus に搭載された AISM の概念図である。

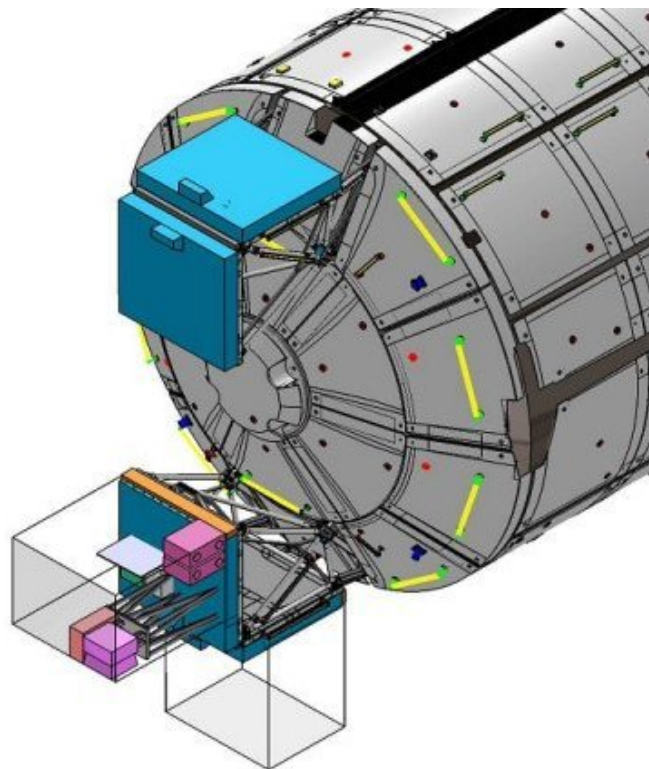


Figure 26 ASIM の概念図。[ESA の ASIM 紹介ページ：
http://www.esa.int/esaMI/CDF/SEMUIBYDE2E_0.html]

付録 A スプライトヘイローの赤色波長域と青色波長域の発光強度比の導出

2章において省略したスプライトヘイローの放射の赤色波長域と青色波長域の発光強度比の導出について説明する。

まずはじめに、分子のバンドシステムにおける i 番目の分子線の強度を推定する。AP(red), AP(blue) により観測されたスプライトヘイローの放射の場合を考慮する。また、等方的な電子で、速度 v_e を持つ電子の速度分布 $f(v_e)$ を考える。

$$n(v_e) = N_e f(v_e), \quad (\text{A-1})$$

$$\int_0^{v_{e,max}} f(v_e) dv = 1, \quad (\text{A-2})$$

ここで N_e は電子密度である。そして、電子のフラックスは以下の式で表せる。

$$\phi_e(v_e) = n(v_e)|v_e| \quad (\text{A-3})$$

$$= N_e f(v_e)|v_e|. \quad (\text{A-4})$$

また、分子が i 番目の振動状態からより低い状態に落ちたときに i 番目の分子線の放射が生成されると考える。 i 番目の振動状態の分子が速度 v_e を持つ電子の衝突により励起されるとき、 i 番目の振動状態の分子の励起率 $q_i(v_e)$ は

$$q_i(v_e) = \sigma_i(v_e) N \phi_e(v_e), \quad (\text{A-5})$$

である。ここで N は大気分子の密度、 $\sigma_i(v_e)$ は電子の衝突による i 番目の振動状態の励起断面積である。様々な速度を持つ全ての電子との衝突による i 番目の振動状態の励起率は式 A-5 を積分して得られる。

$$Q_i = \int_0^{v_e, \max} q_i(v_e) dv_e, \quad (\text{A-6})$$

$$= \int_0^{v_e, \max} \sigma_i(v_e) N \phi_e(v_e) dv_e, \quad (\text{A-7})$$

$$= \int_0^{v_e, \max} \sigma_i(v_e) N N_e f(v_e) |v_e| dv_e, \quad (\text{A-8})$$

$$= N N_e \int_0^{v_e, \max} \sigma_i(v_e) f(v_e) |v_e| dv_e. \quad (\text{A-9})$$

そのバンドシステムにおける励起された i 番目の振動状態の分子の数密度 n_i^* についての連続の式は以下のよう表せる。

$$\frac{\partial n_i^*}{\partial t} = Q_i - L_i, \quad (\text{A-10})$$

ここで、 L_i は i 番目の振動状態の分子の脱励起率であり、 j 番目の分子の種類に対してアインシュタイン係数 A_i と i 番目の振動状態のクエンチング係数 k_{ij} により与えられ、次の式で表せる。

$$L_i = A_i n_i^* + \sum_j k_{ij} [N_j] n_i^*, \quad (\text{A-11})$$

ここで $[N_j]$ は j 番目の種類の数密度である。式 A-10 の左辺 $\partial n_i^* / \partial t$ はほぼ 0 であると考えられるので、連続の式 A-10 は次のようになる。

$$Q_i - A_i n_i^* - \sum_j k_{ij} [N_j] n_i^* = 0, \quad (\text{A-12})$$

$$n_i^* = \frac{1}{A_i + \sum_j k_{ij} [N_j]} Q_i \quad (\text{A-13})$$

このとき、 i 番目の分子線の強度 I_i は以下のようになる。

$$I_i = A_i n_i^*, \quad (\text{A-14})$$

$$= \frac{A_i}{A_i + \sum_j k_{ij} [N_j]} Q_i, \quad (\text{A-15})$$

$$= N N_e \int_0^{v_e, \max} \frac{A_i}{A_i + \sum_j k_{ij} [N_j]} \sigma_i(v_e) f(v_e) |v_e| dv_e. \quad (\text{A-16})$$

$$(\text{A-17})$$

バンドシステムの合計強度 I_i は全ての分子線の強度の総和となり、次の式で表される。

$$I = \sum_i I_i, \quad (\text{A-18})$$

$$= \sum_i NN_e \int_0^{v_e, \max} \frac{A_i}{A_i + \sum_j k_{ij}[N_j]} \sigma_i(v_e) f(v_e) |v_e| dv_e, \quad (\text{A-19})$$

$$= NN_e \int_0^{v_e, \max} \left(\sum_i \frac{A_i}{A_i + \sum_j k_{ij}[N_j]} \sigma_i(v_e) \right) f(v_e) |v_e| dv_e. \quad (\text{A-20})$$

また、式 A-20 より、 NN_e は次式で表せる。

$$NN_e = \frac{I}{\int_0^{v_e, \max} \left(\sum_i A_i / (A_i + \sum_j k_{ij}[N_j]) \sigma_i(v_e) \right) f(v_e) |v_e| dv_e}. \quad (\text{A-21})$$

式 A-21 を用いて、 I_i は次のようになる。

$$I_i = \frac{\int_0^{v_e, \max} A_i / (A_i + \sum_j k_{ij}[N_j]) \sigma_i(v_e) f(v_e) |v_e| dv_e}{\int_0^{v_e, \max} \left(\sum_i A_i / (A_i + \sum_j k_{ij}[N_j]) \sigma_i(v_e) \right) f(v_e) |v_e| dv_e} I. \quad (\text{A-22})$$

次に、A-22 を次の関係を用いて電子エネルギー（温度）座標 $F(\varepsilon_e)$ に変換する。

$$\varepsilon = \frac{1}{2} m v^2, \quad (\text{A-23})$$

$$F(\varepsilon_e) d\varepsilon = f(v_e) dv_e, \quad (\text{A-24})$$

$$I_i = \frac{\int_0^{\varepsilon_e, \max} A_i / (A_i + \sum_j k_{ij}[N_j]) \sigma_i(\varepsilon_e) F(\varepsilon_e) |\varepsilon_e| d\varepsilon_e}{\int_0^{\varepsilon_e, \max} \left(\sum_i A_i / (A_i + \sum_j k_{ij}[N_j]) \sigma_i(\varepsilon_e) \right) F(\varepsilon_e) |\varepsilon_e| d\varepsilon_e} I. \quad (\text{A-25})$$

ここで、スプライトハイローを作り出す電子のエネルギー放射に対する赤波長域と青波長域の放射比を計算する。スプライトハイローの強度を I_{sp} とすると、AP(red) もしくは AP(blue) により観測された強度は主要な 4 つのバンドシステム (N_2 1P, N_2^+ ML, N_2 2P, N_2^+ 1N) の中の各々の分子線からの放射の総和で表される。各々のバンドシステムの波長域を考慮すると、4 つのバンドシステムの強度は次のように表される。

$$I_{1P,i} = R_{1P,i} I_{sp}, \quad I_{ML,i} = R_{ML,i} I_{sp}, \quad (\text{A-26})$$

$$I_{2P,i} = R_{2P,i} I_{sp}, \quad I_{1N,i} = R_{1N,i} I_{sp}. \quad (\text{A-27})$$

電子エネルギーを 50 eV まで考えるとき、 $R_{1P,i}, R_{ML,i}, R_{2P,i}, R_{1N,i}$ は次式のように表せる。

$$R_{1P,i} = \frac{\int_0^{50} A_{1P}/(A_{1P} + \sum_j k_{1P,j}[N_j])\sigma_{\lambda,1P,i}(\varepsilon_e)F(\varepsilon_e)\varepsilon_e d\varepsilon_e}{\int_0^{50} \left(\sum_{i=1}^{20} A_{1P}/(A_{1P} + \sum_j k_{1P,j}[N_j])\sigma_{\lambda,1P,i}(\varepsilon_e)\right)F(\varepsilon_e)\varepsilon_e d\varepsilon_e}, \quad (\text{A-28})$$

$$R_{ML,i} = \frac{\int_0^{50} A_{ML}/(A_{ML} + \sum_j k_{ML,j}[N_j])\sigma_{\lambda,ML,i}(\varepsilon_e)F(\varepsilon_e)\varepsilon_e d\varepsilon_e}{\int_0^{50} \left(\sum_{i=1}^{20} A_{ML}/(A_{ML} + \sum_j k_{ML,j}[N_j])\sigma_{\lambda,ML,i}(\varepsilon_e)\right)F(\varepsilon_e)\varepsilon_e d\varepsilon_e}, \quad (\text{A-29})$$

$$R_{2P,i} = \frac{\int_0^{50} A_{2P}/(A_{2P} + \sum_j k_{2P,j}[N_j])\sigma_{\lambda,2P,i}(\varepsilon_e)F(\varepsilon_e)\varepsilon_e d\varepsilon_e}{\int_0^{50} \left(\sum_{i=1}^{20} A_{2P}/(A_{2P} + \sum_j k_{2P,j}[N_j])\sigma_{\lambda,2P,i}(\varepsilon_e)\right)F(\varepsilon_e)\varepsilon_e d\varepsilon_e}, \quad (\text{A-30})$$

$$R_{1N,i} = \frac{\int_0^{50} A_{1N}/(A_{1N} + \sum_j k_{1N,j}[N_j])\sigma_{\lambda,1N,i}(\varepsilon_e)F(\varepsilon_e)\varepsilon_e d\varepsilon_e}{\int_0^{50} \left(\sum_{i=1}^{20} A_{1N}/(A_{1N} + \sum_j k_{1N,j}[N_j])\sigma_{\lambda,1N,i}(\varepsilon_e)\right)F(\varepsilon_e)\varepsilon_e d\varepsilon_e}. \quad (\text{A-31})$$

ここで、 $I_{1P,i}, I_{ML,i}, I_{2P,i}, I_{1N,i}$ は 4 つのバンドシステムにおける i 番目の分子線の強度をそれぞれ示している。また、 $\sigma_{\lambda,1P,i}, \sigma_{\lambda,ML,i}, \sigma_{\lambda,2P,i}, \sigma_{\lambda,1N,i}(\text{cm}^2)$ は 4 つのバンドシステムにおける i 番目の分子線の励起断面積をそれぞれ示している。さらに、 $A_{1P}, A_{ML}, A_{2P}, A_{1N}(\text{s}^{-1})$ は 4 つのバンドシステムにおけるアインシュタイン係数をそれぞれ示している。 $k_{1P}, k_{ML}, k_{2P}, k_{1N}(\text{cm}^3\text{s}^{-1})$ は 4 つのバンドシステムにおけるクエンチング係数をそれぞれ示している。 ε_e は電子エネルギー、 $F(\varepsilon_e)(\text{eV}^{-1})$ は電子エネルギーの分布関数である。

AP(red), AP(blue) により観測された強度は次の式で与えられる。

$$I_{AP(\text{red})} = \int_0^{50} \sum_{i=1}^{20} \alpha_{1P,i}(\varepsilon)T_{1P,i}I_{1P,i}d\varepsilon + \int_0^{50} \sum_{i=1}^3 \alpha_{ML,i}(\varepsilon)T_{ML,i}I_{ML,i}d\varepsilon, \quad (\text{A-32})$$

$$I_{AP(\text{blue})} = \int_0^{50} \sum_{i=1}^{11} \alpha_{2P,i}(\varepsilon)T_{2P,i}I_{2P,i}d\varepsilon + \int_0^{50} \sum_{i=1}^6 \alpha_{1N,i}(\varepsilon)T_{1N,i}I_{1N,i}d\varepsilon, \quad (\text{A-33})$$

ここで、 $\alpha_{1P,i}, \alpha_{ML,i}, \alpha_{2P,i}, \alpha_{1N,i}(\text{mV}\text{K}^{-1})$ は、4 つのバンドシステムの各々の分子線に対するフォトメータの合計感度を示す。また、 $T_{1P,i}, T_{ML,i}, T_{2P,i}, T_{1N,i}$ は、4 つのバンドシステムの i 番目の分子線の波長での大気透過率を示す。式 A-32, A-33 から赤波長域と青波長域の放射強度比 (*blue/red*) は次式となる。

$$\text{blue/red} = I_{AP(\text{blue})}/I_{AP(\text{red})}. \quad (\text{A-34})$$

謝辞

本論文の作成にあたり多くの方々にご指導して頂きました。誠にありがとうございます。

特に指導教員である佐藤光輝講師には、お忙しい中夜分遅くまで論文の完成にご尽力いただき厚く御礼申し上げます。惑星物理学研究室の渡部重十教授には、配属当初より温かな指導をしていただき、またこの分野にお導きをくださいましたことを心より感謝申し上げます。同研究室の南部慎吾さんには、常日頃より親切丁寧な指導を頂き、大変お世話にましました。深謝申し上げます。同じく同研究室の山下達也さんには、多くの質問に優しくお答えくださり、誠にありがとうございます。また、お二人には某炭酸飲料をご提供いただきました。重ねてお礼申し上げます。倉本圭教授をはじめとする研究室の皆様には、ゼミ等日頃の研究室生活からお世話になり本当にありがとうございます。

同研究室の4年生は多くの希望と笑いを与えてくださいました。おかげでこの数ヶ月をのりきることができました。本当に感謝しています。加えて、海洋気候物理学研究室の一部の方には共に喫煙所で過ごしていただきました。大変感謝しております。

参考文献

- [1] Armstrong, R.A., Shorter, J.A., Taylor, M.J., Suszcynsky, D.M., Lyons, W.A. and Jeong, L.S. (1998), Photometric measurements in the SPRITES' 95 & '96 campaigns of nitrogen second positive (399.8 nm) and first negative (427.8 nm) emissions. *Journal of Atmospheric and Solar-Terrestrial Physics*, **60**, 787 – 799.
- [2] Armstrong, R. A., D. M. Suszcynsky, W. A. Lyons, T. E. Nelson (2000), Multi-color photometric measurements of ionization and energies in sprites, *Geophysical Research Letters*, **27**, 653-656.
- [3] Baginski, M. E., L. C. Hale, and J. J. Olivero (1988), Lightning-related fields in the ionosphere, *Geophysical Research Letters*, **15**, 764 – 767.
- [4] Boccippio, D. J., E. R. Williams, S. J. Heckman, W. A. Lyons, I. T. Baker, and R. Boldi (1995), Sprites, ELF transients, and positive ground strokes, *Science*, **269**, 1088.
- [5] Chern, J. L., R. R. Hsu, H. T. Su, S. B. Mende, H. Fukunishi, Y. Takahashi and L. C. Lee (2003), Global survey of upper atmospheric transient luminous events on the ROCSAT-2 satellite, *Journal of Atmospheric and Solar-Terrestrial Physics*, **65**, 647-659.
- [6] Christian, H. J., R. J. Blakeslee, D. J. Boccippio, W. L. Boeck, D. E. Buechler, K. T. Driscoll, S. J. Goodman, J. M. Hall, W. J. Koshak, D. M. Mach, and M. F. Stewart (2003), Global frequency and distribution of lightning as observed from space by the Optical Transient Detector, *Journal of Geophysical Research*, **108(D1)**, 4005, doi:10.1029/2002JD002347.
- [7] Cummer, S. A., and M. Füllekrug (2001), Unusually intense continuing current in lightning causes delayed mesospheric breakdown, *Geophysical Research Letters*, **28**, 495 – 498.
- [8] Cummer, S. A., and W. A. Lyons (2005), Implications of lightning charge moment changes for sprite initiation, *Journal of Geophysical Research*, **110**, A04304, doi:10.1029/2004JA010812.
- [9] Cummer, S. A., Y. Zhai, W. Hu, D. M. Smith, L. I. Lopez, and M. A. Stanley (2005), Measurements and implications of the relationship between lightning and terrestrial gamma ray flashes, *Geophysical Research Letters*, **32**, L08811, doi:10.1029/2005GL022778.
- [10] Dwyer, J. R., H. K. Rassoul, M. Al-Dayeh, L. Caraway, B. Wright, A. Chrest, M. A. Uman, V. A. Rakov, K. J. Rambo, D. M. Jordan, J. Jerauld, and C. Smyth (2004), A ground level gamma-ray burst

- observed in association with rocket-triggered lightning, *Geophysical Research Letters*, **31**, L05119, doi:10.1029/2003GL018771.
- [11] Feng, H., T. P. Li, M. Wu, M. Zha, and Q. Q. Zhu (2002), Temporal and spectral properties of gamma-ray flashes, *Geophysical Research Letters*, **29(3)**, 1036, doi:10.1029/2001GL013992.
- [12] Frey, H. U., S. B. Mende, S. A. Cummer, J. Li, T. Adachi, H. Fukunishi, Y. Takahashi, A. B. Chen, R.-R. Hsu, H.-T. Su, and Y.-S. Chang (2007), Halos generated by negative cloud-to-ground lightning, *Geophysical Research Letters*, **34**, L18801, doi:10.1029/2007GL030908.
- [13] 後藤 憲一 (1967), プラズマ物理学, 共立出版株式会社.
- [14] Green, B. D., M. E. Fraser, W. T. Rawlins, L. Jeong, W. A. M. Blumberg, S. B. Mende, G. R. Swenson, D. L. Hampton, E. M. Wescott, and D. D. Sentman (1996), Molecular excitation in sprites. *Geophysical Research Letters*, **23**, pp. 2161 – 2164.
- [15] Hampton, D. L., M. J. Heavner, E. M. Wescott, and D. D. Sentman (1996), Optical Spectral Characteristics of Sprites, *Geophysical Research Letters*, **23(1)**, 89 – 92.
- [16] Heavner, M. J., D. D. Sentman, D. R. Moudry, E. M. Wescott, C.L. Siefiring, and J.S. Morrill (2000), Sprites, blue jets, and elves: optical evidence of energy transport across the stratopause. *AGU Monograph*, **123**, Atmospheric Science Across the Stratopause, 69 – 82.
- [17] Kitagawa, N., and M. Brook (1962), Continuing current in cloud-to-ground lightning discharges, *Journal of Geophysical Research*, **67**, 637-647.
- [18] 北川 信一郎 (1996), 日本海沿岸の冬季雷雲の気象学的特徴, *天気*, **43**, 89-99.
- [19] 北川 信一郎, 河崎 善一郎, 三浦 和彦, 道本 光一郎 (1996), 大気電気学, 東海大学出版会.
- [20] Lehtinen, N. G., T. F. Bell, and U. S. Inan (1999), Monte Carlo simulation of runaway MeV electron breakdown with application to red sprites and terrestrial gamma ray flashes, *Journal of Geophysical Research*, **104**, 24,699 – 24,712.
- [21] Lehtinen, N. G., U. S. Inan, and T. F. Bell (2001), Effects of thunderstorm-driven runaway electrons in the conjugate hemisphere: Purple sprites, ionization enhancements, and gamma rays, *Journal of Geophysical Research*, **106(A12)**, 28,841 – 28,856.
- [22] Lyons, W.A., M. Uliasz, and T.E. Nelson (1998), Large Peak Current Cloud-to-Ground Lightning Flashes during the Summer Months in the Contiguous United States, *Monthly Weather Review*, **126**,

- 2217 – 2233.
- [23] Lyons, W. A., T. E. Nelson, E. R. Williams, S. A. Cummer, and M. A. Stanley (2003), Characteristics of sprite-producing positive cloud-to-ground lightning during the 19 July 2000 STEPS mesoscale convective systems, *Monthly Weather Review*, **131**, 2417.
- [24] Lay, E. H., A. R. Jacobson, R. H. Holzworth, C. J. Rodger, and R. L. Dowden (2007), Local time variation in land/ocean lightning flash density as measured by the World Wide Lightning Location Network, *Journal of Geophysical Research*, **112**, D13111, doi:10.1029/2006JD007944.
- [25] Miyasato, R., H. Fukunishi, Y. Takahashi and M.J. Taylor (2003), Energy estimation of electrons producing sprite halos using array photometer data, *Journal of Atmospheric and Solar-Terrestrial Physics*, **65**, 573 – 581.
- [26] Miyasato, R., M. J. Taylor, H. Fukunishi, and H. C. Stenbaek-Nielsen (2002), Statistical characteristics of sprite halo events using coincident photometric and imaging data, *Geophysical Research Letters*, **29(21)**, 2033, doi:10.1029/2001GL014480.
- [27] Moore, C. B., K. B. Eack, G. D. Aulich, and W. Rison (2001), Energetic Radiation Associated with Lightning Stepped-Leaders, *Geophysical Research Letters*, **28(11)**, 2141 – 2144.
- [28] Morrill, S. B., R.L. Rairden, V. P. Pasko, M. J. Berg, D. R. Heavner, D. R. Moudry, W. M. Benesch, E. M. Wescott, and D. D. Sentman (1998), Time resolved N₂ triplet state vibrational populations and emissions associated with red sprites. *Journal of Atmospheric and Solar-Terrestrial Physics*, **60**, 811 – 829.
- [29] Nemiroff, R. J., J. T. Bonnell, and J. P. Norris (1997), Temporal and spectral characteristics of terrestrial gamma flashes, *Journal of Geophysical Research*, **102(A5)**, 9659 – 9665.
- [30] Pasko, V. P., U. S. Inan, T. F. Bell, and Y. N. Taranenko (1997), Sprites produced by quasi-electrostatic heating and ionization in the lower ionosphere, *Journal of Geophysical Research*, **102**, 4529 – 4561.
- [31] Pasko, V. P., M. A. Stanley, J. D. Mathews, U. S. Inan, and T. G. Wood (2002), Electrical discharge from a thundercloud top to the lower ionosphere, *Nature*, **416**, 152 – 154.
- [32] Smith, D. M., L. I. Lopez, R. P. Lin, and C. P. Barrington-Leigh (2005), Terrestrial gamma-ray flashes observed up to 20 MeV, *Science*, **307**, 1085 – 1088.
- [33] Shaw, M. and Campos, J. (1983), Emission cross section of the second positive and first negative systems of N₂ and N₂⁺ excited by electron impact, *Journal of Quantitative Spectroscopy and Radiative*

- Transfer*, **30**, 73 – 76.
- [34] Stanton, P. and St. John, R.M. (1969), Electron excitation of the first positive bands of N₂ and of the first negative and Meinel bands of N₂⁺, *Journal of the Optical Society of America*, **59**, 252 – 260.
- [35] 高橋 勲 (1986), 雷の電気、気象研究ノート, **154**号, 365-379.
- [36] Takahashi, T., T. Tajiri, and Y. Sono (1999), Charges on graupel and snow crystals and the electrical structure of winter thunderstorms, *Journal of the Atmospheric Sciences*, **56**, 11, 1561-1578.
- [37] Taranenko, Y. N., U. S. Inan, and T. F. Bell (1993), Interaction with the lower ionosphere of electromagnetic pulses from lightning: heating, attachment, and ionization. *Geophysical Research Letters*, **20**, 1539 – 1542.
- [38] Taranenko, Y. N., U. S. Inan, and T. F. Bell (1993), The interaction with the lower ionosphere of electromagnetic pulses from lightning: excitation of optical emissions. *Geophysical Research Letters*, **19**, 2675 – 2678.
- [39] Tonev, P. T., and Velinov, P. I. Y. (2003), Quasi-electrostatic fields in the near-earth space produced by lightning and generation of runaway electrons in ionosphere, *Advances in Space Research*, **31** (5), 1443 – 1448.
- [40] Wescott, E. M., D. D. Sentman, D. L. Osborne, D. L. Hampton, and M. J. Heavner (1995), Preliminary results from the SPRITES94 aircraft campaign: 2. Blue jets, *Geophysical Research Letters*, **22**, 1209 – 1212.
- [41] Wescott, E. M., H. C. Stenbaek-Nielsen, D. D. Sentman, M. J. Heavner, D. R. Moudry, and F. T. Sao Sabbas (2001), Triangulation of sprites, associated halos and their possible relation to causative lightning and micrometeors, *Journal of Geophysical Research*, **106**, 10, A67.
- [42] Williams, E. R., and S. J. Heckman (1993), The local diurnal variation of cloud electrification and the global diurnal variation of negative charge on the Earth, *Journal of Geophysical Research*, **98**, 5221.
- [43] Williams, E., E. Downes, R. Boldi, W. Lyons, and S. Heckman (2007), Polarity asymmetry of sprite-producing lightning: A paradox?, *Radio Science*, **42**, RS2S17, doi:10.1029/2006RS003488.