

モンテカルロ法によるオーロラX線の 大気中における拡散シミュレーション

小玉正弘*、小倉絃一**

大気頂上で発生した制動放射X線が大気中を伝搬して気球高度に到達するまでに受ける散乱効果を、モンテカルロ法により発生X線のエネルギー、入射角および大気の深さの関数として計算した。これから大気中でのX線像のボケについて次の結論を得た。1) 撮像ボケはエネルギーおよび入射角の増大とともに大きくなるが、深さ6~14g/cm²の範囲内では、大気の深さや発生スペクトルの型にはあまり依存しない。2) 上向き散乱成分は下向き成分の約1/2を占めるが、その割合は深さとともに増加する。3) 鉛直入射の場合、天頂角30°~50°の範囲で下向き成分は最大となる。また、水平方向への拡がりは深さ10g/cm²で半値幅10km以内である。計算はパソコンで行ない、1回の試行に10,000個の光子を発生させ、それを種々の初期条件下で合計約300回繰返した。所要時間は1試行あたり平均115分である。

キーワード：オーロラX線、モンテカルロ計算、制動放射

1. はじめに

気球高度でオーロラX線空間分布の撮像を行なった場合、得られた像が発生高度における像を必ず正確に反映するとは限らない。そこに到達するまでに大気によるコンプトン散乱や光電効果吸収を受けて当初の方向を失うからである。これらの散乱や吸収は全く確率的な過程なので、撮像ボケの程度を定量的に求めるためには、解析的手段によるよりはモンテカルロ法によって1個1個の光子の伝搬過程を追跡する方が適している。これまでこの種のモンテカルロシミュレーションはオーロラX線のエネルギースペクトルの決定にしばしば用いられたが¹⁾⁻⁴⁾、拡散ボケを求めた例は皆無である。

オーロラX線の空間分布は親粒子である高速電子の発生、加速、伝搬機構に直接関係する重要な物理情報の一つである。オーロラを起こす高速電子の発生機構には、磁気圏中性面での磁力線再結合モデルと電離層上部での電場加速モデルの2つがある。可視光オーロラを作るよ

うな低エネルギー電子の発生はどちらのモデルでも説明できるが、X線を発生する数10keV以上の高エネルギー電子には前者のモデルが適している⁵⁾。従ってX線空間分布はモデル決定のきめ手になるだけに、近時オーロラX線の撮像観測が気球、ロケット、人工衛星を利用して広く行われ、かつ計画されている⁶⁾⁻¹²⁾。

気球高度では最も容易にオーロラX線の測定が可能であるが、その代り得られたX線像がある程度歪むことは避けられない。オーロラX線は点源ではなくある有限の広がりを持つので、放射方向がたとえ等方的あるいは平行であっても、大気層が厚いかX線検出器の視野角が広い場合には、散乱X線の寄与が直達一次X線に比べて無視できなくなるからである。それ故、この歪みの程度つまり映像ボケを定量的に求めておくことは、発生点でのX線像を正確に把握する上で欠くことができない。

本報告では、パソコンを利用したモンテカルロ計算によって、主として大気頂上でピーム状X線像が深さとともにどれだけ拡がるかを、エネルギー、天頂角の関数として求めた。そしてそれらが種々のエネルギースペクトルのX線源に対してどのように変るかをシミュレートした。

*山梨医科大学物理学

**日本大学生産工学部物理

(受 付：昭和60年9月7日)

2. 大気中における X 線の伝搬

X線と大気原子・分子との相互作用には、a) 光電効果による吸収、b) 電子を反跳し X線エネルギーを低下させるコンプトン散乱、c) 軌道電子によるレーリー散乱、d) 自由電子によるトムソン散乱、e) 電子対生成などがある。このうち e) は数 100keV 以下の現象であるオーロラ X線の場合には無視してよい。また、a) と b) の過程で叩き出された電子によって二次放射 X線が発生するが、その放射確率は小さくかつエネルギーも低いので無視できる。

大気頂上付近で発生した X線は以上の諸過程をへて、大気層つまり深さの増大とともに最初の入射方向からそれていくか途中で消滅する。気球高度で検出される X線は直接到達成分 (D) と散乱成分 (S) よりなる。(D + S)/D をビルドアップ係数 (B) と言い低エネルギーほど大きい。例えば 7g/cm² の深さで、40keV で B=7.5、100keV で B=2.3 である⁴⁾。B の大きさは散乱成分の多少を反映するが映像ボケとは直接にはつながらない。多重散乱ののち最初の方向近くに戻ることがあるからである。従ってボケの大きさはモンテカルロ計算で確かめるほかはない。

3. モンテカルロシミュレーション

モンテカルロ計算では大気頂上（ここでは高度 100km とした）で光子 1 個を発生させ、乱数を使用して確率論的に相互作用の場所、型(吸収か散乱か)、散乱の種類、散乱後のエネルギーと進行方向を決定していき、光電吸収されるか、大気圏外に飛び出すか、あるエネルギー（ここでは 15GeV）以下になるかのいずれかになるまでの一生を追跡する。図 1 はそのフローチャートである。光子の発生回数が多ければ多い程シミュレーション精度は向上するが、計算時間を考慮してここでは 10,000 回とした。試行計算の結果 3,000 回ではやや粗く、100,000 回ではそれ程の効果はなかったからである。

計算に当っては線源と検出器間の幾何学的条件の変換を利用した。一般に、細いビーム状の X・γ線が物質層に入射したとき、その散乱線を物質層下の平面状検出器で測定することは(図 2 の(a))、無限平面上の平行ビーム状 X・γ線の物質による散乱線を全方向型検出器で測った(図 2 の(b)) のと同じである¹³⁾。この変換原

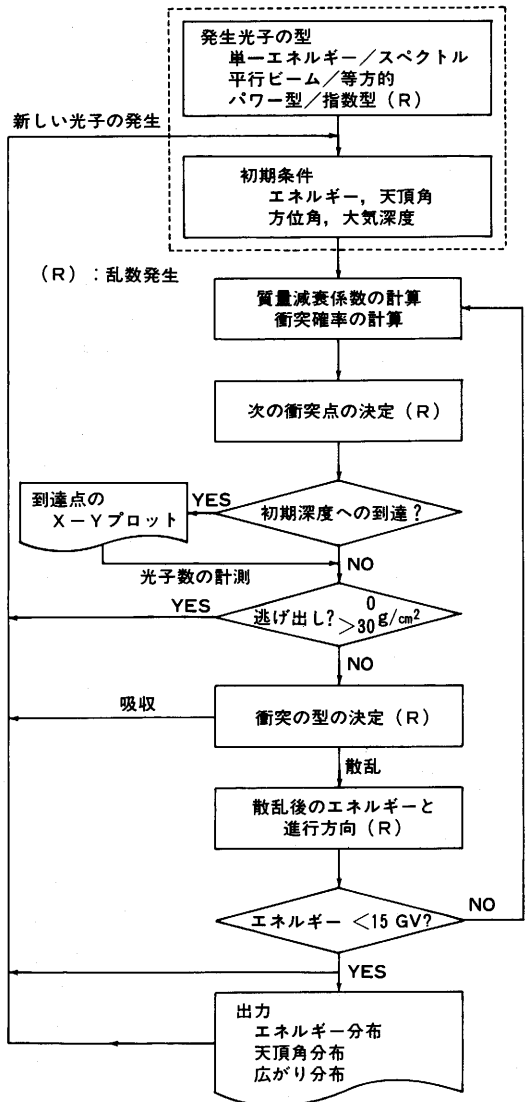


図 1 モンテカルロ計算のロジカルフローチャート

理によれば、光子を一点にビーム状で入力しても任意の深さでの散乱は大気頂上の広範囲に入射した X線を感知したことになり、観測結果と比較し易い。

実際の計算は次の 4 通りの光子発生モードに対して行われた。

- (1) 単一エネルギー平行ビーム型
- (2) 単一エネルギー等方型
- (3) 指数関数型スペクトル
- (4) ベキ関数型スペクトル

それぞれについて、ある深さでの空間的横拡がり、天頂

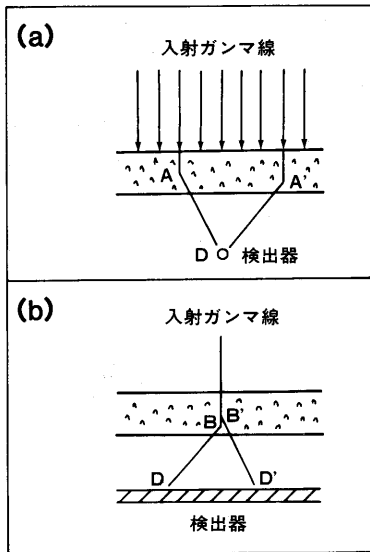


図2. 幾何学的条件の変換の例。(a) 均一な平行ガンマ線と小球形検出器。(b) 平面状ガンマ線に垂直におかれた長い検出器。

角分布、エネルギースペクトルを求めた。ただし光子数の集計は検出器を直径1インチ、厚さ3mmの全方向型として計算した。撮像ボケの程度は検出器視野角の大きさに比例するから、本報告での結果は最もきびしい条件を与えることになる。表1に実施された計算内容の概要を示した。

表1. 計算内容の概要

光子スペクトル	大気の高さ	天頂角	出力
a) 指数関数型			
e-fold=30 keV	6	0°-60° (20°)	X-Y, E, θ
	10	0°-60° (10°)	X-Y, E, θ, R
e-fold=50 keV	5-13(1)	0°	E, R
	6, 8	0°-70° (10°)	E, R
	10	0°-50° (10°)	X-Y, E, θ, R
b) ベキ関数型			
exponent=-1	6	0°-70° (10°)	X-Y, E, θ,
	10	0°, 20°, 40°	X-Y, E, θ, R
	24	0°	X-Y, E, θ, R
exponent=-2	6	30°	X-Y, E, θ, R
	10	0°-60° (20°)	X-Y, E, θ, R
	14	0°-60° (20°)	X-Y, E, θ,
c) 単一エネルギー型			
50-200(50) keV	10	isotropic	X-Y, E, θ, R
40-200(20) keV	6-14(2)	0°-80° (20°)	X-Y, E, θ, R

X-Y: X-Y座標上の分布、E: エネルギースペクトル、θ: 天頂角分布、R: 距離分布、(): 可変間隔を示す。

計算プログラムは Fortran用を開発されたもの⁴⁾を、NEC-9801F パソコンに適するよう basic 語に変換した。このため、10,000光子あたりの計算時間は表2に示すように短いものでも1.5時間、長いものは5時間以上かかったが、1日24時間稼働できるパソコンの利点を最大限に利用した。

表2. 10,000光子あたりの計算所要時間(分)

大気の高さ(g/cm ²) 光子エネルギー(keV)	6	8	10	12	14
A) 天頂角=0°					
40	110	106	104	104	103
100	256	254	250	248	239
200	301	303	299	288	286
B) 天頂角=80°					
40	90	96	86	86	85
100	190	185	184	177	176
200	225	221	221	206	212

4. 計算結果

前節に挙げた4つのX線源の型のうち(1)についてくわしく述べ、他はこれを補足する程度に止める。

(1) 単一エネルギー平行ビーム型

a. 水平拡散

図3に、高度100kmで一定エネルギーの光子を鉛直入射させたとき、異なる大気の高さに到達した光子1個1個の水平方向への拡がりを示した。それぞれ図の中心が直達方向に当たる。これから、エネルギーの増大とともに相互作用の回数が増え、従って拡散の程度が大きくなることがわかる。また、高さの増大とともに散乱成分は多くなるが、吸収される割合も増えるので結果としてそれほど拡がりは大きくならない。つまり大気はX線の伝搬に対しある程度 screening の役目を果している。これらを定量的に示したのが図4で、各高さへの到達光子数を中心から測った水平距離の関数として与えている。散乱成分の合計は各曲線の積分で与えられるが、直達光子数(40 keV, 200 keV の場合について矢印で示した)に対する散乱成分の割合は高さとともに増加する。例えば、初期エネルギー40 keVの光子では、1 km以内の散乱成分は高さ6、10、14 g/cm²でそれぞれ8%、13%、30%と増えていく。

b. 下向き成分透過率

伝搬過程では下向き散乱光子だけでなく上向き散乱光

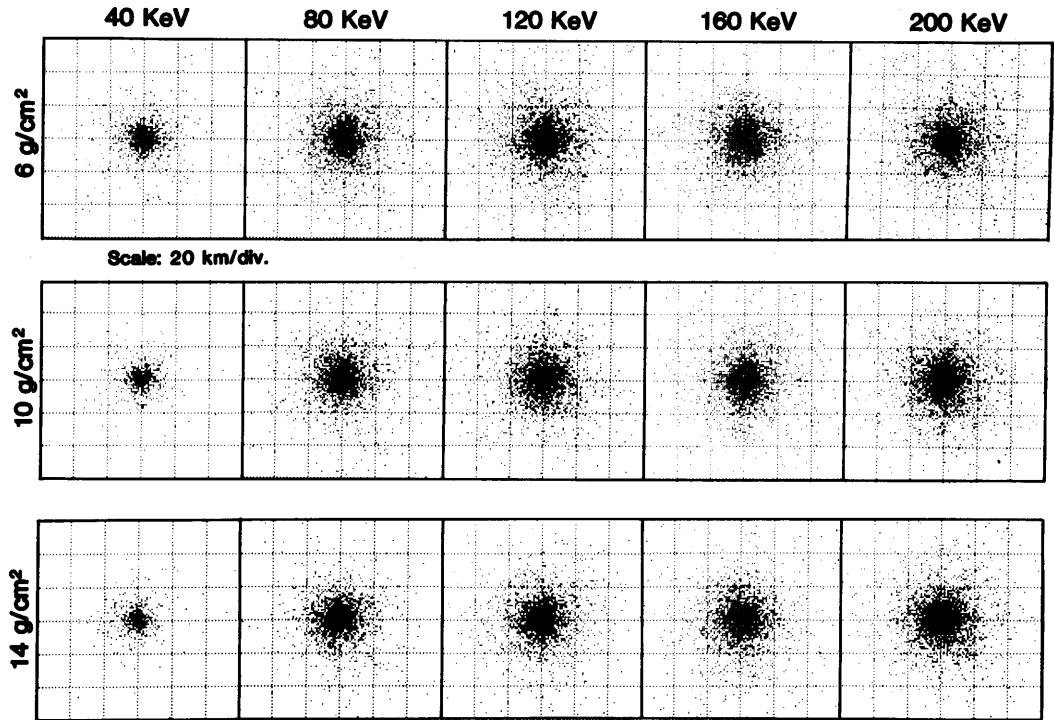


図3. 単一エネルギー鉛直入射光子が、ある大気の深さに到達したときの水平分布。中心が鉛直方向。

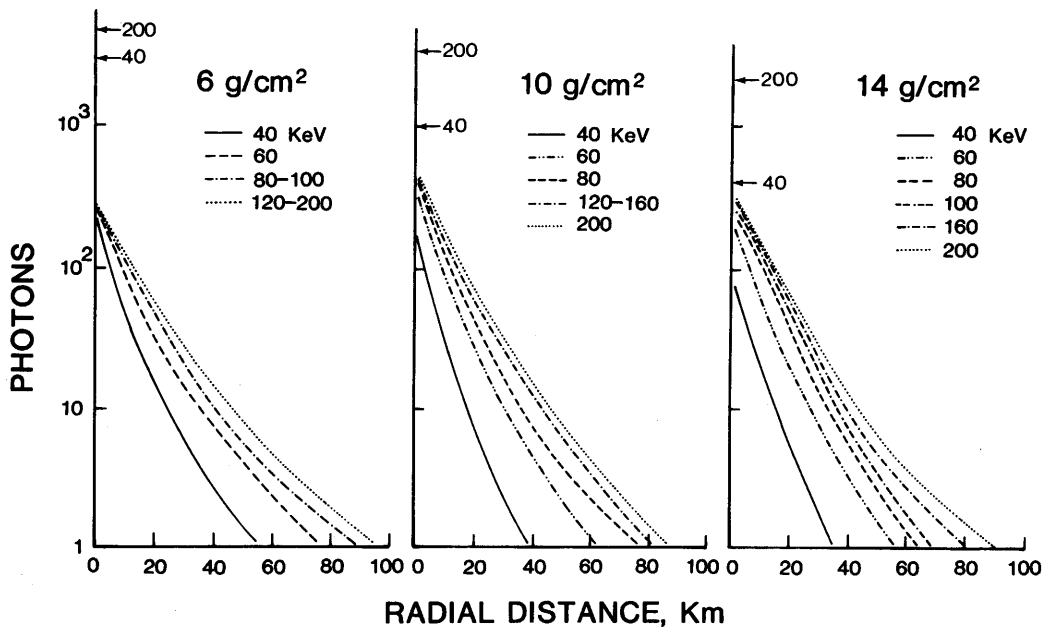


図4. 図3の散乱光子数の中心からの動径分布。矢印は直達光子数(40 keV と 200 keV)。

表3. 到達光子数(%表示)および有効検知面積のエネルギー分布と天頂角分布

Table with 5 sub-sections (a-e) showing photon counts and effective detection area for different atmospheric depths (6, 8, 10, 12, 14 g/cm²) and angles (0°, 20°, 40°, 60°, 80°). Columns include photon energy (keV) and counts for various components (D, U, T).

Table with 2 sub-sections (d, e) showing photon counts and effective detection area for atmospheric depths of 12 and 14 g/cm². Columns include photon energy (keV) and counts for various components (D, U, T).

θ: 天頂角, D: 下向き成分, U: 上向き成分, T: 有効検知面積

子もかなり発生する。両者の割合は入射角、エネルギー、大気の高さによって大きく変化する。表3に全体を100としたときの両者の値を異なる高さごとに示した。気球観測では上向き成分は測らないようにするのが普通なので、下向き成分のみの結果の一部をグラフとして図5に示した。

観測と直接比較できる光子数を求めるにはX線検出器の幾何学的条件を考慮しなければならない。最も簡単な例として広く使われる直径1インチ、厚さ3mmの全方向型NaI検出器をとり上げる。鉛直方向には円板の面積(5,067cm²)、水平方向には垂直断面積(0.762cm²)を有効検出面積とし、その間はtanθ(θは入射天頂角)

に比例すると仮定すると、下向き散乱光子に対する検出効率は $0.762 \tan \theta + 5.067$ と近似できる。表 3 の T はこのようにして求めた値の合計で、観測スペクトルと比較できる値である。検出器の構造が撮像装置のように複雑になれば、このような簡単な近似は適用できず、検出器レスポンスを正確に計算する必要がある。

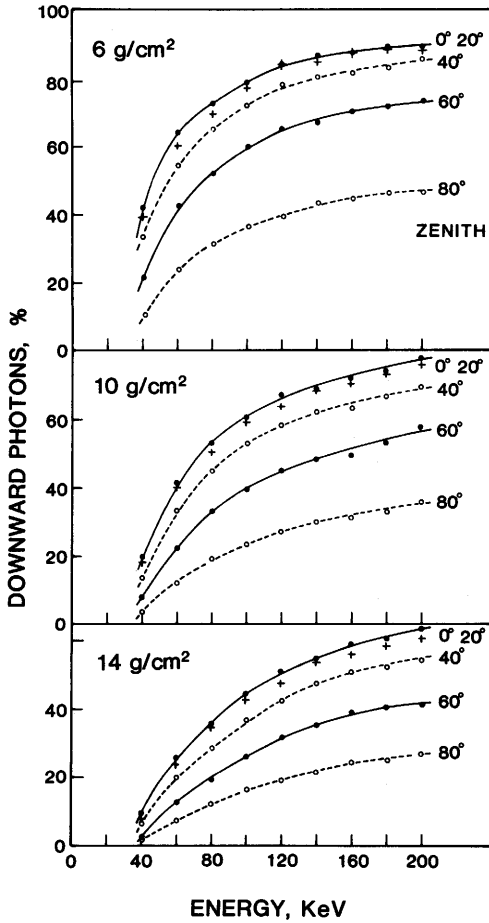


図 5 . 下向き散乱光子数のエネルギーおよび入射角依存。

c. エネルギースペクトル

発生光子エネルギーを 40 keV から 200 keV まで 10 keV ごとに計算した。鉛直入射の代表例を図 6 に示す。大気の高さとともに鉛直線で示した初期エネルギー成分のほかに低エネルギー成分が次第に増加するが、吸収との兼ねあいそれぞれの最終フラックスが決まる。40 keV 以外ではスペクトルに極小が生ずるが、その落ちこみ方は高エネルギー程大きい。多分多重散乱のせいだろう。し

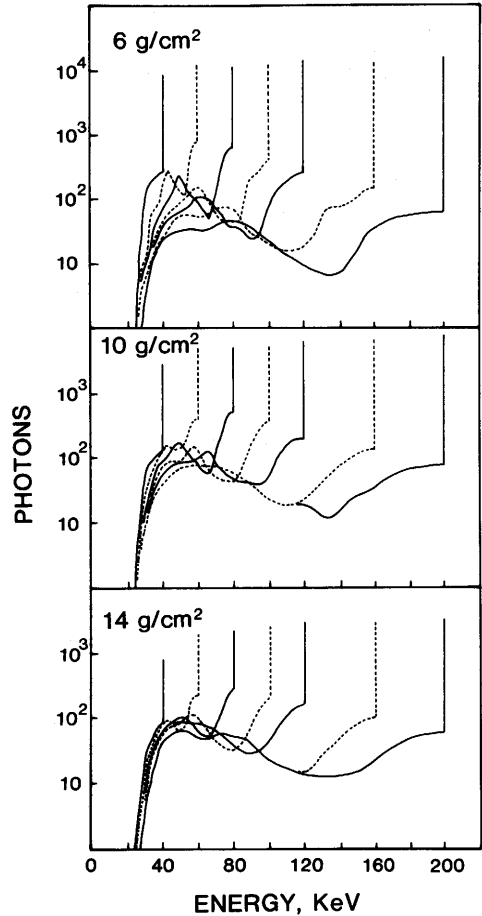


図 6 . 単一エネルギー鉛直入射光子の異なる深さにおけるエネルギースペクトル。

かし斜め入射になる程この落ちこみは浅くなり次第に水平スペクトルに近づく。

(2) 単一エネルギー等方型

エネルギーは一定にしておき入射方向のみ下方へ $0^\circ - 180^\circ$ の範囲内に乱数で与える。つまり実際のオーロラ現象に近い X 線源の場合である。代表的な気球高度である深さ 10 g/cm^2 についてのみ計算した。図 7 は結果の 1 例で、エネルギースペクトル、水平距離分布、天頂角分布が 4 つの異なる初期エネルギーに対して与えてある。スペクトルは図 6 のそれを入射角について積分したものと同一等である。水平への拡がりは初期エネルギーの増大とともに若干大きくなる傾向にあるが大差はない。図 3 のエネルギー依存性ととの差は斜め入射成分の寄与による。上向き散乱成分がかなり存在することは既に表 3 に示し

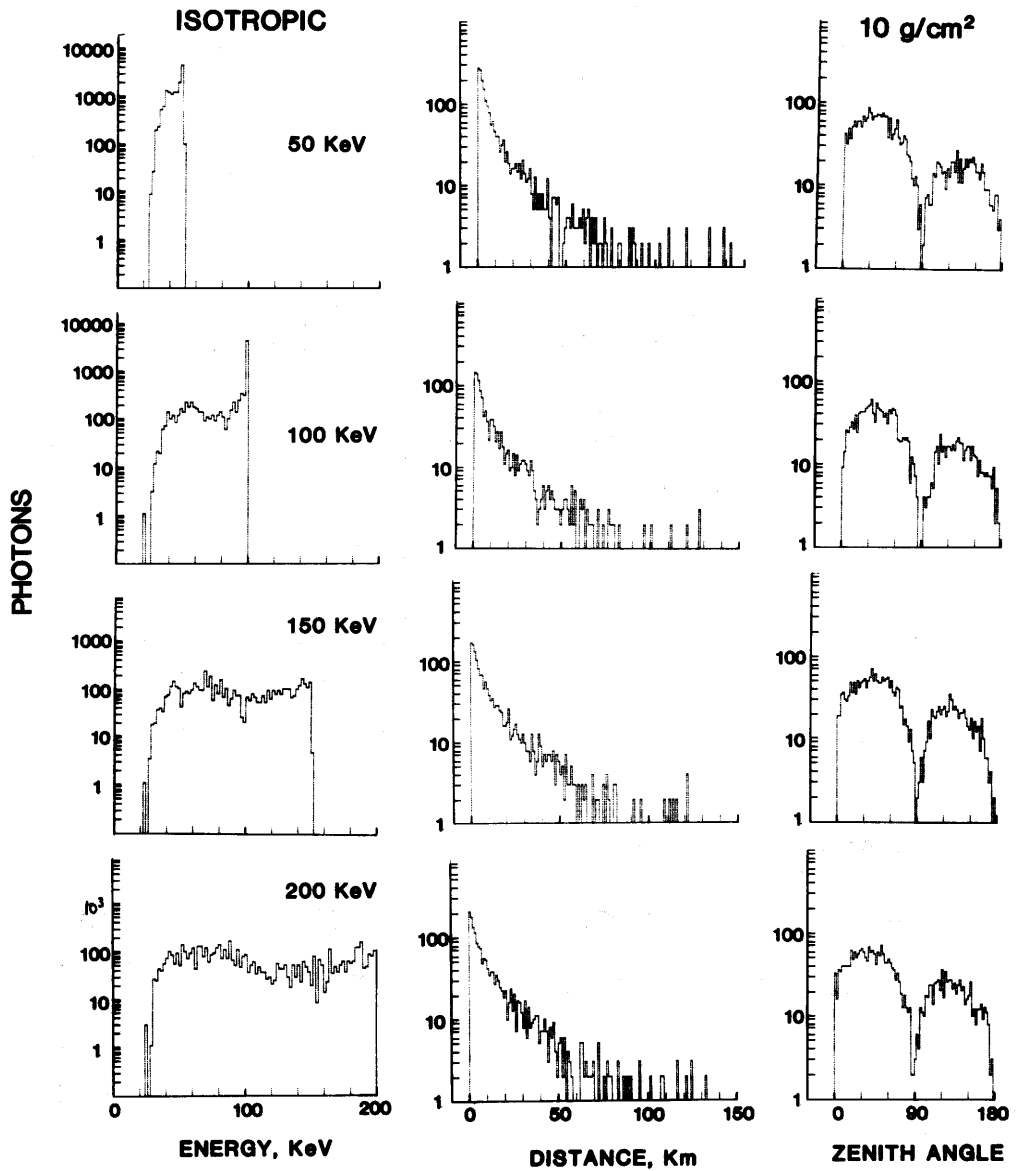


図7. 単一エネルギー等方入射光子の場合における拡散光子のエネルギースペクトル、水平動径分布、天頂角分布。深さ10g/cm²の例。

たが、図7の90°-180°間の天頂角分布はそれをはっきり示している。これは撮像観測に際して云わばバックグラウンドノイズとなるものなので観測時には十分注意を要する。

下向き散乱成分の極大がほぼ天頂角45°にあること、また、到達フラックスの大部分が45°以内にあることは、

0°-180°間の一様分布型発生源に起因する。しかし鉛直入射成分だけの場合でも下向き散乱成分の極大は45°付近に現われる(図8、10参照)から、天頂角分布は線源の型や高度とあまり関係なく、大気伝搬の基本的な過程を反映するものと思われる。

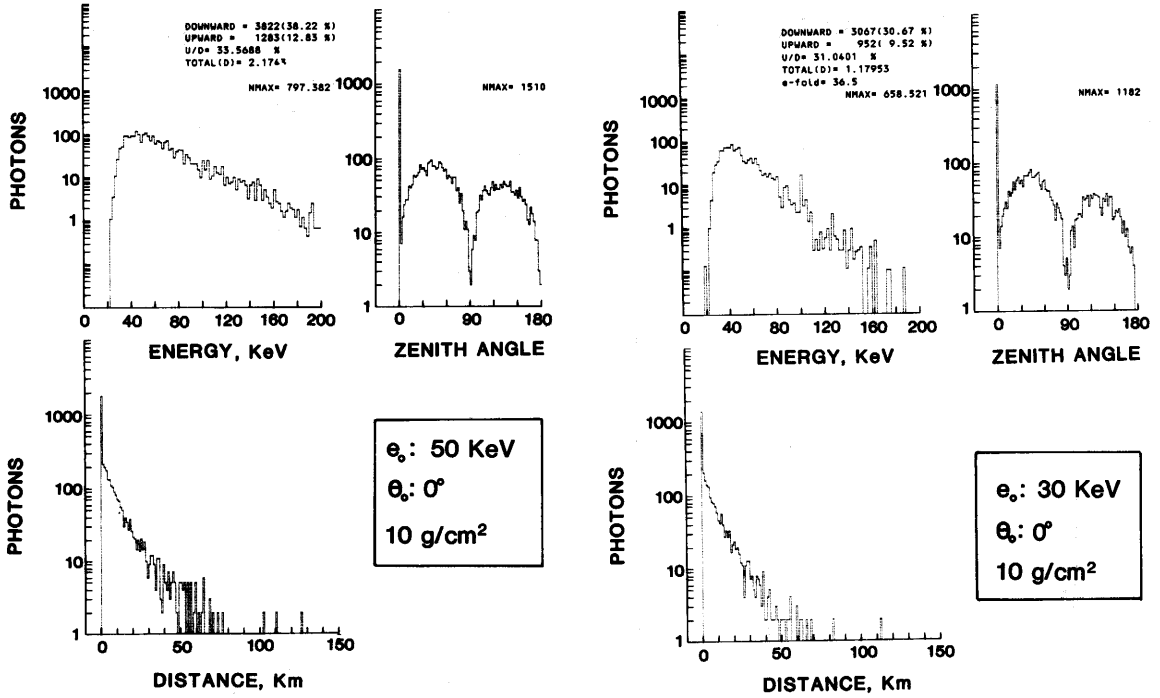


図 8. 指数関数型スペクトル鉛直入射光子の場合における拡散光子のエネルギースペクトル、水平動径分布、天頂角分布。深さ 10 g/cm^2 の例。

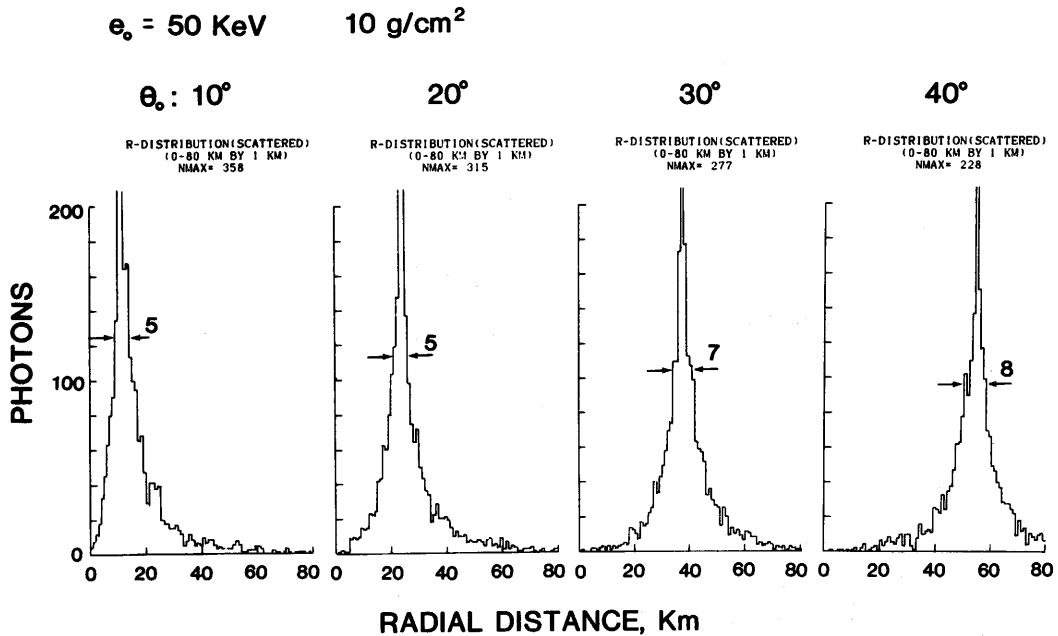


図 9. 指数関数スペクトル $e^0 = 50\text{ keV}$ の場合における斜め入射光子の水平動径分布。深さ 10 g/cm^2 の例。

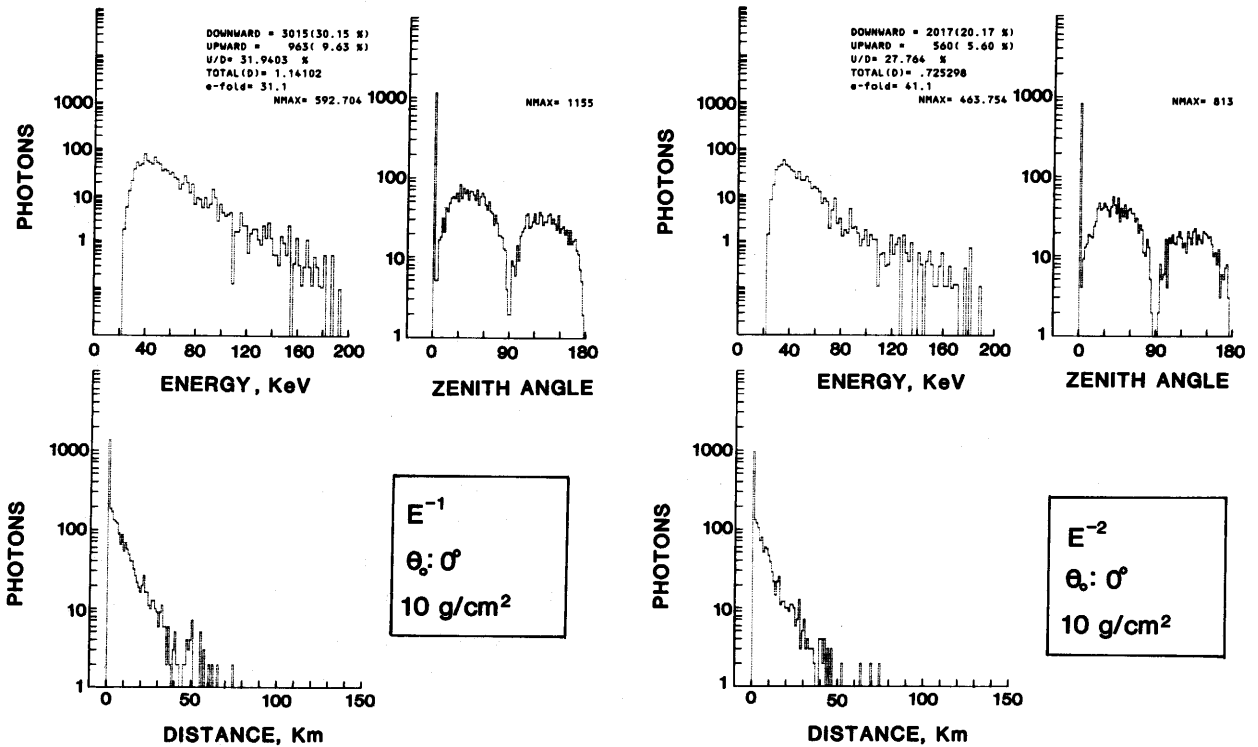


図10. ベキ関数型スペクトル鉛直入射光子の場合における拡散光子のエネルギースペクトル、水平動径分布、天頂角分布。深さ10g/cm²の例。

(3) 指数関数型スペクトル

オーロラX線スペクトルの観測例で最も多いのは指数関数型である。このときサブストーム擾乱の程度に応じてそのe-folding エネルギー e_0 が時間変動する。図8には $e_0 = 30\text{keV}$ と $e_0 = 50\text{keV}$ の場合の結果を示した。いずれも鉛直入射、深さ10g/cm²での代表例である。エネルギースペクトルは図7の微分形と違って積分形で、線源スペクトルと同じ指数型である。水平分布と天頂角分布については図7の結果と大差はない。 $e_0 = 50\text{keV}$ の場合については、入射角 θ_0 を変えたときの水平への拡がりを図9に示した。拡がりは θ_0 の増大とともに当然大きくなるが、半値幅にして10km以内である。

(4) ベキ関数型スペクトル

エネルギーのベキ指数が-1と-2の例を図10に示した。線源スペクトルがベキ関数型でも深さ10g/cm²でのスペクトルは指数型に近い。その他については図8の結果と殆んど同じである。

5. まとめ

以上述べてきたのは表1に示した計算内容の一部に過ぎない。一応ここまでの段階で、主として拡散に関して得られた結果をまとめておこう。

(1) 大気が深くなってもそれほど拡散つまりボケは拡大しない。大きく遠方に散乱された光子は結局大気圏外へ逃げ出すか、途中で消滅するかで、その深さまで到達できないからである。一種の screening 効果が働いて撮像ボケを最小限に押さえている。深さ10g/cm²でのボケの程度はせいぜい10kmまでである(図3、4、8、9、10)。

(2) 高エネルギーほど従ってスペクトルが hard であるほどボケ方は大きくなる。ただし線源スペクトルの型にはあまり依存しない(図3、7、8、10)。

(3) 大気頂上での入射角が大きい、つまり斜め入射ほどボケ方が大きくなる。この傾向は大気の深さとエネル

ギーに逆比例して顕著になる(図9)。深くなってボケ方が小さくなるのはやはりscreening効果である。このことはビーム線源(図3)と一様線源(図7)の結果を比較してみるとわかる。

(4) 下向き散乱光子の大部分は天頂角 30° — 50° 内にある。

(5) 上向き散乱成分は下向き散乱成分の約半を占める。
最後に今後への課題として

a. X—Yプロットは光子数も加味した3次元表示にする。エネルギーの色別表示をすれば更に好ましい。

b. 散乱成分の水平距離分布は天頂角の関数として与える。

c. 異なる2つの入射方向からビームを同時に識別できる精度つまり位置分解能を、大気の高さの関数で求める。このとき検出器のレスポンスを正確に考慮する。

d. 計算時間縮小のためプログラム言語をマシン語に改める。
などが考えられる。

文 献

- 1) Pilkington, G. A. (1970) : A study of auroral X-rays and aurora, Ph D. Thesis, Univ. Calgary, Canada.
- 2) Pilkington, G. R. and Anger, C. D. (1971) : A Monte Carlo analysis of the passage of auroral X-rays through the atmosphere, Planet. Space Sci., 19, 1069—1085.
- 3) Berger, M. J. and Seltzer, S. M. (1972) : Bremsstrahlung in the atmosphere, J. Atmos. Terr. Phys., 34, 85—108.
- 4) 小倉絃一, 小玉正弘 (1980) : 太陽硬 X 線の地球大気中における伝搬, 南極資料, 69, 137—149.
- 5) Terasawa, T. and Nishida, A. (1976) : Simultaneous observations of relativistic electron bursts and neutral-line signatures in the magnetotail, Planet. Space Sci., 24, 855—866.
- 6) Parks, G. K. (1967) : Spatial characteristics of auroral-zone X-ray microbursts, J. Geophys. Res., 72, 215—226.
- 7) Kodama, M. and Oguti, T. (1976) : Spatial distributions of auroral zone X-rays as viewed from rocket altitudes, Mem. Inst. Polar Res., Series A, 14, 1—58.
- 8) Mauk, B. H., Chin, J. and Parks, G. (1981) : Auroral X-ray images, J. Geophys. Res., 86, 6827—6835.
- 9) Yamagami, T., Fujii, M., Nishimura, J., Murakami, H., Hirasima, Y., Kajiwarra, M., Okudaira, K. and Kodama, M. (1978) : Balloon observation of auroral X-rays in Canada I. Determination of auroral X-ray illuminating regions, J. Geomag. Geoelectr., 30, 663—682.
- 10) Mizera, P. F., Gorney, D. J. and Roeder, J. L. (1984) : Auroral X-ray images from DMSP-F6, Geophys. Res. Letter, 11, 255—258.
- 11) Goldberg, R. A., Barcus, J. R. and Treish, L. A. (1982) : Mapping of auroral X-rays from rocket overflights, J. Geophys. Res., 87, 2509—2524.
- 12) Hirasima, Y., Murakami, H., Okudaira, K., Fujii, M., Nishimura, J., Yamagami, T. and Kodama, M. (1983) : Image-forming detectors to observe fine spatial distributions of auroral X-rays, Mem. Natl. Inst. Polar Res., Special Issue, 26, 169—179.
- 13) 兵藤知典(1966) : 放射線遮蔽入門, 産業図書, 131

Abstract**Monte Carlo simulation of auroral X-ray diffusion through the atmosphere**

Masahiro KODAMA* and Koichi OGURA**

The spatial diffusion of auroral X-rays through the atmosphere has been examined by means of a Monte Carlo calculation so as to serve for transformation of auroral X-ray images at balloon altitudes into those at the top of atmosphere. Simulation analysis is made on four different modes of photon source functions: mono-energy parallel beam, mono-energy isotropic, exponential type and power-law type spectra. The results show that the out of focusing of X-ray images is enhanced with increasing energy and zenith angle of an initial photon but is not so varied against atmospheric depth and source function. Also the radial distance of horizontal diffusion range due to multiple scatterings of photon is remained within 10 km in the FWHM at a depth of 10 g/cm².

*Department of Physics

**Physical Science Laboratories, College of Industrial Technology, Nihon University