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*、小倉紘一**

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連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½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¹⁰⁻⁴. 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

*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)

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のビーム状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。

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)以下になるかのいづれかになるまでの 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	大気の深さ	天頂角	出力
a)指数関数型			
e-fold=30 keV	6	$0^{\circ}-60^{\circ}(20^{\circ})$	$X - Y \downarrow E \downarrow \theta$
	10	$0^{\circ}-60^{\circ}(10^{\circ})$	$X - Y , E , \theta, R$
e-fold=50 keV	5 - 13(1)	0°	E、R
	6、8	$0^{\circ} - 70^{\circ} (10^{\circ})$	E、R
	10	$0^{\circ} - 50^{\circ} (10^{\circ})$	$\mathbf{X} - \mathbf{Y}, \mathbf{E}, \theta, \mathbf{R}$
b)ベキ関数型			
exponent = -1	6	$0^{\circ}-70^{\circ}$ (10°)	$X - Y , E , \theta$
	10	0°、20°、40°	$X - Y, E, \theta, R$
	24	0°	$X - Y, E, \theta, R$
exponent = -2	6	30°	$X - Y , E , \theta, R$
	10	$0^{\circ}-60^{\circ}(20^{\circ})$	$X - Y , E , \theta, R$
	14	0° —60° (20°,)	$\mathbf{X} - \mathbf{Y} \mathbf{E} \mathbf{H}$
c) 単一エネルギー型	ų		
50-200(50) keV	10	isotropic	$X - Y, E, \theta, R$
$40\text{-}200(20)~\mathrm{keV}$	6-14(2)	$0^{\circ}-80^{\circ}(20^{\circ})$	$\mathbf{X} - \mathbf{Y}$, \mathbf{E} , θ , \mathbf{R}
X-Y:X-Y函	経標上の分布、	E:エネルギ-	-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用に開発されたもの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時間稼動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)

大気の深さ〔g/cm²〕 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、異なる大気の深さに到達した光子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、深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、各深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深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

は深さ6、10、14g/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

オーロラX線の大気中における拡散



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)。

山梨医大紀要 第2卷(1985)

光子エス	ヘルギ	·		(a)	大	気の深	ರೆ =6 g	g/cm²			
(ke	V)	40	60		80	100	120	140	160	180	200
$\theta = 0^{\circ}$	D	41.27	63.79	72.	00	78.09	83.67	86.10	86.44	88.82	88.74
	U	8.68	18.36	23.	22	26.25	28.24	29.46	29.35	29.62	29.71
	Т	2.28	3.59	4.	07	4.42	4.75	4.90	4.92	5.03	
$\theta = 20^{\circ}$	D	39.01	59.95	69.	26	76.68	83.89	84.62	86.96	87.61	87.72
	U	8.67	17.06	22.	65	25.89	29.90	29.12	31.14	29.43	29.90
	Т	2.22	3.49	4.	04	4.47	4.94	4.97	5.10	5.11	_
$\theta = 40^{\circ}$	D	32.60	53.78	64.	56	71.61	77.64	79.95	81.00	82.27	84.81
	U	7.91	16.09	22.	08	25.93	28.36	29.96	30.32	30.23	31.77
	Т	1.95	3.25	3.	98	4.36	4.75	4.85	4.95	4,98	
$\theta = 60^{\circ}$	D	21.21	41.74	51.	91	59.44	65.02	67.01	69.96	71.34	73.32
	U	4.94	12.81	18.	49	22.46	25.43	26.34	27.48	27.95	29.82
	Т	1.32	2.63	3.	29	3.77	4.14	4.28	4.48	4.54	_
$\theta = 80^{\circ}$	D	10.17	23.50	30.	94	36.00	39.15	43.39	44.44	46.57	46.42
	U	2.03	6.61	9.0	67	12.34	14.34	15.89	16.93	17.71	17.76
	Т	0.61	1.43	1.9	91	2.28	2.47	2.75	2.82	2.96	
光子エオ	ルギ	· "		(Ь):	大	気の深	さ = 8 g	$/cm^2$			
(ke	V)	40	60	1	80	100	120	140	160	180	200
$\theta = 0^{\circ}$	D	28.07	51.06	61.3	79	69.97	74.84	77.40	81.55	82.80	84.81
	U	5.71	15.35	21.0	04	25.94	27.64	28.45	30.40	30.93	31.63
	Т	1.56	2.89	3.5	56	4.01	4.28	4.45	4.69	4.74	—
$\theta = 20^{\circ}$	D	26.03	48.03	59.3	15	68.44	72.04	75.23	78.50	79.98	83.70
	U	5.77	14.49	20.7	70	25.50	26.84	28.53	29.61	29.22	31.76
	Т	1.49	2.78	3.4	48	4.03	4.26	4.41	4.60	4.71	
$\theta = 40^{\circ}$	D	20.30	42.06	53.6	64	62.31	66.65	69.37	72.21	75.54	78.11
	U	4.31	13.23	19.3	32	23.96	26.55	27.25	28.75	29.95	31.68
	Т	1.20	2.53	3.2	26	3.80	4.06	4.23	4.40	4.59	_
$\theta = 60^{\circ}$	D	12.22	29.56	41.3	36	49.03	52.55	57.73	60.26	62.09	63.71
	U	2.93	9.39	15.0	03	18.90	20.92	23.56	25.00	25.63	25.89
	Т	0.74	1.82	2.5	59	3.07	3.31	3.64	3.80	3.91	_
$\theta = 80^{\circ}$	D	6.23	17.42	24.4	48	29.67	33.48	35.74	38.44	39.74	41.06
	U	1.37	5.14	8.3	22	11.11	13.06	13.68	15.15	15.66	16.60
	Т	0.37	1.04	1.5	50	1.82	2.06	2.19	2.38	2.50	
光子エオ	ルギ			(c);	大	気の深	ి =10	g/cm^2			
[ke	V)	40	60	8	80	100	120	140	160	180	200
$\theta = 0^{\circ}$	D	19.62	41.33	52.3	78	60.55	66.87	69.00	72.03	74.12	78.19
	U	4.29	13.30	18.8	84	23.26	25.47	26.48	28.86	29.31	31.21
	Т	1.09	2.37	3.(08	3.50	3.87	4.10	4.17	4.32	—
$\theta = 20^{\circ}$	D	17.86	39.83	50.3	18	58.97	63.78	68.87	70.63	72.96	76.35
	U	4.07	13.11	17.6	67	22.77	24.18	27.25	27.68	29.71	30.88
	Т	1.02	2.31	2.9	94	3.48	3.78	4.07	4.20	4.33	
$\theta = 40^{\circ}$	D	13.42	32.91	44.8	84	52.73	58.28	62.08	63.54	66.93	69.27
	U	3.21	11.00	16.3	75	20.89	22.68	25.17	25.53	27.30	28.97
	Т	0.80	1.97	2.3	72	3.21	3.54	3.80	3.86	4.11	
$\theta = 60^{\circ}$	D	7.59	22.18	32.9	91	39.79	45.01	48.17	49.54	53.31	56.81
	U	1.79	7.26	11.9	90	15.29	18.13	19.27	20.39	22.23	24.64
	Т	0.46	1.35	2.0	02	2.45	2.79	3.00	3.07	3.33	_
$\theta = 80^{\circ}$	D	3.77	12.30	19.2	26	23.59	26.87	29.96	30.89	33.13	35.86
	U	0.80	3.69	6.7	75	8.58	10.37	12.06	11.99	13.99	14.97
	т	0.22	0.74	1 .	17	1 43	1 66	1 83	1 89	2 04	

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

光子エネ	トルキ	ź		(d)大気の深さ=12g/cm ²							
(ke	V)	40	60	80	100	120	140	160	180	200	
$\theta = 0^{\circ}$	D	13.97	32.61	43.98	52.40	57.14	62.09	64.40	65.85	69.79	
	U	2.86	10.85	15.49	19.50	21.17	24.25	25.13	26.40	28.07	
	Т	0.78	1.88	2.55	3.06	3.34	3.60	3.76	3.83		
$\theta = 20^{\circ}$	D	12.14	31.42	42.10	50.98	55.28	59.85	62.87	64.75	67.55	
	U	2.80	10.43	14.66	19.09	21.52	23.84	25.46	26.41	27.38	
	Т	0.70	1.85	2.48	3.03	3.30	3.54	3.73	3.85	_	
$\theta = 40^{\circ}$	D	8.48	24.63	36.22	44.10	49.13	52.86	56.68	57.55	61.81	
	U	1.90	7.87	12.69	17.08	19.41	21.46	23.45	23.58	26.21	
	Т	0.50	1.48	2.19	2.67	3.00	3.19	3.44	3.51	—	
$\theta = 60^{\circ}$	D	4.79	16.04	25.58	32.63	36.70	39.94	43.57	45.61	48.11	
	U	1.01	5.21	8.86	12.68	14.60	16.15	18.08	18.72	19.94	
	Т	0.29	0.97	1.57	2.01	2.27	2.46	2.70	2.81		
θ =80°	D	2.15	9.11	15.13	19.38	22.70	24.18	26.75	26.72	29.21	
	U	0.40	2.76	5.20	7.28	8.32	9.44	11.31	10.29	11.67	
	Т	0.13	0.55	0.91	1.18	1.38	1.48	1.65	1.63	_	
米子エス	ネルき	F	(e)大	気の深	さ=14	g/cm^2					
(ke	V)	4 0	60	80	100	120	140	160	180	200	
$\theta = 0^{\circ}$	D	9.10	25.37	35.28	43.81	50.44	54.38	58.57	60.02	62.90	
	U	1.99	7.65	12.91	16.15	19.23	20.88	23.23	24.24	24.97	
	Т	0.52	1.46	2.05	2.55	2.96	3.17	3.44	3.51		
$\theta = 20^{\circ}$	D	8.14	23.90	34.53	42.70	47.46	53.34	55.96	58.08	60.65	
	U	1.87	7.39	12.73	16.00	18.14	20.93	22.33	23.99	24.91	
	Т	0.47	1.40	2.05	2.53	2.80	3.20	3.36	3.52	_	
$\theta = 40^{\circ}$	D	5.92	19.15	28.01	35.92	41.98	46.75	50.37	51.55	53.57	
	U	1.49	5.85	10.10	13.22	16.83	18.91	20.27	21.41	22.51	
	Т	0.35	1.15	1.70	2.15	2.58	2.84	3.04	3.13		
$\theta = 60^{\circ}$	D	2.62	11.88	18.95	25.41	31.12	34.84	38.26	40.20	41.05	
	U	0.67	3.47	6.47	9.34	12.24	14.07	15.78	16.84	17.41	
	Т	0.16	0.71	1.15	1.55	1.90	2.13	2.38	2.48	_	
$\theta = 80^{\circ}$	D	1.52	6.70	11.50	15.61	18.67	20.81	23.98	24.28	26.50	
	U	0.35	1.97	3.90	5.28	6.94	8.31	9.82	9.75	10.81	
	Т	0.09	0.40	0.70	0.94	1.12	1.26	1.48	1.48	_	

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、 大気の深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深さごとに示した。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 Na I 検出器をとり上げる。鉛直方向には円板の表面 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10keV ごとに計算した。鉛直入射の代表例を図6 に示す。大気 の深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 ねあいで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-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°-180°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10g/cm²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 同じ筈である。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。 オーロラX線の大気中における拡散



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10g/cm²の例。

e_e = 50 KeV 10 g/cm²



図9.指数関数スペクトルe⁰=50 keV の場合における斜め入射光子の水
 平動径分布。深さ10g/cm²の例。

64



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 $e_0 = 30$ keV $e_0 = 50$ keV の場合の結果を示した。 いずれも鉛直入射、深さ $10g/cm^2$ 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。 $e_0 = 50$ 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sereening 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½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、大気の深さの関数で求め 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

- Pilkington, G. A. (1970) : A study of auroral X-rays and aurora, Ph D. Thesis, Univ. Calgary, Canada.
- Pilington, G. R. and Anger, C. D. (1971) : A Monte Carlo analysis of the passage of auroral X-rays through the atmosphere, Planet. Space Sci., <u>19</u>, 1069-1085.
- Berger, M. J. and Seltzer, S. M. (1972) : Bremsstrahlung in the atmosphere, J. Atmos. Terr. Phys., 34, 85-108.
- 小倉紘一,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.
- 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.
- Parks, G. K. (1967) : Spatital characteritics of auroral-zone X-ray microbursts, J. Geophys. Res., <u>72</u>, 215-226.
- Kodama, M. and Oguti, T. (1976) : Spatial distributions of auroral zone X-rays as viewed from

rocket altitudes, Mem. Inst. Polar Res., Series A, <u>14</u>, 1–58.

- 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., Kajiwara, 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, <u>11</u>, 255-258.
- Goldburg, 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, <u>26</u>, 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 stmosphere. 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