

本資料は 年 月 日付で登録区分、  
変更する。

01.10.-4

[技術情報室]

# ラドン拡散評価コードの開発

—ラドン拡散影響評価に関する調査—

(動力炉・核燃料開発事業団 委託研究成果報告書)

1997年3月

財団法人 日本気象協会

本資料の全部または一部を複写・複製・転載する場合は、下記にお問い合わせください。

〒319-1184 茨城県那珂郡東海村大字村松4番地49  
核燃料サイクル開発機構  
技術展開部 技術協力課

Inquiries about copyright and reproduction should be addressed to:  
Technical Cooperation Section,  
Technology Management Division,  
Japan Nuclear Cycle Development Institute  
4-49 Muramatsu, Tokai-mura, Naka-gun, Ibaraki, 319-1184  
Japan

© 核燃料サイクル開発機構 (Japan Nuclear Cycle Development Institute)

この資料は、動燃事業団社内における検討を目的とする社内資料です。  
については、複製、転載、引用等を行わないよう、また第三者への開示又は  
内容漏洩がないよう管理して下さい。また今回の開示目的以外のことには  
使用しないよう注意して下さい。

本資料についての問い合わせは下記に願います。

〒107 東京都港区赤坂1-9-13  
動力炉・核燃料開発事業団  
技術協力部 技術管理室

2001.10.04  
変更表示

社内資料

PNC上J1531 97-001

1997年 3月

## ラドン拡散評価コードの開発

### —ラドン拡散影響評価に関する調査—

#### 要　旨

動力炉・核燃料開発事業団人形峠事業所周辺の山岳地帯のウラン鉱山による捨石堆積場から散逸するラドンが周辺環境へ与える影響を評価する手法が開発され検証作業が行われた。この結果について、計算結果の再分析、評価手法の問題点の抽出等を行った。

気流推定モデルについては、広域の気流場を推算して、その結果をネスティングにより取り込むのが望ましい。拡散計算については、オイラー型で格子間隔が大きいこと、拡散係数が過大であることにより、発生源付近の拡散が過大に評価されているため、全体的に堆積場寄与濃度は過小評価になっている。

将来的には、広領域は気象庁の GPV を入力データとする局地気象モデル、対象範囲を含む約 5 km 四方の領域は代数応力モデル若しくは乱流クロージャモデル、堆積場から最寄りの民家までの狭領域は植生層を組み込んだモデル という三重構造で気流乱流場を計算し、この計算結果に基づいて、B.G.湧出は 3 次元オイラー型拡散モデルにより、堆積場寄与分はラグランジュ型のモデルにより行う といった新モデルの開発が必要と考えられる。

長期的評価や、気象観測データの利用に関しては、さらなる検討が必要であると考えられる。

---

本報告書は、財団法人 日本気象協会 が、動力炉・核燃料開発事業団の委託により実施した研究内容結果である。

契約番号：080D0255

事業団担当部課室：安全部 谷山 洋

2001.10.04  
変更表示

OFFICIAL USE ONLY  
PNC ~~J~~1531 97-001  
MARCH, 1997

## DEVELOPMENT OF THE DIFFUSION CODE FOR RADON RELEASE

### —STUDY ON DIFFUSION ASSESSMENT OF RADON RELEASE—

#### Abstract

A new radon transport-diffusion assessment method which is applicable to the complex terrain around uranium mines of the PNC Ningyo Toge Works has been developed and verified experimentally. The results were analyzed again and some problems of assessment method were extracted.

In regard to the air flow model, it is desirable that the wind field of large area is calculated by a meso-scale model and the result is taken in by 1-way nesting.

In regard to the transport-diffusion model, the diffusion around the source is excessive and the contribution concentration of accumulation ground becomes underestimation generally because the diffusion model is Eulerian, the grid size is large and the diffusion coefficients are excessive at the entrance of the accumulation ground.

The points to be revised or improved in future are as follows:

- a) Wind field of a large area is calculated by a local atmospheric model with GPV of Japan Meteorological Agency.
- b) Air flow of approximately 5 km every direction containing object territory is calculated by Algebraic Stress Model or Turbulent Closure Model.
- c) Small area along a valley is calculated by a model incorporating vegetation layer.
- d) The distribution of the concentration caused by B.G. release is calculated by a 3-dimensional Eulerian diffusion model.
- e) The distribution of the concentration caused by accumulation ground is calculated by a 3-dimensional Lagrangian diffusion model.

On the long-term evaluation and the use of meteorological observation data, further examination is probably necessary.

---

Work performed by Japan Weather Association under contract with Power Reactor and Nuclear Fuel Development Corporation.

PNC Liaison : Hiroshi Taniyama, Safety Department

# ラドン拡散影響評価手法調査委員会

## 委 員 名 簿

(順不同・敬称略)

委員長	池辺幸正	名古屋大学 工学部 原子核工学科 教授
委 員	飯田孝夫	名古屋大学 工学部 原子核工学科 助教授
	茅野政道	日本原子力研究所 東海研究所 環境安全研究部 環境物理研究室 主任研究員
	安達隆史	(財) 日本気象協会 中央本部 調査部 専任主任技師
	古田定昭	動力炉・核燃料開発事業団 人形峠事務所 安全管理課 課長代理
	伊藤公雄	動力炉・核燃料開発事業団 人形峠事務所 安全管理課 副主任研究員
	石田信浩	(財) 日本気象協会 中央本部 調査部数理応用課 主任技師



## 目 次

まえがき	1
1. はじめに	2
1.1 調査目的	2
1.2 調査内容	2
1.3 調査の実施方法	2
2. 前年度までの調査結果のまとめ	3
3. ラドン拡散評価結果に対する問題点の整理	5
3.1 気流推定モデルの検証について	5
3.2 拡散計算の検証について	5
3.3 ラドン及び娘核種の予測について	6
3.4 計算範囲渡航し間隔の問題	6
3.5 ラドンの湧出等の設定について	6
4. 今後のラドン評価手法の検討	7
4.1 地形の取り扱いについて	7
4.2 格子間隔について	10
4.3 拡散係数の検討	14
5. ラドン拡散影響評価手法の改良に関する提言	16
5.1 当面の改良案	16
5.2 将来の方針	17
5.3 気象観測データについて	19
6. まとめ	20
あとがき	22

## まえがき

動力炉・核燃料開発事業団人形峠事業所周辺の山岳地帯には、ウラン鉱山による捨石堆積場が存在し、やや高いラドン散逸量とラドン濃度が観測されている。そのため、捨石堆積場による周辺環境への影響評価が必要であるが、測定による評価では自然環境中のラドン濃度も同時に測定するため、計算による評価が不可欠である。しかし、山岳地帯における大気中拡散はその挙動が複雑であるため、簡単なモデルで扱うことが困難であり、最適な手法を用いる必要がある。又、ラドンに着目した拡散もラドンガスだけでなく、崩壊後の娘核種の挙動も被曝評価上重要なパラメータとなる。

以上の観点から、上記事業所周辺に存在する捨石堆積場から散逸するラドンによる周辺への拡散を評価する手法を開発し、現地拡散実験を行ってその検証作業も行った。

本調査研究を遂行するに当たって、「ラドン拡散影響評価手法調査委員会」（委員長：池辺幸正 名古屋大学工学部教授）を設け、平成7年度までに開発されたラドン拡散影響評価手法を検討するとともに、その結果を踏まえ、今後改良開発すべき評価手法について検討した。

細目に亘る調査内容は以下の通りである。

### (1) ラドン拡散評価結果に対する問題点の整理

昨年度までの調査結果をもとに、ラドン拡散評価に関する問題点を整理する。

### (2) 今後のラドン評価手法の検討

開発の現状を踏まえ、今後目指すべきラドンの拡散評価手法を検討する。

### (3) 報告書の作成

以上の結果をまとめ、報告書を作成する。

# 1. はじめに

## 1.1 調査目的

ウラン鉱山の捨石堆積場から放出されるラドンの影響を測定により評価することは、自然環境中にもラドンが存在し非常に困難である。そのため、計算機によるラドンの移流、拡散モデルにより堆積場周辺のラドン影響評価を行うことを目的とし、平成5年度に基本プログラムを作成し、平成6年度に拡散実験を実施して現地の拡散状況を把握し、平成7年度は拡散実験で得られたデータを用いて、プログラムで使用するパラメータのサーベイを含むモデルの検証および評価作業を実施した。

平成8年度は前年度までの成果について、外部専門家による委員会を設け、検討を受けるものとする。

## 1.2 調査内容

### (1) ラドン拡散評価結果に対する問題点の整理

平成7年度までの調査結果をもとに、ラドン拡散評価に関する問題点を整理する。

### (2) 今後のラドン評価手法の検討

開発の現状を踏まえ、今後目指すべきラドンの拡散評価手法を検討する。

### (3) 報告書の作成

以上の結果をまとめ、報告書を作成する。

## 1.3 調査の実施方法

各界の知識経験者から広く意見を求めるため、「ラドン拡散影響評価手法調査委員会」を設置し、検討した。尚、付録1にその議事録を掲載した。

## 2. 前年度までの調査結果のまとめ

平成4年度に、文献調査等を行い、麓の居住地区への影響評価には、山谷風を考慮でき、かつ鉛直方向成分が精度良く反映できる力学モデルが適当であるが、地形の影響を評価するためには、谷の大きさを正確にシミュレートするためのメッシュの大きさに注意する必要があることが指摘された。又、地形の影響だけでなく、植生に関する考慮すべきこと、気象観測に関して、局所的な影響をなるべく受けないような精度の高い観測が必要であることが指摘された。

平成7年度に行われた気流推定モデルの検証結果は、次の通りである。

基礎方程式系として、力学モデルは非静水圧モデル、乱流モデルは $k-\varepsilon$  2方程式モデルを組み込んだ気流推定モデルを用いた。計算領域は、格子数  $31 \times 31$ 、格子間隔は 125m を設定した。

高層風の計算結果を調査すると、上層ではモデル計算値および観測値とともに、西風が卓越し、接地層での東風が上層の西風となって循環する様子が再現された。

山頂観測点での地上気象要素のモデル計算による再現は、比較的良好であると認められるが、他の観測点での対応はあまり良くない。これは、方面地区へ向かう谷筋に沿って位置する観測点が山林の高さよりも低く、モデル計算結果と比較するには適さないと考えられるからである。モデル計算で再現される気流は、山林の間の気流ではなく、周囲 125m 四方の平均であり、しかも山林上の代表的な気流であることに留意する必要がある。

以上の気流推定モデルの比較検証により、斜面風の発生をモデルで再現することができたが、モデルの格子間隔が 125m と粗いために、方面地区へ向かう谷筋の急峻な地形が十分表現されておらず、因って斜面風の風速が弱めであること、また、斜面風の卓越する領域が広がっていることが確認された。

大気拡散モデルの検証結果は以下の通りである。本調査では、拡散方程式に基づく物質の拡散計算（オイラー型）を行った。

大気拡散実験の際のトレーサガス ( $SF_6$ ) の連続放出に対応する条件で計算を行った。その結果、モデル計算による濃度分布図を大気拡散実験時の平均的な濃度分布図と比較すると、放出源から谷筋に沿って離れるに従い、トレーサガスの濃度は次第に低くなっていく様子が良く再現されている。しかしながら、モデル計算結果の濃度は観測されたデータよりも低めである。これは、実地形では谷筋の山林の間に通る道に沿ってトレーサガスが流れてくるのに対し、モデル計算では格子点が粗いために谷筋以外へもトレーサガスが広く拡散しているために、モデル計算結果の濃度が低下しているものと考えられる。

以上の考察から、大気拡散モデルは格子点が粗いことに起因する拡散の広がり過ぎが認められるものの、トレーサガスの拡散状況をよく再現していることが検証された。

ラドンおよび娘核種モデルの検証結果は以下の通りである。

気流推定モデルにより、一昼夜24時間分（1時間毎）の気流推定計算を行い、その気流計算値を1サイクルとして数日間連続的に与えながら、ラドンおよび娘核種モデルの計算を行った。計算の結果、計算開始後3日目のラドン濃度の日変化は、2日目の日変化とほとんど変わらないものとなったため、3日目の一日分のラドンおよび娘核種の濃度の日変化を調べた。

その結果、ラドンの濃度分布は夜間には捨石堆積場より西側に移流・拡散し、方面地区へと広がるが、日中には谷風により東側へと移流・拡散していくことが分かった。また、朝方および夕方の気流の風向が反転する際には、一時的に濃度が高まり、捨石堆積場近傍ではラドン濃度が $25 \sim 35 Bq/m^3$ に達する。この朝方と夕方に濃度が高まる現象は、ラドン濃度測定記録にも認められ、夜間と日中の風向変化によるラドン濃度の一時的な高まりであることが確認された。

ラドンの娘核種RaAの濃度分布は、この物質の半減期が約3分と短いこともあり、ラドンの濃度分布とほとんど同じである。RaBおよびRaCの濃度分布は捨石堆積場から広範囲に広まっているが、濃度は約 $3 Bq/m^3$ 程度である。朝方と夕方の風向変化時には一時的に捨石堆積場近傍での濃度が高まっている様子が計算された。

これらのラドンおよび娘核種の濃度の計算結果を濃度測定記録と比較すると、格子間隔が粗いために計算結果の濃度の絶対値は、測定値と比較して小さめとなっている。しかし、その分布および時間変化の様子は、このモデル計算によって良く再現されている。

以上の考察から、開発されたラドンおよび娘核種モデルは当初の目的である、捨石堆積場のラドンの影響を自然界のラドンの影響から分離して評価するためのモデルとして、十分なものであることが確認された。ただし、ここに示された計算結果は、捨石堆積場から $1 Bq/m^2/sec$ のラドン湧出量があるとした場合の計算結果であり、この湧出量の仮定が適切であるかどうか、また、沈着パラメータの設定を含めて、さらに十分な検討が必要である。

### 3. ラドン拡散評価結果に対する問題点の整理

#### 3.1 気流推定モデルの検証について

実際の高層気象観測データを入力条件とすると、計算が安定しないため、極めて弱い地衡風を設定条件とした計算しか行えなかった。これを、移動性高気圧に覆われ、一般流が弱かった（夜半は海拔 1000m で静穏）夜を選んで検証を行なったが、観測値は風向風速とも時間的な変動が大きいのに対し、計算値は、格子間隔が粗いことと与条件が一定であることから時間変動が小さく、細かくみると対応はとれていない。しかし、観測値の方を平滑化してみると大まかには対応している。

夜間の斜面下降流は、最初 19 時頃は北西側に流出するが、時間が経つと計算範囲の北西側に不自然な気流の収束線が形成されてしまう。その原因の一つに、気流の水平方向の境界条件の問題が考えられる。放射境界条件を用いているが、一定の位相速度が存在する場合には適切な境界条件であるが、無風に近い場合は適切でない可能性がある。

以上のことから、対象地域より大きな局地循環を再現できるメソスケールモデルを用いて広域（数十km四方）の気流計算を行い、その結果をネスティングにより対象地域の水平及び上端の境界条件として取り込むことが、モデル改良の一策として考えられる。

#### 3.2 拡散計算の検証について

一般流 0m/s の 20~23 時の計算結果を、静穏晴夜の拡散実験数ケースの測定値の平均値と比較したが、計算上の谷筋と実際の地形の細かい谷筋とがずれているため、捕集点 St.8,10 の計算濃度は低濃度になっている。評価は計算上の谷底の濃度を抽出して、観測値と比較すべきである。但し、そのような考慮をしても計算値の方が 1 オーダー近く低濃度である。

拡散モデルは、オイラー型であり、扱っているのは格子内の平均濃度である。又、水平方向の格子間隔が 125m というだけでなく、鉛直方向も  $\Delta z = 30m$  でしか表現されていない。そのため、発生源を含むボックスでかなりの初期拡散を与えてしまい、拡散が過大に評価されている（拡散実験は点源放出である）。特に発生源付近での鉛直方向の拡散が過大で、地上放出ではあるが上空の風（地上風は東ないし東南東であるのに対し、放出点付近の地上 100~150m の風向が北東）に乗ってしまって谷と別方向の斜面に出現した濃度成分がみられる。

このような問題を解決する方法として、拡散計算だけ格子を細かくすることと、ラグランジュ型の拡散モデルを組み込むことが考えられる。ラグランジュ型の拡散モデルに関する文献を付録4に示した。

### 3.3 ラドン及び娘核種の予測について

計算領域の北西部でB.G.湧出による高濃度がみられるが、その理由としては、濃度の境界条件が勾配0であることと、境界付近における気流場が弱い流入場になっており、収束していることが考えられる。

尚、付録2,3に予測結果を堆積場寄与分とB.G.に分離して濃度図を示した。

### 3.4 計算範囲と格子間隔の問題

計算範囲は約3.8km四方に過ぎない。堆積場と近傍の集落を含んでいる（拡散計算にはほぼ十分と言える範囲）が、気流計算には不充分と考えられる。この範囲で海拔1000mで地衡風を与え、流入風速の鉛直分布を設定すると、2m/s（観測値は3.2,3.7,0.9,1.8,2.5m/s）でも斜面下降流が発生しにくい。広領域でそのような設定をして、ネスティングする方が適切であると考えられる。

一方、計算格子数の制約（メモリより計算時間）から、格子間隔は125m（提言では10mとなっている）であり、計算地形はなだらかで、細かい谷は表現されていない。水平格子間隔を50mにすると、計算時間は恐らく1オーダー増加する。（12時間分の気流計算に動燃のVP2600で約4時間のCPU時間が必要）

又、観測値は局地的なもの（風も濃度も）であるのに対し、計算結果は125mメッシュの平均値でしかない（鉛直方向にも平均化されている）。観測値が面的に広がっているなら平均化すればよいが、そうではないので検証が困難である。

### 3.5 ラドンの湧出等の設定について

堆積場の散逸率を1Bq/m<sup>2</sup>/secとし（3メッシュ）、バックグラウンドを2×10<sup>-2</sup>Bq/m<sup>2</sup>/sec（残り958メッシュ）としている。排出量としては1:6.4となり、バックグラウンドの方がかなり大きい。よって、風向の変転時に堆積場からの寄与濃度が1~2時間高くなるものの、娘核種についてはバックグラウンド濃度の方が高い。

バックグラウンド濃度と堆積場の寄与濃度を分離すると、堆積場の寄与は方面、高辻、別所等の集落に影響を及ぼしていないようにみえるが、北西側の流入が流出に転じた場合は影響を及ぼす可能性もある。

## 4. 今後のラドン評価手法の検討

### 4.1 地形の取り扱いについて

平成7年度の計算に用いた、約 250m メッシュの国土数値情報から補間した 125m メッシュの地形データ（太線）と、50m メッシュの国土数値情報から曲面補間で作成した 25m メッシュの詳細標高データ（細線）を図 4-1 に示した。着目している方面的谷筋が、両者で大きく異なっている様子がわかる。

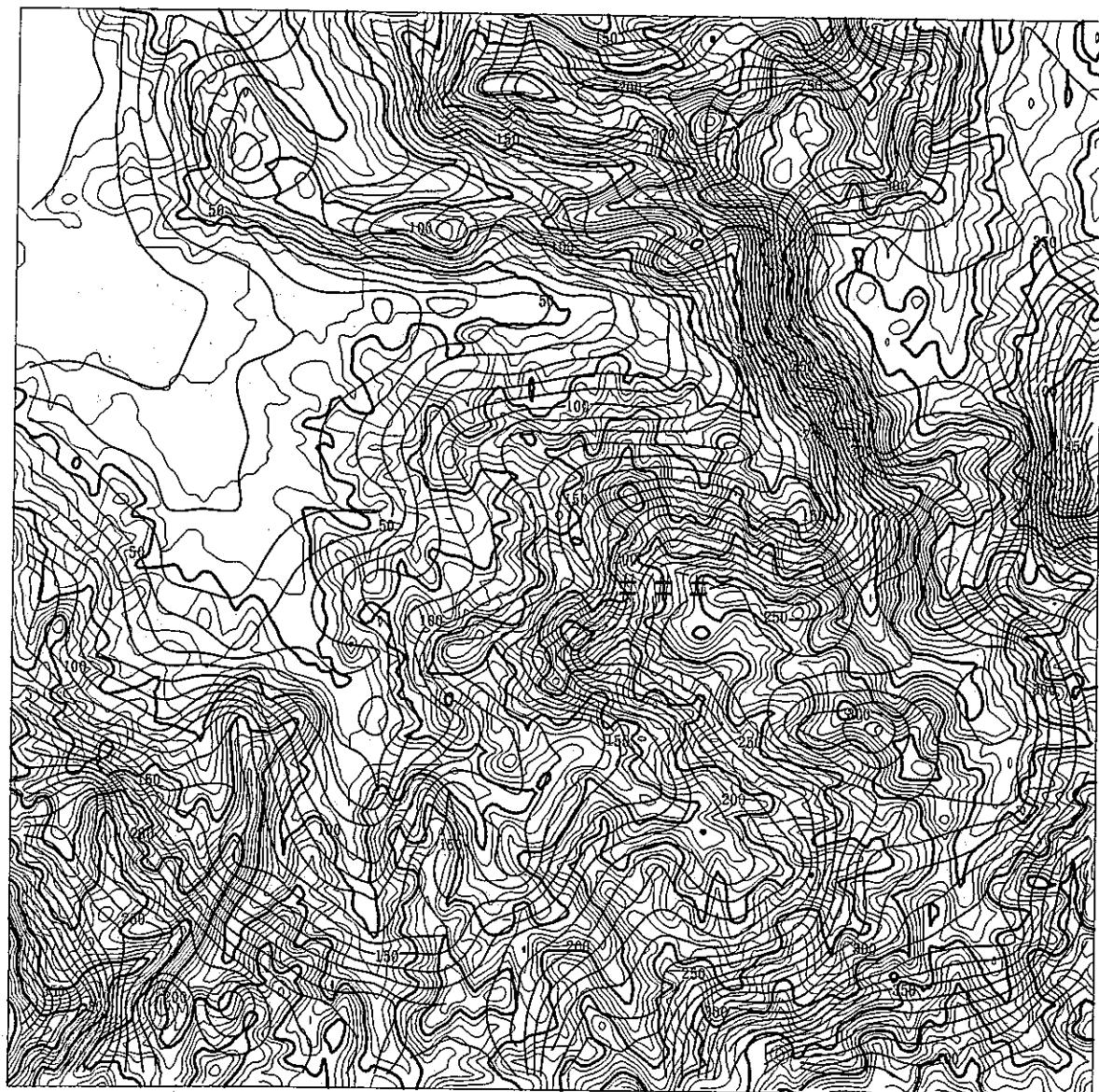


図 4-1 2種類の地形データの比較  
(太線：25mメッシュの50m間隔の等高線、細線：25mメッシュの10m間隔の等高線  
それ以外は125mメッシュの10m間隔の等高線)

# : 発生源と見なした堆積場

次に、計算用モデル地形 ( $\Delta z = 30m$  で何段積み上げられているか) を図 4-2 に示した。各升目の左下の数字が段数で、右上の数字は詳細標高データから作り直した場合の段数である。等高線は  $25m$  メッシュの詳細標高データによるモデル地形 ( $\Delta z = 6m$  で何段積み上げられているか) で、太い破線はそれによる谷筋を示している。図 4-3 と比較して、 $25m$  メッシュ程度で、実際の谷筋は再現可能であると考えられる。又、詳細標高データを平均化したものなら、 $125m$  メッシュでも、現行よりもう少し実際の谷に近いモデル地形になると考えられる。

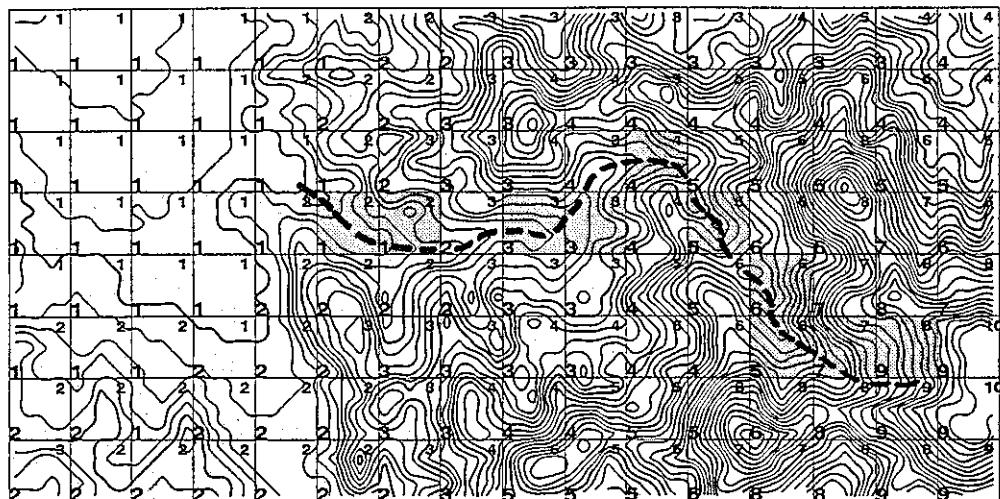


図 4-2 計算用モデル地形

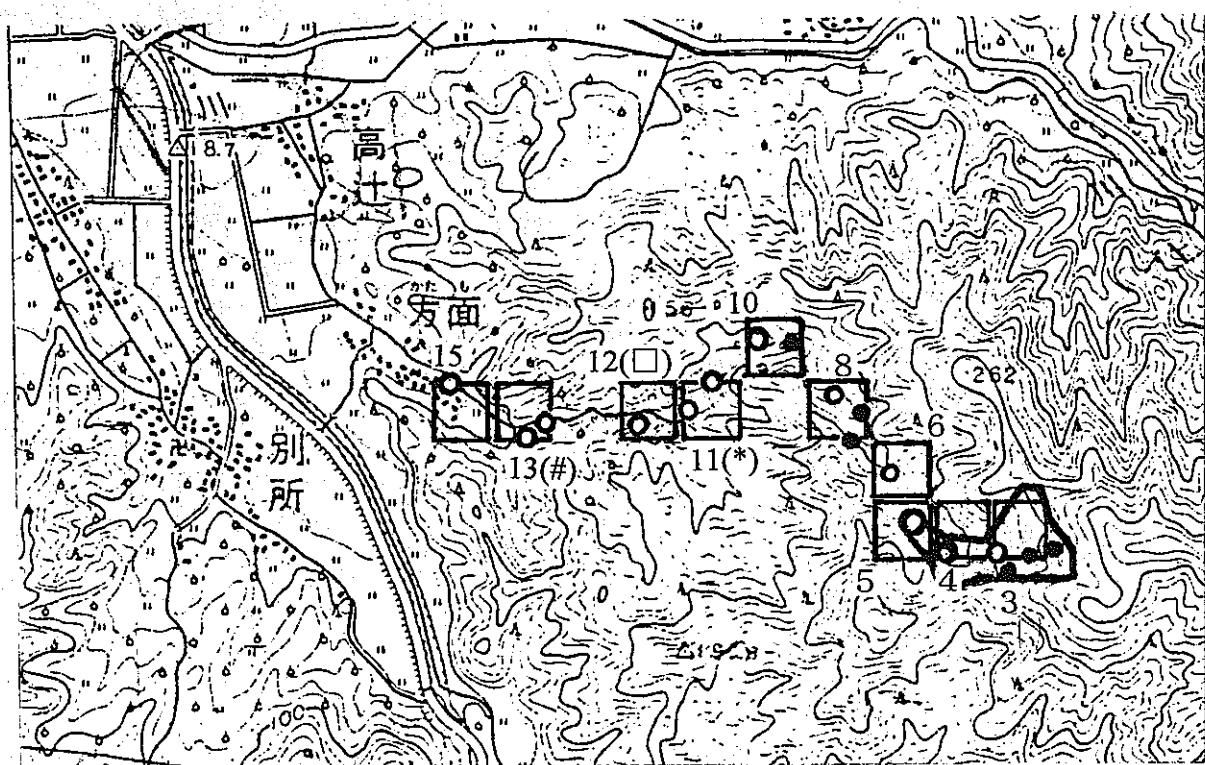
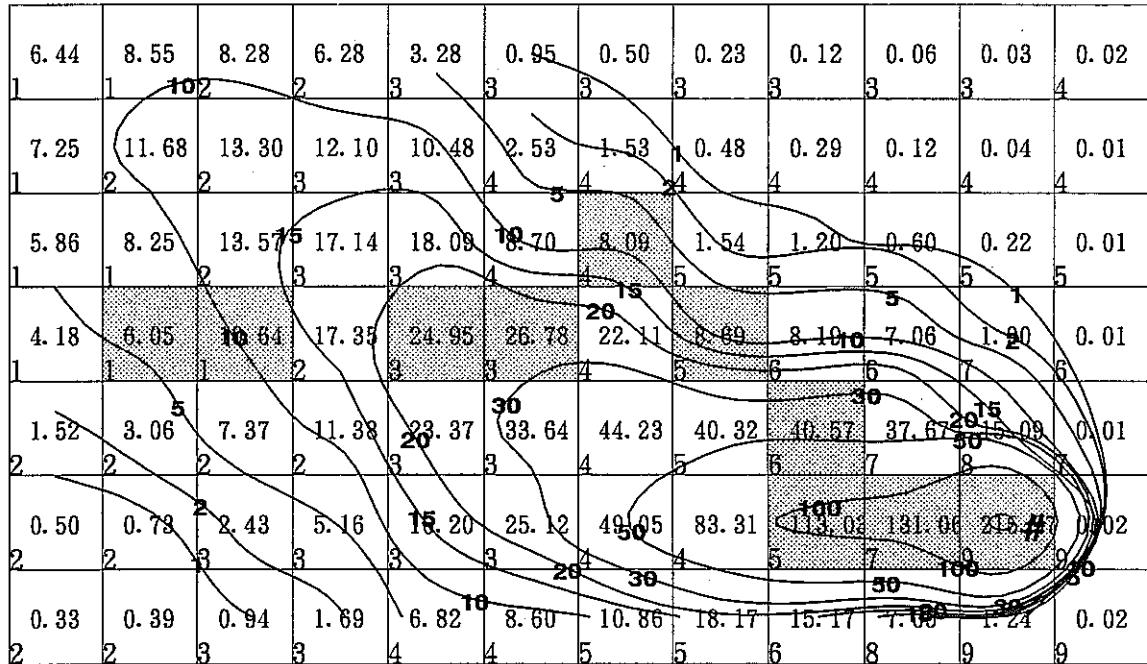


図 4-3 実地形と拡散実験時の濃度測定地点

更に、拡散実験再現計算について、濃度計算値と谷地形の対応について検討した。拡散実験再現計算結果の内、堆積場付近の地上1層目と3層目のSF<sub>6</sub>濃度計算値(23時)を図4-4に示した。

計算値は125mメッシュの大きな谷に沿って、最初、西に流れ、途中から西北西に流れしており、実際の谷とずれている。

地上1層目



地上3層目

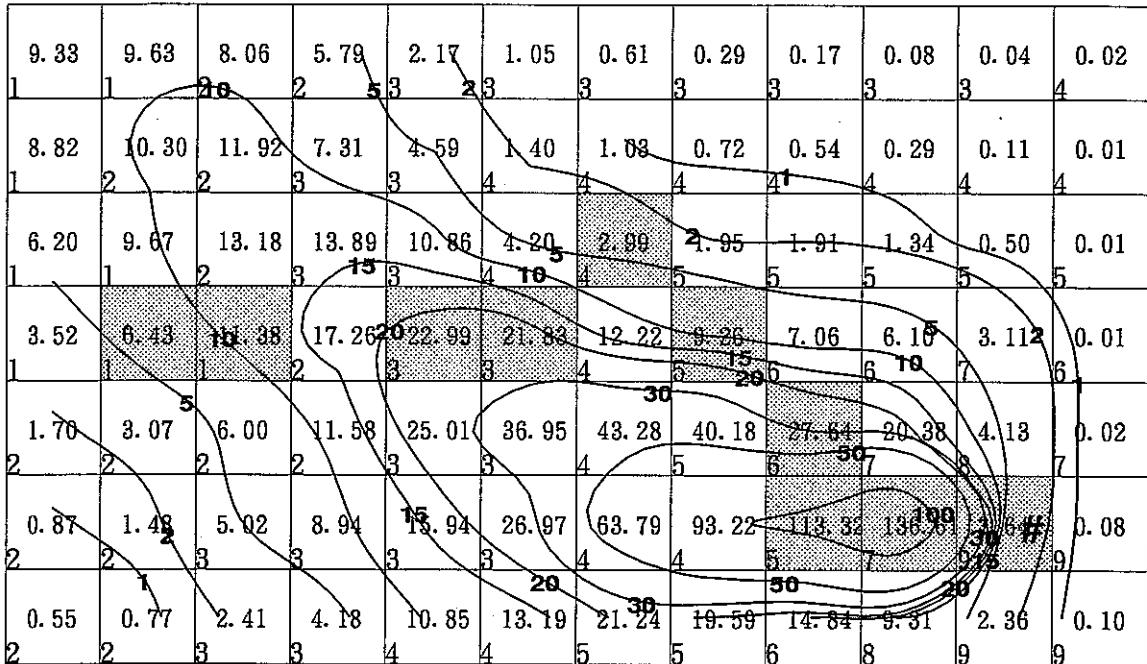


図4-4 拡散実験再現計算結果 (等値線と中央の数字は濃度(ppt)、左下は段数)

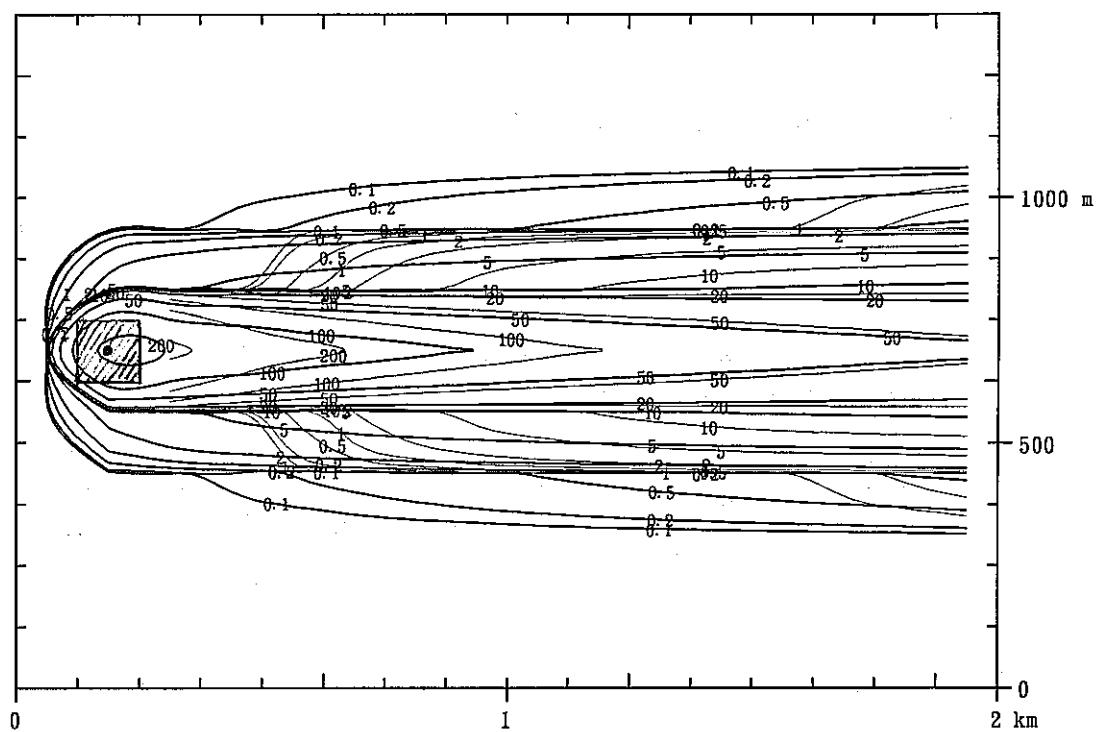
## 4.2 格子間隔について

水平 125m 鉛直 30m の計算格子による初期拡散等の誤差を、水平 25m 鉛直 6m の計算格子による誤差と比較検討した。計算は平坦地定常一様場とし、気象条件は風速 0.7m/s、拡散係数  $1.2\text{m}^2/\text{s}$  とした。発生源としたセルの中心の地面に点源をおいた場合の解析解と比較した。計算範囲は風下 2 kmまでとした。

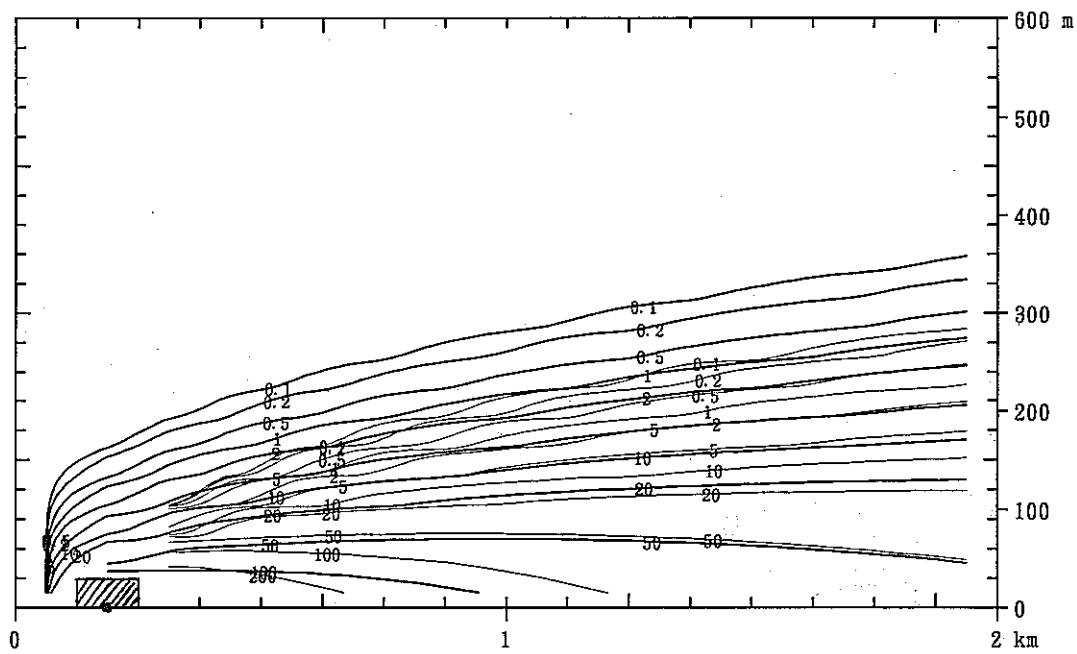
図 4-5 に水平 125m 鉛直 30m の計算結果を、図 4-6 に水平 25m 鉛直 6m の計算結果を示した。細線は解析解である。斜線で示した部分が差分モデルで発生強度を与えたボックスであり、黒丸は解析解の点源である。

発生源近傍では 125m メッシュの誤差が大きく 1/2 以下の過小評価となる場合もあることがわかる。しかし、1 km 以遠では地上付近の濃度に大きな差異はみられない。25m メッシュの計算結果でも、上空では 1/2 以下の過小評価となる場合もあるが、地上付近の濃度に大きな差異はみられない。

H. plane (Con) k=1.0



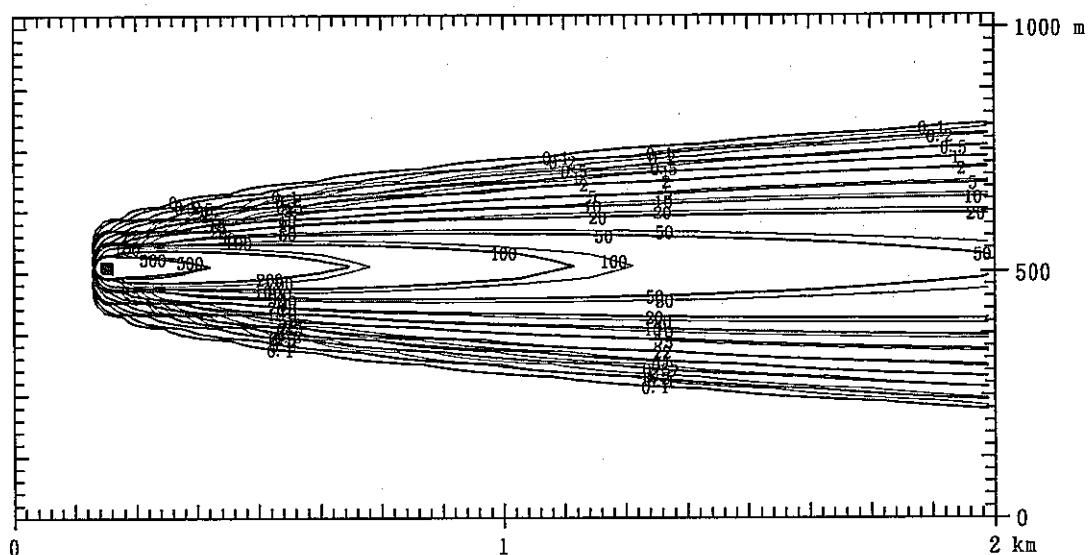
V. plane (Con) j=21.0



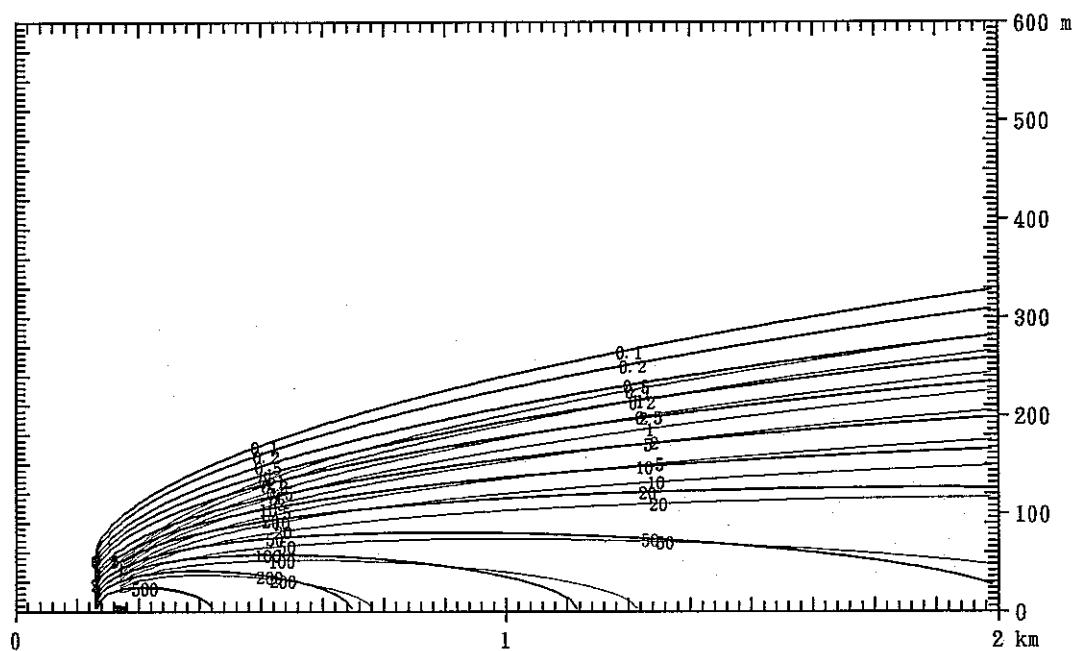
上段：地上濃度分布図、下段：煙軸を通る鉛直断面図

図 4-5 水平 125m 鉛直 30m メッシュでの計算結果 (基準化濃度、細線：解析解)

H. plane (Con)  $k=1.0$



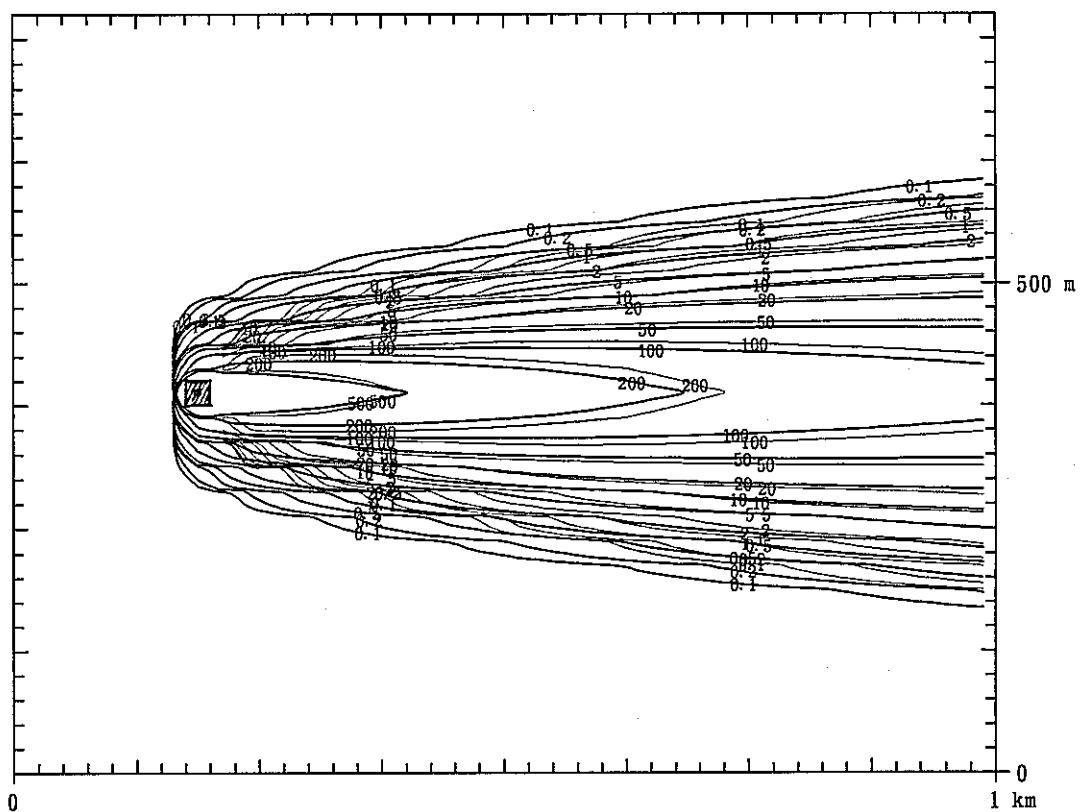
V. plane (Con)  $j=41.0$



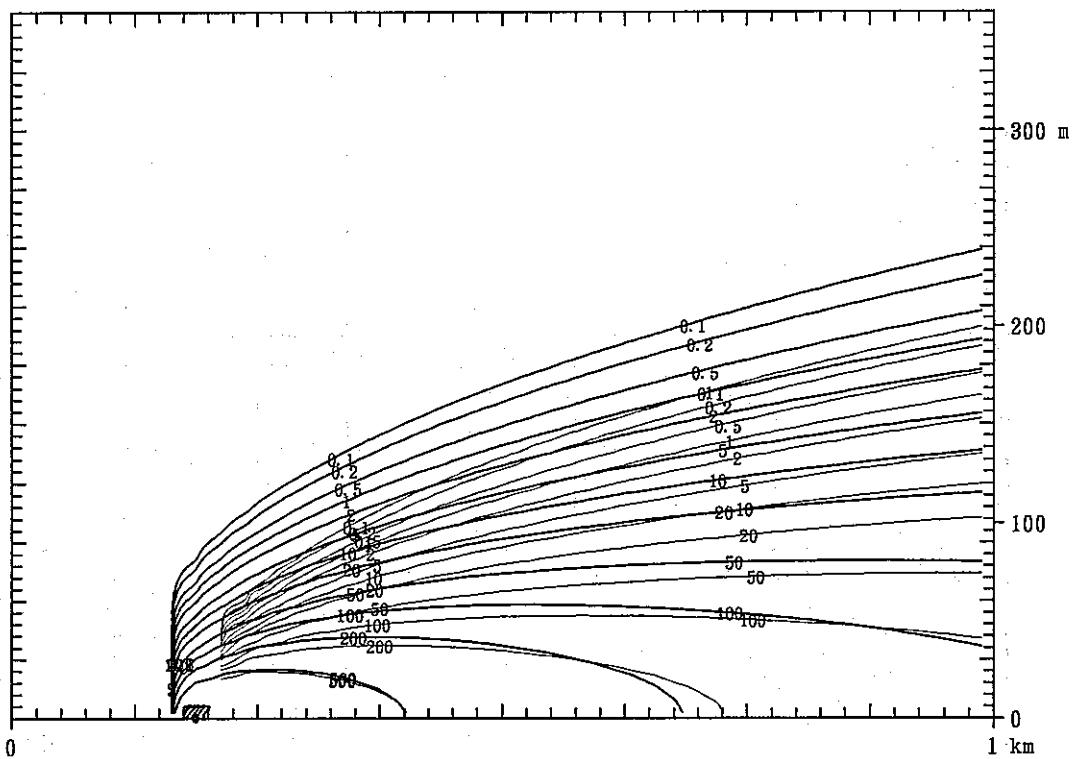
上段：地上濃度分布図、下段：煙軸を通る鉛直断面図

図 4-6(1) 水平 25m 鉛直 6m メッシュでの計算結果 (基準化濃度、細線：解析解)

H. plane (Con)  $k=1.0$



V. plane (Con)  $j=41.0$



上段：地上濃度分布図、下段：煙軸を通る鉛直断面図

図 4-6(2) 水平 25m 鉛直 6m メッシュでの計算結果 (発生源近傍のみ)

### 4.3 拡散係数の検討

格子間隔の検討で、メッシュサイズに起因する誤差は観測値の半分程度であることがわかったが、計算値の誤差はそれより大きく、他に原因があると考えられる。

発生源が地面あり、地上濃度を評価する場合、濃度は散逸率(発生強度)と地面付近数層の拡散係数に左右されることが多い。風速、乱流エネルギー、拡散係数の計算値の鉛直分布を堆積場入り口、梨畠、事務所付近について表 4-1 に示した。

事務所付近は接地逆転層が形成され、乱れも小さく安定状態にある。それに対し、堆積場出入口でかなり大きな拡散係数になっており、これにより鉛直混合が行われ、接地逆転は弱い。

以上のことから、拡散実験再現計算において、計算濃度が 1 オーダー程度過小であるのは、格子サイズの問題より、堆積場出入口で拡散係数が過大であることによると考えられる。このように堆積場付近で計算上広がってしまうと、その後谷を流下していっても、計算値の濃度分布はかなりの広がりを示している。

表 4-1 亂流の計算結果

		21時				23時			
	風速	乱流エネルギー	拡散係数	気温偏差	風速	乱流エネルギー	拡散係数	気温偏差	
	地上	(m/s)	$k(m^2/s^2)$	(deg)	(m/s)	$k(m^2/s^2)$	$K(m^2/s)$	(deg)	
出入口	135m	0.457	0.031	0.73	0.60	0.386	0.051	1.17	-0.03
	105m	0.318	0.065	2.35	0.47	0.328	0.137	3.95	-0.19
	75m	0.210	0.141	4.04	0.33	0.243	0.318	6.76	-0.35
	45m	0.123	0.285	7.31	0.21	0.131	0.646	11.01	-0.47
	15m	0.010	0.644	2.64	0.06	0.023	1.496	4.02	-0.62
梨畠	135m	0.095	0.006	0.22	0.38	0.322	0.012	0.34	-0.28
	105m	0.091	0.011	0.26	0.20	0.275	0.026	0.43	-0.54
	75m	0.146	0.032	0.47	-0.05	0.201	0.068	0.69	-0.85
	45m	0.155	0.141	1.08	-0.31	0.158	0.328	1.63	-1.16
	15m	0.149	0.821	2.98	-0.53	0.142	2.022	4.67	-1.38
事務所	135m	0.577	0.008	0.36	-0.02	0.619	0.012	0.42	-0.79
	105m	0.570	0.017	0.43	-0.25	0.606	0.026	0.48	-1.08
	75m	0.441	0.042	0.61	-0.49	0.435	0.066	0.65	-1.38
	45m	0.290	0.092	0.71	-0.74	0.229	0.116	0.63	-1.78
	15m	0.012	0.016	0.42	-1.29	0.067	0.018	0.45	-2.60

拡散係数の直接的な検証は出来ないが、堆積場出入口の拡散係数はかなり過大であると考えられる。これについては、扱う現象と格子サイズの関係、地表面の特性の扱い方なども効いていると思われる。特に、実際の拡散は樹林が拡散係数を小さく抑えている点や、斜面下降流の厚さより、 $\Delta z$  が大きい点が問題である。実地形ではなく、部分的なモデル地形で 3 時間程度の積分を行って、チェックする必要があると考えられる。

## 5. ラドン拡散影響評価手法の改良に関する提言

### 5.1 当面の改良案

基本的には現モデルを利用しながら、予測精度を高めるために、以下のような改良が考えられる。①,②を実施すると、全体として、3段階の計算モデルとなる。

①現モデルの計算範囲を中心とする約 60km 四方の領域について、局地気象(メッシュ)モデル( $1\text{kmメッシュ}$ )を用いた気象場の推定を行ない、その結果を側面及び上端の境界条件として用いる。

高層風観測結果などを入力に用いると、1点の鉛直分布から三次元的な分布を考慮するのが困難であり、地衡風として与え、べき法則などにより鉛直分布を設定すると、一様な流入流出となってしまい、数キロスケールの山谷風（斜面下降・上昇流）が表現できない。

そこで、現モデルの計算範囲より大きなスケールの循環を再現できる局地気象モデルを用いて、高層風観測結果を海拔 1500m 以上の地衡風として与え、1 way ネスティングにより現モデルの入力条件とする。計算量などは現実的である。

改善の見通しとしては、全てのケースで斜面下降流が再現できるとは限らない。特に、1500m で 5m/s 以上の風速がある場合は、山風-陸風が形成されない可能性がある。

②現モデルの計算範囲の中心部のみを水平 25m 鉛直 5~6m 程度の細密メッシュとし、気象場の計算結果を内挿（このとき気流場についてはマスコンモデルによる変分調整を行う。拡散係数については、下層に接地境界層の一般式を適用する）し、拡散計算を行う。計算量はやや多い。

改善の見通しとしては、地形の粗さにより谷筋が異なる点や、初期拡散が過大になるのを抑制する効果はあるが、500m, 1 km風下での地上濃度という観点からは、計算値は現モデルの二倍程度にしかならないと考えられる。

## 5.2 将来の方針

数年オーダーで、計算機の発達も念頭に置いて、モデルを改良するとなれば以下のようと考えられる。

数日程度の予測評価をするためには、次の5段階の計算を行う。

①広領域は気象庁の GPV を入力データとする局地気象モデルにより、数kmから十数kmスケールの循環を含む気象場を再現する。

②この計算結果を境界条件として、対象範囲を含む約 5 km 四方の領域の気流及び乱流場を計算する。計算結果の内、水平境界に近い部分は拡散計算の入力に使わないのが望ましいため、対象範囲より広めの計算範囲をとる必要がある。気流計算モデルは基本的には現モデルと同じとするが、乱流モデルは  $k - \varepsilon$  モデルから代数応力モデル(ASM)に変更する必要があると考えられる（この変更は何割かの計算時間の増加をもたらすだけと予想される）。

③この計算結果に基づいて、B.G.湧出を与えた3次元オイラー型拡散モデルにより、B.G.濃度を計算する。

④堆積場から最寄りの民家までを狭領域とし、②の計算結果を境界条件とする 1way ネスティングにより、植生層を組み込んだモデルを用いて気流及び乱流場を計算する。 $\Delta z = 5m$  程度とし、樹林や竹林の区域では、1層目（及び2層目）は植生の抵抗を受け風速が減衰する効果をモデル化した計算を行う。これにより、地面に沿う安定した緩い下降流を再現する。

⑤堆積場寄与分の拡散計算は、④の計算結果を用いてラグランジュ型のモデルにより行う。発生源は堆積場内の一部区画のみとする。崩壊や沈着は、移流する仮想粒子のパーセンテイジの変化で表現する。

尚、②～④に関しては、座標系の選択が問題となると考えられる。実際の現象はやはり地形に沿った曲線座標系に近いので、将来的には一般曲線座標系に変更すべきであるが、②について、先ず、 $z^*$  系の非静力学モデル(Mellor-Yamada の乱流クロージュ 2.5)を用いて、とりあえず 100m メッシュ程度で試算してみる必要があると考えられる。

実際の気流場に及ぼす竹藪や樹木など植生の効果については、樹林の内部や背後で風速が減衰し、樹林の上方で乱流エネルギーが大きくなることが知られている。これを③の気流計算モデルで表現するには、 $\Delta z$  が 10m 以下の場合には、地上 1 層目に抵

抗係数を入れる方法が適用でき、植生周辺(及び内部)の風速の観測データがあれば、それに基づいてパラメータを決めて植生の効果をモデル化することは出来る。しかし、植生の茂り具合等（植生調査自体が大変である）から直接モデル定数を決めるることは困難である。又、 $\Delta z = 30m$  と鉛直格子間隔が大きく樹木の方が低い場合は、粗度長を大きくするか、若しくはゼロ面変位

$$U = \frac{u_*}{\kappa} \ln \frac{z-d}{z_0}, \quad z \geq h: \text{植物の草丈}, \quad \text{ゼロ面変位 } d \approx 0.7h \sim h$$

を取り入れるべきであると考えられる。

気流・乱流に対する植生の影響で、物質拡散（地面から発生するもの）がどうなるかについては、トウモロコシ畑だと、畑の内部のラドン濃度はその上の2倍位濃度が高いことがあり、竹林でもそのような現象が起こるのではないかと考えられる。

長期間（例えば年間）の評価については、地上風実測値を利用した簡便方を開発するものとする。方面地区捨石堆積場については、山頂付近、堆積場出入口と梨畑に地上風観測値があり、観測高度等の問題はあるものの、地面発生源からの移流拡散が民家に及ぶか否かについては、この風向風速が大きく影響すると考えられる。よって、地上風観測結果のパターンを解析し、上の計算結果と対応づけることが出来れば、長期間の概略評価が可能になると考えられる。具体的には、

- ・①～⑤の計算結果のうち、典型的なものを修正して適用するか、
- ・典型的な気流計算結果を多少修正して⑤のみの計算を行うか

である。但し、このとき気をつけなければならないのは拡散係数の問題である。何らかの方法で拡散係数の鉛直分布を設定する必要があるが、その推定精度が計算結果を大きく左右すると考えられる。

### 5.3 気象観測データについて

人形峠事業所周辺に 24ヶ所の堆積場があるが、モデル地区である方面地区（4地点の地上風観測点がある）のような細かな観測は不可能であり、堆積場とは別の場所の気象観測値を利用する必要がある。ラドン拡散影響評価モデルの最終目標は、現地データがなく、一般風など観測しかできない場合でも、（精度は低下しても）ある程度の予測を可能にすることである。

人形峠事務所にドップラーソーダを設置したとしても、それだけでは前節①の広域気流推算の検証に過ぎない。更に、国道 179 号線沿いに 2～3 地点と倉吉市内及び東郷池周辺にも設置すれば、広域気流推算の精度向上に資する可能性が高い。山頂付近に設置できれば、データとしては利用価値は高いが、借地の問題等、現実的には不可能ではないかと思われる。

局所的な風系については、仮に谷の中にドップラーソーダを設置できたとしても、反射によるノイズが多く精度が悪いため、有効に利用することが出来ないと考えられる。

近年、開発の進んでいる（騒音の問題のない）ウインドプロファイラーも、将来は利用できるかもしれないが、現状では、鉛直分解能が若干粗く、コスト面の問題がある。検証用に短期間借りることも考えられるが、年間評価に使えない。

その他、役場や消防署など気象庁以外の機関の観測値については、精度や代表性の問題があるので入力データとして用いるのは難しいが、検証用データとしては使えるものもあるのではないかと考えられる。送電鉄塔などに風速計を設置できれば、代表制の高いデータが得られるが、メンテナンス等が困難なこともあり実現の可能性は低い。

対象地域内の現地気象観測を想定しない方法とは異なるが、方面地区の場合は、植生の影響の少ない梨畠の地上風観測値を気流計算にフィードバックさせるという利用方法が有効かもしれないが、更なる検討が必要であると考えられる。

## 6. まとめ

平成7年度までに開発、検証されたラドン拡散評価手法及び評価結果の問題点を整理し、今後目指すべきラドンの拡散評価手法を検討した結果、以下のようなことがわかった。

気流推定モデルについては、気象条件の設定が、空間的には単純すぎると斜面下降流が生成しにくい、一方、時間的には変動が大きいと風速が強いときに斜面下降流が消滅してしまう等の問題があると考えられる。又、水平方向の境界条件について、気象条件によっては問題がある場合があると考えられる。このような問題を解決する一つの方法として、広域の気流場を推算して、その結果をネスティングにより取り込む手法が考えられる。

拡散計算については、オイラー型であること、格子間隔が大きいこと、拡散係数が過大であることにより、発生源（堆積場）付近の拡散（特に鉛直方向）が過大に評価されている。そのため、全体的に堆積場寄与濃度は過小評価になっている。

当面の改良案としては、

- ・約 60km 四方の領域について、局地気象モデルを用いた気象場の推定を行ない、ネスティングにより、その結果を現モデルの計算範囲に取り込む。
  - ・詳細標高データに基づいて、モデル地形を修正して、現行モデルを実行する。
  - ・中心部のみを細密メッシュとし、気象場の計算結果を内挿し、拡散計算を行う。
- などが考えられる。

将来的には

- ・広領域は気象庁の GPV を入力データとする局地気象モデルにより、数kmから十数km スケールの循環を含む気象場を再現する。
  - ・この計算結果を境界条件として、対象範囲を含む約 5 km四方の領域の気流及び乱流場を代数応力モデル若しくは乱流クロージャモデルにより計算する。
  - ・この計算結果に基づいて、B.G.湧出を与えた3次元オイラー型拡散モデルにより、B.G.濃度を計算する。
  - ・堆積場から最寄りの民家までを狭領域とし、植生層を組み込んだモデルを用いて気流及び乱流場を計算する。
  - ・堆積場寄与分の拡散計算は、これらの計算結果を用いてラグランジュ型のモデルにより行う。
- といった新モデルの開発が必要と考えられる。

長期的評価や、気象観測データの利用に関しては、さらなる検討が必要であると考えられる。

## あとがき

動力炉・核燃料開発事業団 人形峠事業所周辺の山岳地帯のウラン鉱山による捨石堆積場から散逸するラドンが周辺環境へ与える影響を評価する手法が平成5年度に開発され、平成7年度に方面地区の堆積場に適用した検証作業が行われた。この結果について、計算結果の再分析、評価手法の問題点の抽出等を行った。現在の計算機資源の限界から解決できない点も多いが、制約の範囲内で、評価手法をより適切なものにするための改善案が示された。長期的評価や気象観測データの利用については、更なる検討が必要と考えられる。

2回にわたる「ラドン拡散影響評価手法調査委員会」において、様々な有益なご助言を頂いた委員の先生方に感謝いたします。

## 付録リスト

付録1 ラドン拡散影響評価手法調査委員会 議事録

1-1 第1回委員会(平成8年12月18日)

1-2 第2回委員会(平成9年2月17日)

付録2 付図

2-1 堆積場寄与濃度の水平分布

2-2 堆積場寄与濃度の鉛直分布

付録3 計算範囲内の最高濃度の経時変化

付録4 PICK法及びラグランジュ型拡散モデルに関する文献

4-1 R.Lange, ADPIC-A Three-Dimensional Particle-in-Cell Model for the Dispersal of Atmospheric Pollutants and its Comparison to Regional Tracer Studies : J.Apl.Meteor., Vol.17,pp.320-329 (1978)

4-2 S.Minato, Monte Carlo Calculation of Global  $^{222}\text{Rn}$  Transport at Middle Latitude Using a Simple One-dimensional Model : RADIOISOTOPES, Vol.40,pp.1-8 (1991)

4-3 茅野政道, DPRW(Discrete Parcel Random Walk)法による大気中濃度分布モデル : JAERI-M 83-084 (1983)

## ラドン拡散影響評価手法調査委員会

### 第1回委員会 議事録

作成：日本気象協会 石田

1. 日時：平成8年12月18日（水） 10:00～14:30

2. 場所：動力炉・核燃料開発事業団 人形峠事務所 会議室

3. 出席者	委員長 池辺 幸正	名古屋大学 工学部 原子核工学科 教授
	委員 飯田 孝夫	名古屋大学 工学部 原子核工学科 助教授
	茅野 政道	日本原子力研究所東海研究所 環境安全研究部 環境物理研究室 主任研究員
	安達 隆史	(財)日本気象協会 中央本部 調査部 専任主任技師
	古田 定昭	動力炉・核燃料開発事業団 人形峠事務所 安全管理課 課長代理
	伊藤 公雄	動力炉・核燃料開発事業団 人形峠事務所 安全管理課 副主任研究員
	石田 信浩	(財)日本気象協会 中央本部 調査部数理応用課 主任技師

#### 4. 配付資料

- No.1 「ラドン拡散影響評価に関する調査」事業計画書
- No.2 捨石堆積場周辺ラドン影響評価報告書（平成8年3月）
- No.3 ラドン拡散評価結果に対する問題点の整理
- No.4 捨石堆積場周辺ラドン影響評価 参考付図

## 5. 議事

### 5-1. 平成 8 年度ラドン拡散影響評価に関する調査 事業計画説明

資料No. 1に基づき、平成 4 年度に検討された開発方針のうち、検証出来るものと出来ないものについて、平成 6 年度に実施された拡散実験について、今年度の事業計画についての説明がなされた。

### 5-2. 平成 7 年度の調査結果の報告

資料No. 2に基づき、平成 7 年度に行われた「捨石堆積場周辺ラドン影響評価」の調査結果についての報告がなされた。

#### (1) 計算範囲及び格子間隔等の限界についての説明

- ・実際の谷は細かく、曲がりくねっているのに対し、地形が平滑化され過ぎている。
- ・計算境界が近すぎて、その影響が現れてしまっている。

#### (2) 開発モデルの説明

- ・ $k - \varepsilon$  モデルの特徴の説明
- ・植生等地表面状態については、下面の境界条件として表現しているが、水平格子間隔が大きいため殆どのメッシュが樹林になってしまい。
- ・地表面の温度低下による斜面下降流（一般流なくとも流れ生成）
- ・直交座標系で 地形を表現（積み木）

## (3) 気流推定モデルの検証について

- ・移動性高気圧に覆われ、一般流が弱かった夜を選んで検証を行なった。
- ・ $31 \times 31$  の計算範囲のみで計算を行なった。
- ・海拔 1000m の地衡風を与えるモデルであり、西風  $0,1,2\text{m/s}$  について計算を行なった。
- ・'94年8月5～6日の夜は、夜半は海拔 1000m で静穏であり、この夜の観測値を  $0\text{m/s}$  の計算値と比較した。
- ・夜間の斜面下降流は、最初、北西に流出するが、時間が経つと収束線が出来ている。
- ・観測値は風向風速とも時間的な変動が大きい。それに対し計算値は、格子間隔が粗いことと与条件が一定であることから時間変動が小さく、細かくみると対応はとれていない。しかし、観測値の方を平滑化してみると大まかには対応している。

[質問] 実際に観測された風データを入力したのか？

[回答] 入力していない。 $0,1,2\text{m/s}$  で固定した仮想の 3 ケースを計算した。

[質問] 濃度を比較するときは何と何を比較するのか？

[回答] 静穏な夜の典型的な計算結果を'94年8月5～6日（0,3 時は上層で calm）の測定結果と比較した。

[質問] 地衡風を与えたときの風速の鉛直分布は？

[回答] べき乗則（ $1/4$ ）である。

[質問] 図の風ベクトルは平均化しているのか？

[回答] スタッガード格子であるので水平方向は平均化しているが、鉛直方向はしていない（地上第一層目）

[質問] 湿度の計算値は？

[回答] 比湿の計算は一応出来るが、条件設定や蒸発散の考慮が困難であるので、今回の計算は乾燥空気である。

## (4) 拡散計算の検証

- ・一般流 0m/s の計算結果を静穏晴夜の拡散実験数ケースの測定値の平均値と比較
- ・計算上の谷筋と実際の地形の細かい谷筋とがずれているため、捕集点 St.8,10 の計算濃度は低濃度になっている。
- ・オイラー型の拡散モデルであり、格子内の平均濃度である。そのため、初期拡散を与えてしまい、拡散が過大に評価されている。

[指摘] 測定濃度の低い St.6 については、煙流が上空を通過した可能性もある。

[指摘] 水平方向の格子間隔が 125m というだけでなく、鉛直方向も  $\Delta z = 30m$  でしか表現されていない。

[指摘] 計算上の谷底の濃度を抽出して、観測値と比較してはどうか。

[指摘] 拡散計算だけ格子を細かくしてはどうか（水平鉛直とも）

[質問] 計算範囲の南西部に高濃度が出現しているのは何故か？

[回答] 放出点付近の地上 100~150m の風向が北東で、鉛直拡散が過大に評価されているので、地上放出ではあるが上空の風に乗ってしまった成分がある。

[質問] 拡散係数の下限値は設定しているのか？

[回答] 小さな値 ( $1 \times 10^{-6} m^2/s$ ) で設定している。

[質問] 鉛直格子だけでも細かくできないか？

[回答] 現在の気流モデルについては困難。拡散計算だけなら可。

[質問] 鉛直拡散の過大評価を抑制するにはどのような方法があるか？

[回答] ラグランジュ型の拡散モデルにすれば解決する。

[質問] 計算結果は、計算範囲のどの程度の部分が有効か？

[回答] 今回の範囲設定では、計算範囲が狭すぎる。この範囲を予測対象範囲とするならば、計算範囲はもう少し広くとらなければならない。

[質問] 濃度の実測値と計算値の比較は？

[回答] 計算は 23 時前後に定常に近くなっているので、数ランの実測値の平均を取ったものがそれに相当すると考え、両者を比較した。

[質問] 濃度の絶対値で、観測値と計算値はどの程度あっていいるのか？

[回答] 計算値の方が 1 オーダー近く低い。

[質問] 実際の発生源が面源ならあうのか？

[回答] 鉛直方向の過大な拡散の問題や谷幅の問題が残る。

## (5) ラドン及び娘核種の予測

資料No.2 及び資料No.4に基づいて説明が行われた。

- ・96時間積分で CPU 時間で 2.5 時間
- ・B.G.は全メッシュの湧出量で与えた。
- ・堆積場は 10m メッシュでの最大強度を 125m メッシュ(三つ)に与えているので過大である。
- ・量的には、B.G.は 900 メッシュ以上なので、堆積場寄与より B.G.の方が多い。
- ・計算領域の北西部で B.G.湧出による高濃度がみられるが、その理由としては、濃度の境界条件が勾配 0 であることと、境界付近における気流場が弱い流入場になっており、収束していることが考えられる。
- ・堆積場の寄与は計算上小さく見えるが、気流場に問題があるので小さいとは言い切れない。

〔指摘〕 実際のラドン濃度観測結果では、B.G.は平均的には  $10\sim20 \text{ Bq}/\text{m}^3$  程度で、堆積場出入口では明け方から午前中にかけてラドン濃度のピークがみられる。堆積場内(No.4)の計算値は 8 時に  $30 \text{ Bq}/\text{m}^3$  程度まで上昇するが、すぐ低くなる。夕方 18 時の方が高濃度( $50 \text{ Bq}/\text{m}^3$ )であるが、出入口付近(No.5)はあまり高くならない。

〔質問〕 娘核種の最大値は堆積場の近くか、離れたところ(居住区)に出ている可能性はないか。

〔回答〕 RaC は 500m 位風下にずれ、梨畠付近である。

### 5-3. ラドン拡散影響評価結果に対する問題点の整理

#### (1) 計算範囲と格子間隔の問題

- ・計算範囲は約 3.8 km 四方に過ぎない。堆積場と近傍の集落を含んではいる（拡散計算にはほぼ十分と言える範囲）が、気流計算には不充分。
- ・この範囲で海拔 1000m で地衡風を与える、流入風速の鉛直分布を設定すると、2m/s（観測値は 3.2, 3.7, 0.9, 1.8, 2.5m/s）でも斜面下降流が発生しにくい。広領域でそのような設定をして、ネスティングするべきでは？
- ・一方、計算格子数の制約（メモリより計算時間）から、格子間隔は 125m（提言では 10m となっている）であり、計算地形はなだらかで、細かい谷は表現されていない。
- ・水平格子間隔を 50m にすると、計算時間は恐らく 1 オーダー増加する。  
(12 時間分の気流計算に動燃の VP2600 で約 4 時間の CPU 時間が必要)
- ・狭領域とのネスティングも 2way で行わなければならず、同様に、莫大な計算機資源を必要とする。
- ・拡散計算に用いた気流計算結果は、一般流が無風時のもので、大きな谷の下降流は表現されている。しかし、北西側で弱いながらも流入（本来は下降流が流出するはず）が継続してみられ、これが、拡散に大きな影響を及ぼす。
- ・観測値は局地的なもの（風も濃度も）であるのに対し、計算結果は 125m メッシュの平均値でしかない（鉛直方向にも平均化されている）。観測値が面的に広がっているなら平均化すればよいが、そうではないので検証が困難である。（例えば図 4.3(3)）

[質問] 計算範囲外の B.G. はどうなっているのか

[回答] 濃度の B.C. が勾配 0 であるので、計算範囲内と同じ強度の B.G. 溢出量が与えられていることに相当すると考えられる。

[質問] 気流の水平方向の境界条件は？

[回答] 流出境界は放射境界条件であるが、地衡風 0m/s の場合位相速度が小さいので、おかしくなったのかもしれない。

#### (2) ラドンの湧出等の設定について

- ・堆積場の散逸率を  $1 \text{ Bq}/\text{m}^2/\text{sec}$  とし（3 メッシュ）、 $\text{パックラウド}$  を  $2 \times 10^2 \text{ Bq}/\text{m}^2/\text{sec}$ （残り 958 メッシュ）としている。排出量としては 1 : 6.4 となり、 $\text{パックラウド}$  の方がかなり大きい。よって、風向の変転時に堆積場からの寄与濃度が 1 ~ 2 時間高くなるものの、娘核種については  $\text{パックラウド}$  濃度の方が高い。
- ・ $\text{パックラウド}$  濃度と堆積場の寄与濃度を分離すると、堆積場の寄与は方面、高辻、別所等の集落に影響を及ぼしていくようになるが、北西側の流入が流出に転じた場合は影響を及ぼす可能性もある。

[指摘] B.G. はもっと広い範囲で計算すべき。

### (3) 現モデルの利用方法について

- ・多数の拡散実験結果があれば、計算値との対比から、安全側の修正係数（的なもの）を算定することもできる。但し、濃度の安全サイドと放射線量の安全サイドは必ずしも一致しない。
- ・気流計算結果を、何らかの簡便法で修正して、より現実に近い気流場を推定するのが有効と考えられる。
- ・細かな地形に沿った気流を再現するために、水平格子間隔 20m 程度の地形モデルを用いて、現モデルの計算結果に観測値を加味したものを第1推定値とした「マスコン」調整を行う。
- ・広領域（数十～百km四方）について、水平格子間隔 1～数km のメソスケールモデルによる気流場の推定を行い、上記の第1推定値に加える。

### (4) 将来の方針

- ・典型的な気象条件の G P V を入力として、広領域（数十～百km四方）について、水平格子間隔 1～数km のメソスケールモデルによる気流場の推定を行う。→これを堆積場周辺の数km四方の範囲の境界条件とする。
- ・その範囲内の堆積場近傍部については、細密格子を設定し、2way ネスティング若しくは多重格子法による気流計算及び拡散計算を行う。

[指摘] 堆積場近傍の細密格子について、2way ネスティングでなくても、1way でも今よりある程度よくなるのでではないか？

[指摘] 拡散係数及びその勾配を用いる粒子モデルでよいのではないか？

[指摘] マスコンモデルに地上風観測値を入れるのは考え方である。実際の観測値は樹林内の中であるのに、それを  $\Delta z = 30m$  の 1 層目の値に入力すると、弱すぎるのでは。

[指摘] 発生源の差や格子サイズの差など、シミュレーションの条件と現実との差をはっきりさせるべき

[質問] ラグランジュ型のモデルは可能か

[回答] 可能ではあるが、ラグランジュの時間スケールの決め方が不確定要素として残る。

#### 5-4.その他

##### (1) ラドン濃度観測値について

- 古田委員から、ラドン濃度観測値に関する説明がなされた
- ・夏季は地面が乾いており、散逸量は大きい。冬季は雪のため散逸のデータが取れないことが多いが、低いと思われる。
  - ・日本海側のラドン濃度は夏～秋季が高く、太平洋側とは異なる。
  - ・散逸量は降水の影響を受け、降水後2,3日経たないと回復しない。
  - ・平成6年の渴水時など、晴天が続くとラドンの総散逸量は増加する。

##### (2) 樹林の扱いについて

[質問] 気流モデルにおける樹林の扱いはどうなっているのか

[回答] 粗度長を大きくしている。 $\Delta z = 30m$ と鉛直格子間隔が大きいので、地上1層目に抵抗係数を入れる方法はとりにくい。樹木の方が低い場合は、ゼロ面変異を取り入れるべき。

[質問] 実際の気流場に及ぼす樹木の影響は

[回答] 樹林の内部や背後で風速が減衰する。樹林の上方で乱流エネルギーが大きくなる。それらの影響で拡散がどうなるかはよくわからない。

[指摘] トウモロコシ畠だと、畠の内部はその上の2倍位濃度が高い。竹林でもそのような現象が起こるのではないか。

##### (3) 沈着速度について

[指摘] RaA の沈着速度(1 cm/s)は妥当であるが、RaB については 1 cm/s は過大であり、その 1/100 程度と考えられる。

##### (4) 気象観測値の利用について

- ・谷の中にドップラーソーダを設置できたとしても、反射によるノイズが多く精度が悪い。
- ・山頂付近に設置できれば、データとしては利用価値は高いが、借地の問題等、現実的には不可能。
- ・役場や消防署などの観測値があれば、検証には使えるのではないか。

[質問] 人形峠事務所にドップラーソーダを設置した場合に役立てられないか

[回答] 15 kmも離れていると無理。倉吉市内にでも設置できれば可能かもしれない。

- ・気象庁の GPV を用いて、広領域からのネスティング
- ・ウィンドプロファイラーも将来は利用できるかもしれないが、現状では、鉛直分解能が粗すぎる、コストが高すぎるなどの問題がある。
- ・検証用には短期間借りてもよいが、年間評価に使えるような観測データが欲しい。
- ・送電鉄塔などに風速計を設置できればよいが、メンテナンスが困難。

## ラドン拡散影響評価手法調査委員会

### 第2回委員会 議事録

作成：日本気象協会 石田

1. 日時：平成9年2月17日（月） 13:00～16:30

2. 場所：愛知厚生年金会館 会議室

3. 出席者 委員長 池辺幸正 名古屋大学 工学部 原子核工学科 教授  
委員 飯田孝夫 名古屋大学 工学部 原子核工学科 助教授  
茅野政道 日本原子力研究所東海研究所 環境安全研究部  
環境物理研究室 主任研究員  
安達隆史 （財）日本気象協会 中央本部  
調査部 専任主任技師  
古田定昭 動力炉・核燃料開発事業団 人形峠事務所  
安全管理課 課長代理  
伊藤公雄 動力炉・核燃料開発事業団 人形峠事務所  
安全管理課 副主任研究員  
石田信浩 （財）日本気象協会 中央本部  
調査部数理応用課 主任技師

#### 4. 配付資料

- No.1 前回議事録
- No.2 今後のラドン評価手法の検討
- No.3 目次（案）
- No.4 参考付図 堆積場寄与による地上濃度分布図

## 5. 議事

### 5-1. 前回議事録の確認

資料No. 1に基づき、第1回委員会の議事録の説明があり、一部、字句の訂正等の指摘があった。

### 5-2. 今後のラドン評価手法の検討

資料No. 2に基づき、前回の委員会で指摘された事項などについて、その後の検討結果が報告された。

#### (1) 地形の取り扱いについて

平成7年度の計算に用いた、約250mメッシュの国土数値情報から補間した125mメッシュの地形データと、50mメッシュの国土数値情報から曲面補間で作成した25mメッシュの詳細標高データを比較した結果が示された。

次に、計算用モデル地形（ $\Delta z = 30m$ で何段積み上げられているか）を、詳細標高データから作り直した場合の段数と比較した結果が示された。25mメッシュ程度で、実際の谷筋は再現可能である。

[指摘] 詳細標高データを平均化したものなら、125mメッシュでも、現行よりもう少し実際の谷に近いものが作れるのではないか。

拡散実験再現計算の濃度計算値と、谷地形の対応についての検討結果が示された。拡散実験再現計算結果の内、堆積場付近の地上1層目と3層目のSF<sub>6</sub>濃度計算値から、計算値は125mメッシュの大きな谷に沿って、最初、西に流れ、途中から西北西に流れしており、実際の谷とずれている。

#### (2) 格子間隔について

水平125m鉛直30mの計算格子による初期拡散等の誤差を、水平25m鉛直6mの計算格子による誤差と比較検討した。計算は平坦地定常一様場とし、気象条件は風速0.7m/s、拡散係数1.2m<sup>2</sup>/sとした。発生源としたセルの中心の地面に点源をおいた場合の解析解と比較した。

（資料No. 2の図2-1,2の発生源付近の表示がわかりにくかったため、それに関する若干の質問があった）

発生源近傍では125mメッシュの誤差が大きく1/2以下の過小評価となる場合もある

ことがわかる。しかし、1 km以遠では地上付近の濃度に大きな差異はみられない。25m メッシュの計算結果でも、上空では 1/2 以下の過小評価となる場合もあるが、地上付近の濃度に大きな差異はみられない。

[指摘] 最初から鉛直方向 30m に広がっているのだから、その直上で誤差が大きいのは当たり前。

[質問] 差分と解析解の拡散係数は同じか？

[回答] 同じである。差分格子を無限に小さくすると解析解に一致するような条件で計算した。

### (3) 拡散係数の検討

格子間隔の検討で、メッシュサイズに起因する誤差は観測値の半分程度であることがわかったが、計算値の誤差はそれより大きく、他に原因があると考えられる。

発生源が地面にあり、地上濃度を評価する場合、濃度は散逸率(発生強度)と地面付近数層の拡散係数に左右されることが多い。風速、乱流エネルギー、拡散係数の計算値の鉛直分布を堆積場入り口、梨畑、事務所付近について示した。

事務所付近は接地逆転層が形成され、乱れも小さく安定状態にある。それに対し、堆積場出入口でかなり大きな拡散係数になっており、これにより鉛直混合が行われ、接地逆転は弱い。

以上のことから、拡散実験再現計算において、計算濃度が 1 オーダー程度過小であるのは、格子サイズの問題より、堆積場出入口で拡散係数が過大であることによると考えられる。その後も、計算値の濃度分布はかなりの広がりを示している。

拡散係数の直接的な検証は出来ないが、堆積場出入口の拡散係数はかなり過大であると考えられる。

[質問] 拡散係数の出し方は？

[回答]  $C_\mu k^2 / \varepsilon$  である。

[質問] 温度差や風速のシアも拡散係数に入っているか？

[回答]  $k$  と  $\varepsilon$  の計算の中にシアーアイ生成項と浮力項が入っている。

[指摘] 堆積場出入口も一応逆転層が出来ていて安定な筈なのに、拡散係数が大きすぎる。

[質問] 拡散係数の定義点は？

[回答]  $k$ ,  $\varepsilon$ と同じくセルの中心

[質問] シアーアクション項や浮力項の収支はわかるか？

[回答] 必要な物理量を保存していないので、再計算しないとわからない。

[質問] 鉛直成分 ( $\sigma_w$ ) は拡散係数(乱流エネルギー)の計算に入っているのか？

[回答] 等方モデルなので、 $\sigma_u$ ,  $\sigma_v$ と同様に入っている。流れが斜面に沿っていれば、 $w$ 成分もわずかながらある筈。

[質問] 気温の鉛直分布の観測値は？

[回答] 堆積場出入口よりもっと下ったところで、厚さ 30m、温度差 1 度程度の逆転層が 21 時に観測されている。

[質問] 拡散係数に関して与えている条件は。

[回答]  $k$ ,  $\varepsilon$ から計算される量であり、下限値以外には条件は与えていない。 $k$ ,  $\varepsilon$ の計算のために設定した条件以外にはない。

[指摘] 扱う現象と格子サイズの関係、地表面の特性の扱い方などが効いていると思われる。特に、樹林が拡散係数を小さく抑えている点や、斜面下降流の厚さより、 $\Delta z$ が大きい点が問題である。

[質問] 拡散係数はいじれないのか？

[回答] 無理矢理上限値を設けたりすることは出来るが。

[指摘] 平坦地上の接地層内の拡散係数の式を使ってはどうか。

[質問] 一般に、斜面の下の方では拡散係数は大きくなるのか？

[回答] 風速が大きい場合は、ステップ状の地形の背後で乱流エネルギーは大きくなるので、拡散係数も大きいと思われる。

[質問] 竹藪はモデルに入るか？

[回答] 入れることは出来るが、係数を決めるのが困難。

[質問] 21~23 時の再計算にかかる CPU 時間は？その程度の時間積分で、拡散係数の問題点がわかるのでは？

[回答] (気流計算を 3 時間積分するのに 1 時間程度) 出来なくはないが、手間がかかる。

[指摘] 実地形ではなく、部分的なモデル地形でチェックする方がよい。

#### (4) 当面の改良案

前回の委員会での検討内容も考慮して、基本的には現モデルを利用しながら、予測精度を高めるための改良案を考えた。

①現モデルの計算範囲を中心とする約 60km 四方の領域について、局地気象(メスケル)モデル(1kmメッシュ)を用いた気象場の推定を行ない、その結果を境界条件として用いる。

高層風観測結果などを入力に用いると、1点の鉛直分布から三次元的な分布を考慮するのが困難であり、地衡風として与え、べき法則などにより鉛直分布を設定すると、一様な流入流出となってしまい、数キロスケールの山谷風（斜面下降・上昇流）が表現できない。

そこで、現モデルの計算範囲より大きなスケールの循環を再現できる局地気象モデルを用いて、高層風観測結果を海拔 1500m 以上の地衡風として与え、1 way ネスティングにより現モデルの入力条件とする。計算量などは現実的である。

【改善の見通し】全てのケースで斜面下降流が再現できるとは限らない。特に、1500m で 5m/s 以上の風速がある場合は、山風-陸風が形成されない可能性がある。

〔質問〕側面と上端の境界条件として使うのか。

〔回答〕使う。（初期条件としても使う）

②現モデルの計算範囲の中心部のみを水平 25m 程度の細密メッシュとし、気象場の計算結果を内挿（このとき気流場についてはマスコンモデルによる変分調整を行う）し、拡散計算を行う。計算量はやや多い。

【改善の見通し】地形の粗さにより谷筋が異なる点や、初期拡散が過大になるのを抑制する効果はあるが、500m, 1 km 風下での地上濃度という観点からは、計算値は現モデルの二倍程度にしかならないと考えられる。

〔質問〕鉛直メッシュは？

〔回答〕水平と同じく 1 / 5 程度にする。

〔質問〕全体として三重の構造になるのか？

〔回答〕そうなる。

〔質問〕マスコンモデルの効果と計算時間は？

〔回答〕細かな谷に沿うようになる。風速はわからない。計算時間は 10m 未満の格子間隔にしない限りはそれほど長くはない。

〔指摘〕90 度近い風向の修正は若干不安がある。

〔指摘〕拡散係数の内挿方法が問題になる。下の方は接地層の一般式を使っては。

## (5) 将来の方針

数年オーダーで、計算機の発達も念頭に置いて、モデルの改良案を示した。

数日程度の予測評価をするためには、次の5段階の計算を行う。

①広領域は気象庁のGPVを入力データとする局地気象モデルにより、数kmから十数kmスケールの循環を含む気象場を再現する。予報や任意期間の検証を行うにはGPVデータを利用する必要がある。

②対象範囲を含む約5km四方の領域の気流及び乱流場を計算する。基本的には現モデルと同じとするが、乱流モデルは $k - \varepsilon$ モデルから代数応力モデル(ASM)に変更する必要があると考えられる。計算結果の内、水平境界に近い部分は拡散計算の入力に使わないので望ましいため、対象範囲より広めの計算範囲をとる必要がある。

③この計算結果を水平方向に空間平均した気象場を作成し、B.G.湧出を与えた一次元モデルにより、B.G.濃度を計算する。

④堆積場から最寄りの民家までを狭領域とし、植生層を組み込んだモデルにより気流及び乱流場を計算する。 $\Delta z = 5m$ 程度とし、樹林や竹林の区域では、1層目（及び2層目）は植生の抵抗を受け風速が減衰する効果をモデル化した計算を行う。これにより、地面に沿う安定した緩い下降流を再現する。

⑤拡散計算はラグランジュ型のモデルを用いる。発生源は堆積場内的一部区画のみとする。崩壊や沈着は、移流する仮想粒子のパーセンテイジの変化で表現する。

尚、②,④に関しては、座標系の選択（一般曲線座標系にするか直交系のままいくか）が問題となると考えられる。

[質問] 代数応力モデルの計算時間は？

[回答]  $k - \varepsilon$ と比較して、何割か増える程度で、2倍を超えることはないと考えられる。LESなど別のモデリング（レイノルズ平均を用いない）だと、もっと増える（1オーダー以上）

[指摘] 将来的に直交系であることが問題になるなら、今からやっておくべきでは。実際の現象はやはり地形に沿った曲線座標系に近い。座標系は一般曲線座標系に変更した方がよい。

[質問] 一般には曲線座標系のモデルが多いのか？

[回答] スケールによる。ASCOTなどで扱っている斜面下降流は、方面の谷と比べて空間スケールは1オーダー以上大きい。

[質問] 一般曲線座標系に変更するには、計算機コードを書き直す必要があるのか？

[回答] 殆ど書き直しである。

[指摘] B.G.湧出の計算は、3次元のオイラーで地形の影響をみる必要がある。水平の境界条件の考え方、B.G.湧出分については、濃度勾配=0でよい。

[質問] (ラグランジュ型拡散モデルについて) 発生源の広さは 1 メッシュ以上あるのでは?

[回答] 10mメッシュだと 2 メッシュに相当するが、125mメッシュではその一部に過ぎない。

長期間（例えば年間）の評価については、地上風実測値を利用した簡便法を開発するものとする。方面地区捨石堆積場については、山頂付近、堆積場出入口と梨畠に地上風観測値があり、観測高度等の問題はあるものの、地面発生源からの移流拡散が民家に及ぶか否かについては、この風向風速が大きく影響すると考えられる。

よって、地上風観測結果のパターンを解析し、上の計算結果と対応づけることが出来れば、長期間の概略評価が可能になると考えられる。具体的には、

- ・①～⑤の計算結果のうち、典型的なものを修正して適用するか、
- ・典型的な気流計算結果を多少修正して⑤のみの計算を行うか

である。但し、このとき気をつけなければならないのは拡散係数の問題である。何らかの方法で拡散係数の鉛直分布を設定する必要があるが、その推定精度が計算結果を大きく左右すると考えられる。

[質問] 方面の現地気象観測はこのまま続くのか

[回答] 3月一杯は続けられるが、4月以降はわからない。

[質問] 従来のデータの蓄積は?

[回答] 4地点分、概ね 1 年程度のデータは揃う。

[質問] 他の堆積場の現地気象観測は?

[回答] 山頂のような代表的なポイントで観測しているところもあるが、方面のような観測をしているところはない。

[指摘] 人形峠事業所周辺に 24ヶ所の堆積場があるが、細かな観測は不可能であり、別の場所の気象観測値を利用したい。現地データはなく、一般風などの観測しかできない。モデルの最終目標は、現地で観測しなくてもある程度の予測をしたい。

[質問] 動燃としては、今後もモデル開発を続けるのか?

[回答] 現在もラドン濃度の測定を続けているが、環境濃度の測定だけでは説明できないものがある。そういう現象についても、モデルによる評価のアプローチは続けたい。

[質問]  $z^*$ 系の非静力学モデルはあるか?

[回答] 保有している(Mellor-Yamada の乱流クロージュ 2.5)が、格子サイズが小さい場合や急勾配を含む場合には発散しやすい。

[指摘] 方面の場合全体的にはそれほど急勾配ではないので、とりあえず 125mメッシュで  $z^*$ 系の非静力学モデルを走らせてみてはどうか。詳細標高データから平均化して作った 125mメッシュなら、実際の谷にかなり近いのでうまくいくのではないか。

### 5-3.調査結果のとりまとめについて

資料No.3 の目次案に基づいて、予定されている報告書の内容を示した。有効な観測値の利用方法を報告書の項目として入れるよう、又、提言としては費用などを考慮せずに考えられるもの全て挙げて欲しいとの要望があった。

[指摘] (資料No.4 に関して)濃度分布図は  $E C_{Rn}$  の方が理解しやすい。

### 5-4.その他

#### (1) 現地観測値について

現地の気象観測値と言っても、代表性のあるものもあれば局地的なものもあり、使う方がいい場合もあれば却って悪影響を及ぼす場合もある。特に、観測値が局地循環(山谷風など)を含んでいるか否かで、利用方法も変わってくる。

人形峠にドップラーソーダを設置した場合、局地気象モデルによる広領域の計算の検証には使える。

[質問] 気象庁の高層風観測データを使ってはどうか。

[回答] GPV データを用いるなら、それに含まれている。

[質問] 広領域の計算には、海陸の差は入るのか。

[回答] 入っている。

#### (2) 植生の効果について

[質問] 竹藪など植生の効果は

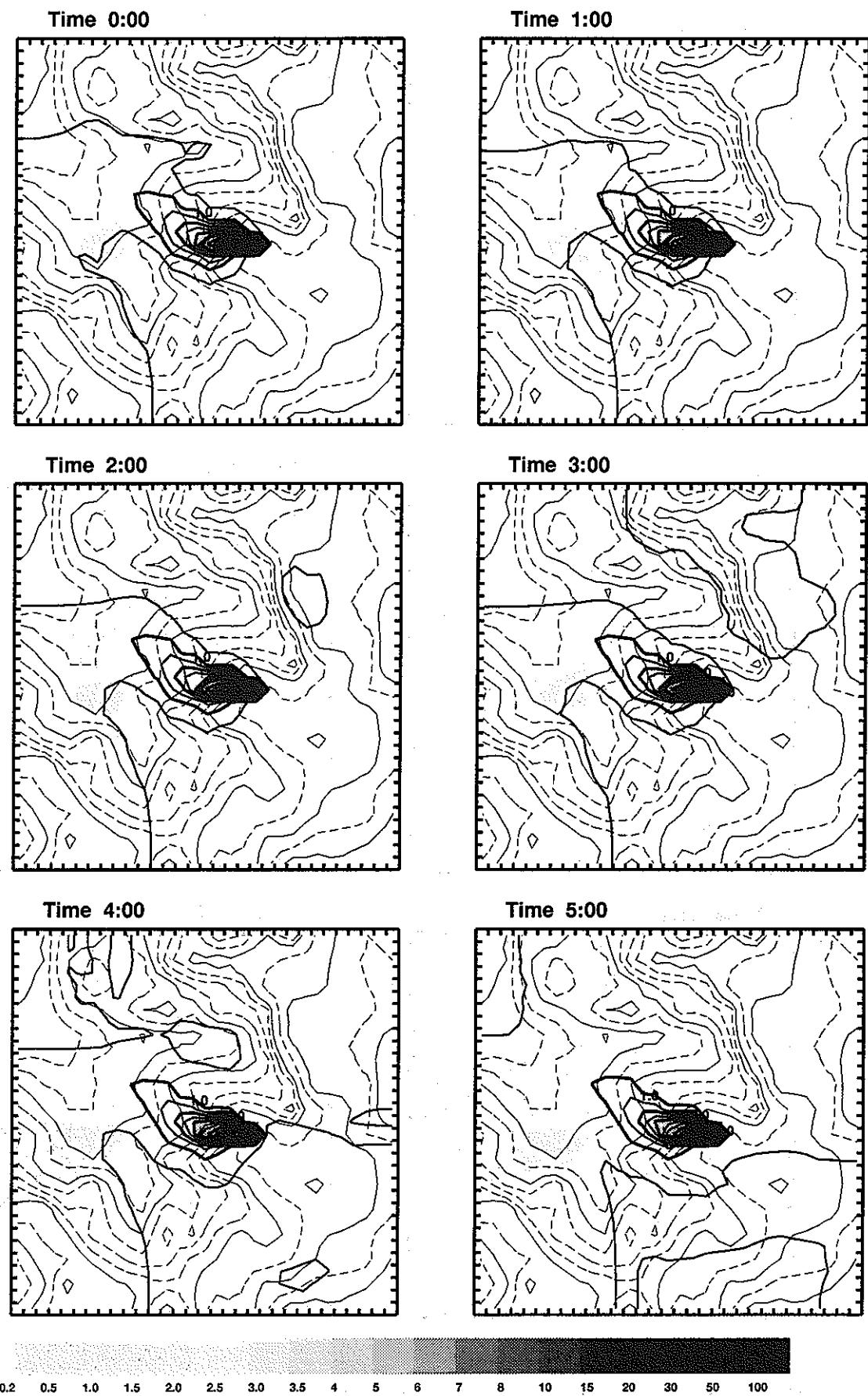
[回答] 植生周辺(及び内部)の風速の観測データがあれば、それに基づいてパラメータを決めて植生の効果をモデル化することは出来る。

[質問] 植生の茂り具合等で決めることが出来ないか?

[回答] 植生調査が大変だし、直接モデル定数を決めることは出来ない。

## Radon Concentration

付録 2-1-1

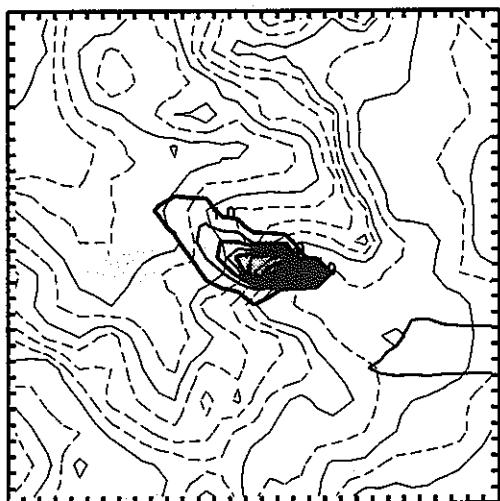


付図 1-1(1) 堆積場寄与濃度の分布 (Rn の地上濃度、Bq/m<sup>3</sup>) # : 発生源

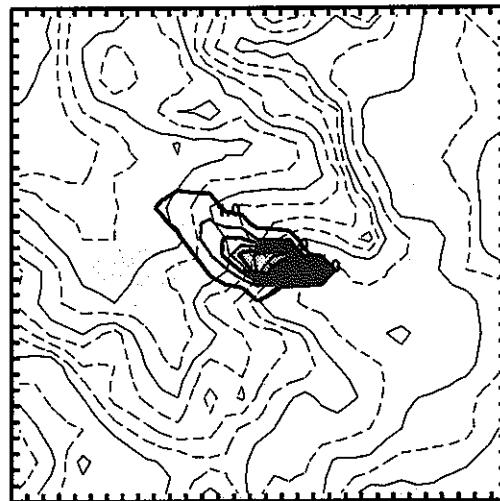
## Radon Concentration

付録 2-1-2

Time 6:00



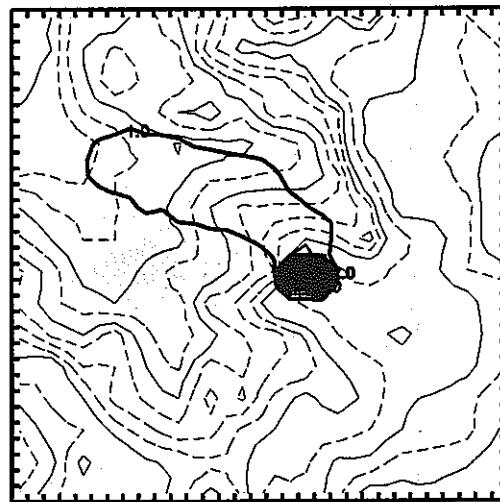
Time 7:00



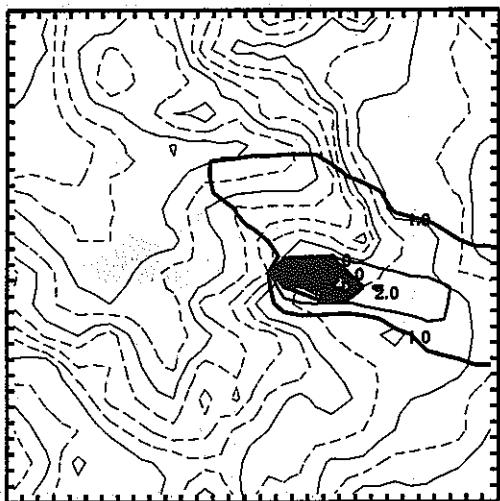
Time 8:00



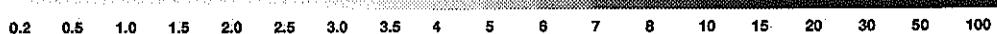
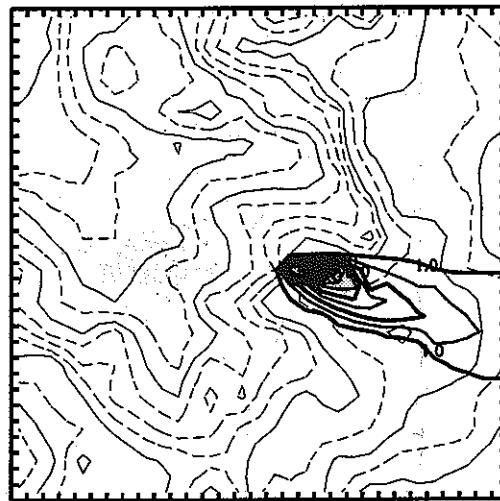
Time 9:00



Time 10:00



Time 11:00



付図 1-1(2)

堆積場寄与濃度の分布

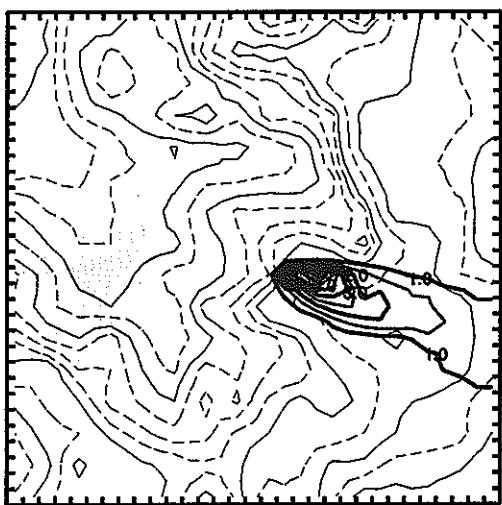
(Rn の地上濃度、 $Bq/m^3$ )

# : 発生源

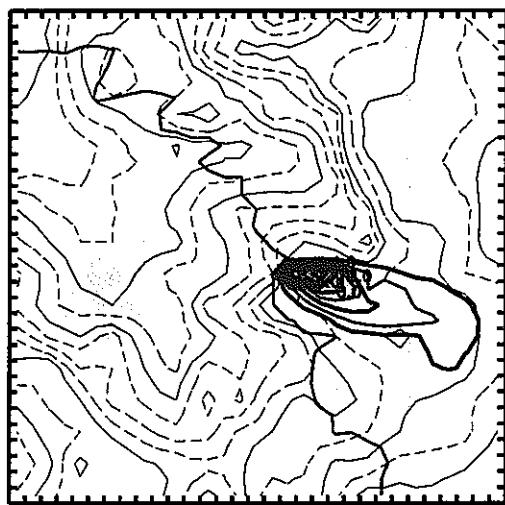
## Radon Concentration

付録 2-1-3

Time 12:00



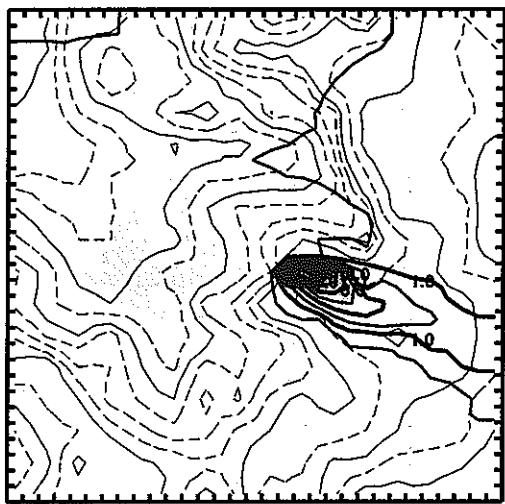
Time 13:00



Time 14:00



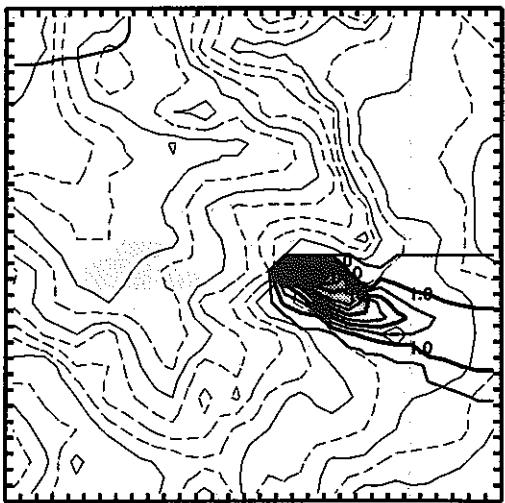
Time 15:00



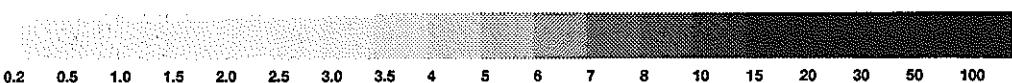
Time 16:00



Time 17:00



0.2 0.5 1.0 1.5 2.0 2.5 3.0 3.5 4 5 6 7 8 10 15 20 30 50 100



付図 1-1(3) 堆積場寄与濃度の分布

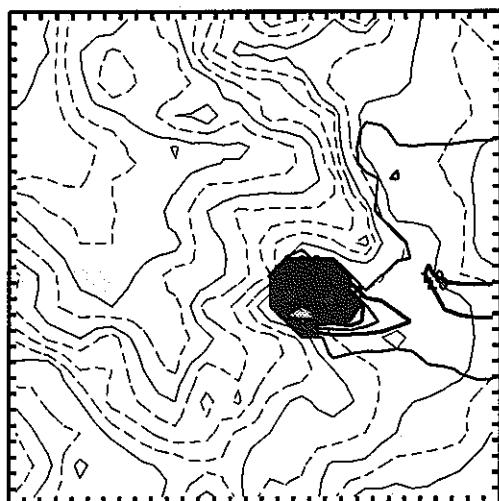
(Rn の地上濃度、Bq/m<sup>3</sup>)

# : 発生源

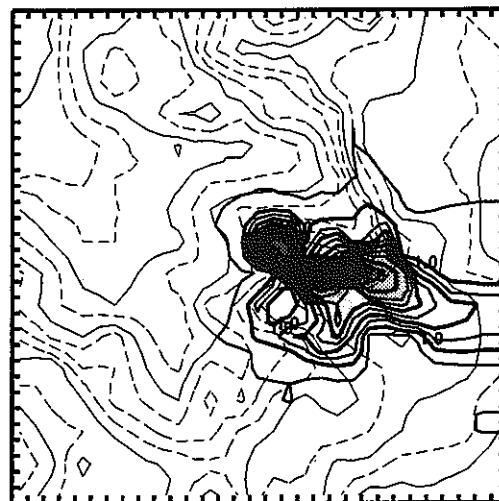
## Radon Concentration

付録 2-1-4

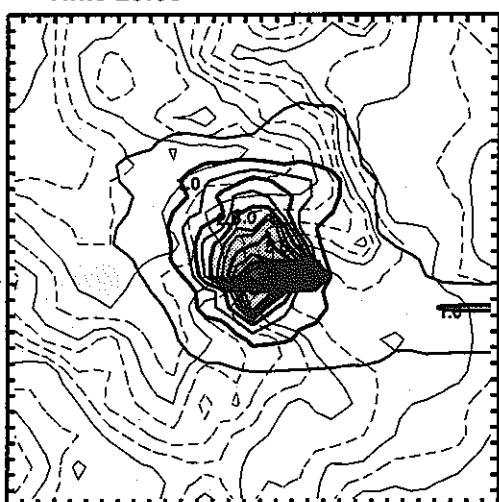
Time 18:00



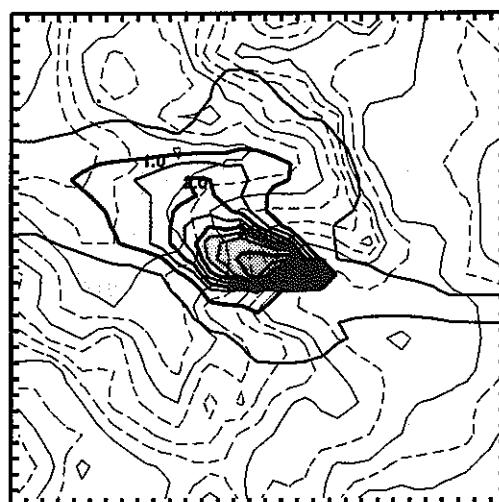
Time 19:00



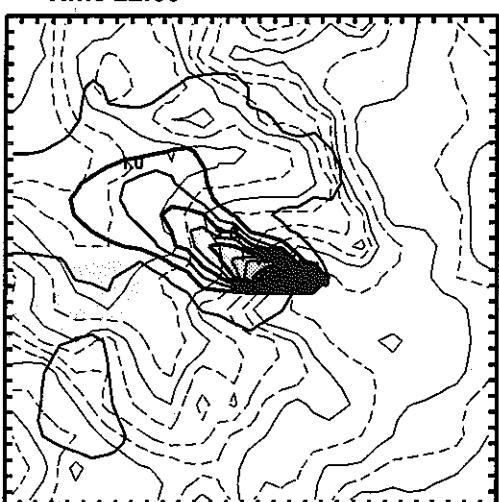
Time 20:00



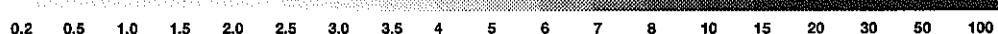
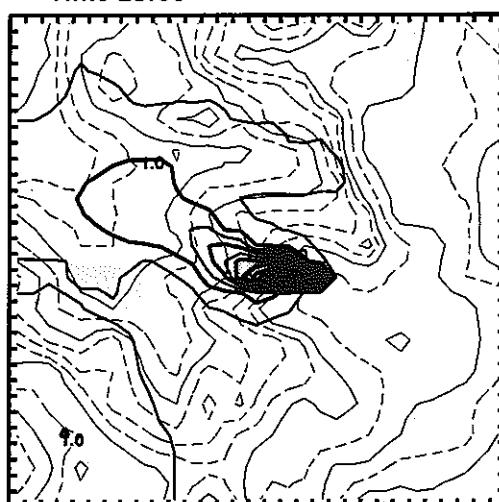
Time 21:00



Time 22:00



Time 23:00



付図 1-1(4)

堆積場寄与濃度の分布

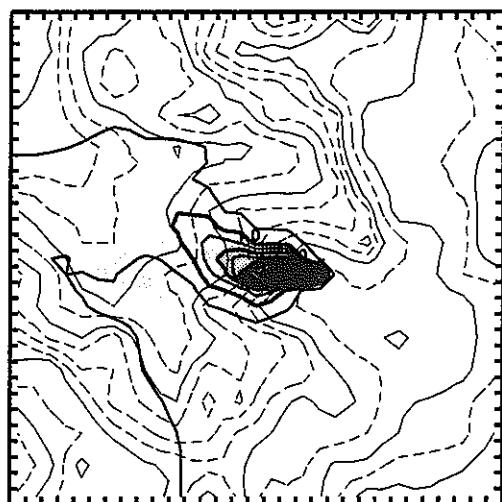
(Rn の地上濃度、Bq/m<sup>3</sup>)

# : 発生源

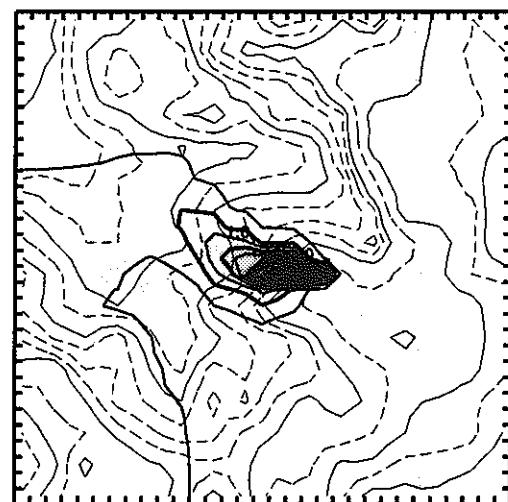
## RaA Concentration

付録 2-1-5

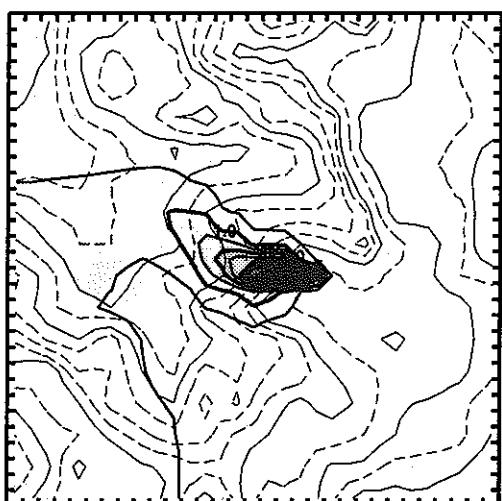
Time 0:00



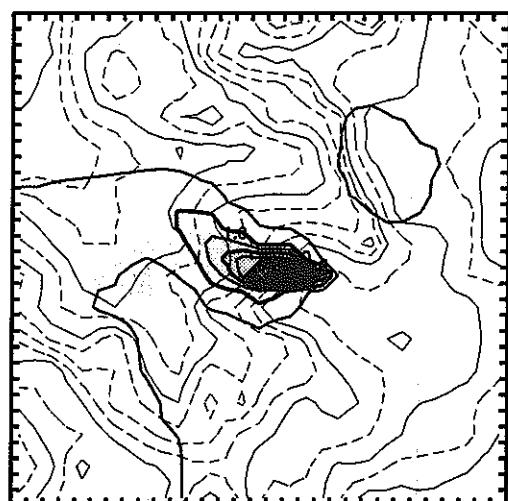
Time 1:00



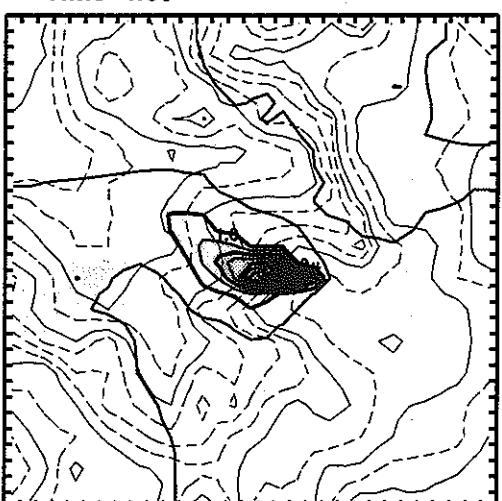
Time 2:00



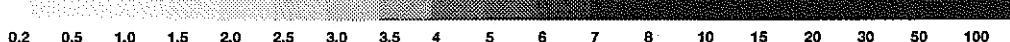
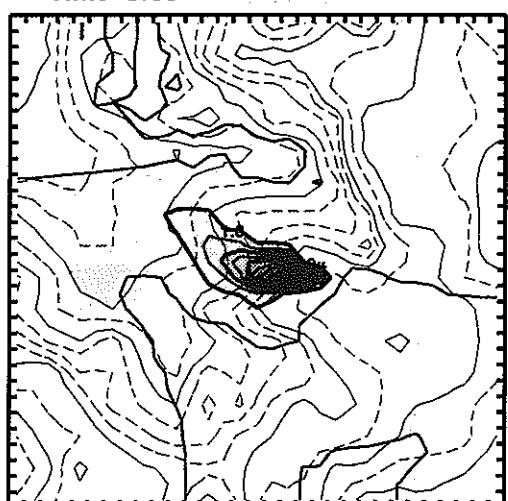
Time 3:00



Time 4:00



Time 5:00



付図 1-2(1) 堆積場寄与濃度の分布

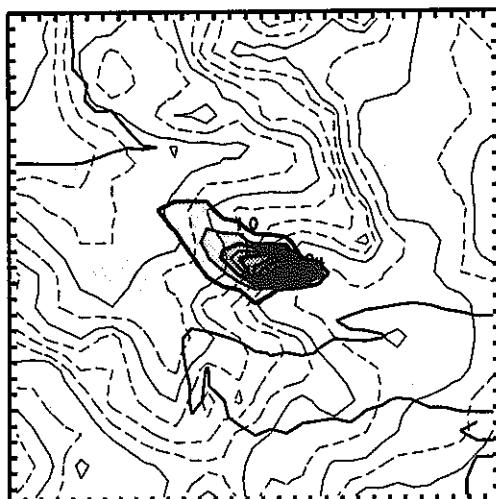
(RaA の地上濃度、Bq/m<sup>3</sup>)

# : 発生源

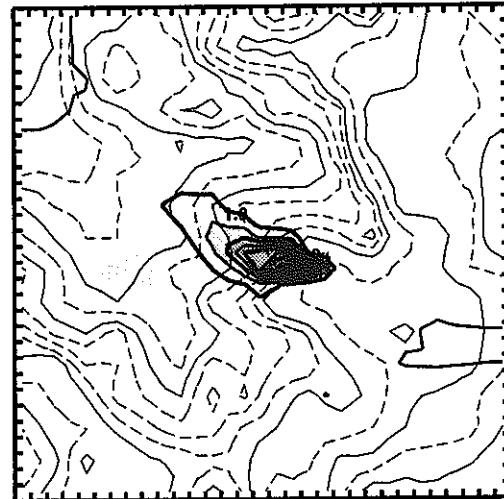
## RaA Concentration

付録 2-1-6

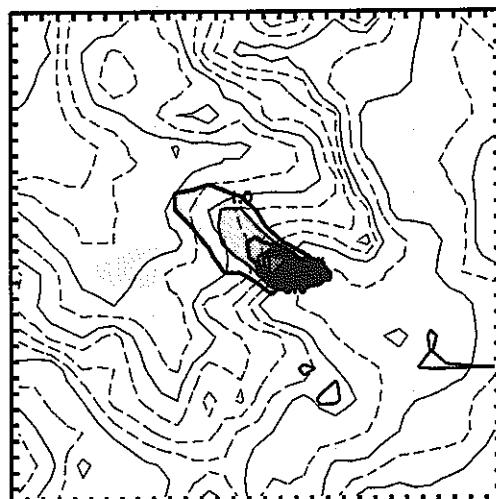
Time 6:00



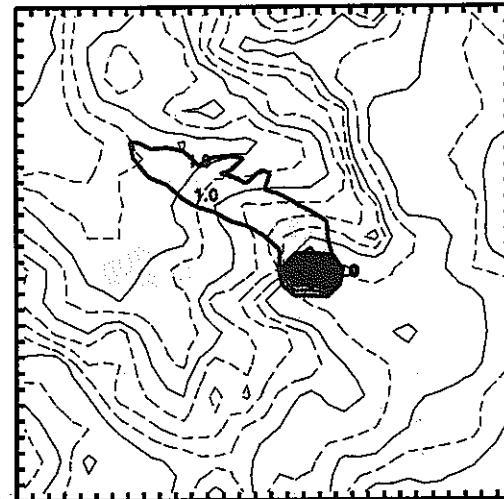
Time 7:00



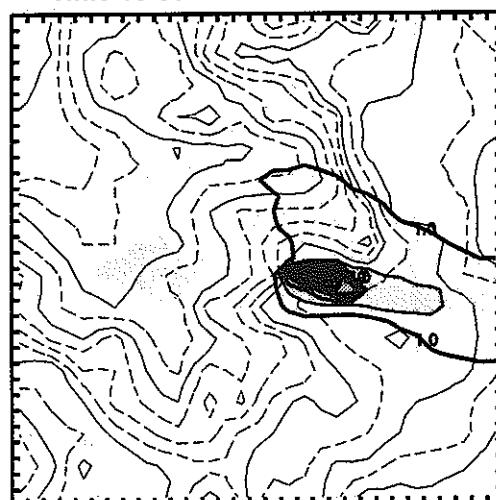
Time 8:00



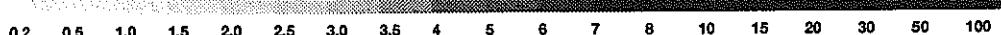
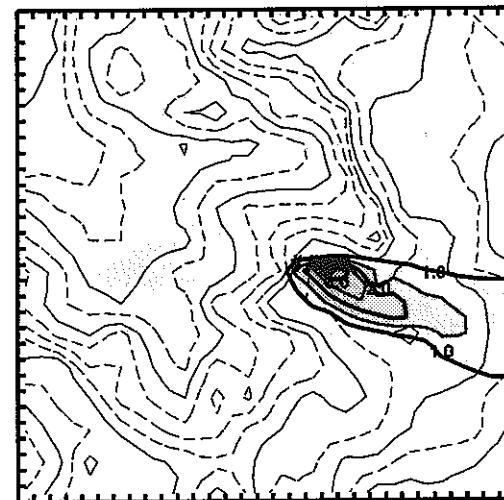
Time 9:00



Time 10:00



Time 11:00



付図 1-2(2) 堆積場寄与濃度の分布

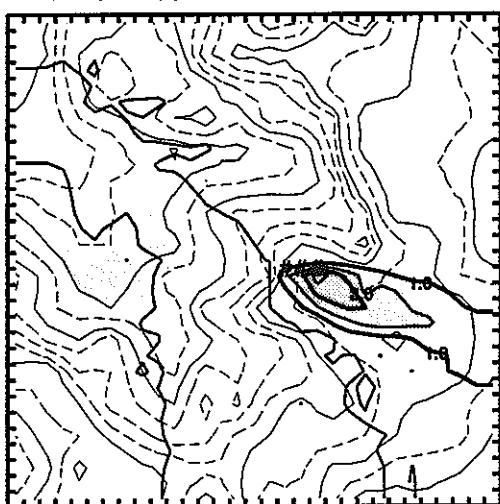
(RaA の地上濃度、Bq/m<sup>3</sup>)

# : 発生源

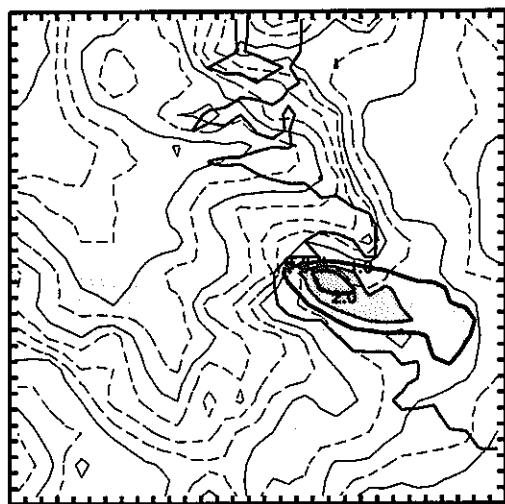
## RaA Concentration

付録 2-1-7

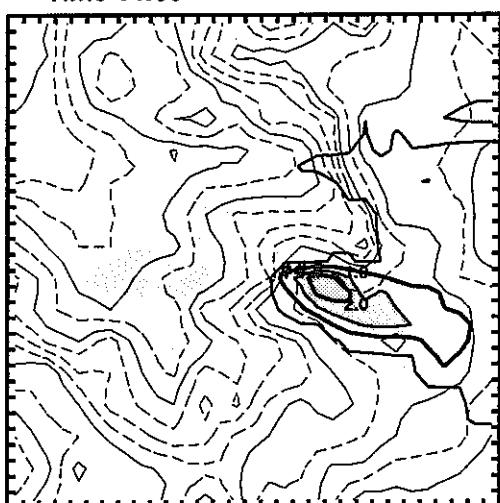
Time 12:00



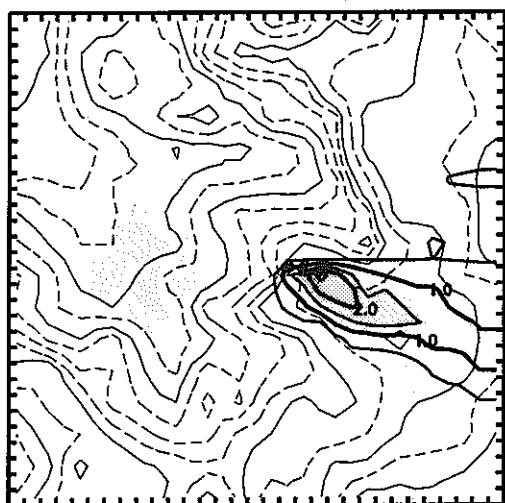
Time 13:00



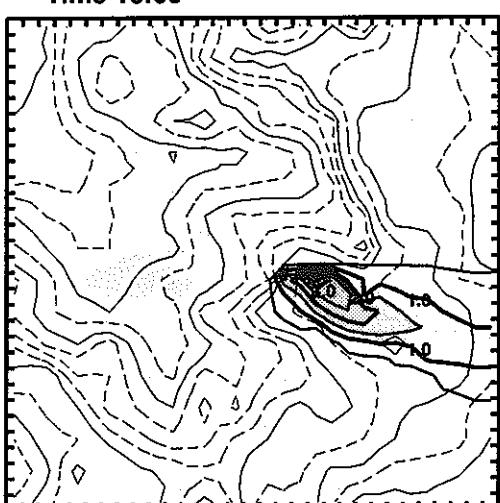
Time 14:00



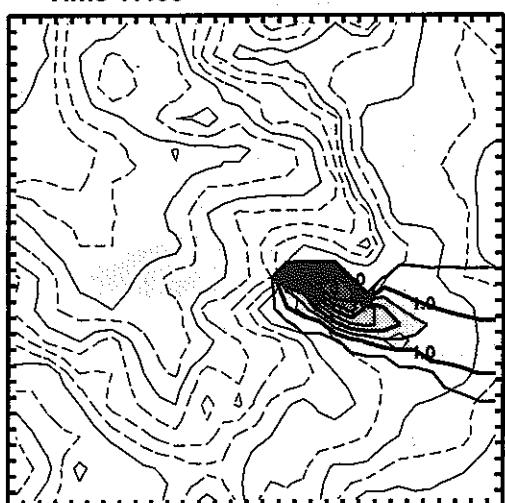
Time 15:00



Time 16:00



Time 17:00

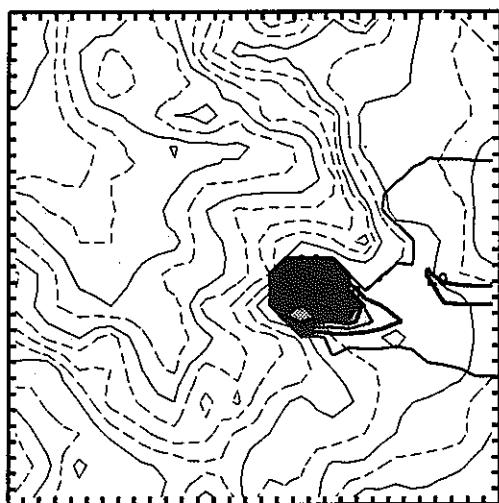


付図 1-2(3) 堆積場寄与濃度の分布 (RaA の地上濃度、Bq/m<sup>3</sup>) # : 発生源

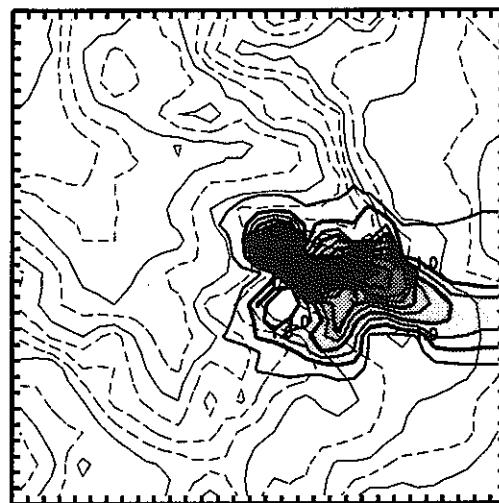
## RaA Concentration

付録 2-1-8

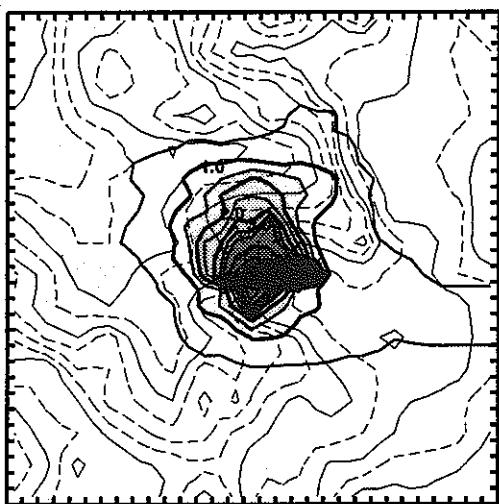
Time 18:00



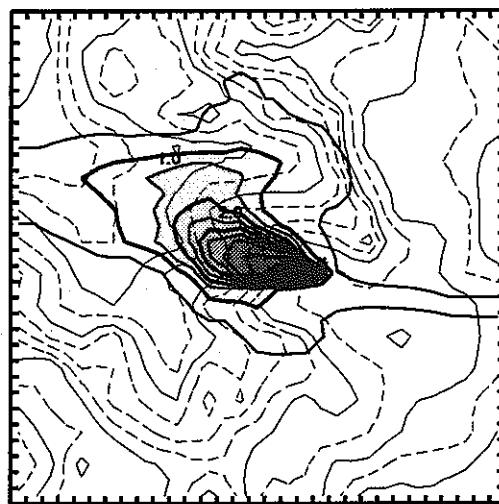
Time 19:00



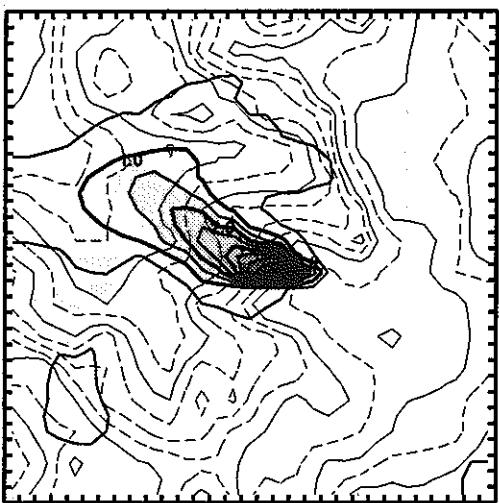
Time 20:00



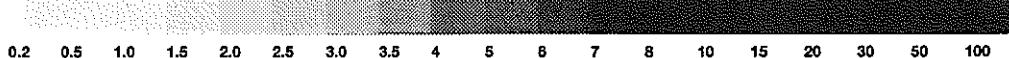
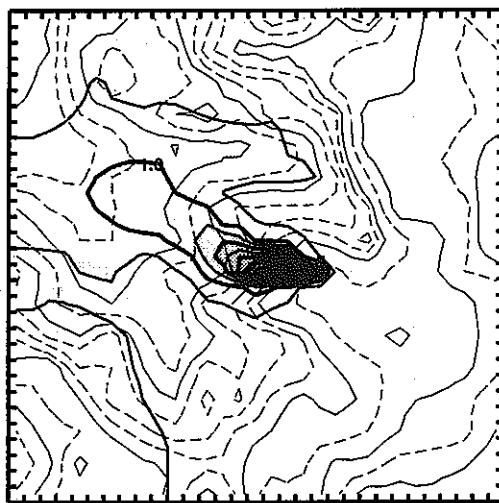
Time 21:00



Time 22:00



Time 23:00

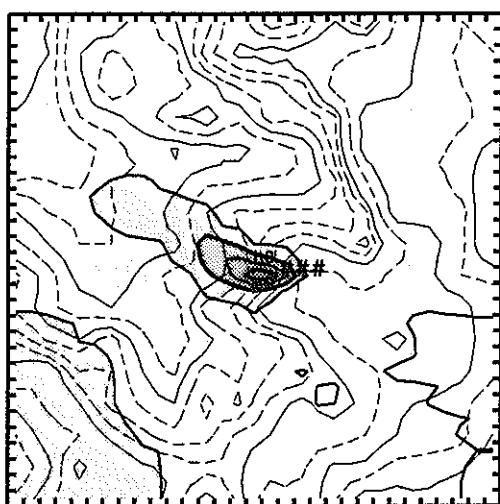


付図 1-2(4) 堆積場寄与濃度の分布 (RaA の地上濃度、Bq/m<sup>3</sup>) # : 発生源

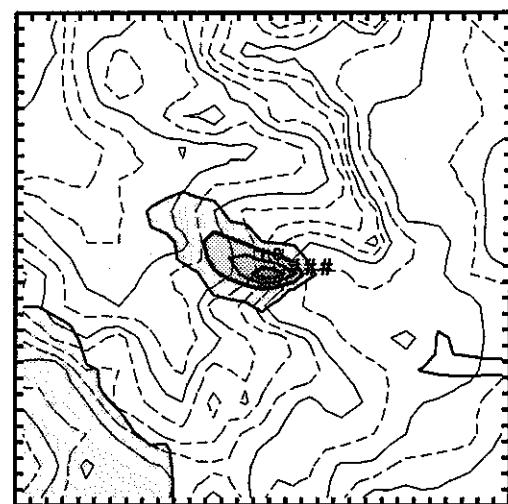
## RaB Concentration

付録 2-1-9

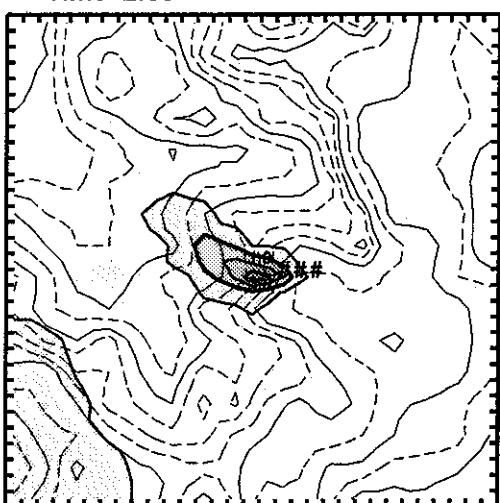
Time 0:00



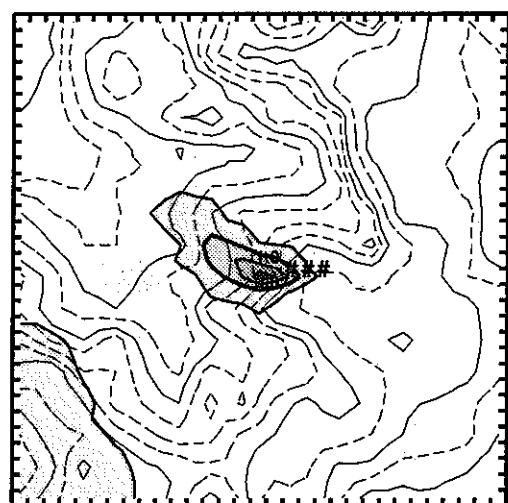
Time 1:00



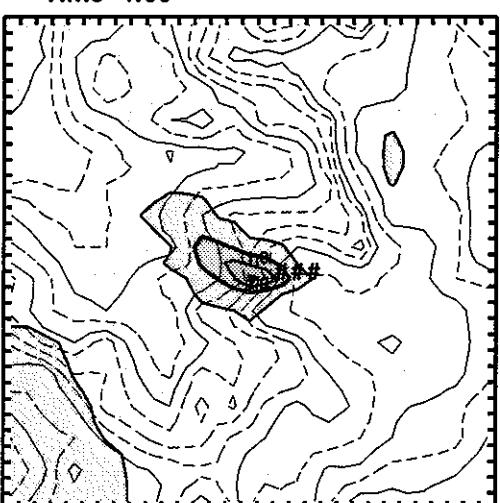
Time 2:00



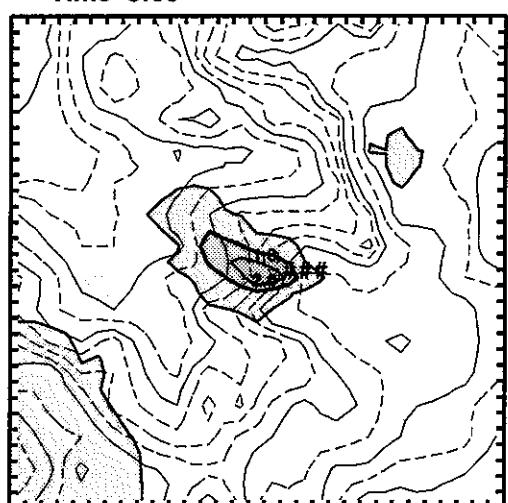
Time 3:00



Time 4:00



Time 5:00



付図 1-3(1) 堆積場寄与濃度の分布

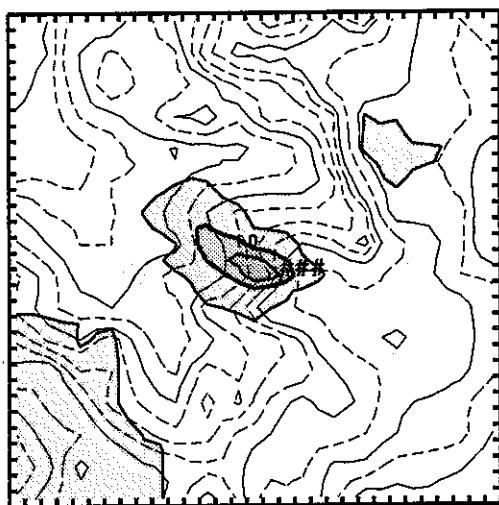
(RaB の地上濃度、 $\text{Bq}/\text{m}^3$ )

# : 発生源

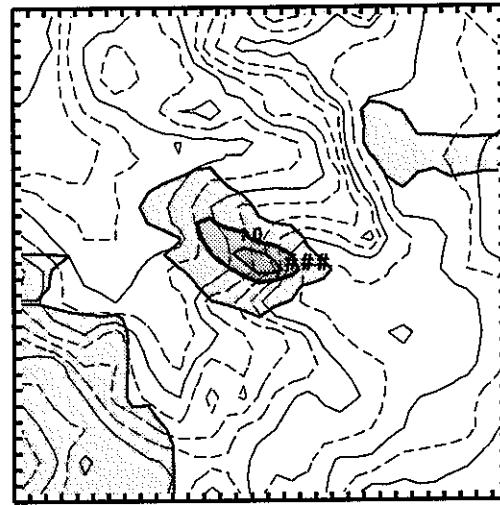
## RaB Concentration

付録 2-1-10

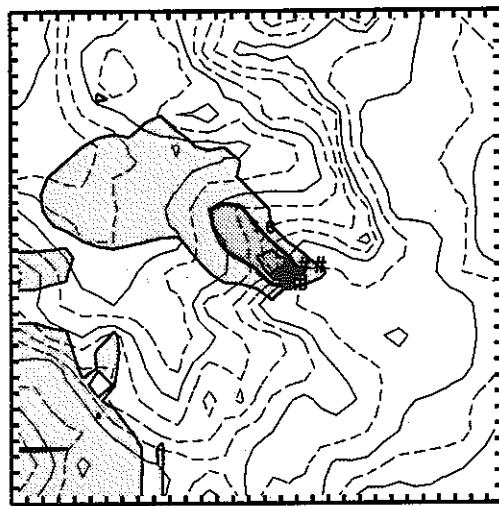
Time 6:00



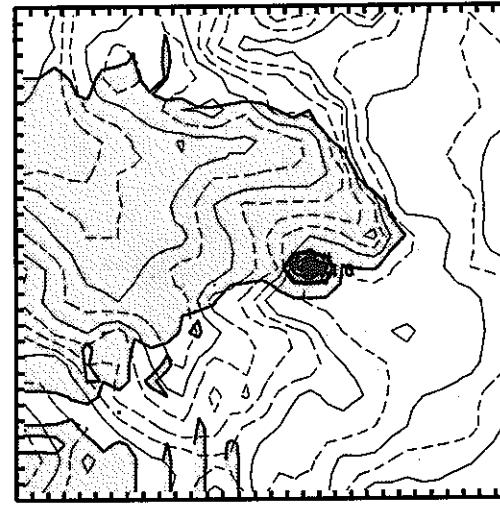
Time 7:00



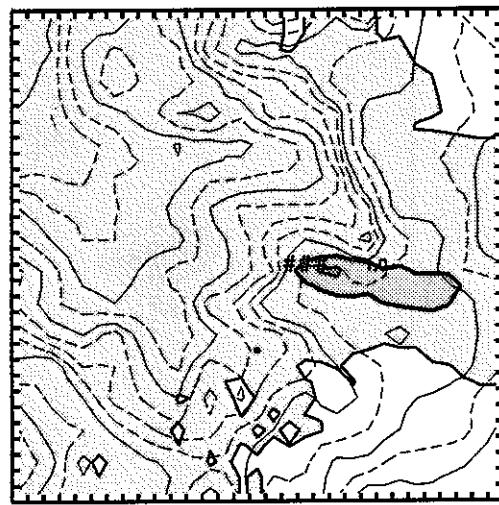
Time 8:00



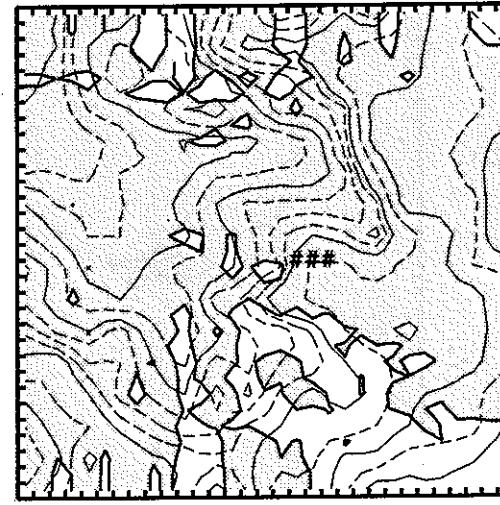
Time 9:00



Time 10:00



Time 11:00



付図 1-3(2) 堆積場寄与濃度の分布

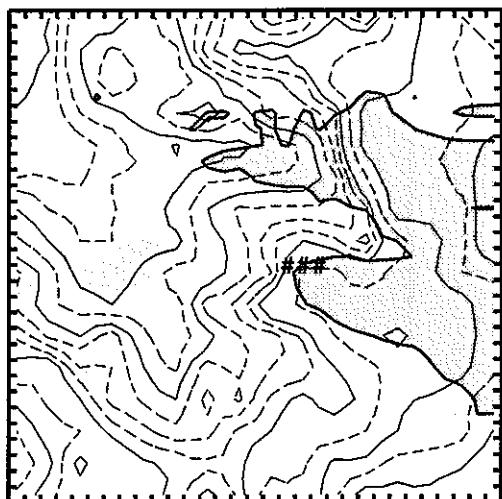
(RaB の地上濃度、 $Bq/m^3$ )

# : 発生源

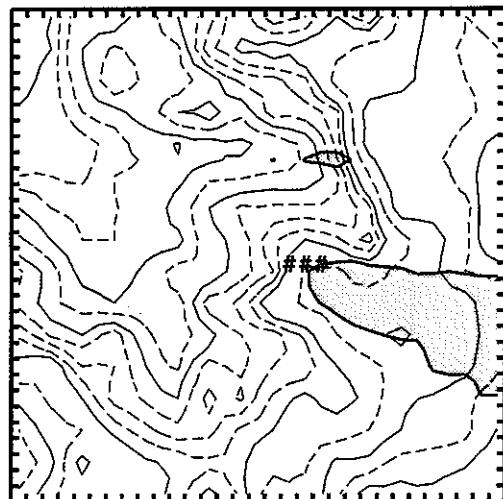
## RaB Concentration

付録 2-1-11

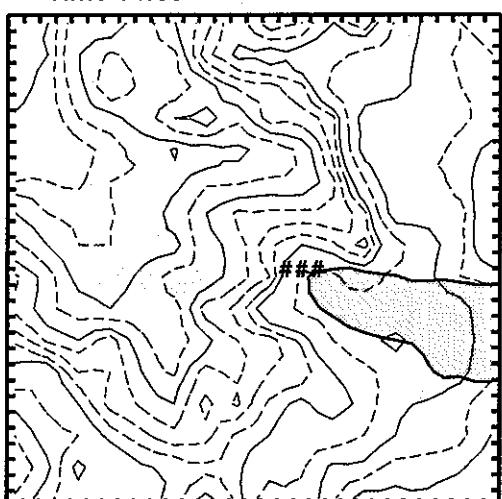
Time 12:00



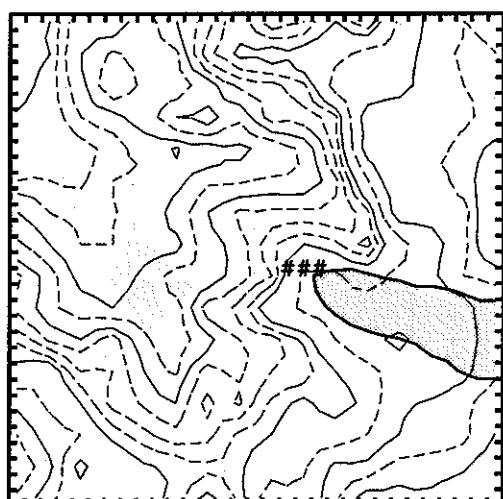
Time 13:00



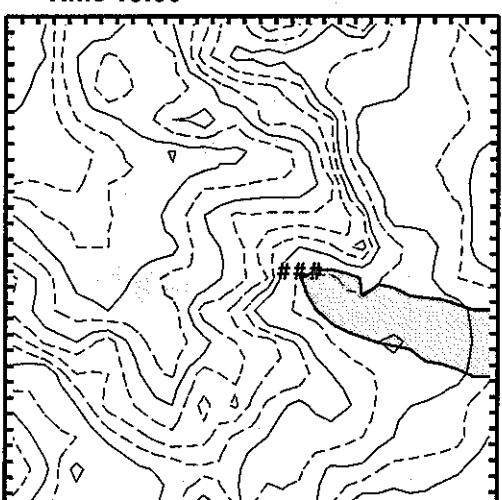
Time 14:00



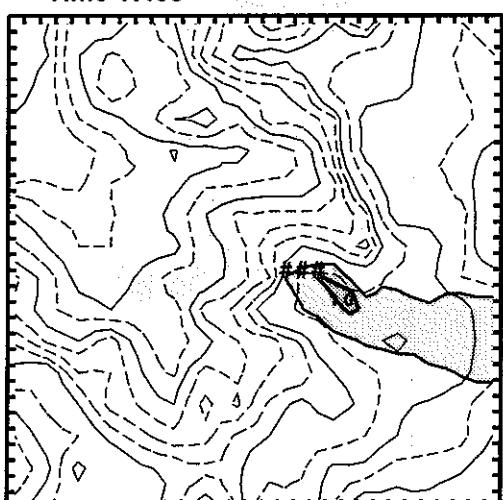
Time 15:00



Time 16:00



Time 17:00

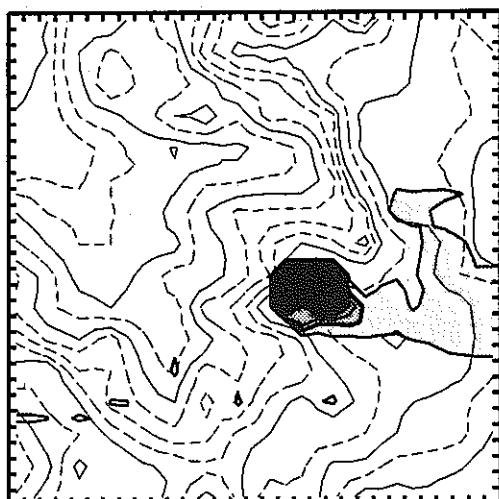


付図 1-3(3) 堆積場寄与濃度の分布 (RaB の地上濃度、 $\text{Bq}/\text{m}^3$ ) # : 発生源

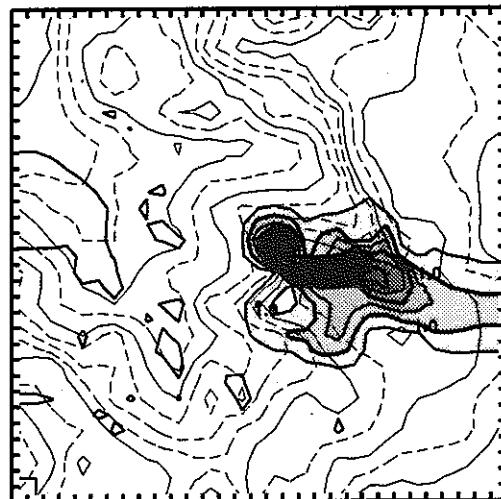
## RaB Concentration

付録 2-1-12

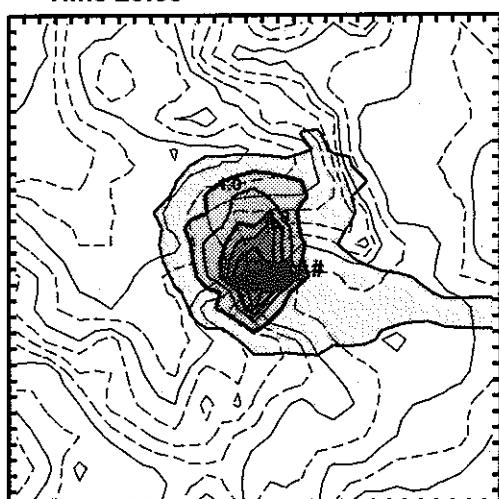
Time 18:00



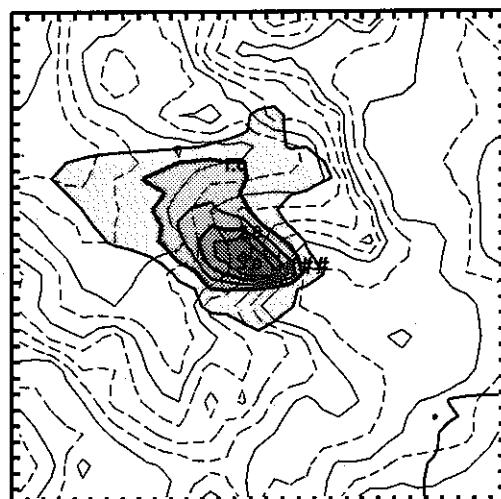
Time 19:00



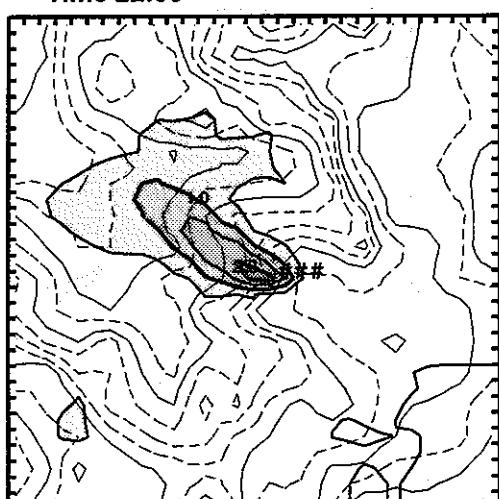
Time 20:00



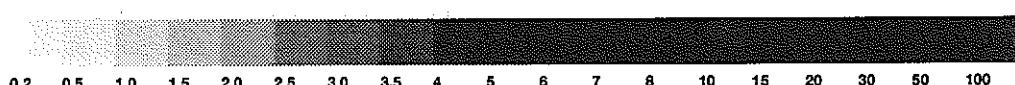
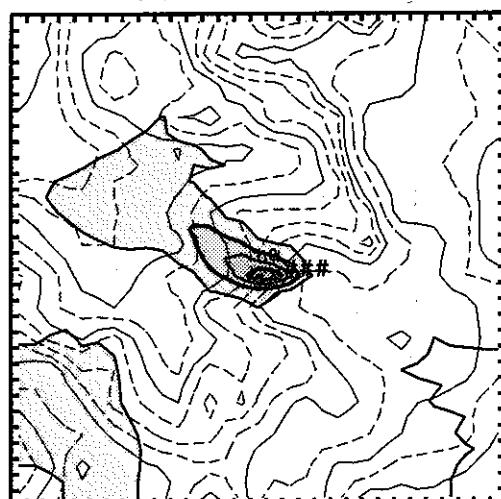
Time 21:00



Time 22:00



Time 23:00



付図 1-3(4)

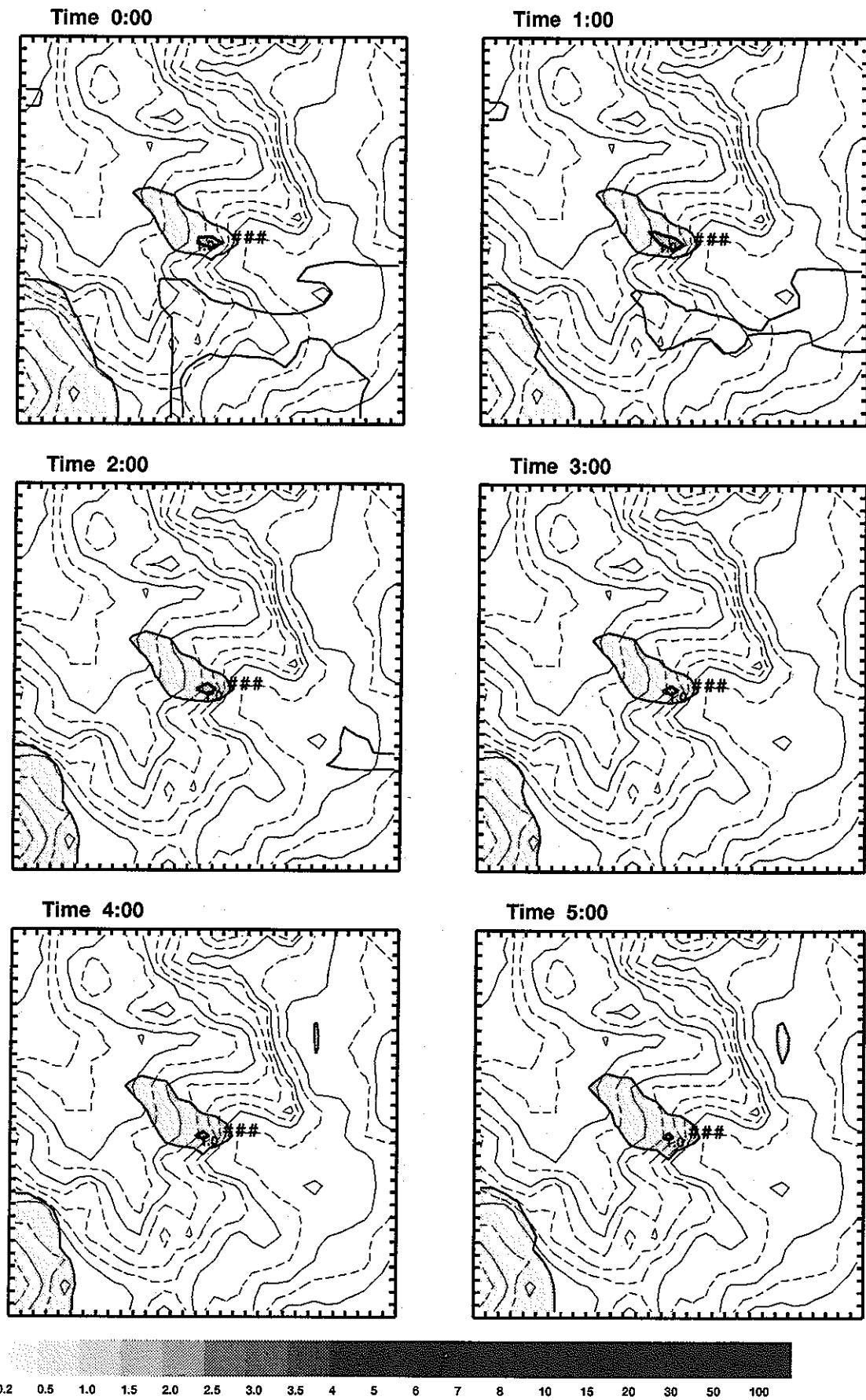
堆積場寄与濃度の分布

(RaB の地上濃度、Bq/m<sup>3</sup>)

# : 発生源

## RaC Concentration

付録 2-1-13

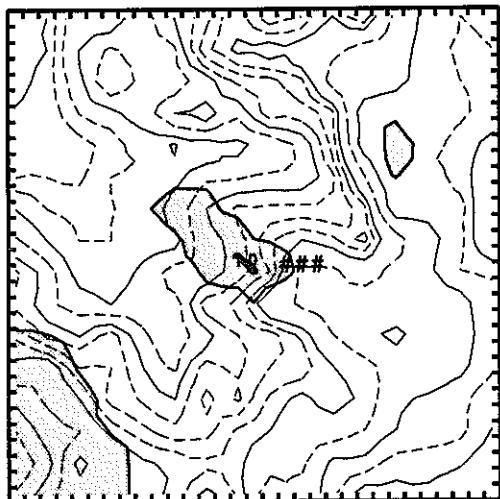


付図 1-4(1) 堆積場寄与濃度の分布 (RaCの地上濃度、Bq/m<sup>3</sup>) # : 発生源

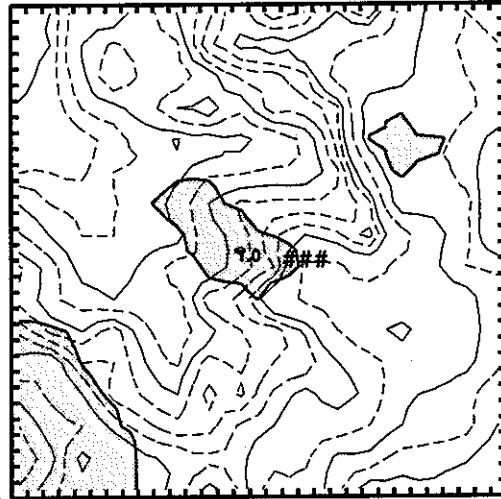
## RaC Concentration

付録 2-1-14

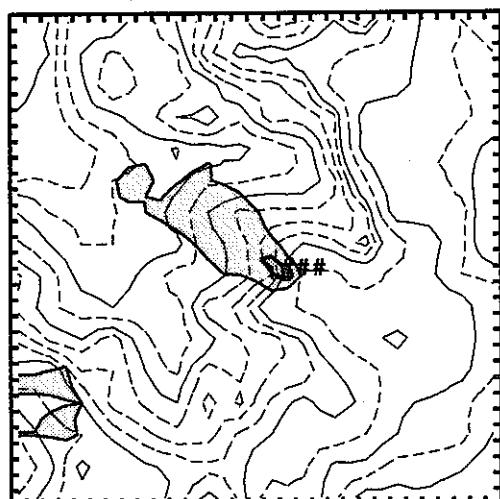
Time 6:00



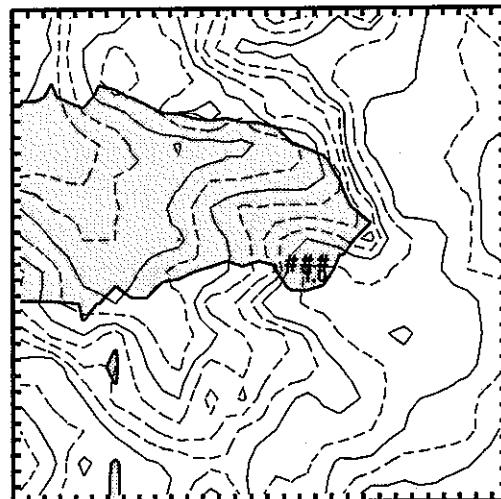
Time 7:00



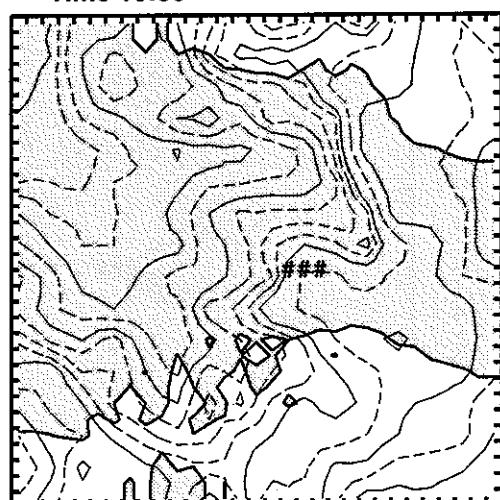
Time 8:00



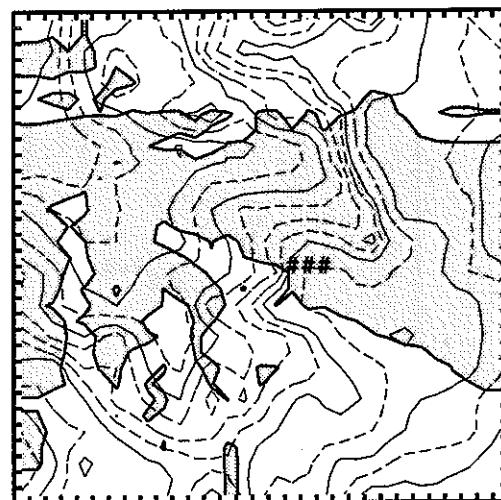
Time 9:00



Time 10:00



Time 11:00

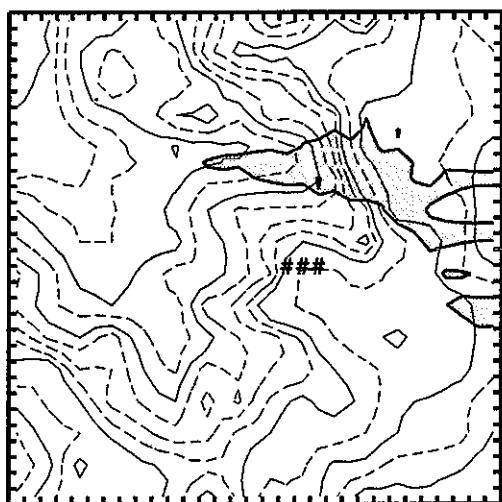


付図 1-4(2) 堆積場寄与濃度の分布 (RaC の地上濃度、Bq/m<sup>3</sup>) # : 発生源

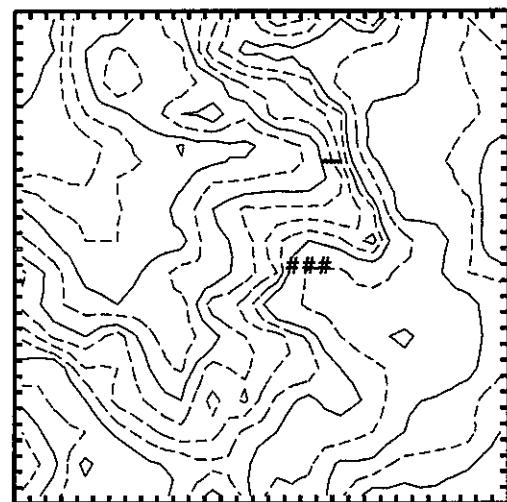
## RaC Concentration

付録 2-1-15

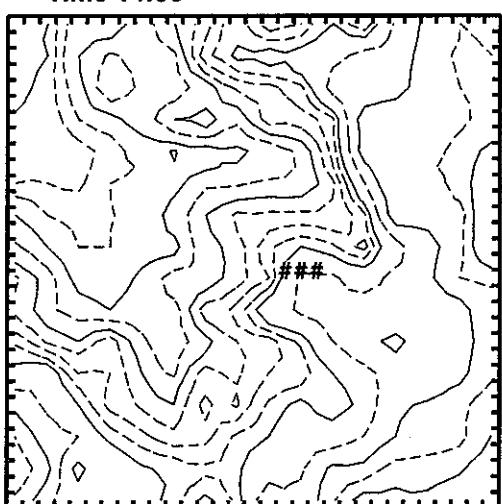
Time 12:00



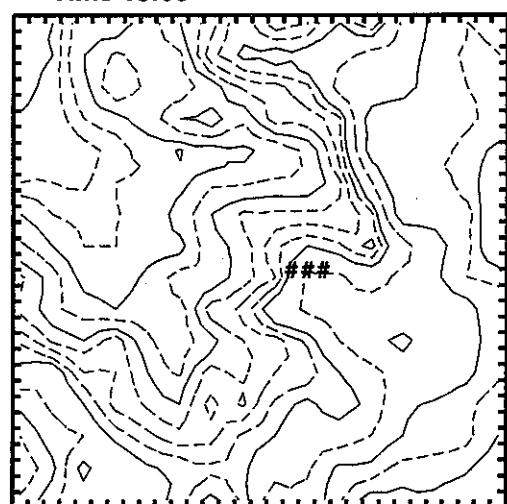
Time 13:00



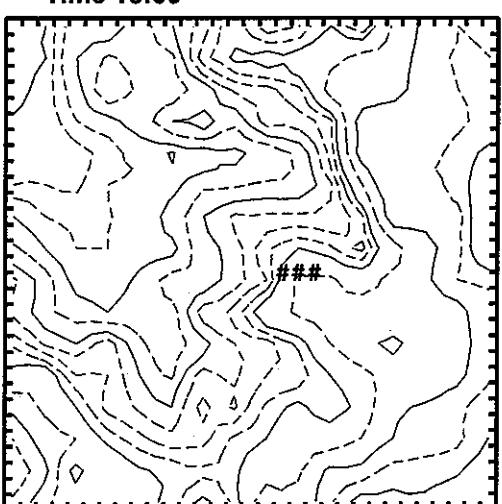
Time 14:00



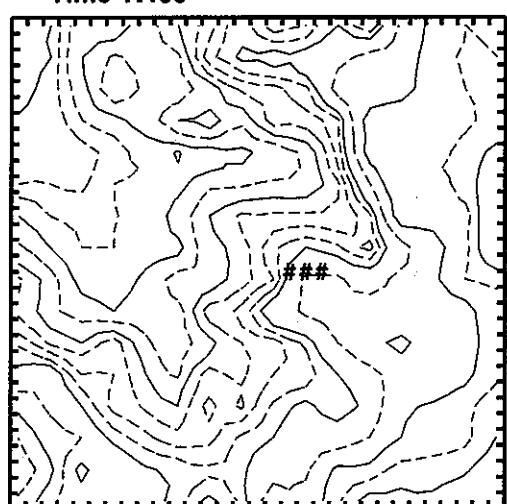
Time 15:00



Time 16:00



Time 17:00

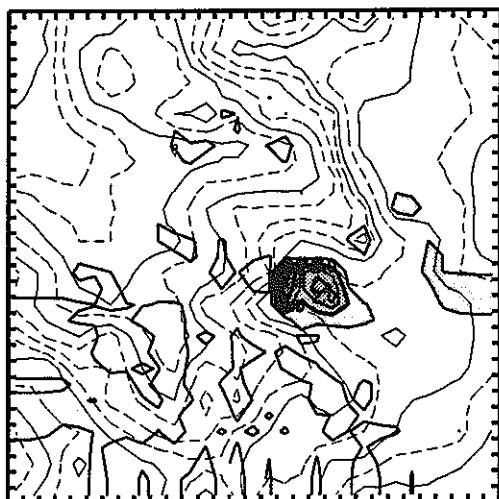


付図 1-4(3) 堆積場寄与濃度の分布 ( $\text{RaC}$  の地上濃度、 $\text{Bq}/\text{m}^3$ ) # : 発生源

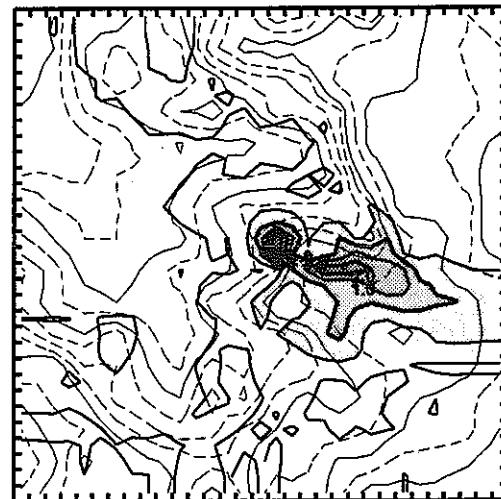
## RaC Concentration

付録 2-1-16

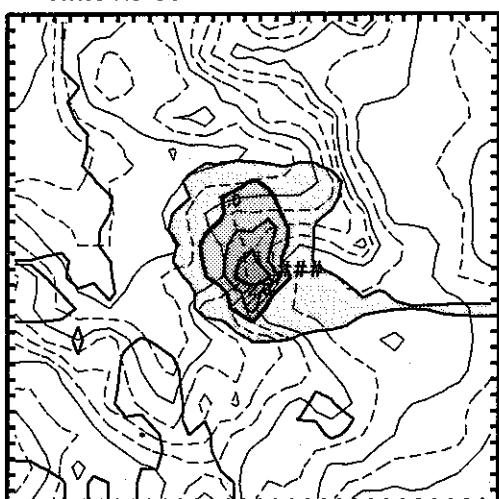
Time 18:00



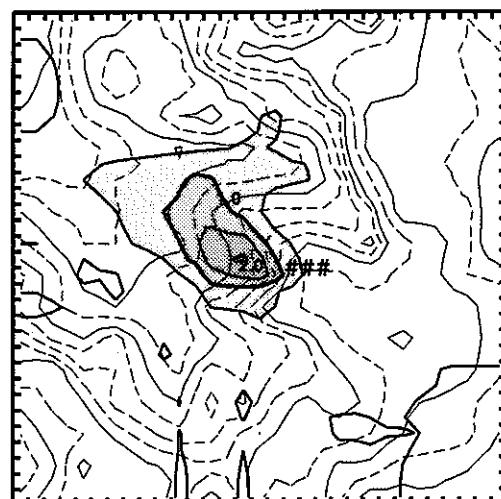
Time 19:00



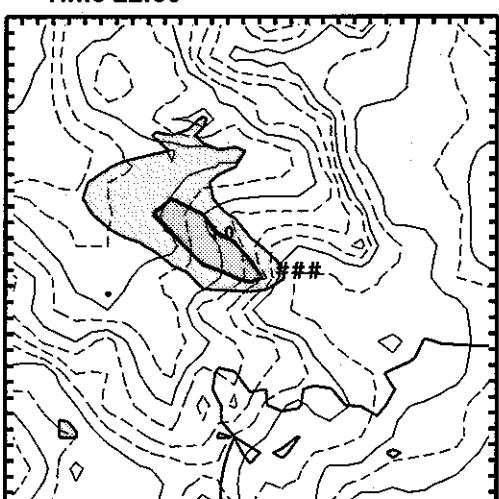
Time 20:00



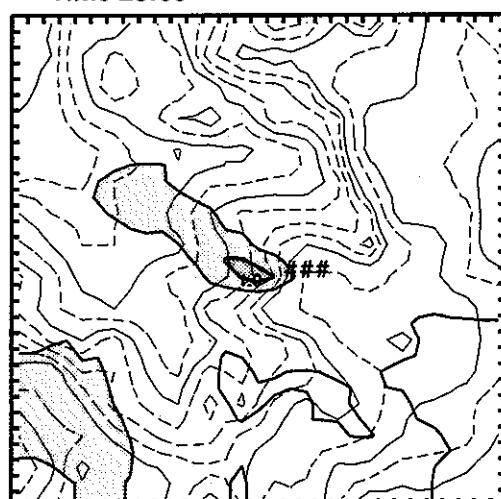
Time 21:00



Time 22:00



Time 23:00

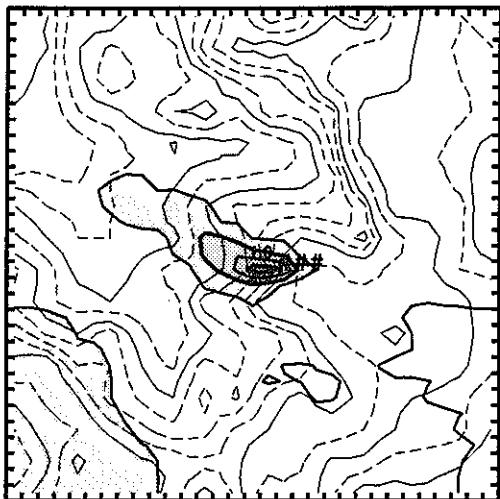


付図 1-4(4) 堆積場寄与濃度の分布 (RaC の地上濃度、Bq/m<sup>3</sup>) # : 発生源

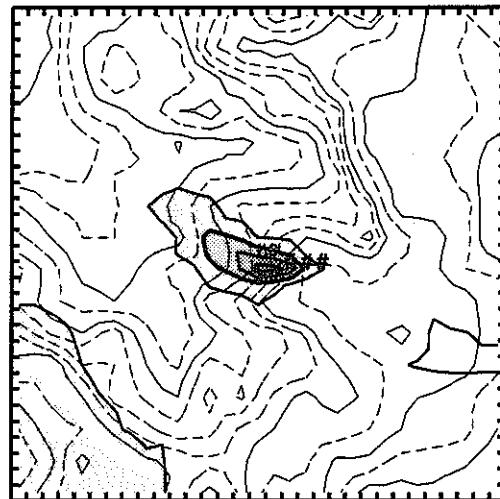
# EC\_Rn 1

付録 2-1-17

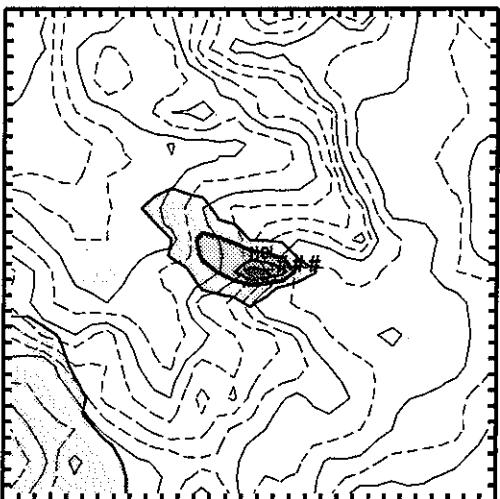
Time 0:00



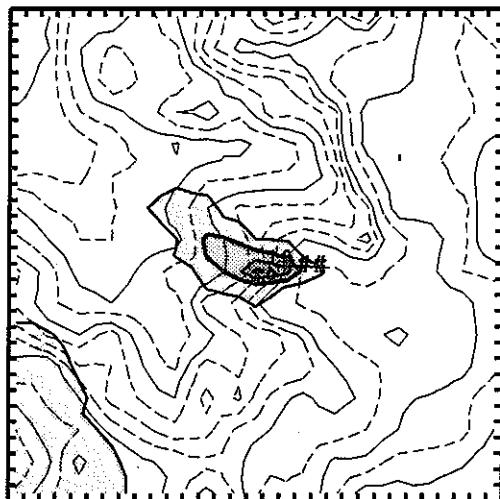
Time 1:00



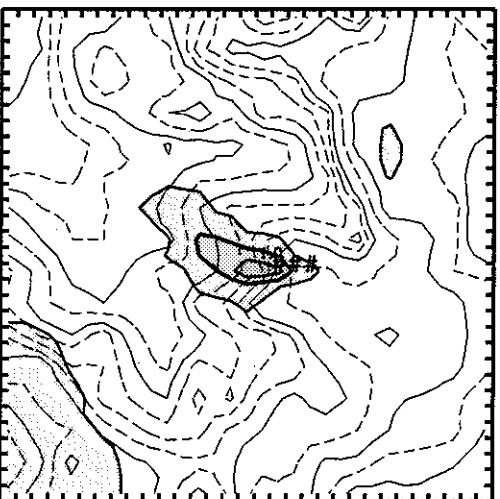
Time 2:00



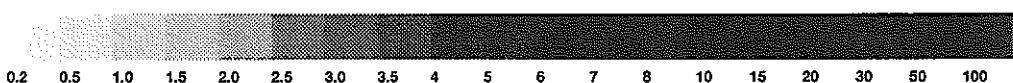
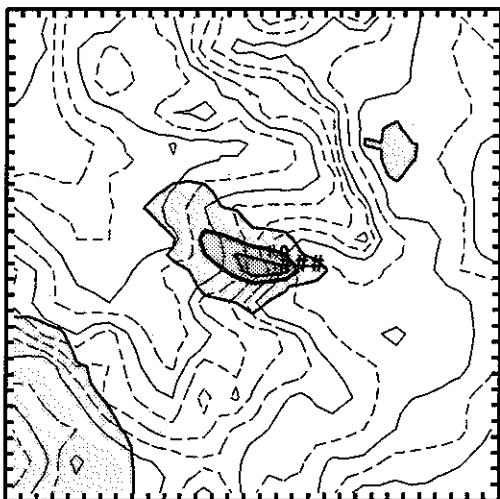
Time 3:00



Time 4:00



Time 5:00

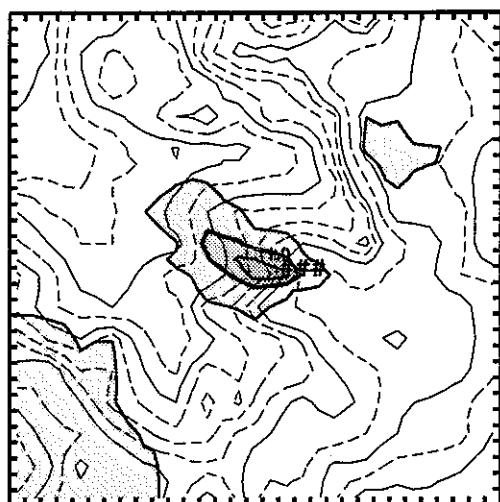


付図 1-5(1) 堆積場寄与濃度の分布 (ECRnの地上濃度、Bq/m<sup>3</sup>) # : 発生源

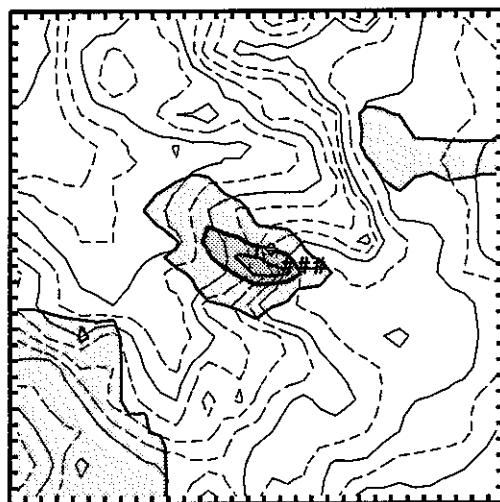
# EC\_Rn 1

付録 2-1-18

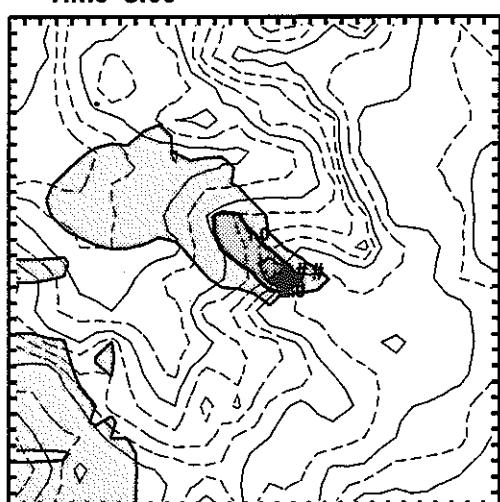
Time 6:00



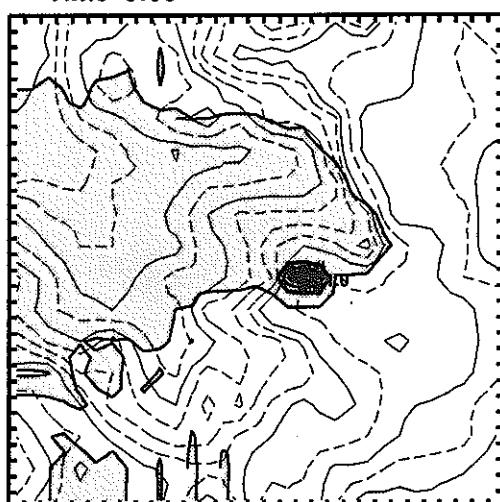
Time 7:00



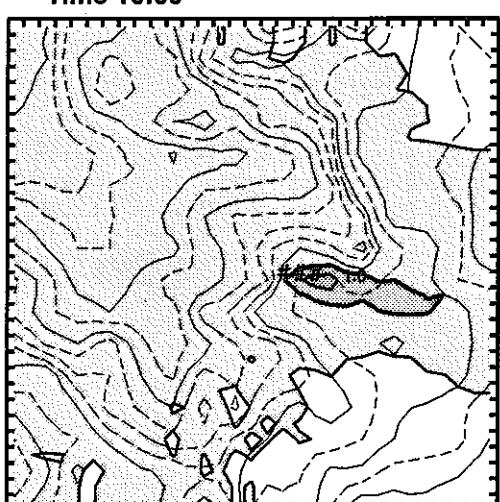
Time 8:00



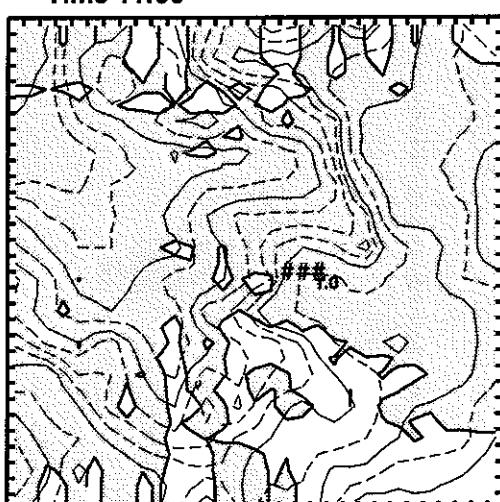
Time 9:00



Time 10:00



Time 11:00

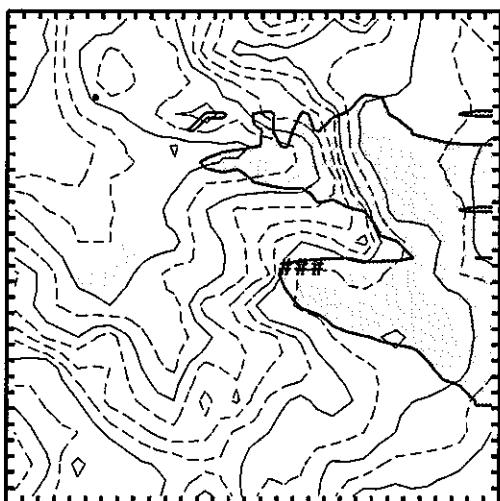


付図 1-5(2) 堆積場寄与濃度の分布 (ECRnの地上濃度、Bq/m<sup>3</sup>) # : 発生源

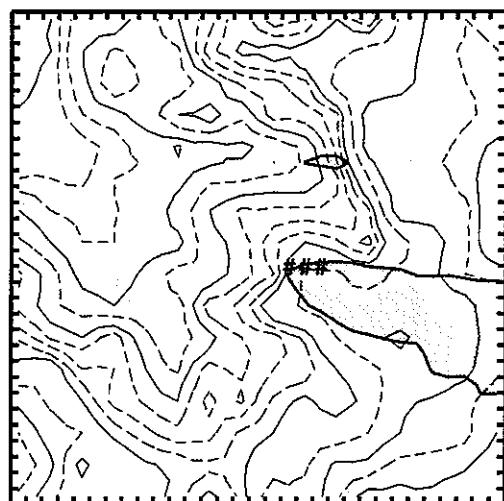
# EC\_Rn 1

付録 2-1-19

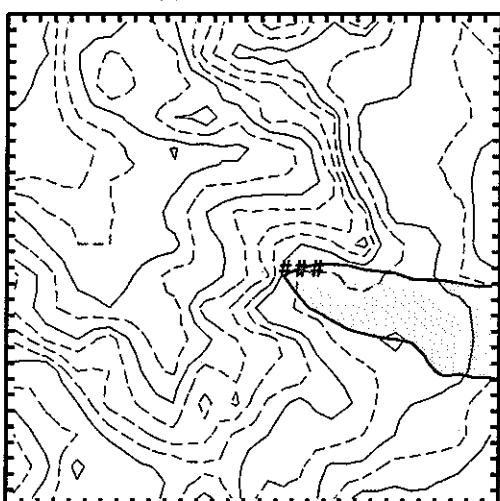
Time 12:00



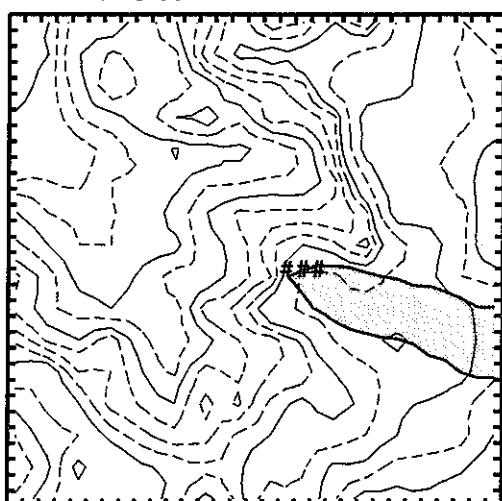
Time 13:00



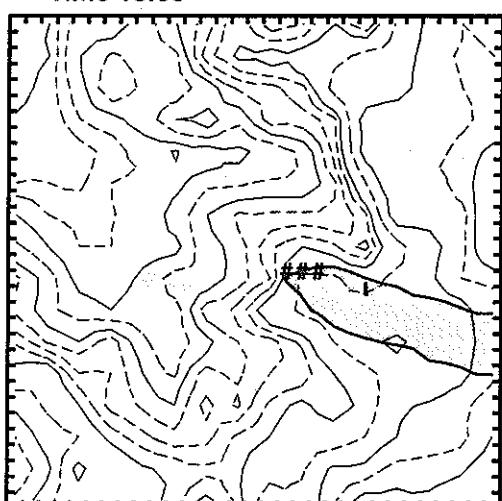
Time 14:00



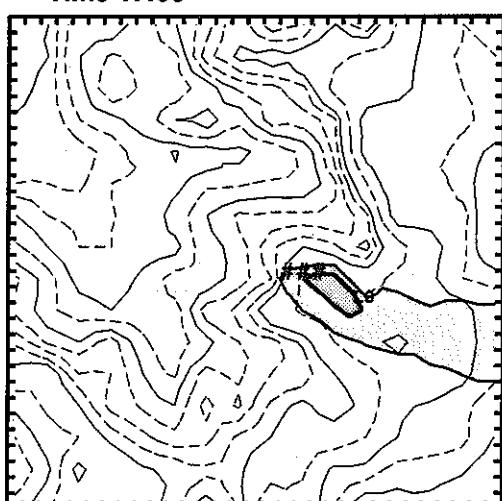
Time 15:00



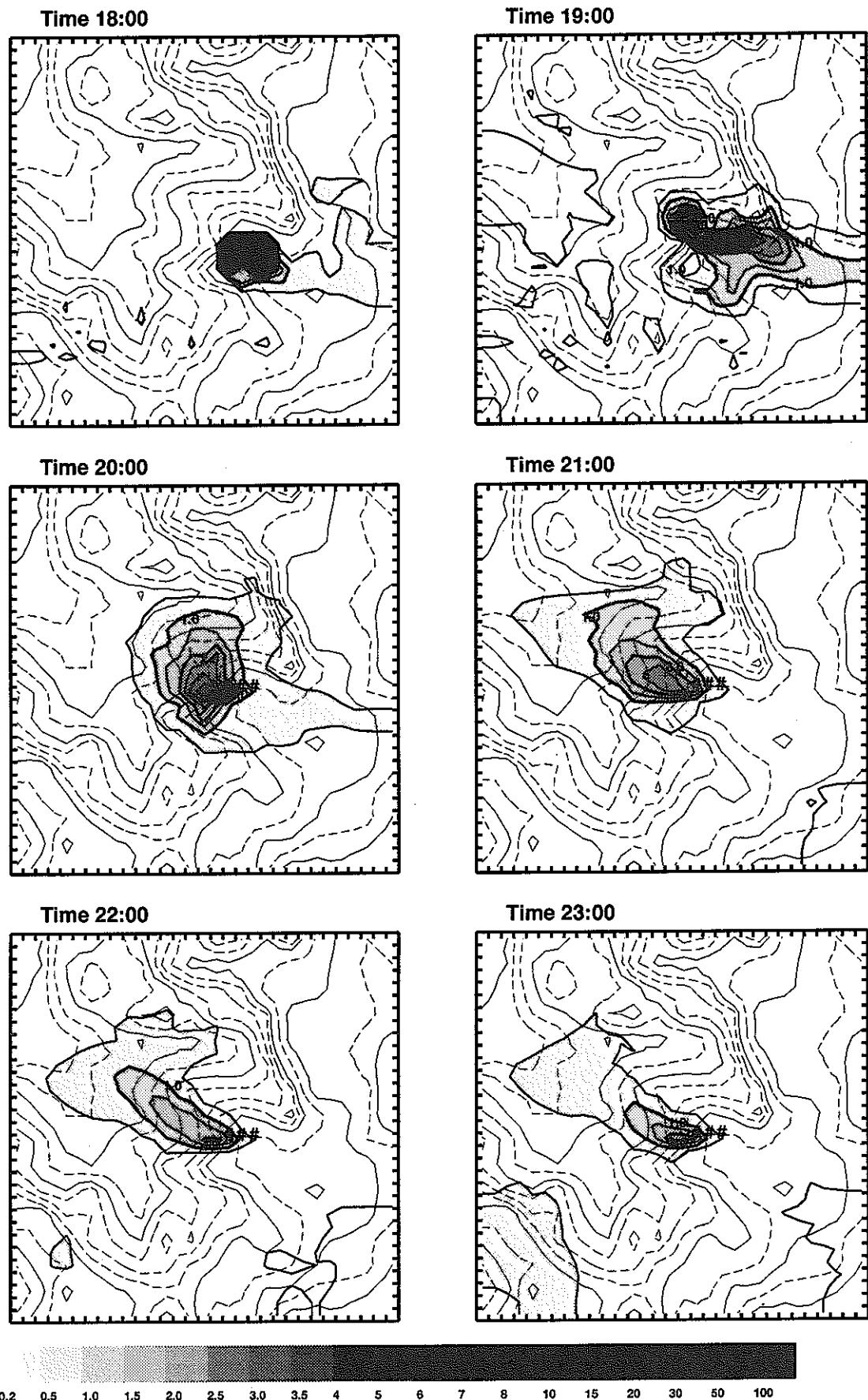
Time 16:00



Time 17:00



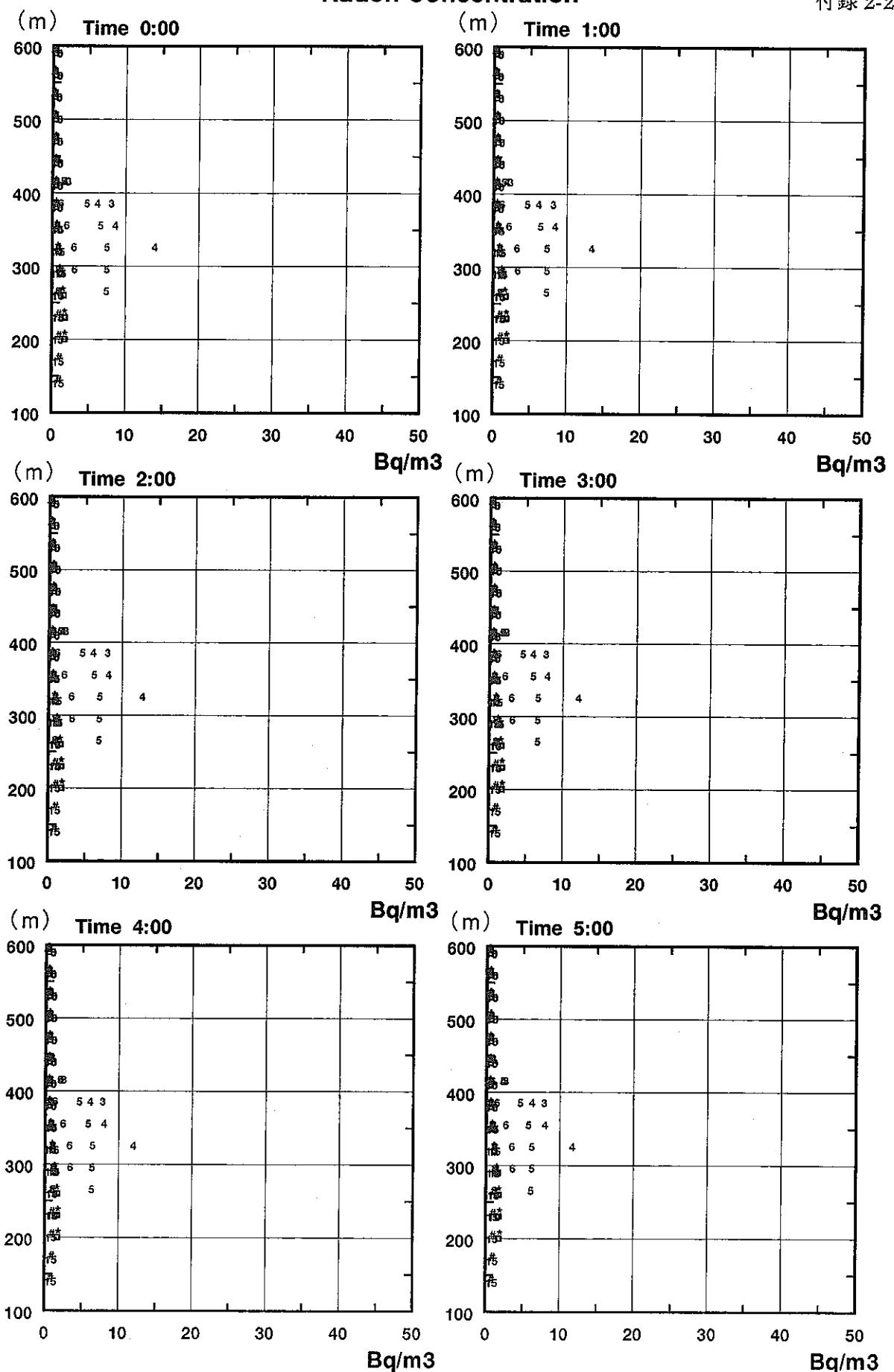
付図 1-5(3) 堆積場寄与濃度の分布 (ECRnの地上濃度、Bq/m<sup>3</sup>) # : 発生源



付図 1-5(4) 堆積場寄与濃度の分布 (ECRnの地上濃度、Bq/m<sup>3</sup>) # : 発生源

### Radon Concentration

付録 2-2-1



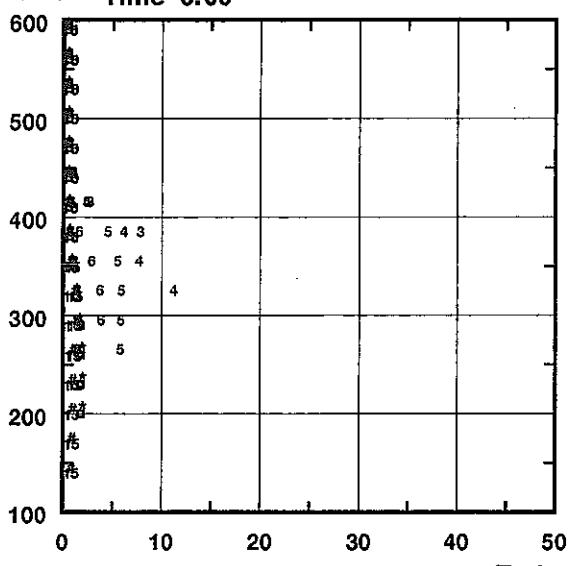
付図 2-1(1) 堆積場寄与濃度の鉛直分布

(Rn、本文図 4-3 の地点番号)

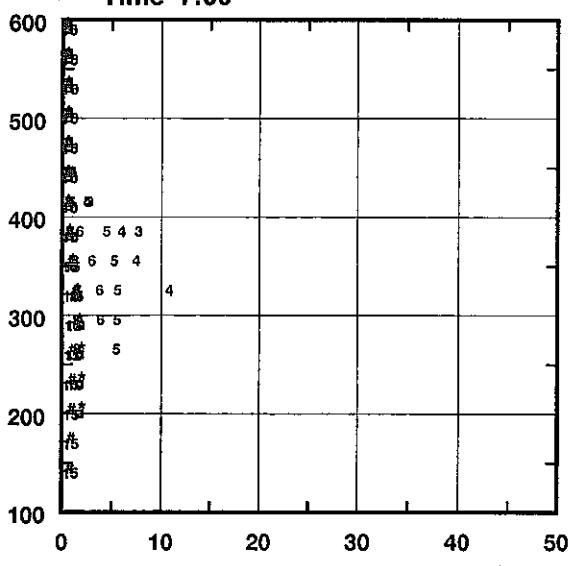
### Radon Concentration

付録 2-2-2

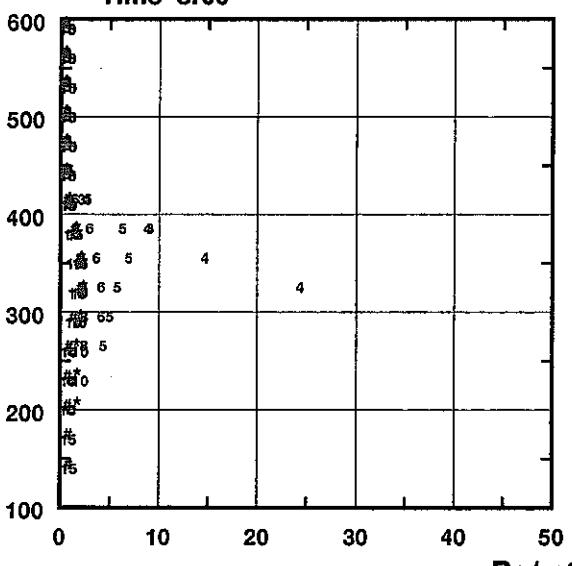
(m) Time 6:00



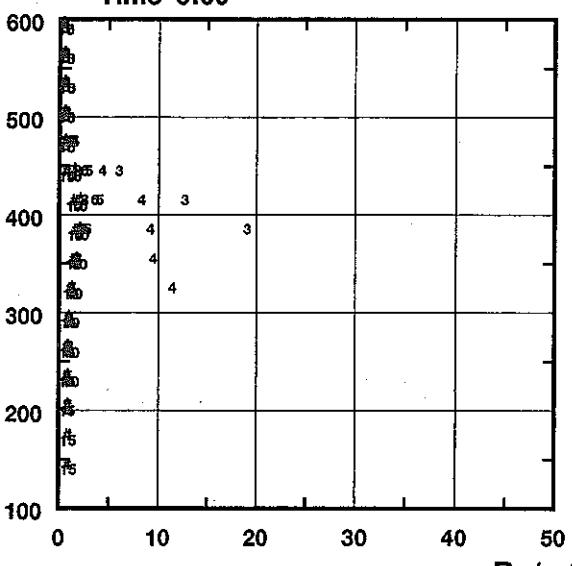
(m) Time 7:00



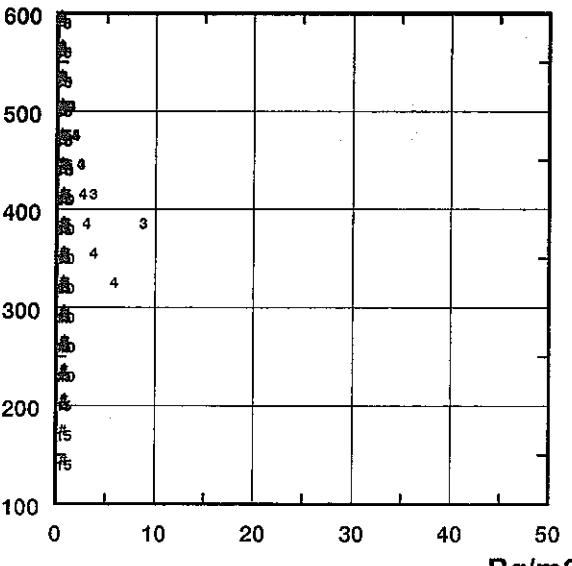
(m) Time 8:00



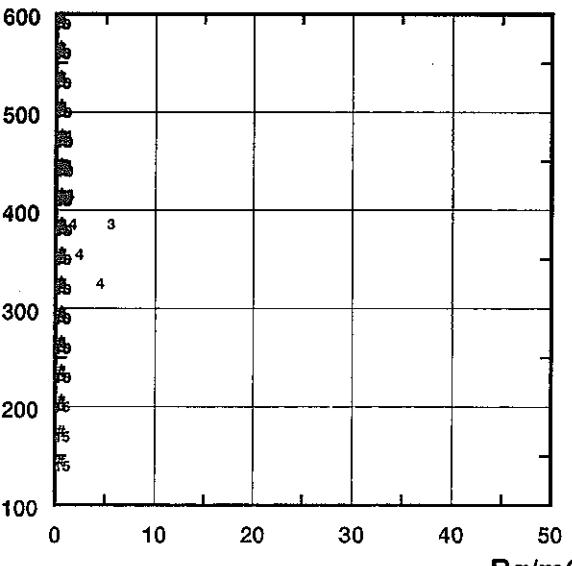
(m) Time 9:00



(m) Time 10:00



(m) Time 11:00

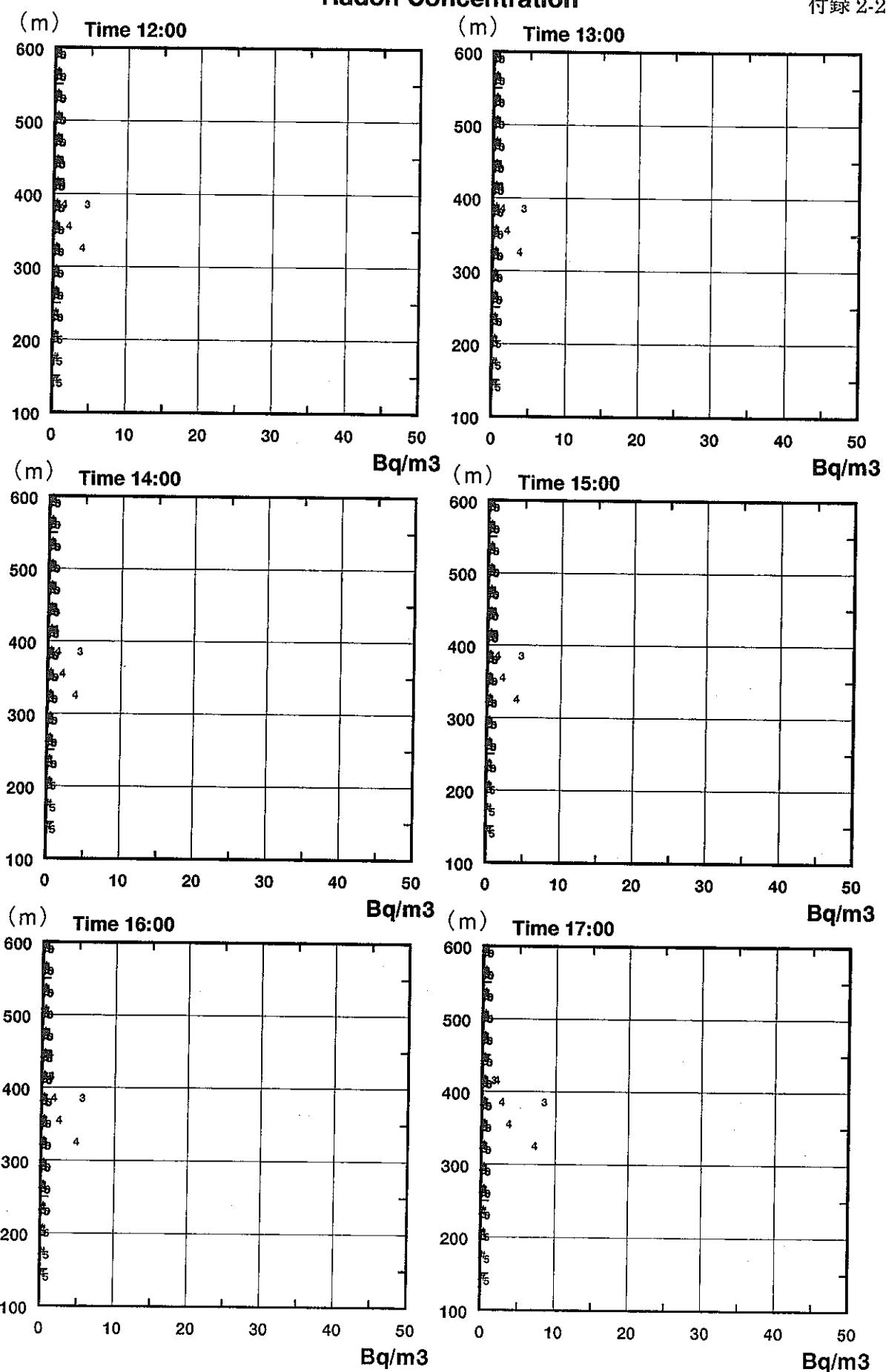


付図 2-1(2) 堆積場寄与濃度の鉛直分布

(Rn、本文図 4-3 の地点番号)

### Radon Concentration

付録 2-2-3



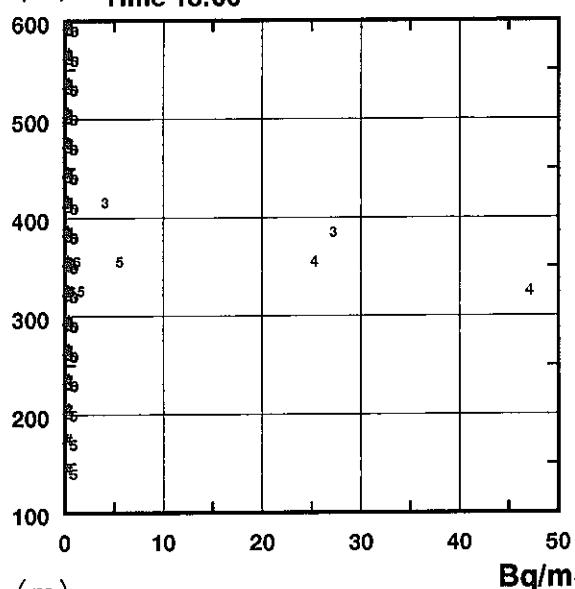
付図 2-1(3) 堆積場寄与濃度の鉛直分布

(Rn、本文図 4-3 の地点番号)

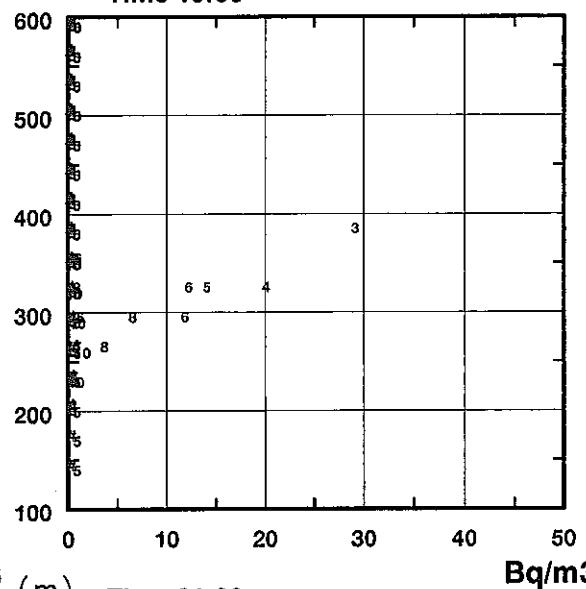
### Radon Concentration

付録 2-2-4

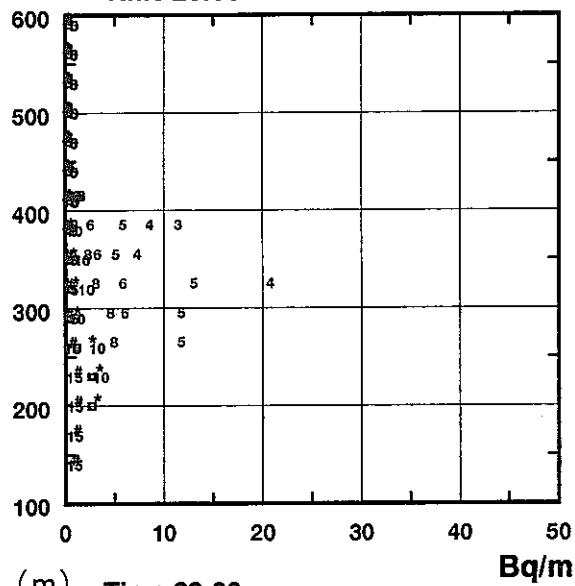
(m) Time 18:00



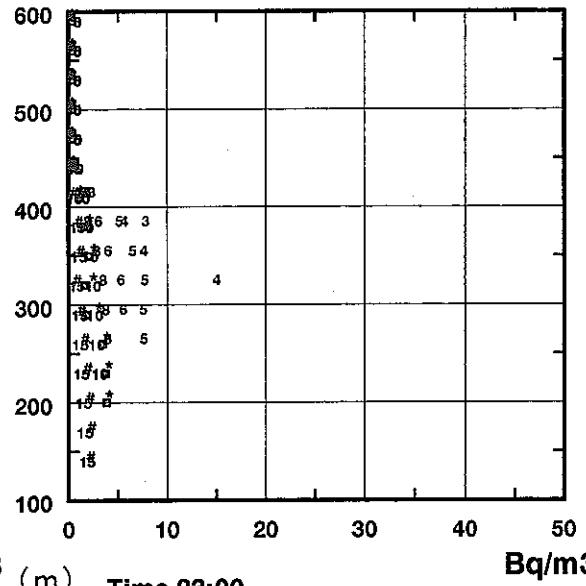
(m) Time 19:00



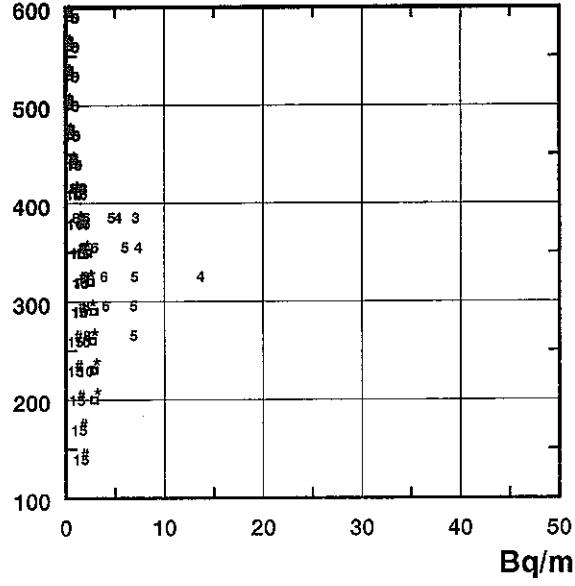
(m) Time 20:00



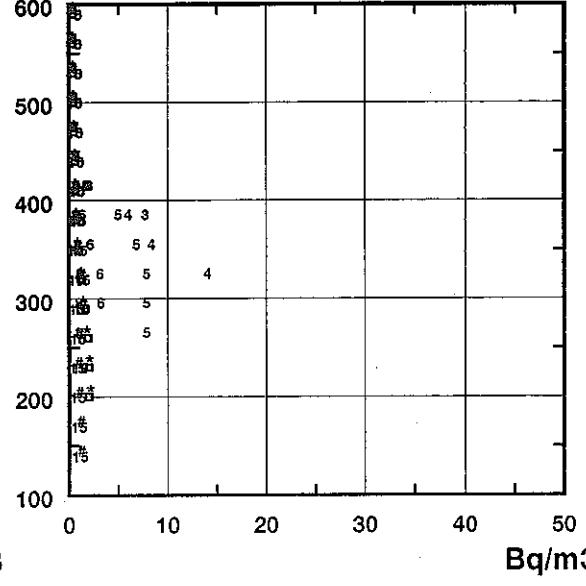
(m) Time 21:00



(m) Time 22:00



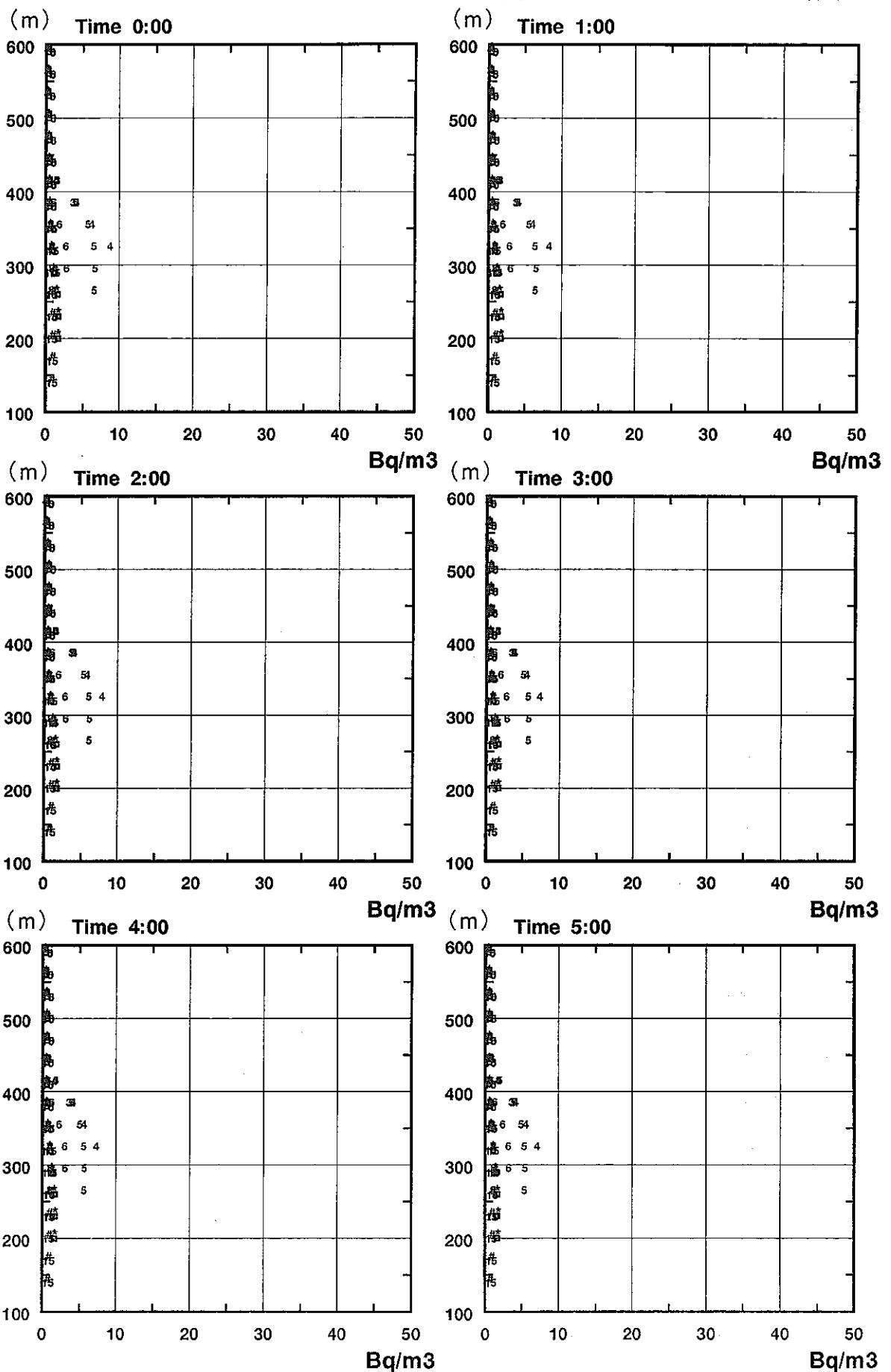
(m) Time 23:00



付図 2-1(4) 堆積場寄与濃度の鉛直分布 (Rn、本文図 4-3 の地点番号)

### RaA Concentration

付録 2-2-5

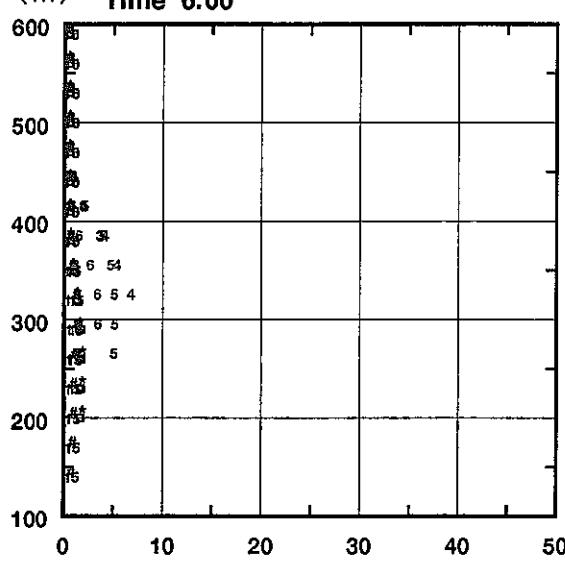


付図 2-2(1) 堆積場寄与濃度の鉛直分布 (RaA、本文図 4-3 の地点番号)

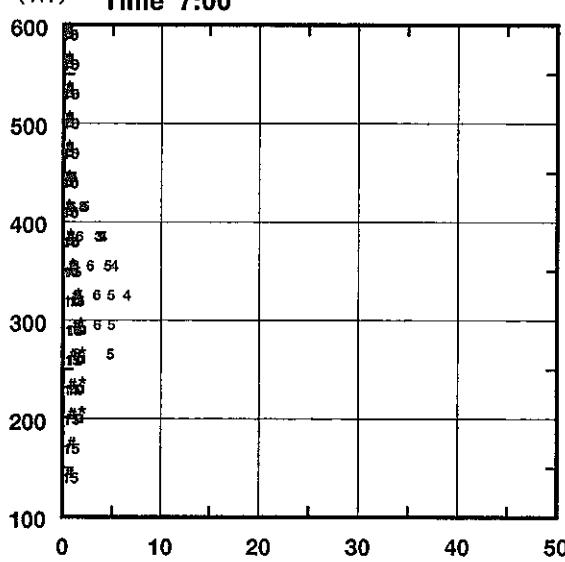
### RaA Concentration

付録 2-2-6

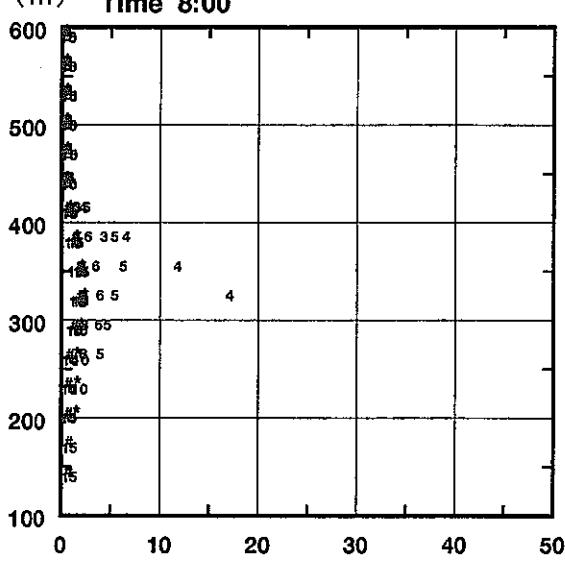
(m) Time 6:00



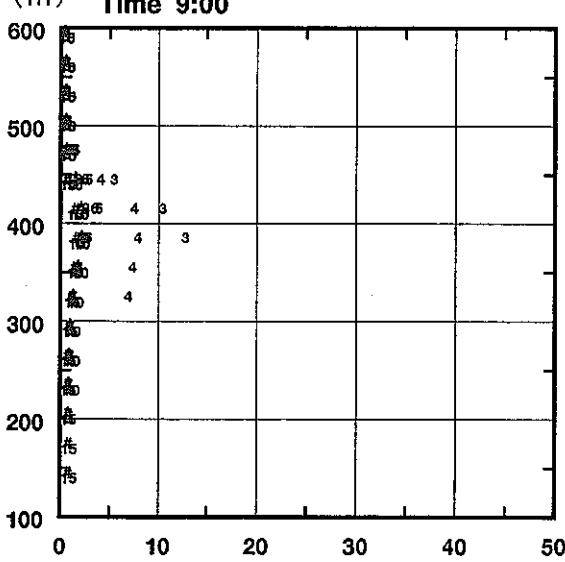
(m) Time 7:00



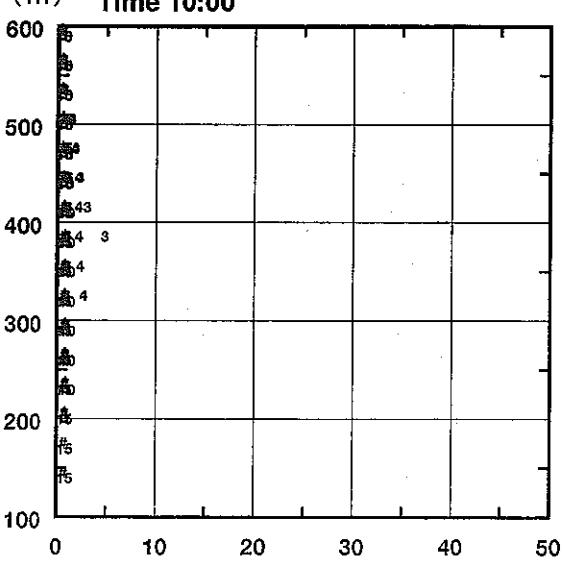
(m) Time 8:00



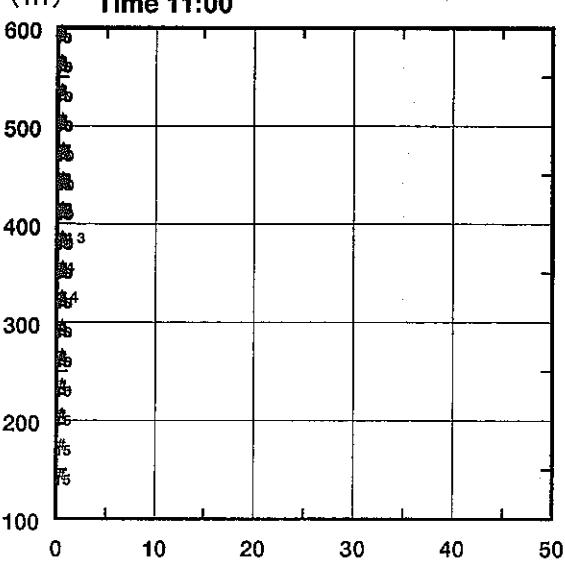
(m) Time 9:00



(m) Time 10:00



(m) Time 11:00

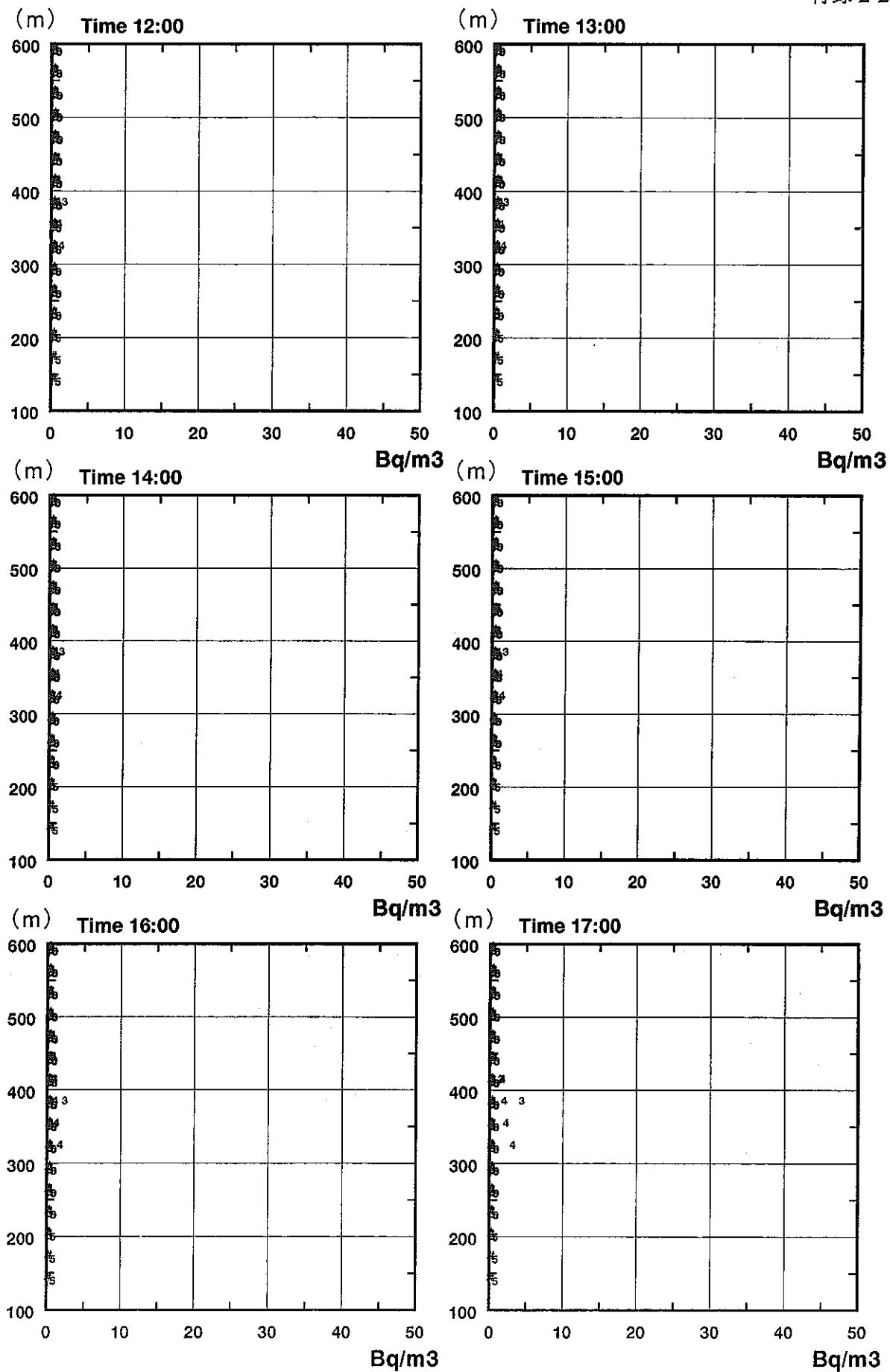


付図 2-2(2) 堆積場寄与濃度の鉛直分布

(RaA、本文図 4-3 の地点番号)

### RaA Concentration

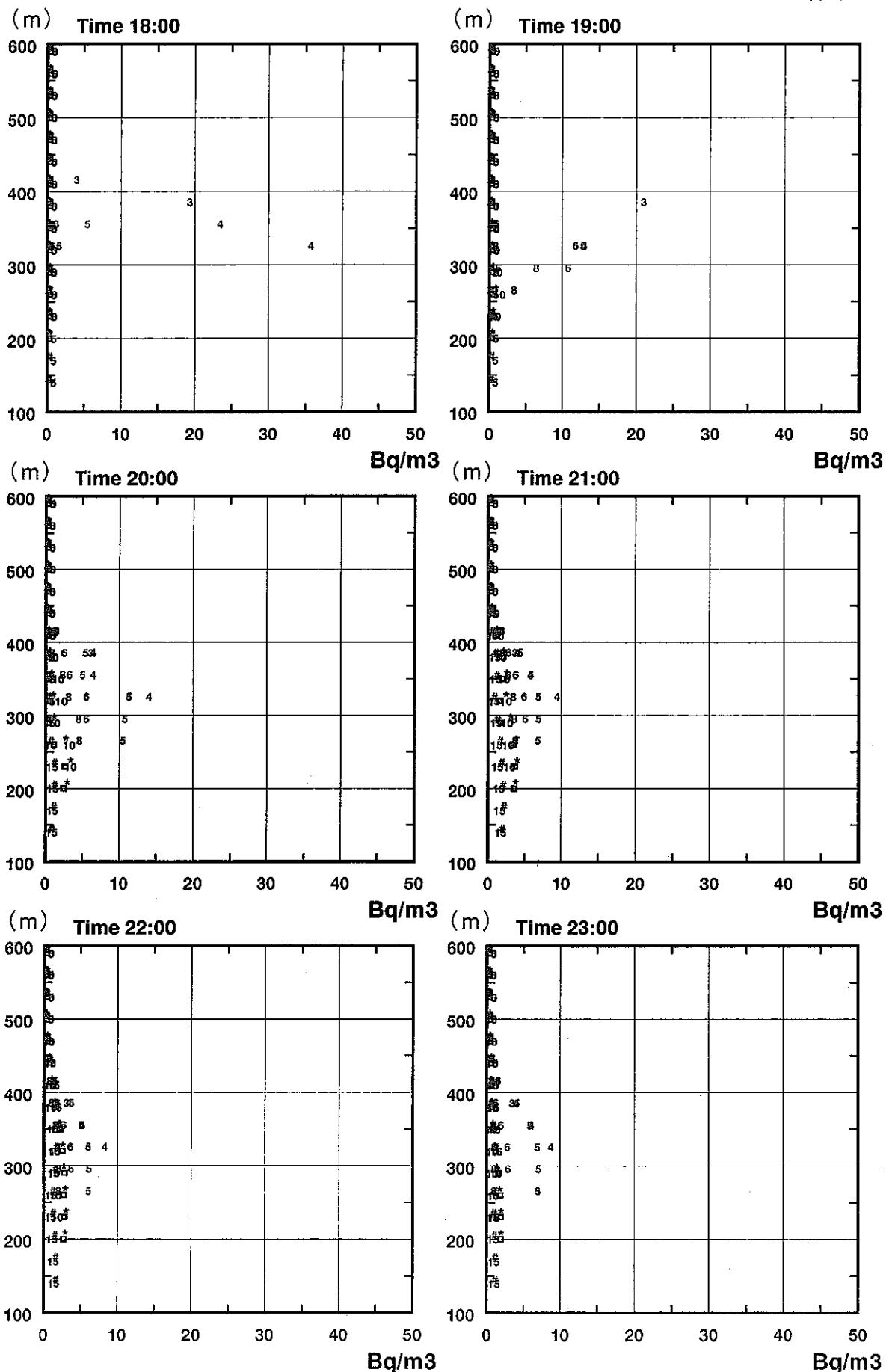
付録 2-2-7



付図 2-2(3) 堆積場寄与濃度の鉛直分布 (RaA、本文図 4-3 の地点番号)

### RaA Concentration

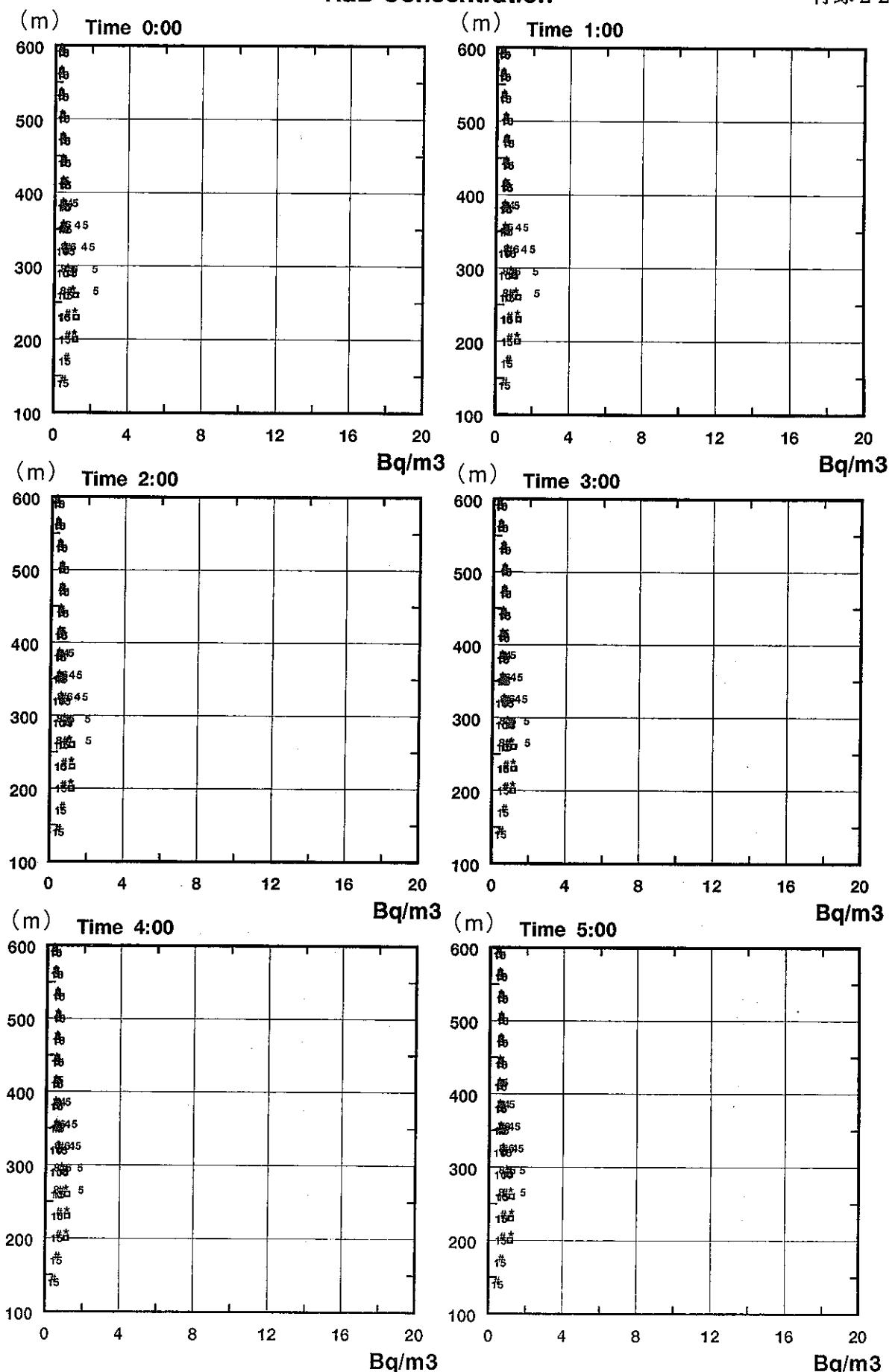
付録 2-2-8



付図 2-2(4) 堆積場寄与濃度の鉛直分布 (RaA、本文図 4-3 の地点番号)

### RaB Concentration

付録 2-2-9

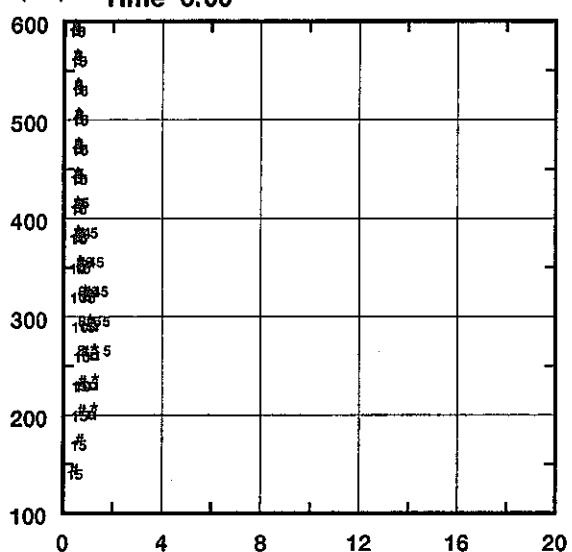


付図 2-3(1) 堆積場寄与濃度の鉛直分布 (RaB、本文図 4-3 の地点番号)

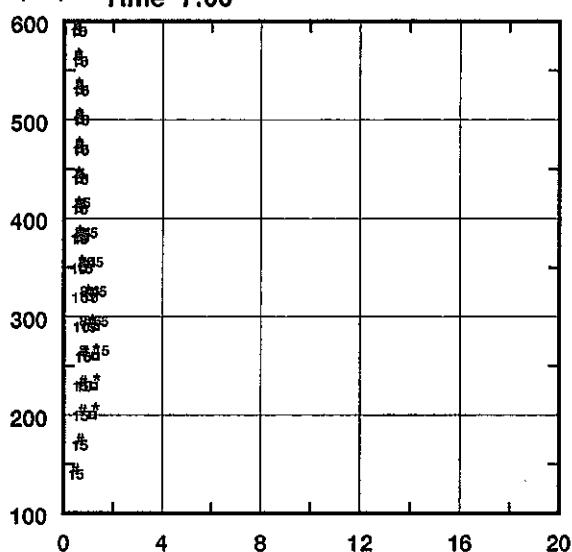
### RaB Concentration

付録 2-2-10

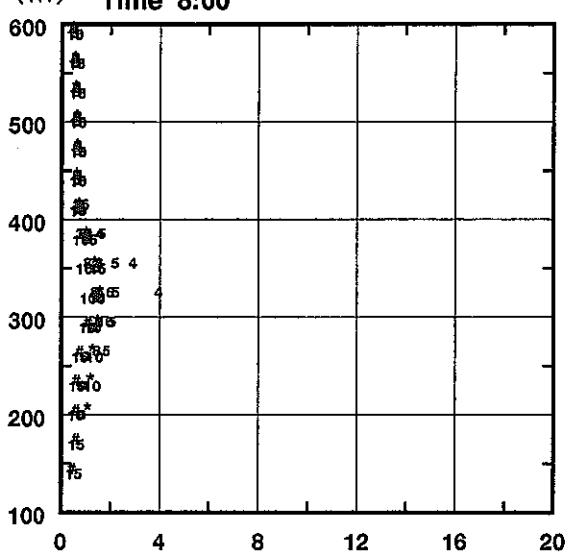
(m) Time 6:00



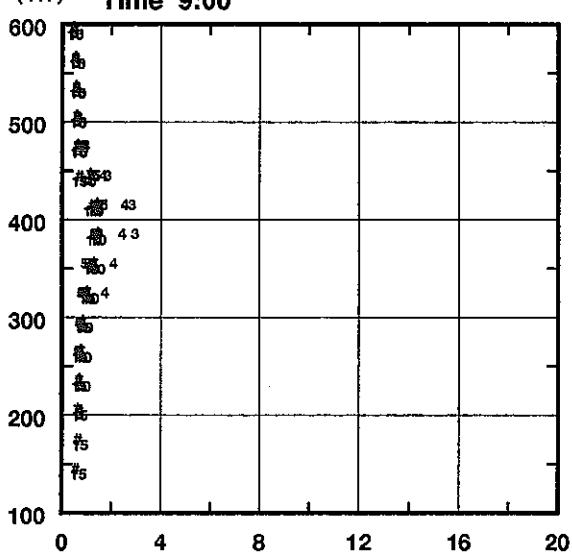
(m) Time 7:00



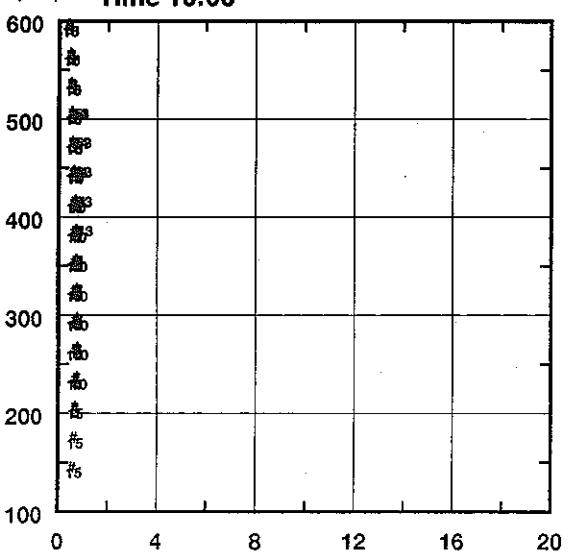
(m) Time 8:00



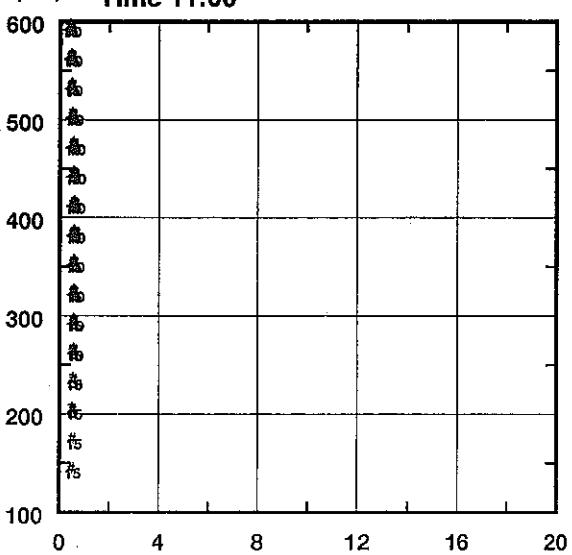
(m) Time 9:00



(m) Time 10:00



(m) Time 11:00

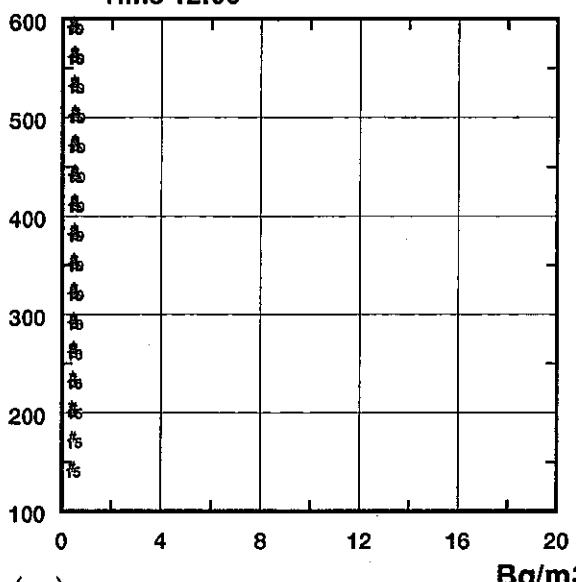


付図 2-3(2) 堆積場寄与濃度の鉛直分布 (RaB、本文図 4-3 の地点番号)

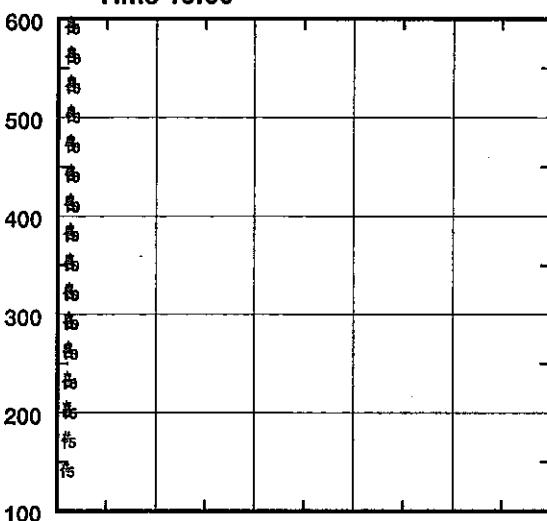
### RaB Concentration

付録 2-2-11

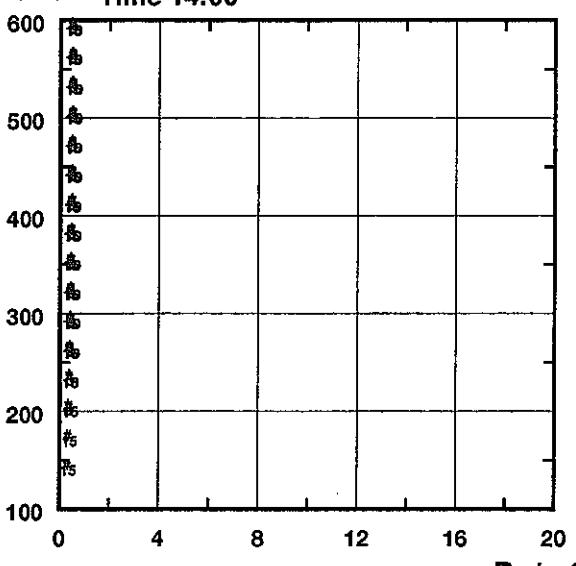
(m) Time 12:00



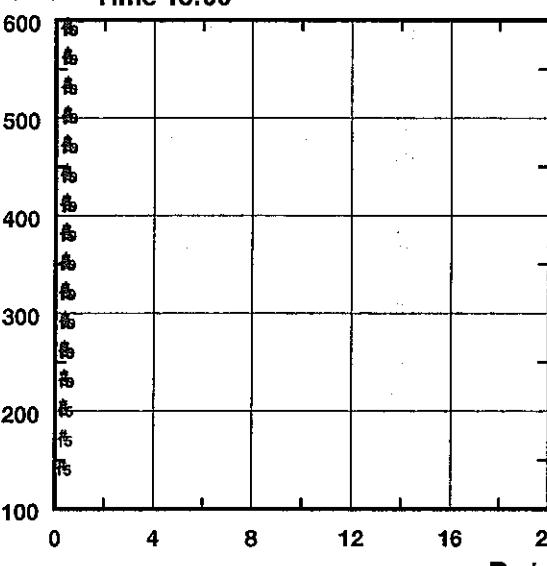
(m) Time 13:00



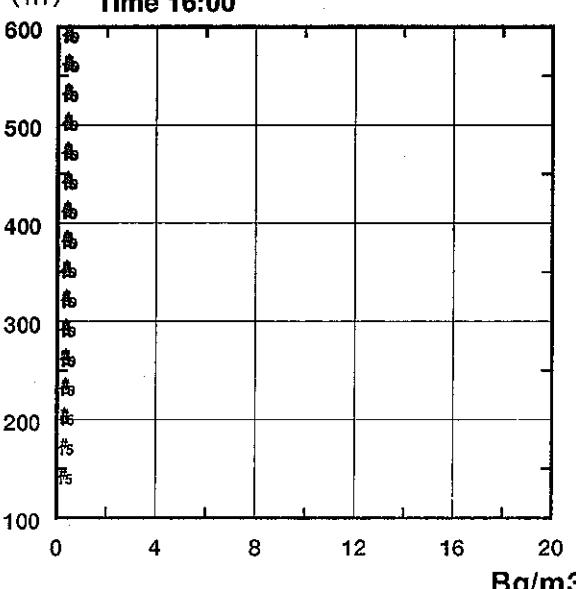
(m) Time 14:00



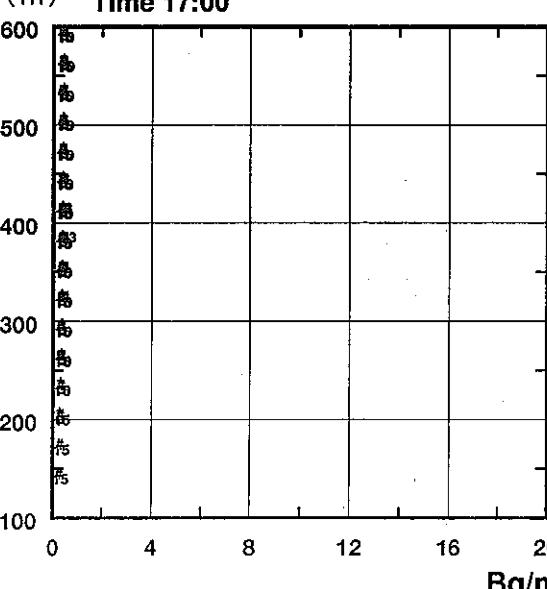
(m) Time 15:00



(m) Time 16:00



(m) Time 17:00



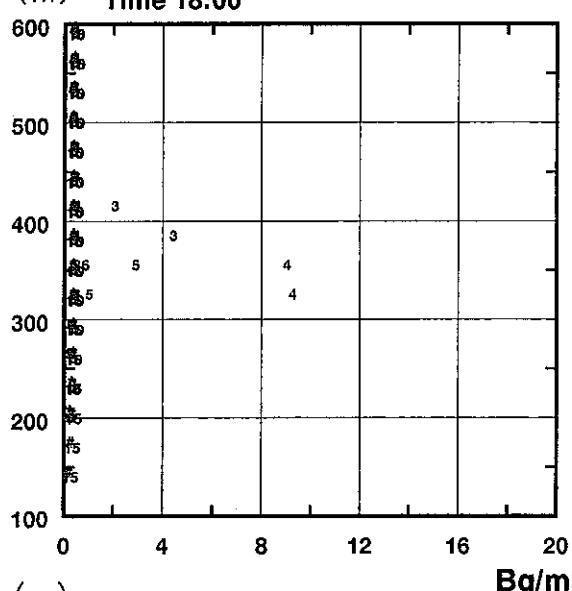
付図 2-3(3) 堆積場寄与濃度の鉛直分布

(RaB、本文図 4-3 の地点番号)

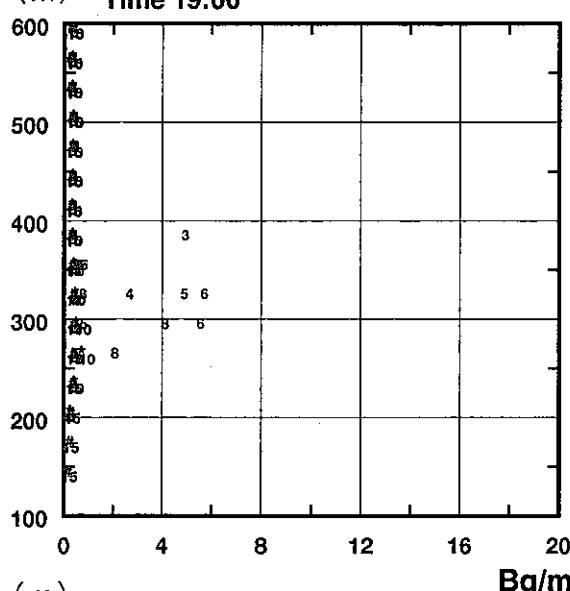
### RaB Concentration

付録 2-2-12

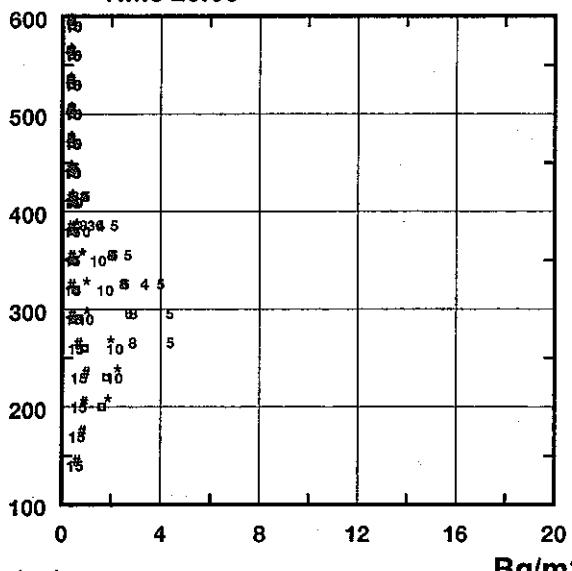
(m) Time 18:00



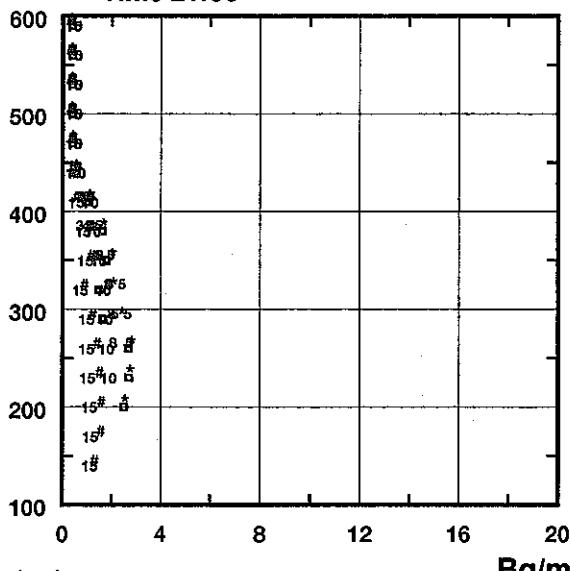
(m) Time 19:00



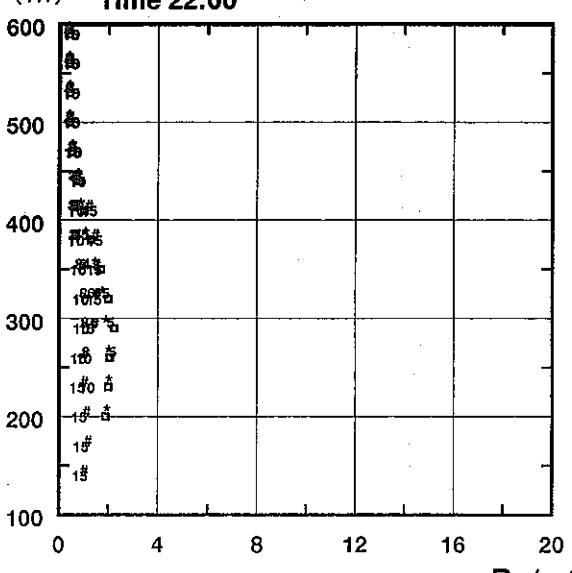
(m) Time 20:00



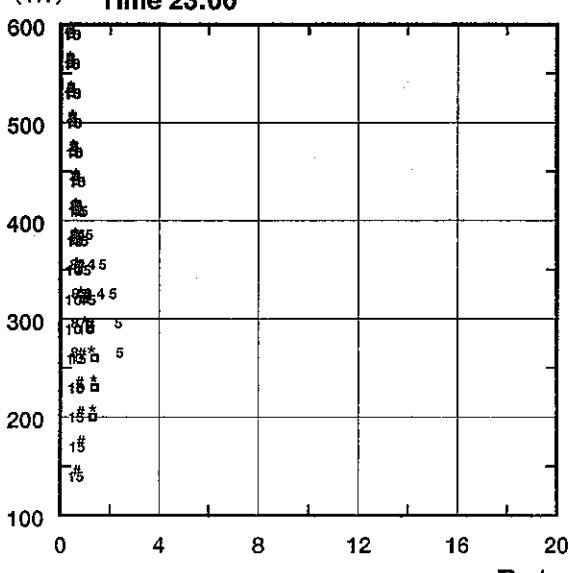
(m) Time 21:00



(m) Time 22:00



(m) Time 23:00



付図 2-3(4)

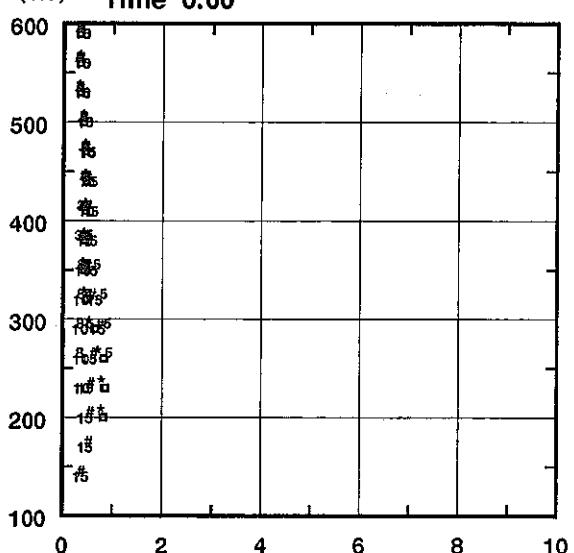
堆積場寄与濃度の鉛直分布

(RaB、本文図 4-3 の地点番号)

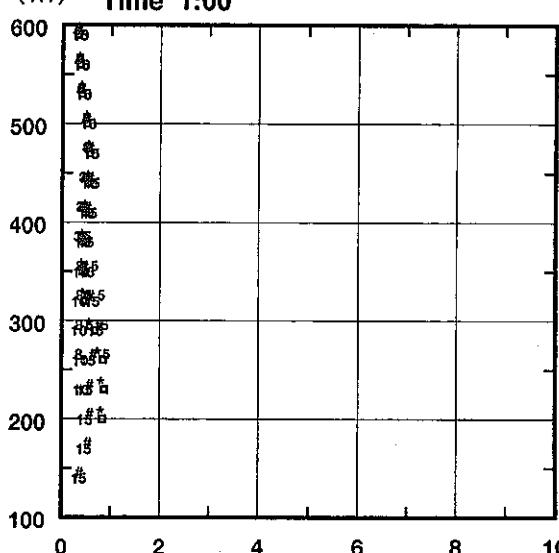
### RaC Concentration

付録 2-2-13

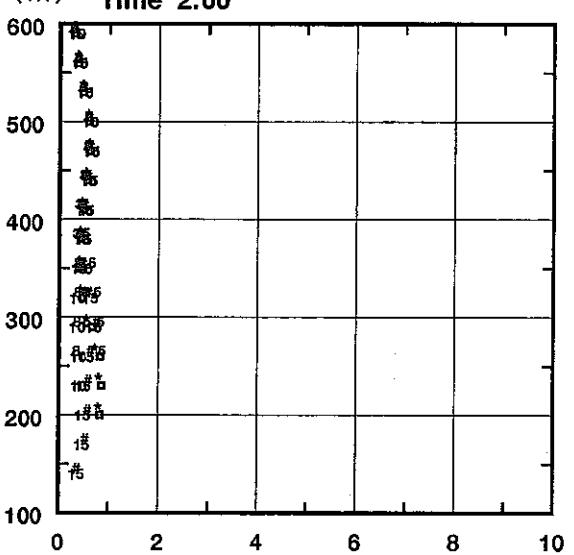
(m) Time 0:00



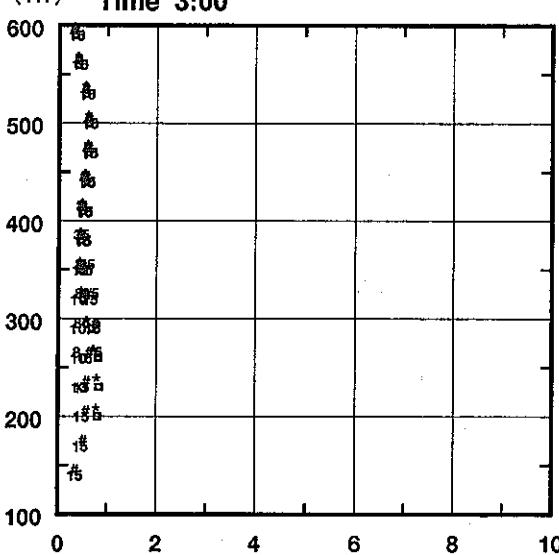
(m) Time 1:00



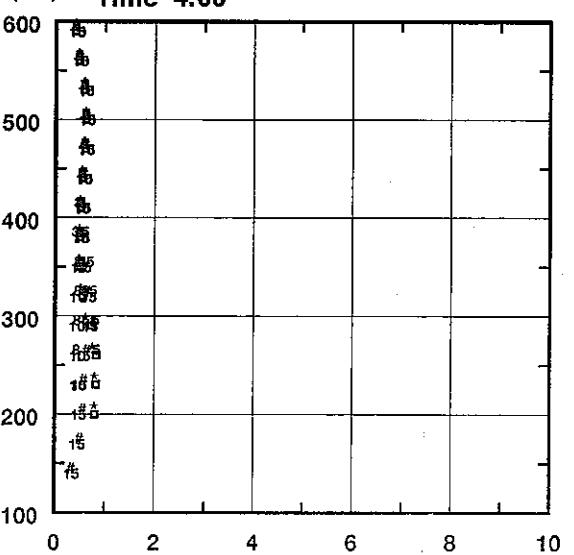
(m) Time 2:00



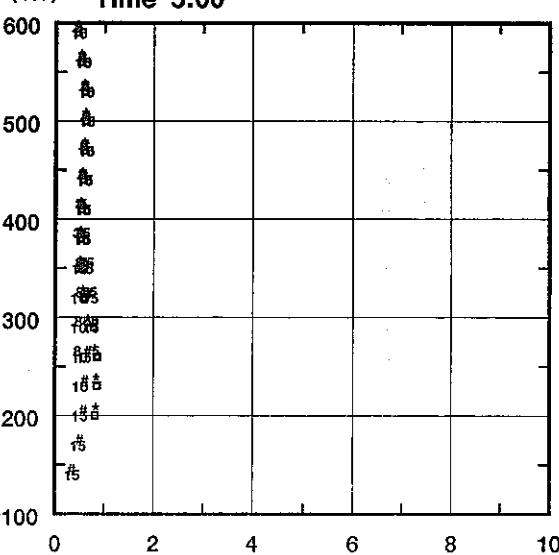
(m) Time 3:00



(m) Time 4:00



(m) Time 5:00



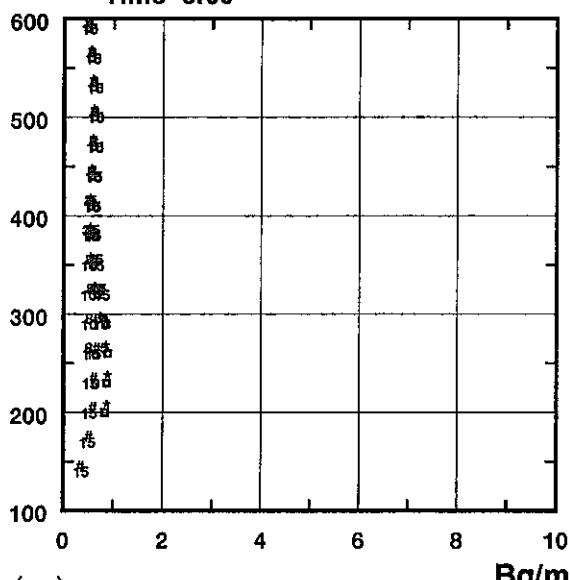
付図 2-4(1) 堆積場寄与濃度の鉛直分布

(RaC、本文図 4-3 の地点番号)

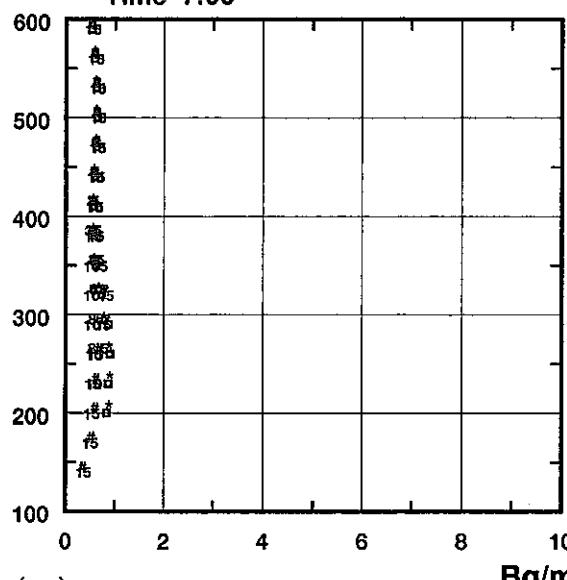
### RaC Concentration

付録 2-2-14

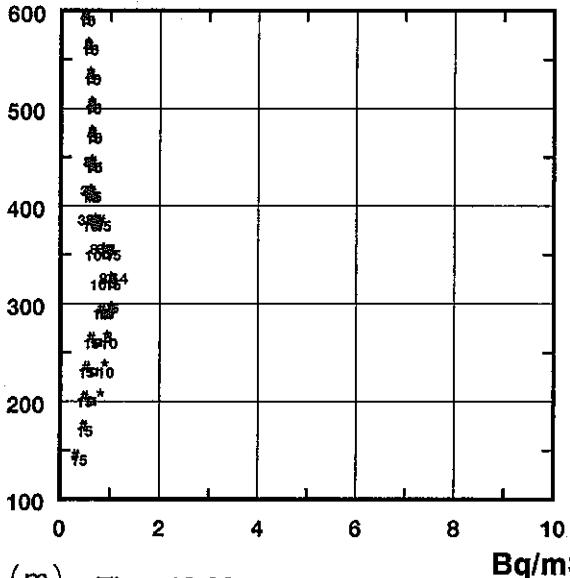
(m) Time 6:00



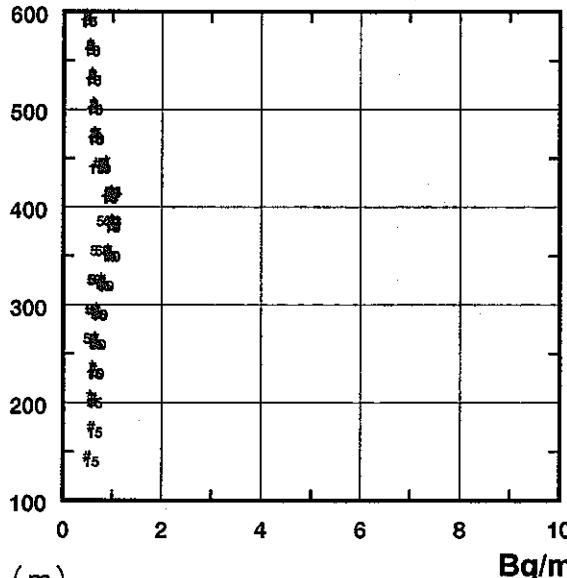
(m) Time 7:00



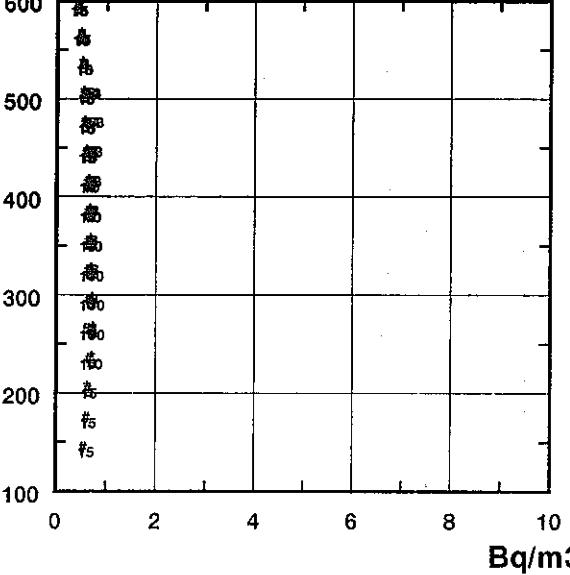
(m) Time 8:00



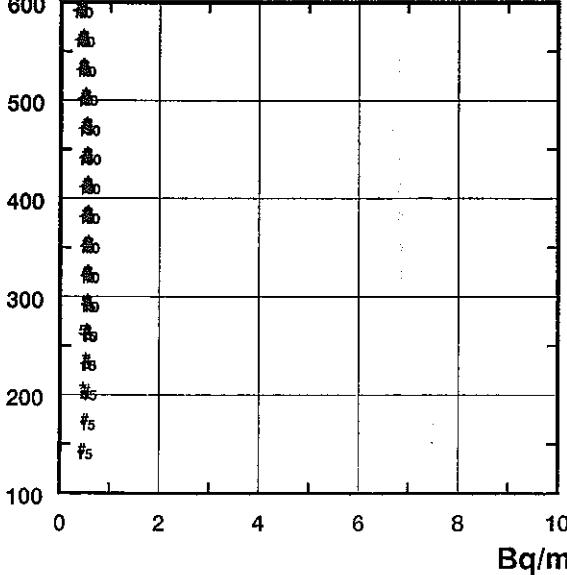
(m) Time 9:00



(m) Time 10:00



(m) Time 11:00



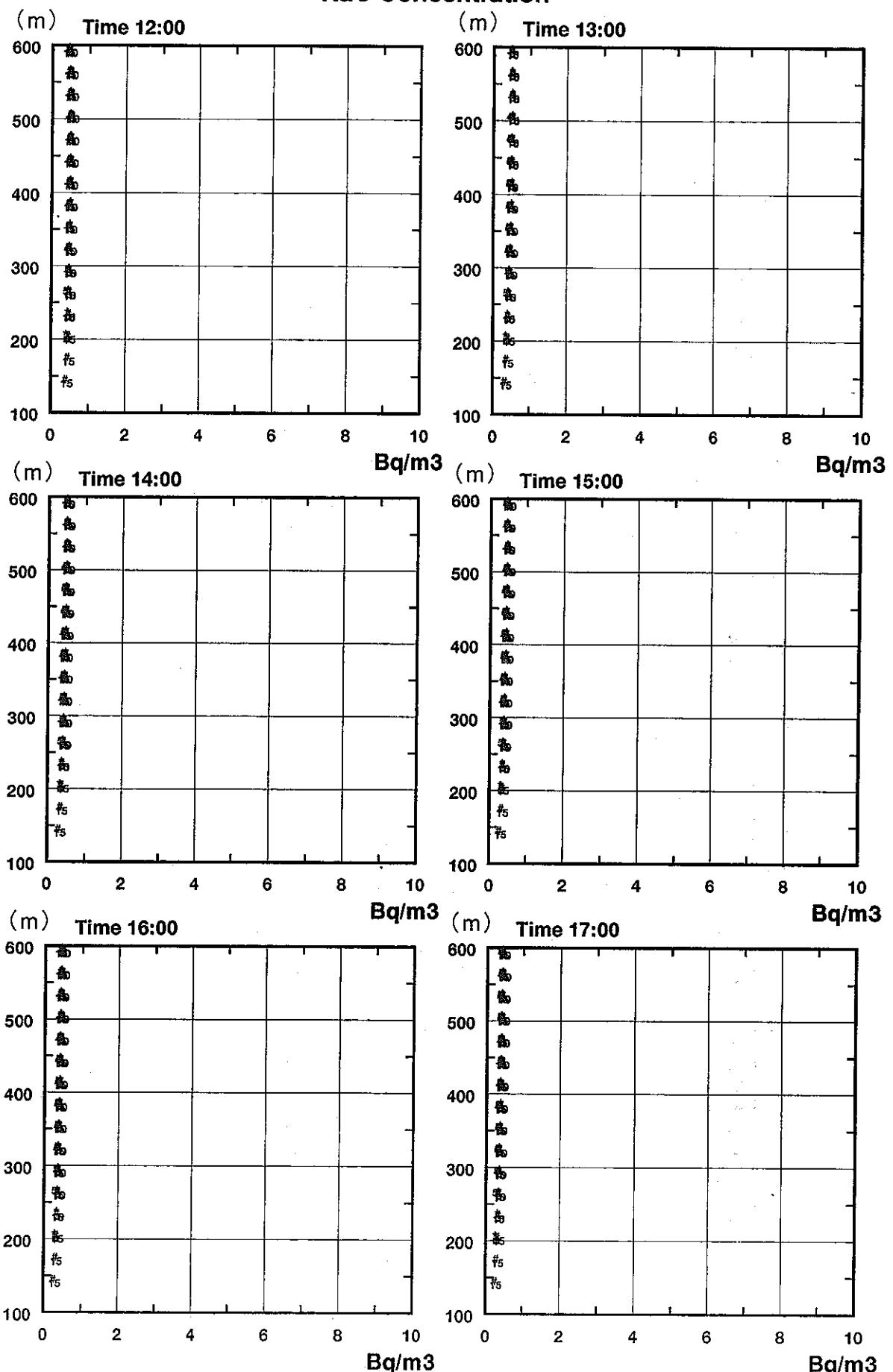
付図 2-4(2)

堆積場寄与濃度の鉛直分布

(RaC、本文図 4-3 の地点番号)

### RaC Concentration

付録 2-2-15

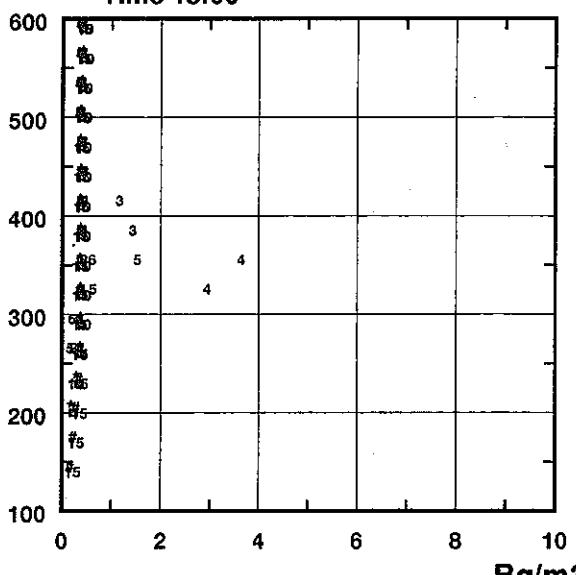


付図 2-4(3) 堆積場寄与濃度の鉛直分布 (RaC、本文図 4-3 の地点番号)

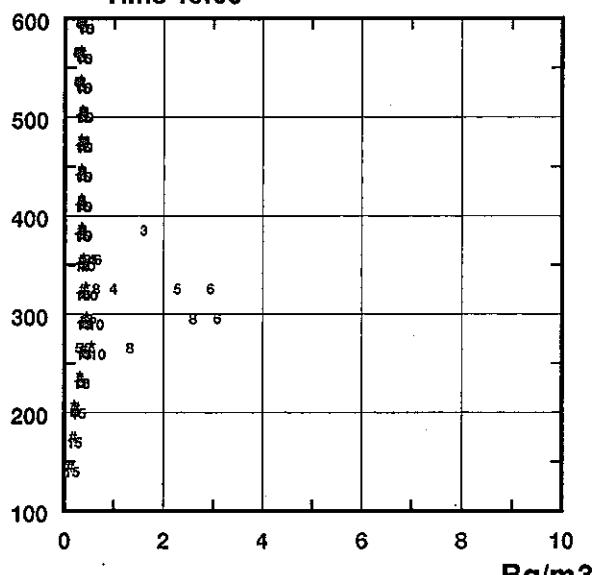
### RaC Concentration

付録 2-2-16

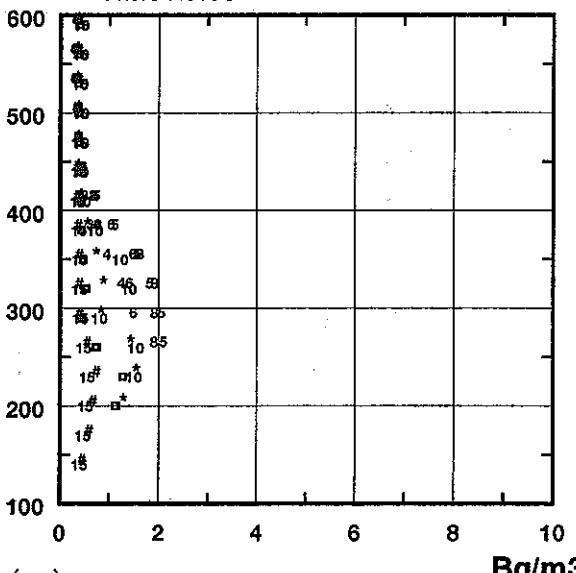
(m) Time 18:00



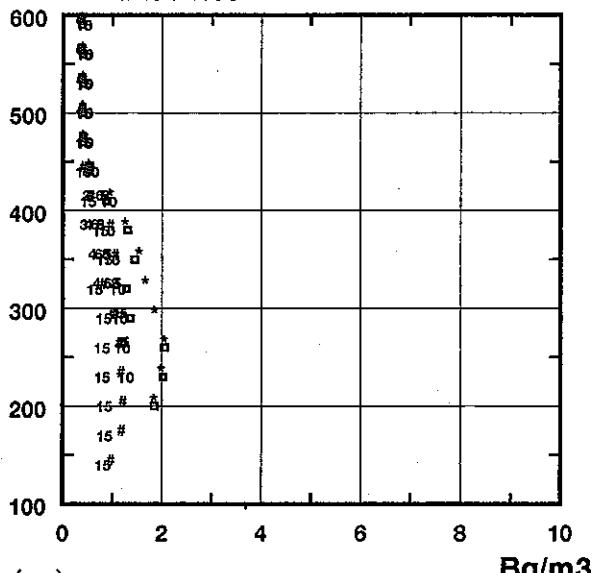
(m) Time 19:00



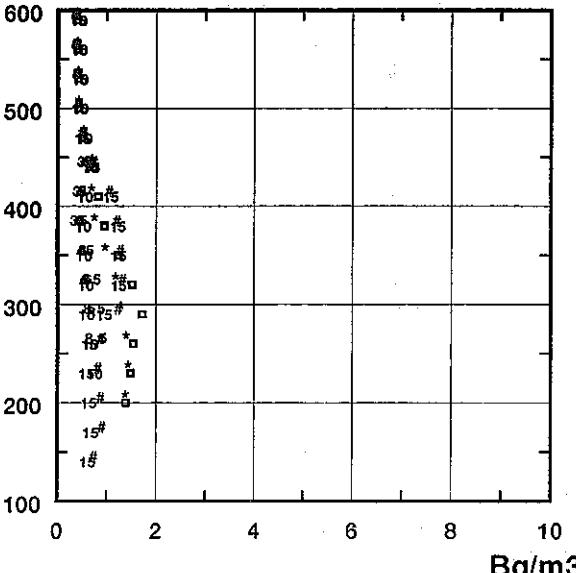
(m) Time 20:00



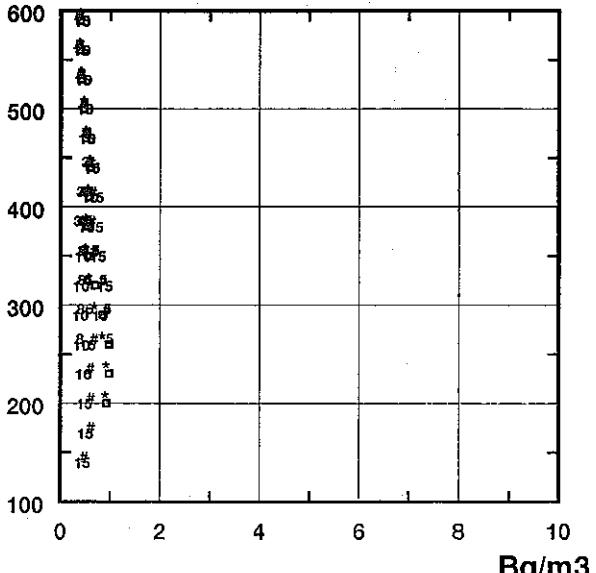
(m) Time 21:00



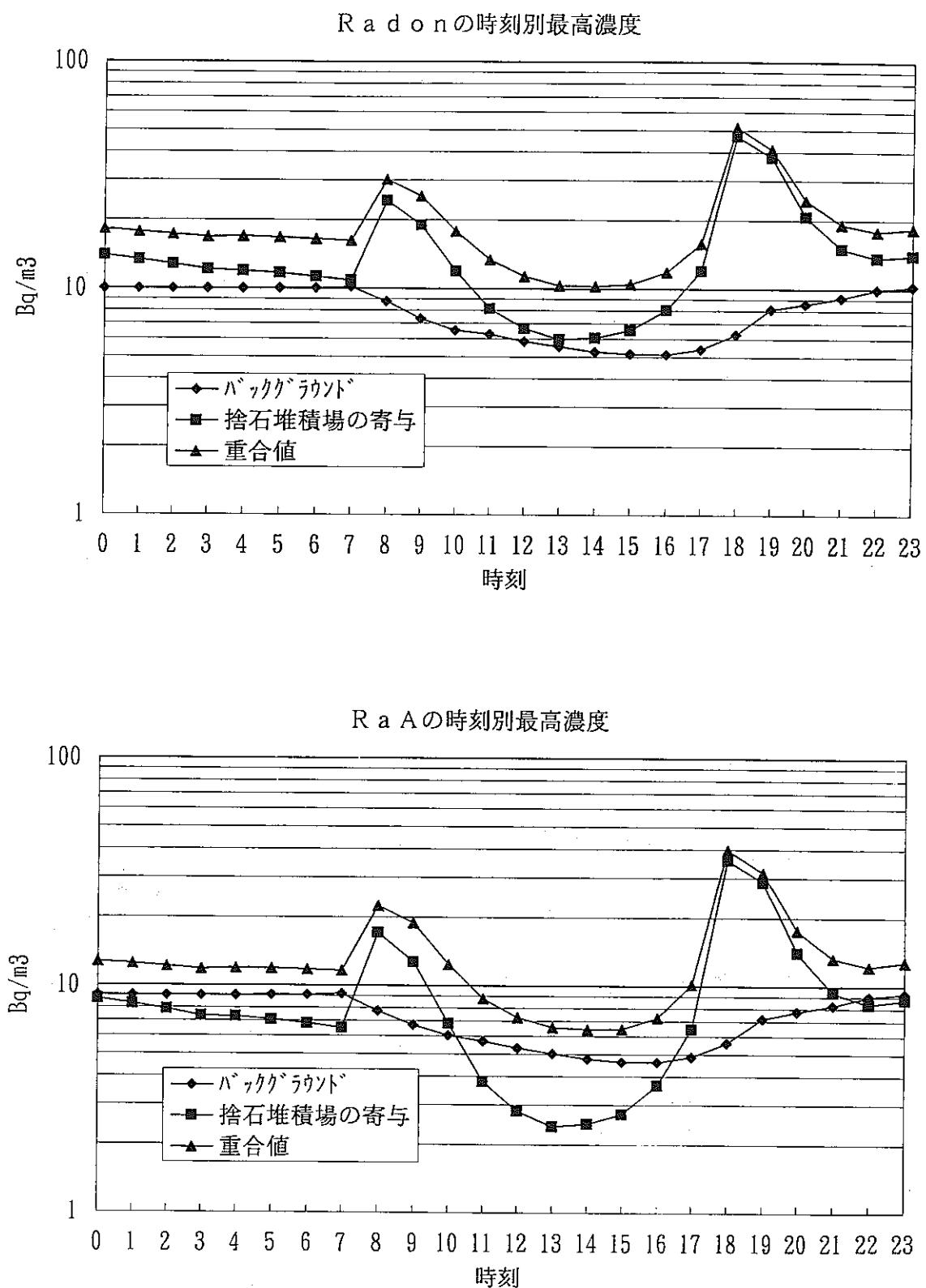
(m) Time 22:00



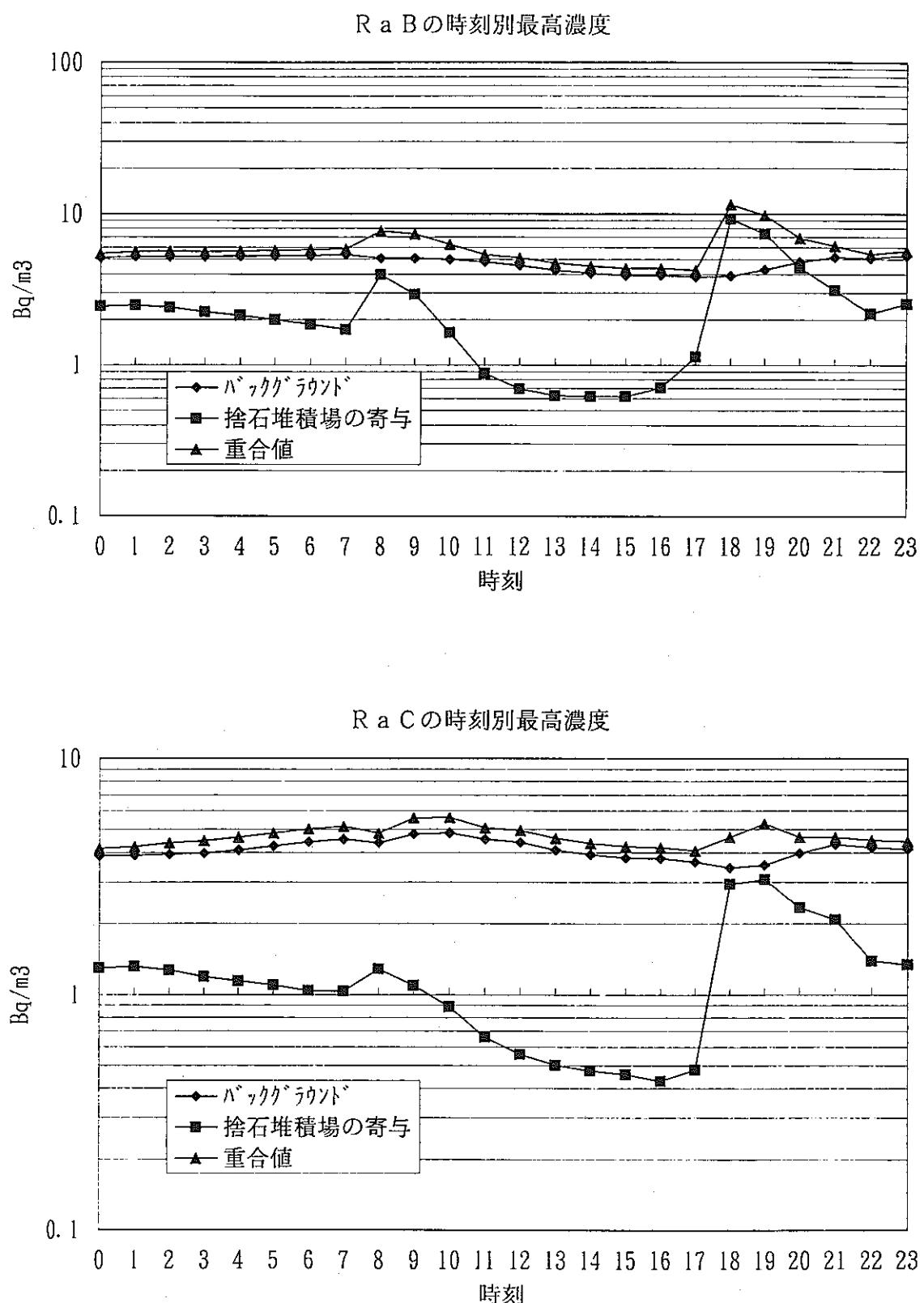
(m) Time 23:00



付図 2-4(4) 堆積場寄与濃度の鉛直分布 (RaC、本文図 4-3 の地点番号)



付図 3-1 計算範囲内の最高濃度の経時変化 (日変化図)



付図 3-2 計算範囲内の最高濃度の経時変化 (日変化図)

## ADPIC—A Three-Dimensional Particle-in-Cell Model for the Dispersal of Atmospheric Pollutants and its Comparison to Regional Tracer Studies

ROLF LANGE

*Lawrence Livermore Laboratory, University of California, Livermore 94550*

(Manuscript received 4 March 1976, in final form 12 October 1978)

### ABSTRACT

A hybrid Lagrangian-Eulerian atmospheric transport-diffusion model was developed to calculate the three-dimensional distribution of atmospheric pollutants in transient-region flow fields. This Atmospheric Diffusion Particle-in-Cell (ADPIC) code was validated against several existing closed-form analytical solutions including a puff release in steady, unidirectional shear flow, and a puff release with scale-dependent horizontal and vertical eddy diffusion coefficients. These tests showed that the ADPIC results were within a 5% error when compared to the analytic solutions. Regional (100 km) tracer studies at the National Reactor Test Station Idaho Falls, Idaho, and at the Savannah River Laboratory, Aiken, S. C., were also used to compare the code against field measurements.

### 1. Introduction

The Atmospheric Diffusion Particle-in-Cell (ADPIC) code is a numerical, three-dimensional, Cartesian, particle-diffusion code capable of simulating the time-dependent distribution of air pollutants under many conditions. These conditions include space- and time-varying wind fields, calm conditions, space-variable surface roughness, wet and dry deposition, radioactive decay, and space- and time-variable diffusion parameters.

Basically, the code solves the three-dimensional advection-diffusion equation in its flux conservative form (pseudo-velocity technique) for a *given* nondivergent advection field by finite-difference approximations in Cartesian coordinates. The method is based on the particle-in-cell technique with the pollutant concentration represented by Lagrangian-marker particles inside a fixed Eulerian grid (Welch *et al.*, 1965; Amsden, 1966; Scflarew *et al.*, 1971; Lange, 1973). Most air pollution scenarios involve time- and space-varying advection fields (shear) and diffusion parameters. They may involve topography, deposition from various effects for a variety of active or inert source, and are inherently three-dimensional in nature. ADPIC was developed to model these aspects of pollutant dispersal as a function of time for specified source terms with the exception, for the present, of photochemistry.

With the development of the three-dimensional nondivergent (mass-conservative) wind-field model MATHEW (Sherman, 1978), which is used to provide the full three-dimensional space- and time-varying advection field to ADPIC, pollutant dispersion studies

of considerable complexity can be undertaken. ADPIC has undergone various validation tests against closed analytic solutions and regional tracer studies. The computed standard deviations are within 5% of those of selected analytic solutions (Lange, 1973). Agreement is remarkably consistent against methyl iodine tracer studies at NRTS, Idaho Falls, Idaho, and  $^{41}\text{Ar}$  plumes at Savannah River Laboratory, Aiken, S. C. ADPIC concentrations are 60% of the time within a factor of 2 and 95% of the time within an order of magnitude of measurements without any *tuning* of the adjustable parameters of the model to any specific site, tracer scenario or tracer material. As such, these yet partial validation results can be viewed as an emerging indicator of the degree of accuracy with which the ADPIC-MATHEW package can compute complex regional pollutant concentration and deposition distributions.

### 2. Description of ADPIC

The pseudo-velocity method consists of the following: given the nonlinear transport-diffusion equation

$$\frac{\partial \chi}{\partial t} + \mathbf{U}_A \cdot \nabla \chi = \nabla \cdot (\mathbf{K} \nabla \chi), \quad (1)$$

where  $\chi$  is a scalar concentration,  $\mathbf{K}$  the diffusion coefficient and  $\mathbf{U}_A$  the (given) nondivergent advection velocity field, we can, under the assumption of incompressibility, replace the  $\mathbf{U}_A \cdot \nabla \chi$  term by  $\nabla \cdot (\chi \mathbf{U}_A)$ . Upon combining the two divergence terms, we can rewrite Eq. (1) in its flux conservative (pseudo-velocity)

MARCH 1978

ROLF LANGE

321

form

$$\frac{\partial x}{\partial t} + \nabla \cdot \left[ x \left( U_A - \frac{K}{x} \nabla x \right) \right] = 0, \quad (2a)$$

$$\frac{\partial x}{\partial t} + \nabla \cdot (x U_P) = 0, \quad (2b)$$

where  $U_P = U_A - (K/x) \nabla x$  is defined as pseudo-transport velocity. The advection field  $U_A$  is generally supplied by a nondivergent three-dimensional wind field model like MATHEW (Sherman, 1978). The term  $-(K/x) \nabla x$  is a diffusivity velocity  $U_D$ .

The grid mesh of the code is represented by an Eulerian grid consisting of three-dimensional rectangular cells of uniform size. The concentrations  $x$  are defined at the centers of the cells and the velocities  $U_A$ ,  $U_P$  and  $U_D = -(K/x) \nabla x$  are defined at the cell corners. The locations of the particles, which represent the pollutant cloud, are defined by their individual coordinates within the fixed grid.

A time cycle of the code is divided into an Eulerian step and a Lagrangian step and proceeds as follows:

- Eulerian step: The concentrations  $x$ , given for each cell at the beginning of the cycle, are used to calculate the diffusivity velocities  $U_D = -(K/x) \nabla x$  which are then added to the wind advection velocities  $U_A$  to yield a pseudo-velocity  $U_P$  for each cell corner.
- Lagrangian step: Each marker particle contained in a given cell is transported for one time step  $\Delta T$  with a velocity  $U_P$ , which is computed from the pseudo-velocities  $U_P$  at the corners of the cell by a linear interpolation scheme. The new particle coordinate  $R_{T+\Delta T}$  is obtained from the old coordinate  $R_T$  by forward differencing, i.e.,

$$R_{T+\Delta T} = R_T + U_P \cdot \nabla T. \quad (3)$$

Finally, a new concentration distribution  $x$  is calculated from the new particle positions, thus ending the cycle.

The Eulerian-Lagrangian particle-in-cell method has three desirable features of great importance. First, the fictitious Eulerian numerical diffusion is eliminated because the particles representing the pollutant concentration are transported and diffused along the pseudo-velocity streamlines defined for each particle by  $U_P(x, t)$ . Second, each marker particle can be tagged with its coordinates, age since generation, mass, activity, species and size, which greatly facilitates the parameterized computation of wet and dry deposition, radioactive decay, particle size distributions and reaction rates of a pollutant. Third, three-dimensional particle-in-cell codes are relatively fast running in part because computations are only made for those cells that contain particles. Although there are other

schemes available to combat fictitious Eulerian numerical diffusion by higher order advection schemes (Molenkamp, 1968) or spectral methods (Christensen and Prahm, 1976), estimates on computer time quoted are generally based on the two-dimensional models. If extended to three dimensions on the basis of additional grid cells required, both computer time and memory core size quickly become additional determining factors in which numerical scheme is to be chosen.

While it is difficult to give a generally valid estimate of computational time for a complex three-dimensional transport and diffusion model like ADPIC, the following description may be helpful: For a regional (100 km  $\times$  100 km) atmospheric boundary layer study with topography and three individually different continuous pollutant sources, ADPIC uses 24 000 cells (40  $\times$  40 in the horizontal, 15 in the vertical) and 30 000 particles (simultaneously present in grid). In this mode, ADPIC requires about 90% of large-core memory, and runs about 50 times faster than real time, on a CDC 7600 computer.

Interpolation and truncation errors inherent in the finite-difference algorithms remain, of course, and must be dealt with by the choice of the time step and cell size.

ADPIC uses staggered grids in which the velocities  $U$  and diffusivities  $K$  are defined at the cell corners while the concentrations  $x$  are defined at cell centers. This has the following two important advantages over non-staggered grids.

The finite-difference algorithm for the diffusion velocity in ADPIC, reduced to one dimension, is

$$U_{D,i+1/2} = \frac{K_{i+1/2}}{\Delta X} \frac{(x_{i+1} - x_i)}{\frac{1}{2}(x_{i+1} + x_i)}, \quad (4)$$

where  $U_{D,i+1/2}$  and  $K_{i+1/2}$  are the diffusion velocity and the diffusivity at the cell corners  $i+1/2$ ,  $x_{i+1}$  and  $x_i$  are the concentrations at the  $i+1$  and  $i$  cell centers, and  $\Delta X$  is the cell size. For nonstaggered grids this expression takes the form

$$U_{D,i} = \frac{K_i}{2\Delta X} \frac{(x_{i+1} - x_{i-1})}{x_i}. \quad (5)$$

The advantages of (4) over (5) are that the diffusion velocity  $U_D$  does not become infinite when the concentrations in the denominator go to zero, and that only one layer of cells around the outside of the grid is required to specify the boundary conditions.

When the expression for the diffusivity velocity  $U_D$  [Eq. (4)] is expanded in a Taylor series and a Gaussian concentration distribution is chosen and substituted for  $x$  into this series expansion, one obtains an expression for the truncation error of  $U_D$  in form of a ratio of the ADPIC diffusivity velocity  $U_D$  divided

TABLE 1. ADPIC verification against closed Gaussian solutions.

Case	Description
1	Instantaneous source, constant $K$ diffusion
2	Instantaneous source, scale-dependent $K(t)$ diffusion
3	Instantaneous source, constant $K$ diffusion in simple vertical speed shear $U=U(z)$ , $V=W=0$
4	Continuous source, constant $K$ diffusion (calm condition)
5	Continuous source, constant $K$ diffusion, advection $U=2 \text{ m s}^{-1}$
6	Continuous source, constant $K$ diffusion, advection $U=10 \text{ m s}^{-1}$

by the exact differential expression for the diffusivity velocity  $U_D = -(K/X)(\partial X/\partial x)$ . In one dimension and retaining only the highest error term, this ratio is

$$\frac{U_D(\text{ADPIC})}{U_D(\text{exact})} = 1 - \left( \frac{\Delta X}{2\sigma_x} \right)^2, \quad (6)$$

where  $\Delta X$  is the grid cell size and  $\sigma_x$  is the standard deviation of the assumed Gaussian concentration distribution. Eq. (6) indicates that by choosing enough cells to resolve a pollutant distribution, i.e.,  $\sigma_x \geq 2\Delta X$ , the truncation error can be made as small as desired.

Due to the part-Eulerian, part-Lagrangian nature of ADPIC, the boundary conditions break up into one set of conditions imposed on the Eulerian velocity field and one set imposed on the Lagrangian particles. Both sets must be consistent with each other.

The two basic boundary conditions imposed on the pseudo-velocity field in ADPIC  $U_P = U_A + U_D$  are constant mass flux,  $(xU_P) = \text{constant}$ , corresponding to inflow and outflow of particles and zero mass flux  $(xU_P) = 0$ , corresponding to reflection of particles from the boundary. There are intermediate cases as, for example, deposition of particles on the topography, in which case a deposition velocity is specified. In the kind of studies that ADPIC has so far been used for, the concentration field is smooth enough by the time it reaches the outflow boundary that the outflow boundary condition can be specified by postulating a constant flux of particles through the boundary grid cell layer.

The particle boundary conditions are very simple. If a particle has been found to have left the grid during a cycle, it is either annihilated or counted as deposited or is reflected, according to the type of boundary specified.

### 3. Verification of ADPIC against analytical solutions

Selected analytic solutions to the diffusion-advection Eq. (1) were chosen in order to verify the ADPIC code. Because of the intractability of this equation analytic solutions exist for only rather simple, linearized cases with Gaussian pollutant distributions. Table 1 sum-

marizes the cases chosen for the basic verification of ADPIC. Overall, ADPIC results agreed with the closed Gaussian solutions to within a 5% error (Lange, 1973). The time and spacial scales and other parameters, like source configuration and diffusion parameters, were chosen in such a way as to make the verification cases compatible with scale relations in the real atmosphere. On this basis the 5% maximum error between ADPIC and analytic solutions holds over regional scales of many hours and hundreds of kilometers. There is no indication that this error will increase if the cases described in Table 1 were run for even much longer periods or larger distances.

An example, puff-diffusion in simple vertical shear flow (case 3 of Table 1), is discussed in the following. The analytical solution for comparison has been worked out (Quesada and MacLeod, 1971). A version of ADPIC is used in which the Eulerian grid mesh automatically expands with the growth of the puff.

A  $20 \times 20 \times 20$  cell three-dimensional grid mesh is constructed so that the initially spherically symmetrical puff with Gaussian distribution is generated by a random number generator. Fig. 1 displays the distribution of Lagrangian marker cells at approximately 5 s in the  $x, z$  plane in unbounded shear flow. A strong shear  $\partial U / \partial z = 0.125 \text{ s}^{-1}$  was chosen.

Fig. 2a compares the analytical solution with the ADPIC solution of the number of particles per cell as a function of distance in the  $x, z$  plane at approximately 6300 s. Fig. 2b shows the distribution of the pollutant after deformation transport and diffusion in the unbounded shear flow. Fig. 3 shows relative cloud-center concentration as a function of time for the shear flow case.

While these simple test cases in no way represent a full verification of the model, the results indicate that on the basis of the gradient theory of turbulence the

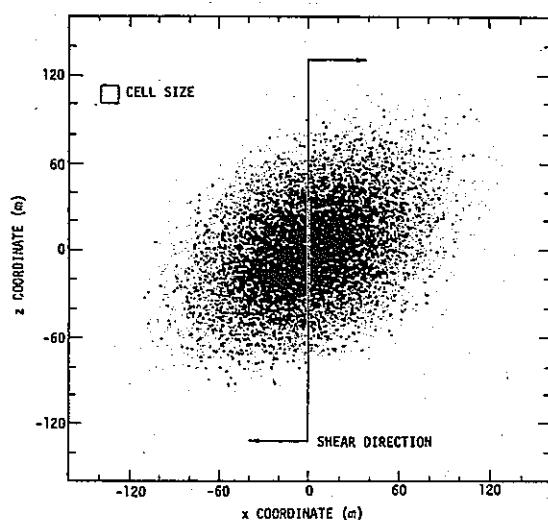


FIG. 1. Diffusion in shear flow: particle distribution at cycle 20, at  $T = 5.3$  s, in the  $x, z$  plane.

MARCH 1978

ROLF LANGE

323

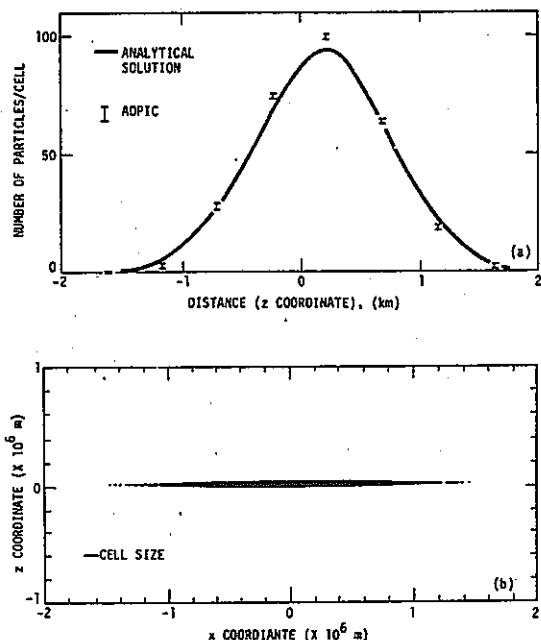


FIG. 2. Diffusion in shear flow: particle distribution at cycle 120, at  $T=6328$  s, in the  $x,z$  plane: (a) comparison of the analytical solution with the ADPIC solution, and (b) distribution of the pollutant after deformation transport and diffusion in the unbounded shear flow.

ADPIC code represents a reasonably accurate calculational framework for attacking transport-diffusion problems for simple flow fields in multi-dimensional space. If a flow field in the real atmosphere by suitable Reynold's averaging is separated into a mean wind field  $U_A$  and a turbulent diffusive component  $U_D$ , and is identified as the pseudo-velocity field,  $U_p = U_A + U_D$  [Eqs. (2) and (3)], then the quality of the ADPIC solutions for the real atmosphere is governed by our knowledge of the temporal-spatial regional flow fields and the spatial distribution and time-dependency of the eddy-diffusion processes and source terms.

TABLE 2. Description of ADPIC simulation of field tracer study at NRTS, Idaho Falls.

#### Problem setup:

Number of grid cells:  $16 \times 24 \times 24 = 9216$

Vertical cell size = 50 m

Horizontal cell size = 4300 m

Stability category: Pasquill C. Details of diffusion parameters discussed in Section 4.

Source release rate =  $0.379 \text{ mCi s}^{-1}$  for 3 h. At  $0.26 \text{ mCi per particle}$ , this corresponds to 14 720 particles total.

Deposition velocity =  $0.1 \text{ cm s}^{-1}$

#### Comparison between ADPIC and field-sampler results:

Agreement within factor of:	2	5	10
Fraction of total samples (ADPIC samplers) Field samplers	0.44	0.81	0.94

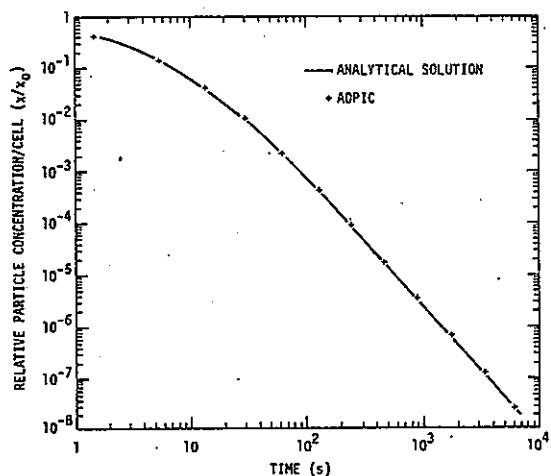


FIG. 3. Diffusion in shear flow: relative cloud center concentration versus time.

#### 4. Validation of ADPIC against a regional tracer study at the Idaho Falls NRTS site

For the past several years, the National Oceanic and Atmospheric Administration has performed regional tracer tests at the Idaho Falls National Reactor Test Station (NRTS). The NRTS staff provided both the meteorological and source-term information for one of their methyl iodine releases. That test consisted of a 3h injection of methyl iodine with  $^{131}\text{I}$  into a transient regional flow field. Meteorological properties were documented by 17 meteorological towers as well as by upper level wind measurements and indicated a Pasquill C category. Thirty-six volume samplers were arranged in the field in four arcs at various distances downwind from the source.

The regional flow field was calculated by the LLL-three-dimensional mass-conserving wind field code MATHEW (Sherman, 1977). ADPIC simulated the time history of the passage of the cloud over each of the samplers while also calculating the total spatial-temporal distribution of the pollutant. The details of the ADPIC problem setup and a summary of the results are included in Table 2. The horizontal eddy diffusion coefficient  $K_h$  ( $\text{m}^2 \text{ s}^{-1}$ ) was obtained directly from the Pasquill category C standard deviation  $\sigma_v$  (m) through the relationship (Slade, 1968, pp. 100-103; Walton, 1973)

$$K_h(t) = \frac{1}{2} \frac{d(\sigma_v^2(t))}{dt} = \bar{U} \sigma_v \frac{d\sigma_v}{dx}, \quad (7a)$$

with

$$\sigma_v = 0.17x^{0.92}, \quad (7b)$$

where  $\bar{U}$  is the local mean wind ( $\text{m s}^{-1}$ ) and  $x$  the distance (m) along the plume axis. The vertical eddy diffusion coefficient used was

$$K_z = \begin{cases} 0.1z, & 0 \leq z \leq 100 \text{ m} \\ 10, & z > 100 \text{ m}. \end{cases} \quad (8)$$

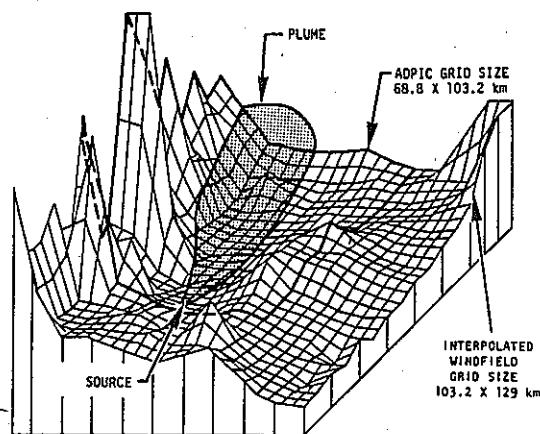


FIG. 4. Idaho Falls topography and plume outline.

As an aid to interpreting the results, Fig. 4 shows an illustration of the complex topography of the Idaho Falls region and the general outline of the plume as it was transported downwind from its source. (The vertical scale is approximately 50 times horizontal scale.)

Fig. 5 shows the projection of the Lagrangian marker particles representing the cloud onto the horizontal plane and the sampler arcs at 3 h. The jagged left edge of the pollutant cloud is caused by topographical and grid resolution effects.

ADPIC samples concentration by counting those Lagrangian particles that pass through a sampler volume. Such a simulated ADPIC surface-air concentration history at sampler A-3 is shown in Fig. 6 and is compared in terms of its breadth with the actual passage time of the plume as documented by field measurements. Unfortunately, the field measurements gave only total, time-integrated concentrations and time of passage. Therefore, comparison with ADPIC was only

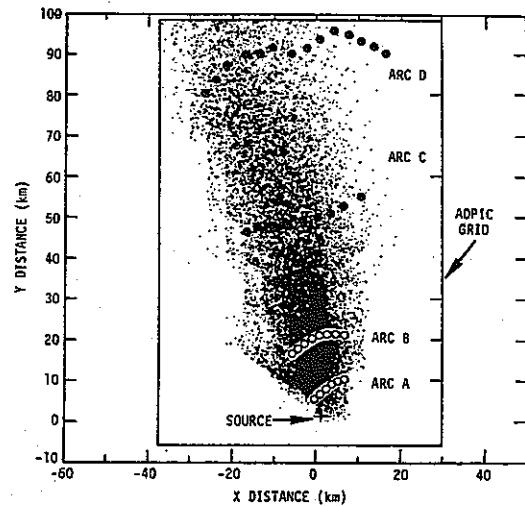


FIG. 5. ADPIC particles representing the Idaho Falls plume after 3 h (end of release time). Circles represent sampler locations.

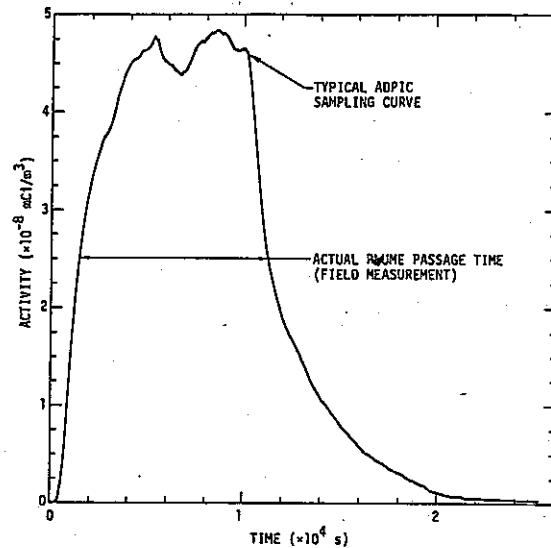


FIG. 6. Activity versus time for simulated ADPIC sampler A-3, Idaho Falls.

possible on the basis of the total area under the ADPIC sampler curves like the one in Fig. 6.

Fig. 7 shows the time-integrated concentration of the samplers along arc C as a function of cross-wind distance for both ADPIC and field measurements. These integrated concentrations are also compared with the

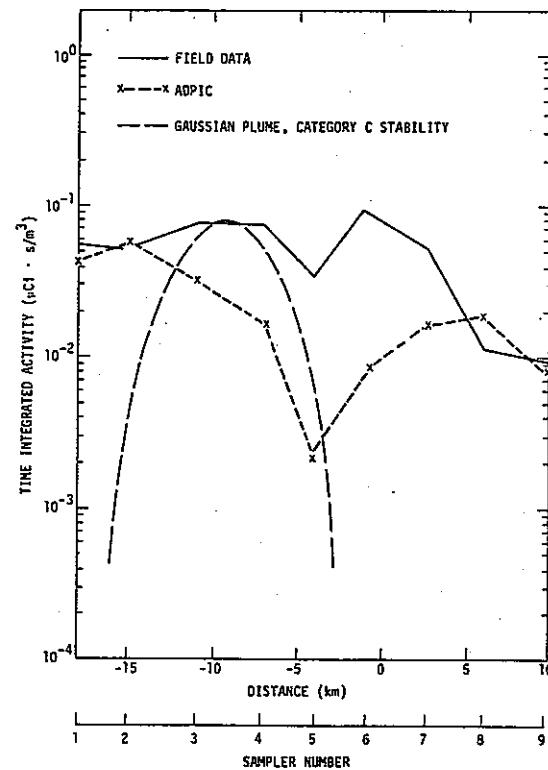


FIG. 7. Time-integrated activity for samplers on arc C, Idaho Falls.

MARCH 1978

ROLF LANGE

325

results obtained by solutions using a Gaussian plume equation for the stability category C. The Gaussian plume result in Fig. 7 was overlayed on what was considered to be the main branch of the  $^{131}\text{I}$  plume and was not based on the wind speed and direction at the source. If the Gaussian plume had been based on the wind at the source, it would have partially missed the sampler arc C in Fig. 7. Although the Gaussian solution matches the peak concentration at what might be construed as the plume centerline, it is too narrow and the second peak cannot be accounted for. The second peak is a result of temporal changes in the regional flow field and an effect of the topography.

Fig. 8 is a scatter diagram comparing the ADPIC time-integrated  $^{131}\text{I}$  surface air concentrations with measured values for all 36 samplers. The sources of error result from the prescription of the regional flow field, the prescription of eddy diffusion coefficients as derived from bulk meteorological parameters, and the sensitivity of the surface-air concentration to the representation of topography in the MATHEW and ADPIC codes.

##### 5. Comparison of ADPIC against three $^{41}\text{Ar}$ plumes at Savannah River Laboratory

During Spring 1974, three daily 6 h exercises were initiated to compare ADPIC against data from three  $^{41}\text{Ar}$  plumes at the Du Pont Savannah River Plant (SRP) in Aiken, S. C. Because of their typical difference in synoptic condition, the second and third test scenarios were chosen as detailed validation experiments for ADPIC. Test 2 had mostly light 1–3 m  $\text{s}^{-1}$  winds varying over more than  $180^\circ$  during the 6 h test while Test 3 had rather steady 1–4 m  $\text{s}^{-1}$  winds varying over less than  $90^\circ$  during the test. Both tests started at 0800 EDT with approximately an F Pasquill stability and a

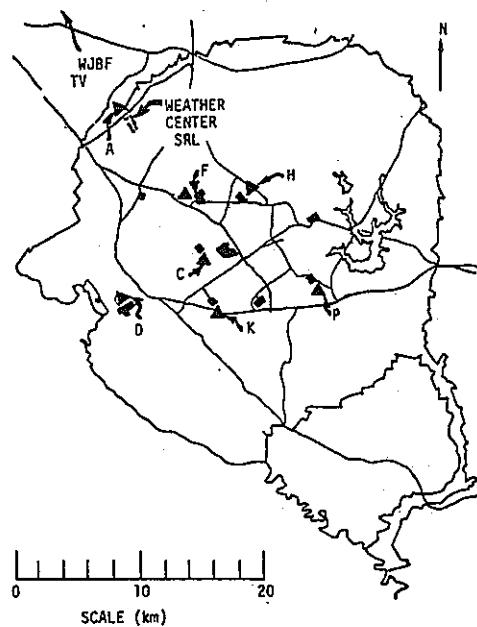


FIG. 9. The Savannah River Plant site (SRP).

temperature inversion at a height of about 140 m breaking up an hour or so later. Both tests ended at 1400 EDT with approximately a C Pasquill stability.

Fig. 9 shows the SRP site with the C, K and P reactors, which are the sources for the three  $^{41}\text{Ar}$  plumes, each having a stack height of 60 m. The topography of the site and its surroundings varies over about 75 m, mostly because of the Savannah River bed; it is alternately open grass land, crops and young pine forest. In the models topography protrudes in rectangular building block fashion into the grid from below.

The meteorological data for wind speed, direction and their turbulent intensities (sigmas) were taken at 5 s intervals at a height of 60 m from two site towers in the P and H area, and at several heights up to 360 m from the WJBF-TV tower located 30 km northwest from the site center. In addition to providing the vertical variation of the wind field, the TV tower also provided the vertical temperature profile.

The measurements of  $^{41}\text{Ar}$  concentrations from the three reactor plumes were obtained by looking at the peak  $\gamma$  window of the radioactive  $^{41}\text{Ar}$  with sodium iodide crystals. For Test 2, measurements were taken by two detector-equipped cars at a 2 m height at 20 different 10 min sampling stops. To track the plumes the sampling stops were made anywhere within about a 25 km radius from the sources as permitted by the road network. For Test 3, in addition to 22 measurements from the two cars, a detector-equipped helicopter from EG&G, Inc., Las Vegas, Nev., tracked the plumes at heights of 150 and 300 m above topography. The helicopter flew a total of 19 more or less straight-line sampling passes (at speeds of about 50 m  $\text{s}^{-1}$ ) each of which lasted approximately 3–7 min and collected data at 6 s intervals.

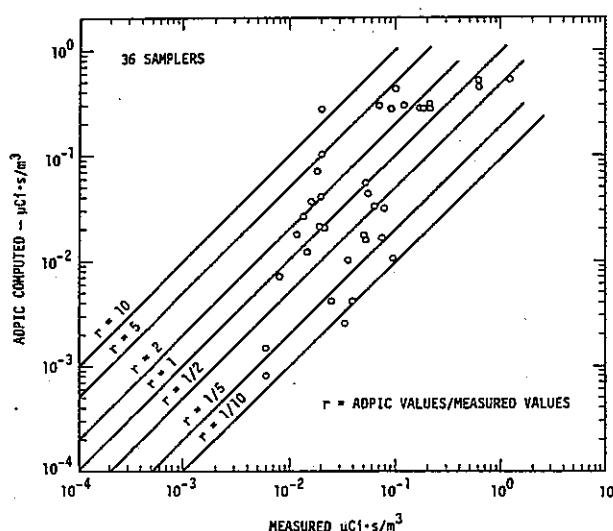
FIG. 8. Measured and computed time integrated  $^{131}\text{I}$  surface air concentrations for 36 samplers at Idaho Falls.

TABLE 3. Description of ADPIC simulation of three  $^{41}\text{Ar}$  plumes at SRP, South Carolina.

## Problem setup:

Number of grid cells:  $40 \times 40 \times 14 = 22\,400$ 

Vertical cell size: 25 m

Horizontal cell size: day 2, 500 m; day 3, 1000 m

Atmospheric stability: Pasquill F through B. Details of diffusion parameters are discussed in Section 5.

Source particles: three continuous sources with total release rate of three particles per second, corresponding to approximately 65 000 ADPIC particles over a 6 h release period.

Comparison between ADPIC and measured results for both experiments:

Agreement within factor of:	2	5	10
Fraction of $(\text{ADPIC samplers})$ total samplers	0.61	0.92	0.98

The ADPIC validation problem setup for the Savannah River plumes and comparison of results with measured data are shown in Table 3. The three-dimensional mass-consistent advection field  $U_A$  was provided by the MATHEW (Sherman, 1978) code in 15 min averaged data sets using interpolated data from the three meteorological towers. The three plumes were modeled by continuous generation of ADPIC particles, each representing a fixed amount of activity and possessing an "age" label to allow for radioactive decay calculation according to the  $^{41}\text{Ar}$  decay constant of  $1.04 \times 10^{-4} \text{ s}^{-1}$ . Typically, at any given time about 12 000 particles were present in the grid to represent the plumes.

The horizontal diffusion coefficients  $K_H$  were obtained directly from the rms wind direction fluctuations  $\sigma_\theta$  as measured on the TV tower at heights of 10, 36, 91, 137, 243 and 335 m. The relationships used are (Walton, 1973; Tennekes and Lumley, 1972, p. 229; Slade, 1968, pp. 151-153)

$$K_H = \frac{1}{2} d/dt(\sigma_y^2) \quad \text{with} \quad \sigma_y = \sigma_\theta |r|^{0.91}, \quad (9a)$$

where  $\sigma_y$  is the standard deviation of the plume width,  $|r|$  the distance from the source along the plume axis, and  $d/dt$  the time derivative. If  $|r|$  is replaced by  $\bar{U} t$  assuming Taylor's hypothesis (Tennekes and Lumley 1972), where  $\bar{U}$  is the local mean wind speed ( $\text{m s}^{-1}$ ) and  $t$  is the time (s) since a pollutant parcel has left the source, Eq. (9) becomes

$$K_H = \sigma_y (d\sigma_y/dt) \quad \text{with} \quad \sigma_y = \sigma_\theta (\bar{U} t)^{0.91}. \quad (9b)$$

Since ADPIC models a continuous source by a time sequence of instantaneous puffs released one per time step and since  $\sigma_y$  is measured as a function of height,  $\bar{U}$  is known from the wind field, and  $t$  is the age of the puff since generation at the source, Eq. (9b) permits the computation of  $K_H$  for each puff as a function of position and time.

Because reliable vertical wind fluctuation data were

not available, the vertical diffusion coefficients  $K_z$  were given the form

$$K_z = \begin{cases} \frac{(K_z)_H}{H} z, & 0 \leq z \leq H \\ (K_z)_H, & H < z, \end{cases} \quad (10)$$

where  $(K_z)_H$  is  $K_z$  at some height  $H$ , generally the top of the constant flux layer, and  $z$  is the height above the surface. Typical values for  $(K_z)_H$  for the stable to unstable conditions encountered were picked from SRP data (Crawford, 1974) which are based on the time-lag with height analysis of temperature maxima and minima (Sutton, 1953), and varied from 1 to  $25 \text{ m}^2 \text{ s}^{-1}$ .  $H$  varied from 10 to 100 m. Elevated inversions were modeled in ADPIC by setting  $K_z=0$  at and above the inversion height.

Sampling is done in ADPIC by counting particles, each representing a certain amount of activity. For comparison with field data, ADPIC simulated the sampling at the fixed car locations and also simulated a moving detector to model five of the helicopter flights. Fig. 10 shows the ADPIC particle simulation of the C, P and K plumes together with one of the helicopter runs. Fig. 11 is a typical example of data obtained by real and ADPIC helicopters.

Fig. 12 shows the results of the ADPIC comparison with measurements for cars (Test 2 and Test 3) and also for helicopters (Test 3). Shown are the relative air concentrations for 40 surface samplers and nine helicopter flights. As already indicated in Table 3, about 60% of the time the  $^{41}\text{Ar}$  plume concentrations computed were within a factor of 2 of measured, while 98% of the time they agreed within an order of magnitude. In more detail, ADPIC agreed better with the

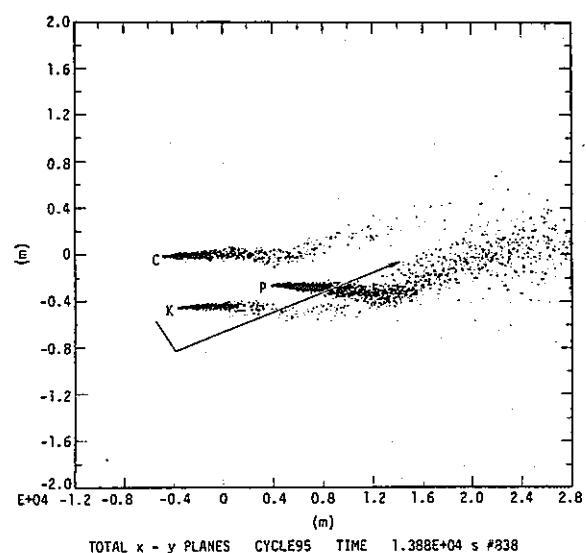


FIG. 10. Simulated helicopter flight path no. 838 and C, P and K plumes as represented by ADPIC particles.

MARCH 1978

ROLF LANGE

327.

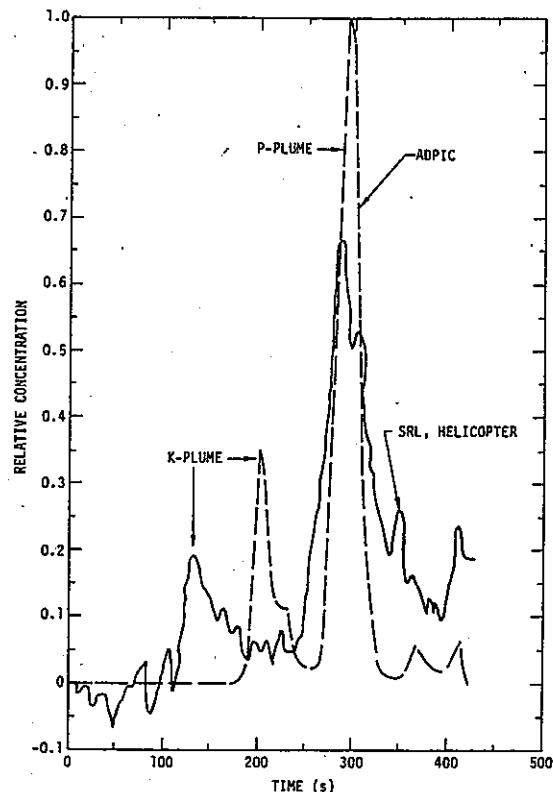


FIG. 11. Helicopter flight no. 838, ADPIC and measured concentrations versus time.

car data of Test 3 than of Test 2. This is a result of the major difference between the two tests in the most sensitive parameter, namely the variability of wind direction which was high during Test 2 in contrast to the much steadier Test 3 conditions. The enormous sensitivity of the regional air concentrations to wind direction for the case of point sources is illustrated by Figs. 13-16.

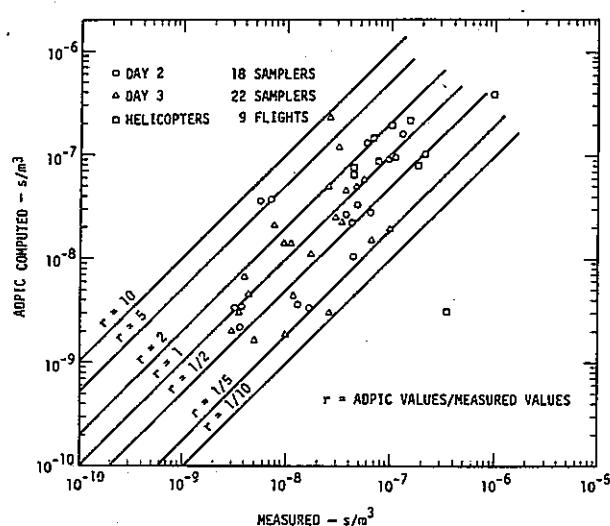


FIG. 12. Measured and computed relative concentrations for three  $^{41}\text{Ar}$  plumes at 49 samplers at SRP.

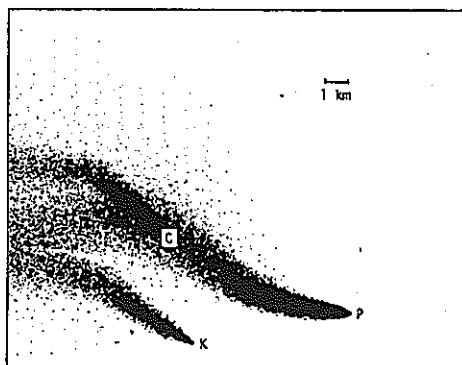


FIG. 13. C, K and P plumes for Test 2 at 1200 EDT as modeled by ADPIC.

Figs. 13 and 14 show the ADPIC plumes for the C, P and K reactors for Test 2 at 1200 and 1300 EDT. In 1 hr the winds have swung from easterly to southerly to westerly, resulting in the breakup of the plumes of Fig. 13. This shift literally paints a  $180^\circ$  sector before new steadier winds begin to establish new plumes as shown in Fig. 14. Figs. 15 and 16 represent the corresponding ADPIC isopleths at a height of 2 m together with the detector car locations at those times. The choppiness of the contours is caused by topography and grid resolution. Keeping in mind the scale of the figures an appreciation can be gained for the difficulty of plume air concentration data collection (plume chasing) on the regional scale. In addition to the previously discussed gross effects of wind direction variability, Figs. 13-16 also show the local difference in the advection field as depicted by the difference in direction of the three simultaneous plumes.

On the regional scale, data collected by one moving detector (moving fast compared with wind speeds, such as the helicopter used in Test 3) are more con-

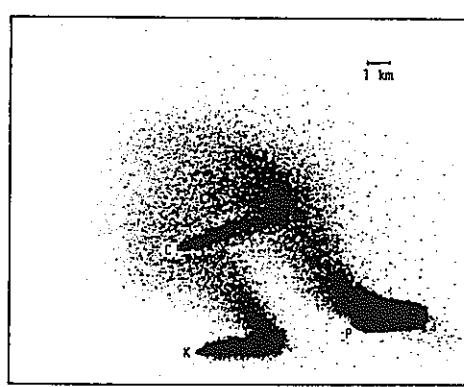
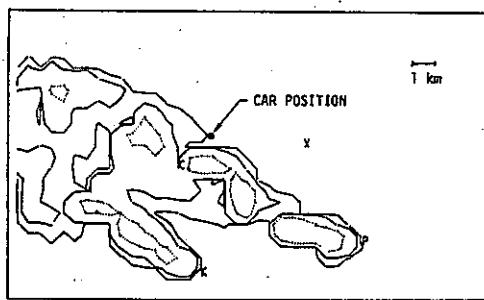


FIG. 14. C, K and P plumes for Test 2 at 1300 EDT as modeled by ADPIC.



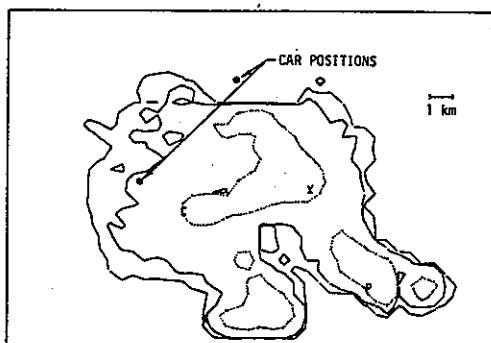
RELATIVE CONCENTRATION AT 2. METERS TIME IS 5.0 HOURS  
ISOPLETHS  $5 \times 10^{-7}$   $5 \times 10^{-8}$   $5 \times 10^{-9}$   $\text{s/m}^3$

FIG. 15. C, K and P plume activity isopleths from ADPIC for Test 2, 1200 EDT.

clusive than even a large number of fixed surface detectors at least for variable winds. Fig. 11, showing concentration versus time for a single helicopter pass, illustrates the point: one pass of the helicopter sampler yields a snapshot of the plume cross sections showing centerline location, maximum concentration and plume width.

Comparison of the field helicopter trace with the ADPIC model helicopter allows separation of model errors caused by the advection field (offset peaks) from errors caused by diffusion parameters (plume width and peak concentrations). Fig. 11 shows that the advection field used in ADPIC was in error for the K plume while it was correct for the P plume. The reason is that the mass-consistent advection field had meteorological input data at the P reactor, while it had to rely on an interpolated value at the K reactor. In addition, the diffusion parameters used in ADPIC appear to diffuse the plume somewhat too slowly.

Fig. 12 shows that 89% of the time (eight out of nine peaks) the ADPIC helicopter results were within a factor of 4 of the measured EG&G helicopter data. This is in better agreement than for the cars for the same Test 3 because peak concentrations were compared for the helicopters, thus bypassing the errors



RELATIVE CONCENTRATION AT 2. METERS TIME IS 6.0 HOURS  
ISOPLETHS  $5 \times 10^{-7}$   $5 \times 10^{-8}$   $5 \times 10^{-9}$   $\text{s/m}^3$

FIG. 16. C, K and P plume activity isopleths from ADPIC for Test 2, 1300 EDT.

caused by advection. The reason for the very low results of ADPIC for the ninth helicopter run is that one of the EG&G helicopter passes was nearly parallel to the K plume. Because the direction of the modeled K plume was off by a few degrees the ADPIC model helicopter missed it, thus reintroducing the importance of advection errors for passes at small angles to the plume axis.

## 6. Conclusions

ADPIC was developed to study the pollutant dispersal and deposition on the regional (100 km) scale from a variety of sources and for given wind fields. Of special interest are those cases for which source and terrain conditions are complex and the behavior of the atmosphere is nonuniform and nonsteady. For such cases the advection field can be provided in mass-conservative form from interpolated meteorological data by a mass-consistent wind-field code such as MATHEW (Sherman, 1978). ADPIC computes the time-varying three-dimensional concentration field of inert as well as radioactive pollutants and can treat topography, dry deposition and inversion layers. The chief advantages of the particle-in-cell method are the lack of numerical diffusion errors present in other methods, the capability to label the Lagrangian particles with various properties like mass, activity, size, time, etc., and reasonable computer time requirements.

The code was validated against a number of closed Gaussian solutions to the diffusion-advection equation including simple wind shear and scale-dependent diffusion, and was found to be accurate to within 5% of such solutions.

Regional tracer studies using  $^{131}\text{I}$  at Idaho Falls and  $^{41}\text{Ar}$  plumes at Savannah River Laboratory were used to validate ADPIC against regional field data using fixed high-volume samplers,  $\gamma$ -detector-equipped cars, and helicopters. Without tuning the model parameters to any given regional site, type of source or sampling method there appeared to emerge a uniformity in the accuracy in which ADPIC could model regional scenarios of pollutant dispersal as indicated by Figs. 8 and 12. Typically, 60% of the time ADPIC was within a factor of 2 of field data while 96% of the time it agreed to within an order of magnitude.

Without a doubt, it would be desirable to conduct a comprehensive parameter sensitivity study with ADPIC in order to put the results given in Figs. 8 and 12 into perspective. Unfortunately, such a task for a three-dimensional time-dependent code requires enormous amounts of computer time, and may have to wait for the next generation of computers.

Nevertheless, from runs for different atmospheric stabilities, varying topographical complexities and comparison with experimental results such as those in Figs. 7, 10, 11, 15 and 16, a qualitative statement about the types of errors most important in ADPIC can be

MARCH 1978

ROLF LANGE

329

made with some confidence: For modeling plumes in the atmospheric boundary layer on the regional (100 km) scale the chief sources of error in the ADPIC model results appear to be, in decreasing order of magnitude, wind direction, topography, diffusion parameters, source strength and wind speed.

*Acknowledgments.* I would like to thank Leonard Lawson for programming ADPIC and for organizing efficiently the enormously large data files necessary to run ADPIC with regional three-dimensional wind fields.

This work was performed under the auspices of the U. S. Energy Research and Development Administration, under Contract 7405-Eng-48 and was supported in part by the National Science Foundation.

## REFERENCES

- Amsden, A. A., 1966: The particle-in-cell method for the calculation of the dynamics of compressible fluids. Los Alamos Scientific Laboratory, Rep. LA-3466.\*
- Christensen, O., and L. P. Prahm, 1976: A pseudo-spectral model for dispersion of atmospheric pollutants. *J. Appl. Meteor.*, 15, 1284-1294.
- Crawford, T. V., 1974: Progress report dose-to-man program FY-1973. E. I. du Pont de Nemours and Co., Savannah River Laboratory, Aiken, S. C.\*
- Lange, R., 1973: A three-dimensional computer code for the study of pollutant dispersal and deposition under complex conditions. Lawrence Livermore Laboratory, Rep. UCRL-51462.\*
- Molenkamp, C. R., 1968: Accuracy of finite-difference methods applied to the advection equation. *J. Appl. Meteor.*, 7, 160-167.
- Quesada, A. F., and M. A. MacLeod, 1971: The determination of diffusion coefficients in a shearing flow by chemical tracer techniques. *Preprints Symp. Air Pollution, Turbulence and Diffusion*, New Mexico, Amer. Meteor. Soc., 384-391.
- Sherman, C. A., 1978: A mass-consistent model for wind fields over complex terrain. *J. Appl. Meteor.*, 17, 312-319.
- Scarew, R. C., A. J. Fabrik and J. E. Prager, 1971: A particle-in-cell method for numerical solution of the atmospheric diffusion equation, and application to air pollution problems. Systems, Science and Software, La Jolla, Calif., Rep. 3SR-844.\*
- Slade, D. H., 1968: *Meteorology and Atomic Energy*. Energy Research and Development Administration, Rep. TID-24190.\*
- Sutton, O. G., 1953: *Micrometeorology*. McGraw Hill.
- Tennekes, H., and J. L. Lumley, 1972: *A First Course in Turbulence*. MIT Press.
- Walton, J. J., 1972: Scale-dependent diffusion. *J. Appl. Meteor.*, 13, 547-549.
- Welch, J. E., F. H. Harlow, J. P. Shannon and B. J. Daly, 1965: The MAC method. Los Alamos Scientific Laboratory, Rep. LA-3425.\*

\* Available from National Technical Information Service.

# Monte Carlo Calculation of Global $^{222}\text{Rn}$ Transport at Middle Latitude Using a Simple One-dimensional Model

Susumu MINATO

Government Industrial Research Institute, Nagoya  
Hirate-machi, Kita-ku, Nagoya-shi 462, Japan

Received July 24, 1990

*A simple Monte Carlo computational technique was developed to simulate general circulation of  $^{222}\text{Rn}$  in the troposphere between  $30^\circ$  and  $60^\circ$  North. Fitting the calculated results to previously published observed profiles, averaged vertical eddy diffusion coefficients were derived, along with exhalation rate values of 1.5 and 1.0 atoms/cm<sup>2</sup>·s for summer (June-August) and winter (December-February), respectively.*

*To assess the validity of the method provided by the present report, the calculated results were compared with a number of experimental measurements of other researchers.*

*Contribution of  $^{222}\text{Rn}$  originated in the Eurasian continent to the Japan Islands was calculated as an example of applications.*

Key Words: radon-222, global transport, Monte Carlo calculation, middle latitude, eddy diffusion coefficient, exhalation rate

## 1. Introduction

Global air pollution is becoming more and more a matter of public concern recently. It must be of significance under such circumstances to develop a simple and convenient computational technique capable of making rough estimation speedily even using a personal computer so that many persons concerned can apply it easily.

The pollutant concentration may be governed by vertical mixing and horizontal transport or 'advection'. In other words, the profiles of eddy diffusion coefficient ( $K$ ) and wind speed ( $U$ ) would be needed in the calculations. While global  $U$  profiles have been reported here and there, there are still very few accurate data of  $K$  profile available at present for computing global pollutant transport. Radon-222 ( $\text{Rn}$ ) and its short-lived daughters have frequently been used as tracers for studying local and/or regional vertical mixing in the atmosphere. In addition, the lifetime and source characteristics (*i.e.*, emitted at the surface) of  $\text{Rn}$  are similar in several ways to many air pollutants such as  $\text{NO}_x$ ,  $\text{SO}_x$  and other moderately reactive hydrocarbons.

In this study, we try to make a Monte Carlo model based on the general circulation of  $\text{Rn}$  at middle latitude in the troposphere. The longitudinally averaged vertical distribution of eddy diffusion coefficient will be determined by comparing observed profiles with the results calculated by the present model for various  $K$  profiles. Although Liu et al.<sup>1)</sup> have estimated the  $K$  profiles for the North American continent under relatively simplified assumptions, we will evaluate the profile using a more realistic model. Some authors<sup>2),3)</sup> have proposed a global one-dimensional model or the transport of  $\text{Rn}$  and its long-lived daughters. Those were a one- or two-layer model using vertically averaged wind speed, since their purpose was to obtain a mean residence time of aerosols in the troposphere. This paper deals with the altitude distribution of  $\text{Rn}$  as a function of longitude taking into account globally averaged  $U$  and  $K$  profiles.

## 2. Method of Computation

We treat a one-dimensional flow along the horizontal axis. The transport equation can be expressed as

$$\frac{\partial C}{\partial t} + U \frac{\partial C}{\partial x} = \frac{\partial}{\partial z} \left( K \frac{\partial C}{\partial z} \right) - \lambda C, \quad (1)$$

where,  $C$ , Rn concentration,  $t$ , time,  $U$ , wind speed,  $x$  and  $z$ , horizontal and vertical directions, respectively,  $K$ , eddy diffusion coefficient, and  $\lambda$ , decay constant of Rn. Here, diffusion along the  $x$  axis, compared to the transport by advection (the second term of the left-hand side of the equation), is assumed to be negligible; the vertical wind speed is taken to be zero.

The boundary condition is represented by

$$\int_0^{\infty} \int_0^{\infty} \lambda C dx dz = E, \quad (2)$$

where,  $E$  is the exhalation rate.

Equation (1) can be rewritten as

$$\frac{\partial C}{\partial t} + U \frac{\partial C}{\partial x} = K \frac{\partial^2 C}{\partial z^2} + \frac{\partial K}{\partial z} \frac{\partial C}{\partial z} - \lambda C. \quad (3)$$

A segment model is used in this calculation. A Rn trajectory is represented in this model as a set of straight-line segments for a small time interval, and the directions are allowed to take place only at the end of each segment. Although these approximations introduce a systematic error, it can often be reduced by making the segments sufficiently small.

Several points in altitude distributions of  $U$  and  $K$  are stored as input data in advance. The values at an altitude of interest are calculated from linear interpolation in case of need.

We get one Rn atom to exhale from the ground at  $t=0$ ;  $x=0$ ;  $z=0$ . A life of each Rn is randomly sampled just before tracing every trajectory from an exponential distribution according to the last term of the right-hand side of equation (3), i.e.,

$$\tau = -\frac{1}{\lambda} \ln \xi, \quad (4)$$

where,  $\xi$  is a uniform random number between zero and one.

A vertical displacement after a time interval  $\Delta t$  can be derived from the first (diffusion) and the second (quasi-advection) terms of the right-hand side of the equation as follows. One component (due to the quasi-advection term) is expressed by

$$\Delta z_s = \frac{\partial K(z)}{\partial z} \Delta t. \quad (5)$$

Namely, for the  $i$ -th position  $z_i$ , the tentative coordinate is approximately derived as

$$z' = z_i + \frac{\partial K(z_i)}{\partial z} \Delta t. \quad (6)$$

Another one (the diffusion term) is determined by random sampling from a Gaussian distribution, i.e.,

$$\Delta z_d = \sqrt{2 K(z_m) \Delta t} \sqrt{-2 \ln \xi_1} \sin 2 \pi \xi_2, \quad (7)$$

where,  $\xi_1$  and  $\xi_2$  are the random number and

$$z_m = \frac{z_i + z'}{2}. \quad (8)$$

The new coordinate is then given by

$$z_{i+1} = z' + \Delta z_d. \quad (9)$$

A small displacement in the  $x$  direction can be calculated from the second (advection) term of the left-side hand of equation (3) by

$$\Delta x = U \Delta t. \quad (10)$$

To put it in the concrete, it is approximated as

$$x_{i+1} = x_i + \frac{U(z_i) + U(z_{i+1})}{2} \Delta t. \quad (11)$$

Thus, the new position  $(x_{i+1}, z_{i+1})$  can be successively computed through equations (4)-(11) until the Rn decays at  $t=\tau$ .

When the Rn atom gets to ground- or sea-level due to diffusion, we make it reflect at  $z=0$ , since it is an inert gas. The steady state Rn concentrations can be obtained from the density of segments normalized by equation (2) as a function of  $x$  and  $z$ .

To test our computational method, we attempt to make a sample calculation for a more simplified condition and compare it with other data. Jacobi and Andre<sup>4</sup> have approximately solved the steady state diffusion equation

$$\frac{d}{dz} \left( K \frac{dC}{dz} \right) - \lambda C = 0. \quad (12)$$

Figure 1 is the two profiles among five idealized  $K$  profiles presented by Jacobi and Andre. Figure 2 shows the comparison between their numerical calculations and our results. The Monte Carlo calculations were performed for  $\Delta t=1$  hour and the sample size were 10 000 histories. The same time interval and sample size will be chosen for all the calculations in this paper. The agreement

Jan. 1991

S. Minato: Monte Carlo calculation of global  $^{222}\text{Rn}$  transport

3

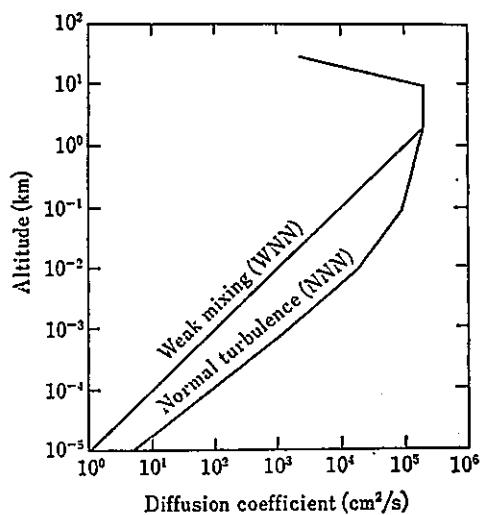


Fig. 1 Eddy diffusion coefficient profiles adapted by Jacobi and Andre.

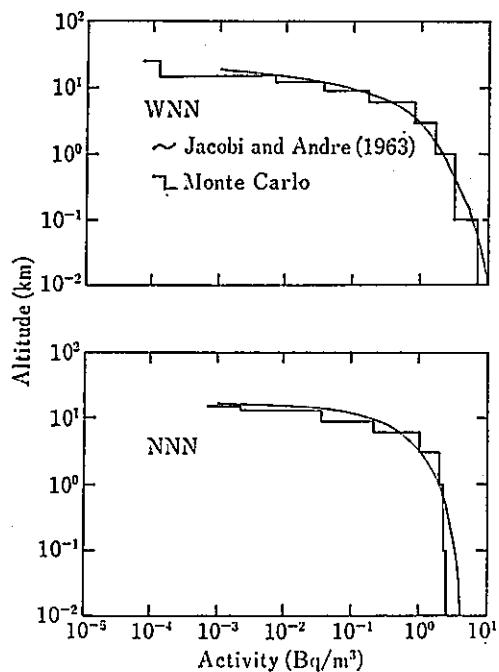


Fig. 2 Comparison of the Monte Carlo calculated vertical distributions of Rn with numerically obtained results by Jacobi and Andre for  $K$  profiles shown in Fig. 1.

between them is fairly well. Jacobi and Andre neglected the quasi-advection term (corresponding to the second term of the right-hand side of equation (3)) implicitly included in equation (12). Differences at very low and very high altitudes seen in Fig. 2 may be attributable to the above neglect.

### 3. Basic Data

According to equations (1) and (2),  $U$  and  $K$  profiles and the distribution of  $E$  are required in the calculations. We use longitudinally averaged profiles in this study.

Figure 3 is the profiles of wind speed parallel to longitude averaged over latitudes between  $30^\circ$  and  $60^\circ$  N deduced from ref. 5, where positive component means the westerly.

Figure 4 is the  $K$  profiles used in the calculations. How to estimate the profiles will be stated later.

Figure 5 is the contour maps of Rn concentration calculated for winter (December-February) and summer (June-August) seasons for a point source on the  $x$  axis. We notice in the figure that there are depressed parts at an altitude of about 2 to 3 km, especially in winter. We consider as one of the reasons that this is caused by reflection of Rn from

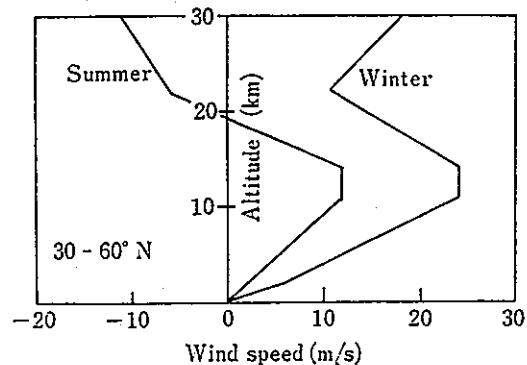


Fig. 3 Wind speed profiles used in the calculations.

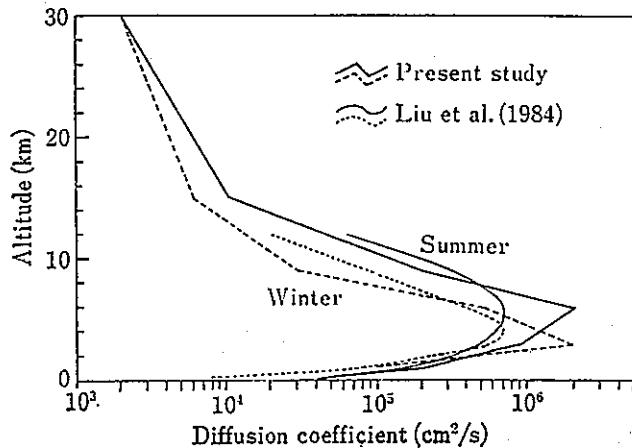


Fig. 4 Eddy diffusion coefficient profiles used in the calculations.

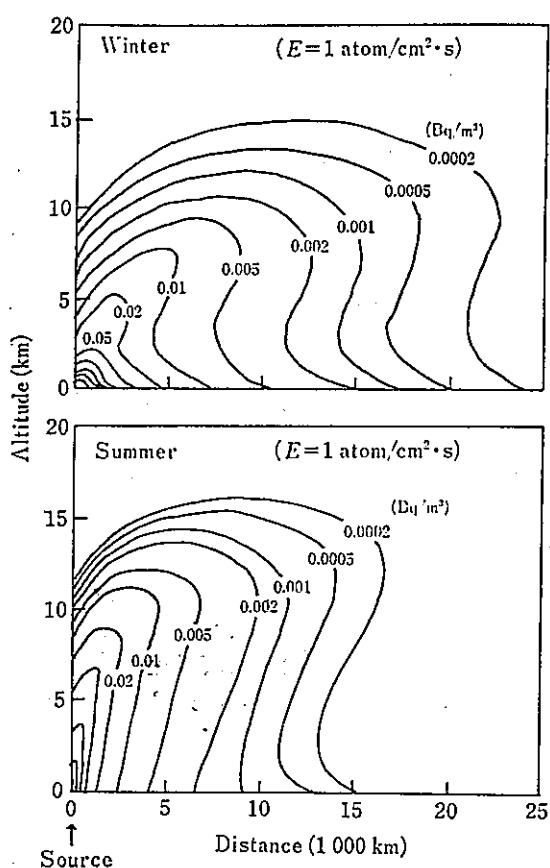


Fig. 5 Monte Carlo calculated results for point Rn sources for  $U$  and  $K$  profiles shown in Figs. 3 and 4.

The concentrations for curves without numerals drawn near the original point increase with the same rate as that for lower ones.

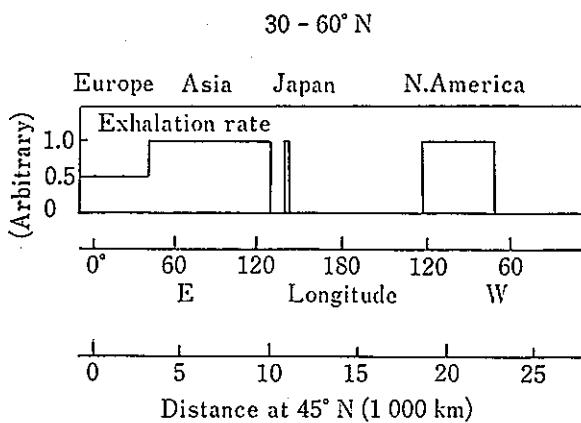


Fig. 6 The model of global exhalation rates of Rn used for the calculations.

the ocean and the existence of a peak at this altitude in  $K$  profile. This might also be affected materially by the time interval of 1 hour, since the variation in  $K$  is too large

there.

We will be able to obtain the global  $R_n$  profiles by integrating point source data (Fig. 5) over the exhalation rate distribution on the lands. We assume a simple relative distribution of exhalation rate at middle latitude as is seen in Fig. 6. The rate in Europe is assumed to be half the rate in other places, since around one second in area is occupied by the Mediterranean Sea, the Bay of Biscay, the North Sea, the Baltic Sea and the Black Sea at latitudes between  $30^\circ$  and  $60^\circ$  in Europe.

Actually, the  $K$  profile was determined as follows. First, for a given trial  $K$  profile, the calculation is carried out for  $E=1$  by the method described above. Next, the calculated result is compared with the observed altitude distribution of  $R_n$  (Fig. 8) compiled by Liu et al.<sup>11</sup>. If the shape of them is quite different from each other, the procedure just mentioned is repeated. If the shape of calculated altitude distribution is judged to be acceptable, the exhalation rate is evaluated by fitting that to the observed curve. The exhalation rates were found through the above procedure to be 1.0 and 1.5 atoms/cm<sup>2</sup>·s for winter and summer seasons, respectively. Liu, et al. have already estimated the  $K$  profiles based on the observed data. However, as they neglected the transport of  $R_n$  above the ocean to the continent at that time, the estimated values are somewhat different from our profiles as shown in Fig. 4.

#### 4. Results and Comparison with Observations

The global distribution of  $R_n$  at middle latitude calculated by the present method are shown in Fig. 7 as a parameter of altitude.

Figure 8 gives the altitude distribution of  $R_n$ . The observed data were taken from the work of Liu et al.<sup>11</sup>. They have compiled 38 previously published data measured at the Eurasian and North American continents and illustrated the average values with one standard deviation. The Monte Carlo calculation was performed so that the observed data may coincide with the calculations for a cen-

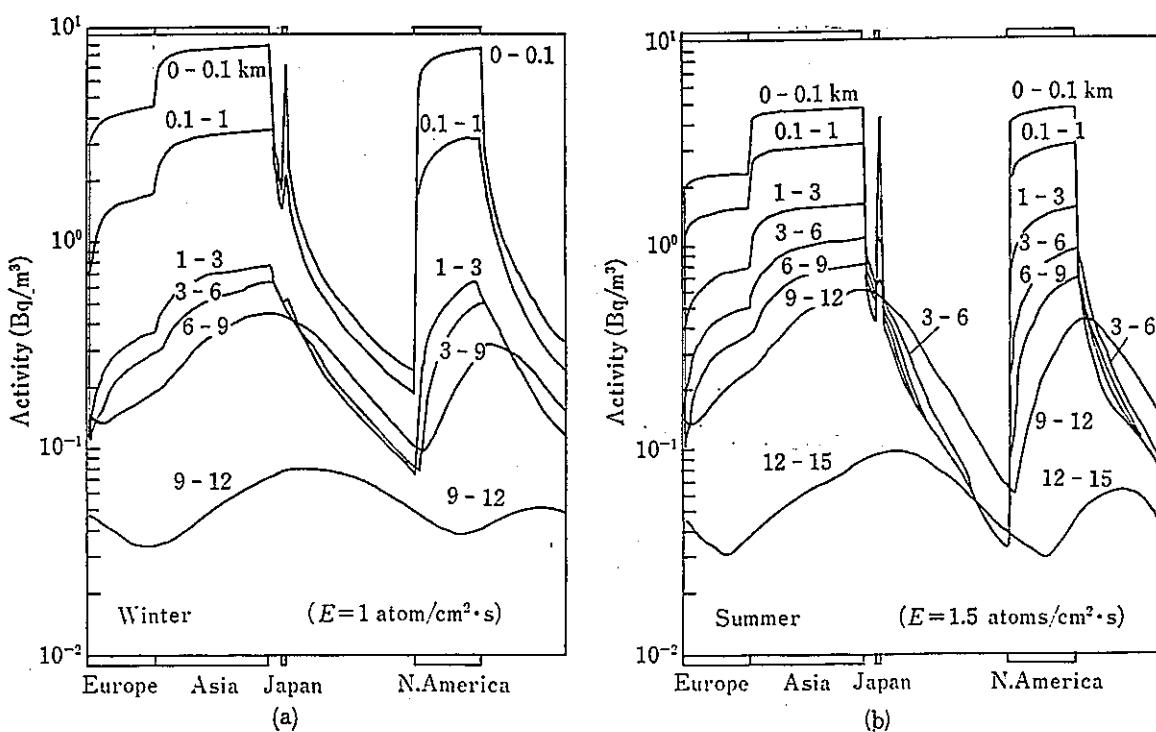


Fig. 7 Monte Carlo calculated distributions of Rn at various altitudes for (a) winter (December-February) and (b) summer (June-August).

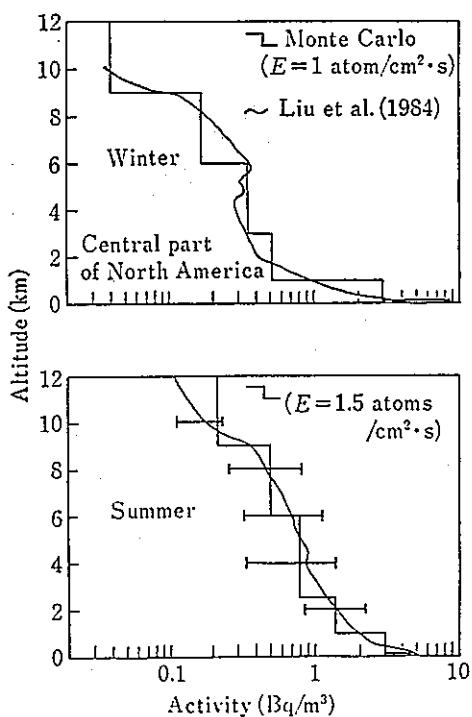


Fig. 8 Comparison of the Monte Carlo calculated Rn profiles with observed data compiled by Liu et al.

tral position of North America by trial and error method as was stated in the preceding section.

To assess the validity of the technique and results described here, we compare with several other observations.

The calculated Rn concentrations at heights between 0 and 100 m are compared to many observations<sup>6-22)</sup> in Fig. 9. The calculated results agree, in general, with observed ones within a factor of 2 except for some measurements at eastern sites of North America in summer. If we need a much better agreement between them near the ground, a more detailed model may be required in exhalation rate and  $K$  profile there. Furthermore, if we adopt a shorter time interval for calculating small displacements, a more or less complete picture must be given.

Figure 10 shows a comparison with the average vertical profile obtained by Moore et al.<sup>23)</sup>. They took five sets of observed data offshore near San Francisco in every season. The mean of the Monte Carlo calculated results for winter and summer is presented in the figure. While the calculated values are to some extent small compared to the measurements, those coincide, as a whole, with each other within one standard deviation. Giving a more adequate wind speed profile might

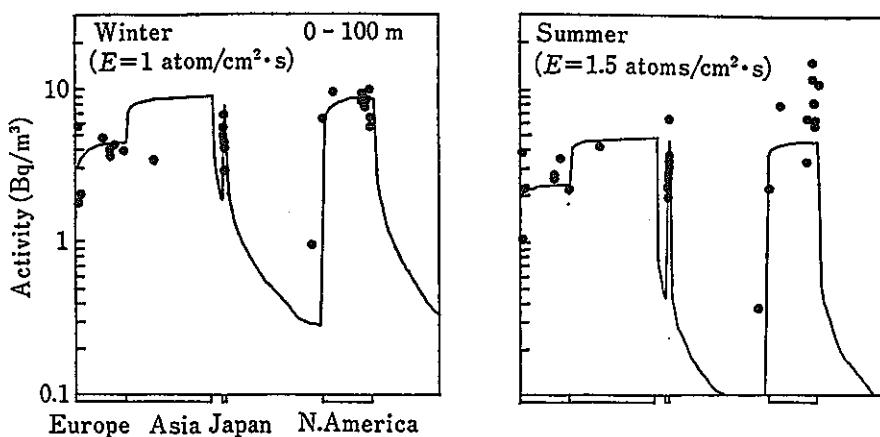


Fig. 9 Comparison of the Monte Carlo calculated concentrations with measured values averaged over the periods December-February and June-August.

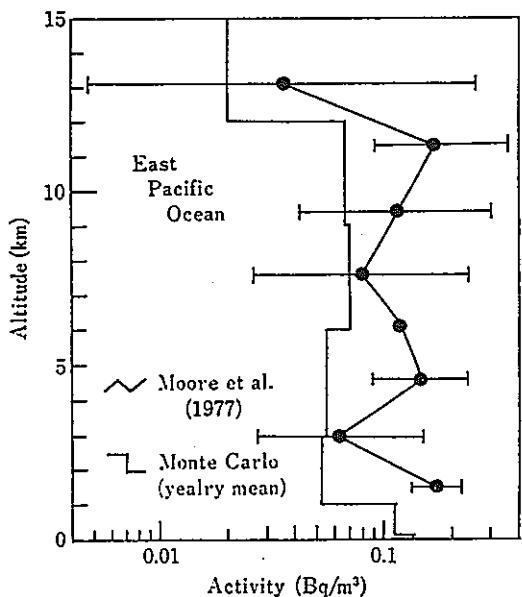


Fig. 10 Comparison of the Monte Carlo calculated concentrations with observed average one for Rn offshore near California.

result in a much better agreement, taking into account the horizontal diffusion effect from North America.

Figure 11 shows a comparison with measurements made on the sea<sup>24)</sup> and at Nagoya<sup>14)</sup> and islands in the Pacific Ocean<sup>25), 26)</sup>. An error bar of Nagoya data represents one standard deviation and the others maximum and minimum values. The horizontal axis in the figure gives the distance from the nearest neighbour land parallel to longitude. The trend that the Rn concentration decreases with distance from lands is well illustrated.

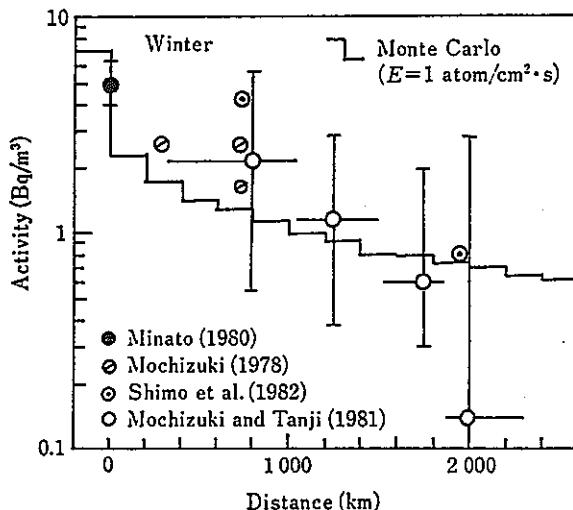


Fig. 11 Comparison of the Monte Carlo calculated results for the heights up to 100 m with the data taken on the sea.

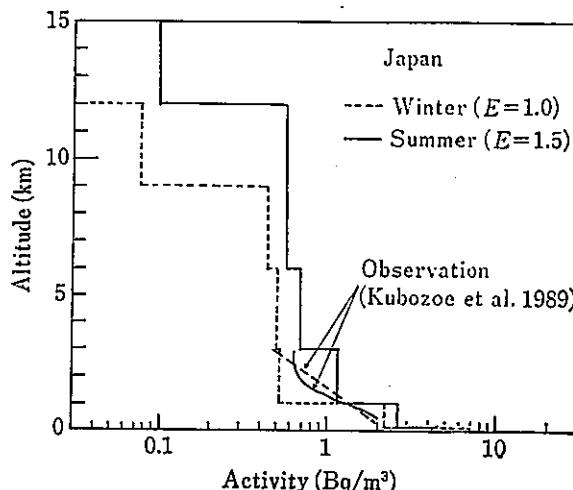


Fig. 12 Monte Carlo calculated and observed altitude distributions of Rn over Japan Islands.

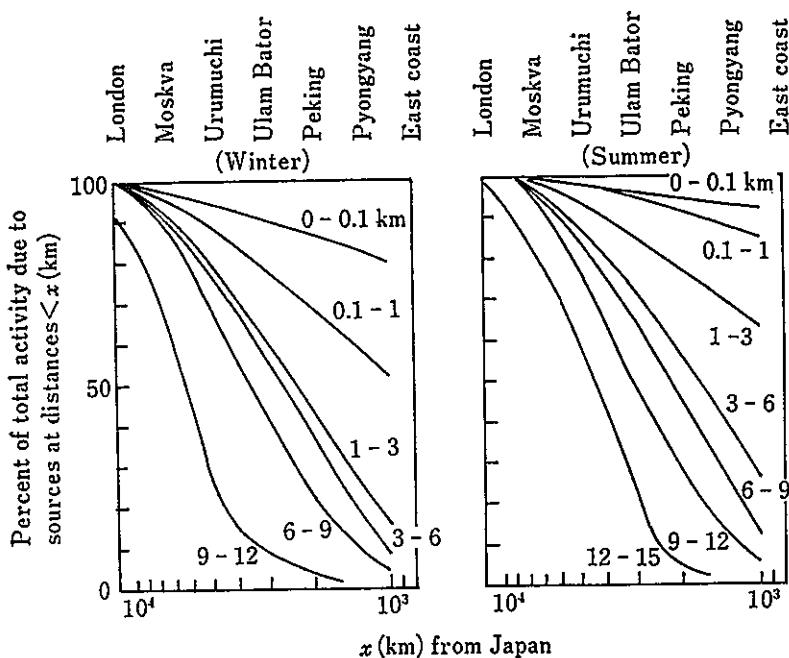


Fig. 13 Monte Carlo calculated relative contribution to the total Rn concentration in Japan from sources as a function of distance.

Vertical distributions of Rn for Japan Islands is shown in Fig. 12 along with the two sets of averaged values of 7 data for two seasons observed by Kubozoe et al.<sup>37)</sup>. The agreement between them is fairly well.

We have derived average exhalation rates at middle latitude to be 1.0 and 1.5 atoms/cm<sup>2</sup>·s for winter and summer, respectively. Wilkening et al.<sup>38)</sup> have obtained a worldwide mean value to be 0.75 atom/cm<sup>2</sup>·s from 994 measurements. Turekian et al. have found it from a one-layer model to be 1.2 atoms/cm<sup>2</sup>·s. These values are not so different from ours. In particular, the value given by Turekian et al.<sup>39)</sup> is almost equal to a mean of our values for two seasons. It may be all right to consider that our values are somewhat useful for speculating seasonal variations of Rn concentration.

Finally, we present the calculations of contribution of Rn exhaled from the Eurasian continent to Japan Islands as an application. Figure 13 shows integral Rn concentrations due to sources at various distances, which are normalized to the calculated profile given in Fig. 12. We find from the figure that Rn originated in the continent plays an important part in the concentration in Japan, especially

for that in upper atmosphere.

### 5. Concluding Remarks

We have described how to evaluate global Rn concentrations using quite a simple and easy Monte Carlo technique and model in the present report. From the viewpoint of rough estimation, the results provided in this study is sufficiently acceptable.

The method described here would be applicable to several problems by modifying or extending it in some ways. We would, for instance, be able to calculate seasonal variations in Rn concentration for regional and/or local scale. Moreover, replacing the decay constant of Rn with the removal rate due to sink and washout, we would also be able to deal with global pollutants transport.

### References

- 1) Liu, S.C., McAfee, J.R. and Cicerone, R.J.: *J. Geophys. Res.*, 89, 7291-7297 (1984)
- 2) Turekian, K.K., Nozaki, Y. and Benninger, K.: *Ann. Rev. Earth Planet Sci.*, 5, 227-255 (1977)
- 3) Tsunogai, S., Shinagawa, T. and Kurata, T.: *Geochem. J.*, 19, 77-90 (1985)
- 4) Jacobi, W. and Andre, K.: *J. Geophys. Res.*, 68, 3799-3814 (1963)
- 5) "Kishoh Handobukku", Asakura-Shoten, Tokyo (1979), in Japanese
- 6) Blifford, Jr., I.H., Friedman, H., Lockhart, Jr., L.B. and Baus, R.A.: *J. Atmos. Terr. Phys.*, 9, 1-17 (1956)
- 7) Garzon, L. and Juanco, J.M.: *Anales de Fisica, Ser. B*, 79, 286-289 (1983), in Spanish
- 8) Gale, H.J. and Peaple, L.H.J.: *Int. J. Air Poll.*, 1, 103-109 (1958)
- 9) Gemish, J.S.D. and Toth, A.: Natural Radiation Environment II, CONF-720805, pp. 751-756 (1975)
- 10) Mattson, R.: *J. Geophys. Res.*, 75, 1741-

- 1744 (1970)
- 11) El-Nadi, A.F. and Omar, H.M.: *Geofisica Pura e Applicata*, 45, 261-266 (1960)
  - 12) Malakhov, S.G. and Chernysheva, P.G.: USAEC Rep. AEC-tr-6711, pp. 60-68(1967)
  - 13) Murayama, N.: *J. Radiat. Res.*, 7, 1-7 (1966)
  - 14) Minato, S.: *Rep. Gov. Ind. Res. Inst. Nagoya*, 37, 233-240 (1988), in Japanese
  - 15) Lockhart, Jr., L.B.: *J. Geophys. Res.*, 64, 1445-1449 (1959)
  - 16) Lindeken, C.L.: USAEC Rep. UCRL-50007, pp. 41-43 (1966)
  - 17) Wilkening, M.H.: *J. Geophys. Res.*, 64, 521-526 (1959)
  - 18) Moses, H., Lucas, H.F. and Zerbe, G.A.: *J. Air Poll. Contr. Assoc.*, 13, 12-19 (1963)
  - 19) Gold, S., Barkham, H.W., Shleien, B. and Kahn, B.: "Natural Radiation Environment", pp. 369-382, University of Chicago Press (1964)
  - 20) Hosler, C.R.: *J. Geophys. Res.*, 73, 1155-1166 (1968)
  - 21) Lockhart, Jr., L.B.: "Natural Radiation Environment", pp. 331-344, University of Chicago Press (1964)
  - 22) Harley, J.H.: USDOE Rep. EML-347, pp. 30-65 (1978)
  - 23) Moore, H.E., Poet, S.E. and Martell, E.A.: *Environ. Sci. Technol.*, 11, 1207-1210 (1977)
  - 24) Mochizuki, S.: *J. Meteorol. Soc. Jpn.*, 56, 52-56 (1978)
  - 25) Mochizuki, S. and Tanji, T.: *Res. Lett. Atmos. Electr.*, 1, 9-14 (1981), in Japanese
  - 26) Shimo, M., Ikebe, Y. and Ogawa, H.: *ibid.*, 2, 29-33 (1982)
  - 27) Kubozoe, T., Watanabe, Y., Nakamura, K., Kabeyama, M. and Aihara, Y.: 7th Intern. Congr. of IRPA (Sydney, Australia), pp. 881-884 (1988)
  - 28) Wilkening, M.H., Clements, W.E. and Stanley, D.: Natural Radiation Environment II, CONF-720805, pp. 717-730 (1975)

## 要　旨

簡単な一次元モデルを用いる中緯度での $^{222}\text{Rn}$ 大循環のモンテカルロ計算

湊　進

名古屋工業技術試験所, 462 名古屋市北区平手町

北緯30-60°での対流圏における $^{222}\text{Rn}$ 大循環をシミュレートするための簡単なモンテカルロ計算技法を開発した。既刊の垂直分布の観測値に計算値をフィットさせることで平均的な渦拡散係数の垂直分布を導いた。同時に散逸率として夏(6-8月)に対して1.5, 冬(12-2月)に対して1.0原子/cm<sup>2</sup>·sを得た。

本方法の妥当性を調べるために他の研究者による多くの測定値と計算結果を比較した。  
応用の一例としてユーラシア大陸起源の $^{222}\text{Rn}$ の日本列島への寄与を計算した。

JAERI-M 83-084

DPRW (Discrete Parcel Random Walk) 法  
による大気中濃度分布計算モデル

日本原子力研究所東海研究所環境安全研究部

茅野政道

(1983年5月18日受理)

緊急時に原子力施設から放出される放射性雲の大気拡散シミュレーションの手法としてDPRW (Discrete Parcel Random Walk) 法の可能性を検討した。

日本では、原子力施設は海岸立地であるとか、複雑な地形上に存在している等の理由で、現実の拡散状況のシミュレーションは難しい。そこで我々は、DPRW法による大気拡散計算モデルを作成しコード化した。このモデルは、放射性雲を多くの粒子群で仮定し、拡散メカニズムを粒子のランダムウォークで表現するものである。

モデルの検証のため、単純な流れの場での瞬時と連続放出の拡散計算を行い解析解と比較した結果、両者はよく一致し、手法として有効であることが確かめられた。また、1980年に原研・東海研で行われた野外拡散実験の結果との比較も行った。

## 1. まえがき

原子力施設から放出される放射性雲による環境中の被曝評価を行うためには、放射性雲の濃度分布を求めておく必要がある。現在、安全審査等で用いられている濃度評価式は、雲が、放出後風下方向に流れの主軸をのばし軸の周りで正規分布することを仮定した、いわゆるガウス・ブルームモデルといわれるものである。この、従来から用いられる濃度評価式は、放出時の放出点での気象条件を用いており、風速場の時間的、地域的変動等の非定常状態に対応できない。このことは、特に原子力施設事故時に放出される放射性雲の拡散状態の推定のように、現実の拡散状況を知る必要がある場合大きな誤差要因となる。

以上の問題を解決する手段として流跡線一パフモデル、P I C (Particle -in -Cell) モデル等が検討されているが、ここではBNWL (Battelle, Pacific Northwest Laboratories) が、米国のHanford Siteにおいて処分される廃棄物の地下水による拡散をシミュレートする際に用いたDP RW (Discrete-Pardel-Random-Wolk) モデルを大気拡散に適用し、濃度分布計算コードとしての可能性について検討した。

## 2. モデル

このモデルはHanford の廃棄物施設で地中拡散のシミュレーションに用いられている手法<sup>(1)</sup>で、今回はこの手法を三次元化して、大気拡散に応用した。本手法の本質的な工夫は、放射性雲を粒子群で表わし、粒子の移流・拡散による粒子分布の変化で、大気拡散シミュレーションを行う点にある。各粒子の、あるタイムステップ後に決まる新しい位置は、移流 (advection) とランダムウォークによる拡散 (dispersion) の和によって決められる。粒子群を用いた拡散モデルの特徴は、

- ・時間及び空間的に変化する風速場を用いて、複雑な拡散現象を扱うことができる、
- ・常に質量保存が成り立ち、差分手法で表われる、擬似拡散がない、
- ・各粒子に、放射能、経過時間等の指標を付与して、拡散させることができる、

等があげられる。

大気中の拡散現象は、大別して拡散物質の発生、移流、拡散、境界条件に分けられ計算のシーケンスは次の通りである。

- (1) 粒子の初期位置を定義する。
- (2) 移流で決まる新しい位置を求める。
- (3) 移流により決定された位置に、拡散の効果を加える。
- (4) 崩壊・沈着による放射能の変化分を修正する。
- (5) 空間をセルマトリクスに分割し、その中の平均濃度として濃度計算を行う。

次にこれらのステップを詳細に述べる。

- (1) 移流 (advection)

粒子群の移流は媒体である大気の流れ（風）に支配される。大気の流れは地形や熱フラックス、気

JAERI-M 83-084

圧等により決まるもので粒子の性質には無関係とする。空気の流れ（風）は、速度のマトリックス（ $u, v, w$ ）で表わされ、正しい移流のシミュレーションのためには、質量保存の風速場である必要がある。速度コンポネント（ $u, v, w$ ）は大気中を分割した格子の点で与えられ、各粒子の速度は内挿により求める。粒子の移流による $\Delta t$ 後の新しい位置は、

$$X_p^* = X_p + \Delta t \cdot u \quad (1)$$

$$Y_p^* = Y_p + \Delta t \cdot v \quad (2)$$

$$Z_p^* = Z_p + \Delta t \cdot w \quad (3)$$

で表わされ、ここで\*は新しい位置を示す。時間ステップ $\Delta t$ は、 $\Delta t$ 間の移動距離が風速場マトリクスの間隔を超えないように決定する。

なお、空間に質量保存則をみたす風速場を与える計算コードは、変分法により別途作成中である。

#### (2). 拡散 (dispersion):

このモデルの粒子は、分子拡散の分子に当る様な粒子とは本質的に異なるが、実質的にはどちらも統計的にランダムウォーク的移動をひきおこす拡散機構にしたがっている。今、一次元で拡散現象を考えると、原点からランダムウォークをはじめた粒子が $t$ 時間後に、位置 $x$ に存在する確率分布関数は、拡散係数を $D$ とすると、正規分布型で以下の様に表わされる。

$$\rho(x, t) = \frac{1}{2 \sqrt{2\pi D t}} \exp \left( - \left( \frac{x^2}{4 D t} \right) \right) \quad (4)$$

この関数は独立に3次元で適用できる。(4)式で重要なことは、粒子がランダムウォークにより時間 $\Delta t$ の間に移動する距離 $\Delta d$ の二乗平均の平方根 (RMS) は；

$$\Delta d_{\text{RMS}} = \sqrt{2 D \Delta t} \quad (5)$$

で表わされるということで、 $y, z$ 方向についてもそれぞれの $D$ を用いて同様の取扱いができる。本コードでは、拡散係数 $D$ は、水平方向と鉛直方向で異なり各々が大気安定度と粒子の放出からの移動距離に依存する。水平拡散距離 $d_h$ と、鉛直拡散距離 $d_v$ のRMSは、

$$d_h, \text{RMS} = \sqrt{2 D_h \Delta t} \quad (6)$$

$$d_v, \text{RMS} = \sqrt{2 D_v \Delta t} \quad (7)$$

で、与えられる。すなわち、ある環境のもとで、一点に粒子群が存在しているとすると、 $\Delta t$ 時間後の拡散による粒子群の分布型は、楕円球になりその分布の水平、鉛直方向のRMSは(6), (7)式で表わされる。

各粒子の拡散による移動距離は次の様なアルゴリズムにより決められる。粒子Pの拡散距離は0に幾何平均をもち(5)式に従うRMSをもつ距離の分布から得られる値でなくてはならない。中心極限定理によれば、正確な拡散距離の分布型が知れなくとも、もし平均値とRMSが等しければ、分布型にかかわりなく粒子群全体の集積的分布は正規分布に近づく。本コードでは、簡便さのため、一様分布

により拡散距離を与えた。一次元 x 方向の拡散ステップによる移動距離  $X_p'$  は、

$$X_p' = [R]_{-\xi}^{+\xi} \quad (8)$$

で、ここで  $[R]_{-\xi}^{+\xi}$  は  $-\xi$  から  $+\xi$  までの一様乱数である。 $\xi$  は  $X_p'$  の RMS が(6)又は(7)の  $d_{RMS}$  に等しくなる様に与える。 $\xi$  は次の様に求める。RMS の 2 乗は定義から、

$$X_{RMS, p}'^2 = \int_{-\xi}^{+\xi} P(X) \cdot X^2 dX \quad (9)$$

ここで  $P(X)$  は確率分布関数で、 $-\xi$  から  $+\xi$  で一様の場合、

$$P(X) = 1 / 2 \xi \quad (10)$$

(10)式を(9)式に代入して、

$$X_{RMS}' = \xi / \sqrt{3} \quad (11)$$

この式と(5)式により、

$$\xi = \sqrt{6 D \cdot \Delta t} \quad (12)$$

したがって(8)式は、

$$X_p' = [R]_{-\sqrt{6 D \Delta t}}^{+\sqrt{6 D \Delta t}} \quad (13)$$

0 から 1 の一様乱数を  $[R]_0^1$  とすれば(13)式は、

$$X_p' = \sqrt{24 D \Delta t} (0.5 - [R]_0^1) \quad (14)$$

(6), (7)式に示した様に水平方向と鉛直方向で拡散が異なると考えると、(14)式の D は  $D_h$  ( $h = horizontal$ ) におきかえられ、各々  $y$ ,  $z$  方向に、

$$Y_p' = \sqrt{24 D_h \Delta t} (0.5 - [R]_0^1) \quad (15)$$

$$Z_p' = \sqrt{24 D_v \Delta t} (0.5 - [R]_0^1) \quad (16)$$

となる。以上と(1)~(3)式により、移流と拡散による粒子の  $\Delta t$  間の移動は、

$$X_p^* = X_p + u \cdot \Delta t + X_p' \quad (17)$$

$$Y_p^* = Y_p + v \cdot \Delta t + Y_p' \quad (18)$$

$$Z_p^* = Z_p + w \cdot \Delta t + Z_p' \quad (19)$$

で、与えられる。

次に拡散係数の求め方を示す。拡散係数 D は、分布の標準偏差と、

JAERI-M 83-084

$$\begin{aligned} D &= \frac{1}{2} (\frac{d \sigma(x)^2}{d t}) \\ &= \frac{1}{2} (\frac{d \sigma(x)^2}{d x}) \cdot \frac{dx}{dt} = \sigma(x) \cdot \sigma(x)' \cdot U \end{aligned} \quad (20)$$

の関係にあり、本コードでも(20式から算出している。分布の標準偏差  $\sigma(x)$  は、 Pasquill - chart<sup>(3)</sup> といわれる、大気安定度と風下距離の関数として偏差を示した図から、今井が求めた算出式を用いて計算した。水平方向の標準偏差  $\sigma_y$  (m) 及び鉛直方向の偏差  $\sigma_z$  (m) は、それぞれ、

$$\sigma_y = 6.78 \times 10^{-4} \cdot \phi_0 \cdot x (8 - \log x) \quad (21)$$

$$\sigma_z = a_0 \cdot x^{a_0 + a_2 \log x + a_3 (\log x)^2} \quad (22)$$

$$\text{但し, } \sigma_z > 1000 \text{ m} \rightarrow \sigma_z = 1000 \text{ m}$$

で表わされ、 $\phi_0$ ,  $a_i$  ( $i = 1, 2, 3$ )、は大気安定度に依存する定数で  $x$  は風下距離(m)である。大気安定度の決定法は、風速と日射量等から決定する日本式<sup>(5)</sup>と、気温の鉛直勾配から決定する米国式<sup>(6)</sup>等が考えられるが、今回はテストのために、安定度決定のサブルーチンはもたず直接安定度を入力している。大気安定度決定の表を Table II に示す。

### (3) 放出源

本手法では、放出された放射性雲を粒子群でおきかえることにより粒子のランダムウォーク現象から拡散をとらえる。粒子は  $\Delta t$  ステップごとに、適当個発生させ、粒子の最大個数を  $M_p$  とすると、時間ステップ ( $t, t + \Delta t$ ) に放出する粒子数  $N^*$  は、

$$N^* = (M_p / T_R) \cdot \Delta t \quad (23)$$

である。ここで  $T_R$  は放出継続時間を示す。 $\Delta t$  間に発生する粒子は、 $\Delta t / N^*$  の間隔で 1 個づつ発生し、 $\Delta t$  後の初期分布を与えるために、 $\Delta t$  を再分割して発生粒子の移動 (sub-movement) を行う。粒子が発生時からもつ性質としては、移行時間、移動距離、放射能である。粒子  $p$  のもつ放射能を  $Q_p$  とすると、

$Q_p$  は

$$Q_p = (Q \cdot \Delta t / N^*) \quad (24)$$

で現わされる。ここで  $Q$  は放出率 ( $C_i / s$ ) を示す。放出源が体積源や線源、移動源の様な場合、放出点をそれにしたがって変化させなくてはならない。体積源や線源の場合はモンテカルロ法で、移動源の場合は、その動きに合せて発生点をかえる。

### (4) 境界条件

大気拡散で考えられる境界条件としては(i)放射性雲(粒子)が地面を横切った場合、(ii)粒子が性質が異なる気塊に入射した場合(逆転層、内部境界層)、(iii)対象とする空間から粒子が出た場合、である。各場合について述べる。

(i) 地面に入射した粒子は、その性質により反射する場合と沈着する場合がある。粒子が希ガス系統の放射性雲を表わしている場合は反射し、 $I_2$  等の沈着系のシミュレーションでは、粒子は反射するが粒子のもつ放射能の一部が地面に残る様な方式をとる。ただし今回はモデルのテストの

ため沈着のテストはしなかった。

(ii) 粒子が他の気塊に入射した場合、その気塊の乱流状態により拡散係数が変化するため(14)～(16)式に補正が必要である。ここでは鉛直方向の気層変化を考え、(16)式に着目する。Fig. 1 に粒子の移動の模式図を示すが、図中の A 点で示す様に粒子が拡散係数  $D_2$  から  $D_1$  の層に入った場合、距離  $Z'$  のうち  $Z'_2$  は、

$$Z'_2 = \sqrt{D_1/D_2} \cdot Z'_1 \quad 25$$

で補正され  $Z' = Z'_1 + Z'_2$  で  $Z'$  を修正する。逆に不安定層(拡散係数  $D_1$ )から安定層(拡散係数  $D_2$ )に移動する場合、気温減率の関係で安定層への侵入がさまたげられる。この程度を、ここでは便宜上、拡散係数の比の平方根  $\sqrt{D_2/D_1}$  で表わし、0～1の一様乱数  $R(0, 1)$ との比較により、

$$R(0, 1) \geq \sqrt{D_2/D_1} \quad 26$$

ならば、粒子を境界面で反射させる。この操作により、 $D_2 \geq D_1$  ならば常に粒子は面を透過する。反射の場合も、反射後の距離は(25)で求める。

大気の乱れの鉛直分布は、鉛直温度分布の各高さでの傾きから Table 1(B)の安定度分類により安定度の形で入力する。

(ii) 対象領域から粒子が出た場合、その粒子のもつ性質は全部消去して、放出源で再利用する。

#### (5) 計算出力

出力は空間を長方形セルで分割したグリッドセル内の粒子数からセル内の平均濃度として表わす。出力濃度は放出から一定時間後の瞬時濃度、一定間隔の積算濃度である。粒子モデルによる出力は、粒子分布にばらつきがあるので本モデルでは、移動平均法により平滑化を行った。一次元で考えると、セル  $i$  の値の平滑化のためには、 $\rho_i$  を生の値、 $\rho_i^s$  を平滑化後の値とすると、

$$\rho_i^s = (\rho_{i-1} + \rho_i + \rho_{i+1}) / 3 \quad 27$$

で与えられ、この操作を三次元的に行った。次に各出力について述べる。

(i) 瞬時濃度は、ある瞬間に各セル内の粒子のもつ放射能の和をセルの体積で割って求める。すなわちセル( $i, j, k$ )内に  $n$  個の粒子があるとすると、セル内平均濃度  $C(i, j, k)$  は、

$$C(i, j, k) = \sum_{\ell=1}^n Q(\ell) \cdot e^{-\lambda t(\ell)} / V \quad 28$$

ここで、 $\lambda$  は崩壊定数、 $t$  は粒子  $\ell$  の移動時間、 $V$  はセルの体積、 $Q(\ell)$  は粒子  $\ell$  の放射能を示す。

#### (ii) 積算濃度

積算濃度は、ステップごとに粒子がどのセル内に存在するか判定し積算していく。すなわちセル( $i, j, k$ )の積算濃度を  $A_c(i, j, k)$  とすると、あるステップ  $4t$  でセル内に  $n$  個粒子が存在する場合、

$$A_c(i, j, k) = A_c(i, j, k) + \sum_{\ell=1}^n Q(\ell) \cdot e^{-\lambda t(\ell)} \cdot 4t / V \quad 29$$

で表わされる。

### 3. 計 算 手 法

本モデルで拡散計算をおこなう場合、気象条件の入力法や結果の出力法によってプログラムの構成が異なる。気象データが予測時間中に変化しない時、及び変化してもあらかじめ値がわかっている場合、また出力が計算の最後に一度だけ行われる場合は、粒子1個を放出から予測予定時まで追跡し、追跡終了後、次の粒子を発生から再び追跡する方式をとる。また、気象データがあらかじめ用意されておらず計算中に入力される場合、及び予測予定時刻まで途中何回か分布を出力させたい場合には、時間ステップごとに順次適当個数づつ発生させていく必要がある。前者の場合の流れ図をFig. 2に、後者の場合をFig. 3に示す。両構成の主な違いは、(1)前者の場合、時間ステップ  $\Delta t$  が着目粒子の速度によって決まるが後者の場合存在する粒子群中の最大速度をもつ粒子により決まるので計算時間に差がつく、(2)前者の場合、2のモデル説明の放出源の項目で述べた sub-movement が必要ない、という2点である。

今回は、Fig. 2に示した前者の流れ図に従ってコードを作成した。Fig. 2にしたがって構成を述べる。

- (1) 計算パラメータとして、粒子総数、放出開始時間、予測時間、放出場所等を入力する。
- (2) 濃度計算、風速場設定用の空間メッシュを決定しておく。
- (3) 放出源情報として、放出率、放出継続時間等を入力する。
- (4) 発生予定全粒子について(5)~(10)の操作をおこなう。
- (5) 放出時の気象データとして、風向、風速、大気安定度、境界層等を入力する。
- (6) 粒子Iのうける風速を求める。
- (7) 時間ステップ  $\Delta t$  を決定し、拡散による移動分を求め、粒子の新しい位置を決める。また移動時間と移動距離を更新する。
- (8) 各ステップでの粒子位置から、粒子の存在するセルへの濃度寄与を求める。
- (9) 粒子Iの移動時間が予測時間に達したかどうか調べ、達していたら次の粒子の追跡を開始する。
- (10) 予測時間に達していない場合は、移動時間が新しい気象データ入力の時間に達しているかどうか調べ、達していれば、新しいデータをもとに、そうでなければそのままのデータを用いて、次のステップの移動を計算する。
- (11) 以上の操作を全粒子について行なったかどうか調べ全粒子の追跡を終了していたら結果を出力する。