

COMMISSION OF THE EUROPEAN COMMUNITIES

PROCEEDINGS □ ACTES □ TAGUNGSBERICHTE

Seminar on
RADIOACTIVE RELEASES
AND THEIR DISPERSION IN THE ATMOSPHERE
FOLLOWING A HYPOTHETICAL REACTOR ACCIDENT

Seminaire sur
LES REJETS RADIOACTIFS
ET LEUR DISPERSION DANS L'ATMOSPHERE
A LA SUITE D'UN ACCIDENT HYPOTHETIQUE DE REACTEUR

Seminar über
RADIOAKTIVE ABLEITUNGEN
UND IHRE AUSBREITUNG IN DER ATMOSPHERE
NACH EINEM HYPOTHETISCHEN REAKTORUNFALL

RISØ (ROSKILDE), □ 22-25 April 1980

VOLUME II

Seminar organized
by the Directorate-General Employment and Social Affairs
Health and Safety Directorate

and the
Directorate-General Research, Science and Education
Biology, Radiation Protection and Medical Research Programme

in collaboration with the
Risø National Laboratory, Roskilde (Denmark)

Luxembourg □ July 1980

LEGAL NOTICE

Neither the Commission of the European Communities nor any person acting on behalf of the Commission is responsible for the use which might be made of the following information

C O N T E N T S .

VOLUME I

	Page
FOREWORD	I
SESSION I	
<u>CHARACTERISTICS OF ACCIDENTAL RELEASES</u>	
Chairman: W. HÜBSCHMANN, KFK, Karlsruhe	
- Radioactive releases from gas cooled reactors W.S. Gronow	1
- Characteristics of accidental releases in light water reactors A. Ferreli, E. Manilia	23
- Réacteurs à neutrons rapides; prin- cipales caractéristiques des rejets accidentels pouvant influencer sur le traitement de la dispersion atmosphérique D. Manesse	39
SESSION II	
<u>ATMOSPHERIC PHENOMENA INFLUENCES</u>	
Chairman: P. CAGNETTI, CSN Casaccia, Rome	
- Evaluation du risque maximal de persistance de la direction du vent dans la couche de frottement L.M. Malet, H. Bultynck	55
- Wind persistence influences on time averaged concentrations at short distances V. Ferrara, P. Cagnetti	67
- The wind at heights between 10 m and 200 m in comparison with the geostrophic wind A.P. van Ulden, A.A.M. Holtslag	83
- The existence and effect of meander- ing on dispersion of pollutants L. Kristensen	93

- Cartographie prévisionnelle de la pollution atmosphérique résultant d'émissions accidentelles de courte durée - Influence de la rugosité du terrain 115
C. Caput, J.M. Quinault
- The Split-Sigma Method applied to dispersion estimates 141
B. Sivertsen
- Détermination des lois d'évolution des écarts-types de distribution de pollution à partir de considérations sur le spectre de turbulence atmosphérique et sa possibilité de simulation en laboratoire 155
B. Crabol
- Modelling vertical motion and surface exchange of heat and water vapour in a trajectory model 189
A.P. van Ulden, H.A.R. de Bruin, J. Reiff
- Statistisch äquivalente Verfahren zur Bestimmung von Ausbreitungskategorien 203
K. Nester
- The influence of meteorological factors on radioactive dosages and depositions following an accidental release 223
F.B. Smith
- Dispersion conditions during an adverse meteorological situation in the ØRESUND region 245
E. Rasmussen
- Observation of the evolution of multi-layered nocturnal stable atmosphere at a location close to the alpine mountains 275
H. Hasenjäger

SESSION III

DEPOSITION

Chairman: L. Kristensen, Risø National Laboratory, Roskilde

- Surface deposition from radioactive plumes 293
J.A. Garland

- Ausbreitungs- und Ablagerungsparameter zur Berechnung der Strahlenexposition bei hypothetischen Reaktorunfällen

H. Geiss, K. Heinemann, G. Polster, K.J. Vogt

313
- The simple approach to deposition

N.O. Jensen

331
- Application of a surface depletion model to calculation of ground-level air concentrations and external cloud gamma dose, in comparison with a source depletion model

I. Savolainen, G. Nordlund, S. Vuori

345
- Analyse critique des situations de pluie: évaluation du dépôt humide jusqu'aux grandes distances

P. Cagnetti, V. Ferrara

365
- Interaction physico-chimique entre les rejets radioactifs d'une cheminée de centrale nucléaire et les panaches d'un réfrigérant atmosphérique: influences sur la déposition radioactive au sol

P. Brog, H. Fuchs, W. Hofmann, H. Sutter

385

SESSION IV

SHORT RANGE MODELS

Chairman: R.A. Scriven, CERL, Leatherhead

- Pratiques françaises en matière de prévision quantitative de la pollution atmosphérique potentielle liée aux activités nucléaires

A. Doury

403
- Dispersion estimates for short or long-term releases based upon the Immission Frequency Distribution Model (IFDM) of the SCK/CEN, Mol, Belgium

J.G. Kretzschmar, G. De Baere, J. Vandervee

449
- Predicting atmospheric dispersion of radionuclides - A summary of the first report of a working group in the UK

R.H. Clarke

465

- Methods and models adopted in Italy
 in the evaluation of consequences of
 accidental releases 483
 C. Brofferio, R. Caracciolo,
 G. Pandolfi
- Development of an atmospheric disper-
 sion modeling methodology for potential
 accident consequence assessments at
 nuclear power plants 499
 R.A. Kornasiewicz
- A model for computation of atmospheric
 dispersion and concentration statistics 511
 Ch. Gyllander, O. Karlberg, U. Widemo
- The model of atmospheric diffusion and
 deposition adopted for the German
 reactor risk study (Phase A) 525
 W.G. Hübschmann, S. Vogt
- Sensitivitätsanalyse des meteorolo-
 gischen Modells der Deutschen Risiko-
 studie (DRS) 539
 S. Vogt

VOLUME II

- "Transloc", ein numerisches Modell zur
 Simulation von Dispersionsvorgängen
 in der Atmosphäre und seine Anwendung
 für die Ausbreitung radioaktiver Sub-
 stanzen bei einem Reaktorstörfall 555
 S. Hartwig, G. Schnatz
- Use of a puff-model to calculate disper-
 sion from a strongly time dependent
 source 575
 T. Mikkelsen, S.E. Larsen, I. Troen
- Les limites d'utilisation des modèles
 "panache" aux courtes distances et par
 vent faible 615
 A. Doury
- APT - A computer program for the numer-
 ical solution of problems in atmospheric
 dispersion and some applications to
 nuclear safety 649
 C.A. Harter, G.D. Kaiser, A. Goddard,
 A.D. Gosman, A. Ghobadian, S. El Tahry

- Simulation numérique et physique des processus de dispersion atmosphérique des effluents gazeux 673
P. Mery, J.P. Granier, A. Saab
- On the computation of external gamma dose from radioactivity released to the atmosphere 713
O.L. Rasmussen
- Evaluation des débits d'équivalent de dose délivrés par les photons émis dans un panache radioactif 721
J. Le Grand, R. Beckhols, A. Desprès

SESSION V

INTERMEDIATE AND MESOSCALE RANGE MODELS

Chairman: H. Bultynck, CEN/SCK, Mol

- Le programme de calcul TALD pour l'évaluation des transferts atmosphériques à longue distance dans les basses couches de l'atmosphère 743
J. Le Grand, A. Desprès, A. Doury
- Conditions météorologiques défavorables à la diffusion sur grandes distances de rejets aéiformes prolongés dans le temps: les situations de blocage 777
P. Cagnetti, V. Ferrara, A. Desprès, J. Le Grand
- Une méthode pratique de calcul pour l'évaluation des concentrations intégrées dans le temps aux moyennes et grandes distances 797
P. Cagnetti, V. Ferrara
- Estimating the possible transfrontier consequences of accidental releases: the MESOS model for long range atmospheric dispersal 819
H.M. ApSimon, A. Goddard, J. Wrigley
- Trajektorien unter einer starken Temperaturinversion in gebirgigem Gelände 843
H.J. Koppert, F. Wippermann
- Ein Modell zur Berechnung der Ausbreitung von Luftemissionen bei variierenden Wetterbedingungen 867
K.J. Vogt, H. Geiss, J. Straka

SESSION VI

EXPERIMENTAL STUDIES

Chairman: M. Grandin, CEA, Cadarache

- Atmosphärische Ausbreitungsversuche
am Kernforschungszentrum KARLSRUHE
P. Thomas 889
- Elevated source SF₆-tracer dispersion
experiments in the Copenhagen area.
Preliminary results II 905
S.E. Gryning, E. Lyck
- Measurements and calculations of
atmospheric dispersion of radioactive
noble gases from a nuclear power plant 925
O. Karlberg, S. Nielsen,
S. Thykier-Nielsen
- Atmospheric tracer experiments for
regional dispersion studies 953
J.L. Heffter, G.J. Ferber, P.W. Krey
- Laboratory studies of dispersion near
buildings 971
J.E. Fackrell, A.G. Robins
- A simple formula for estimating airborne
concentrations downwind of buildings for
discharges near ground level 993
V. Ferrara, P. Cagnetti
- Assessment of the potential behaviour of
an accidental short-duration release of
gases and aerosols 1007
C. Camerucci, L. Bramati,
A. Franciotti, E. Ioannilli
- Einfluss von Kühltürmen und Topographie
auf die Ausbreitung der Kaminabluft 1021
H. Fuchs, P. Brog, W. Hofmann
- Transfert de pollution par voie atmos-
phérique sur un site dont le vecteur
vent est rapidement variable (vents
faibles) 1041
J.P. Maigné

PANEL SESSION

1063

LIST OF PARTICIPANTS

1109

TRANSLOC, EIN NUMERISCHES MODELL ZUR SIMULATION VON
DISPERSIONSVORGÄNGEN IN DER ATMOSPHERE UND SEINE ANWENDUNG
FÜR DIE AUSBREITUNG RADIOAKTIVER SUBSTANZEN BEI EINEM REAKTORSTÖRFALL

S. HARTWIG und G. SCHNATZ
Battelle Institut
Frankfurt - B.R. DEUTSCHLAND

KURZFASSUNG. Es wird ein numerisches Diffusionsmodell zur Simulation von Tracerausbreitungen in der Atmosphäre sowie seine Verifizierung mit experimentellem Datenmaterial vorgestellt.

Das Modell basiert auf der Lösung der dreidimensionalen, instationären Gleichung für die turbulente Diffusion mit Hilfe eines Differenzverfahrens. Die Advektions-Diffusionsgleichung wird nach der Fractional-Step-Methode in fünf eindimensionale Differentialgleichungen aufgespalten. Zur Diskretisierung des Advektionsteils findet das CARLSON-Schema Anwendung. Der Diffusionsteil wird durch ein verallgemeinertes CRANK-NICOLSON-Verfahren approximiert.

Der Hauptvorteil des Modells liegt in der Berücksichtigung der Zeitabhängigkeit aller involvierten Prozesse sowie in der Erfassung der vertikalen Struktur des Windfeldes und der turbulenten Diffusion.

Depositions- und Sedimentationsvorgänge, rain-out, wash-out und radioaktiver Zerfall können simuliert werden. Aufgrund dieser Eigenschaften eignet sich das Modell besonders auch für die Berechnung der Dispersion radioaktiver Substanzen, die bei einem hypothetischen Reaktorstörfall freigesetzt werden. Die Verifizierung erfolgte mit Datenmaterial aus den HANFORD-Tracer-Experimenten und den Ausbreitungsversuchen des Kernforschungszentrums KARLSRUHE, wobei sowohl in der Geländerauhigkeit als auch in der Freisetzungshöhe und dem zeitlichen Verlauf der Quellkonfiguration unterschiedliche Bedingungen vorlagen. Die Ergebnisse zeigen eine gute Übereinstimmung zwischen gemessenen und berechneten Daten und stellen im Vergleich zu herkömmlichen Ausbreitungsmodellen eine wesentliche Verbesserung dar.

SUMMARY. THE "TRANSLOC" NUMERICAL MODEL FOR THE SIMULATION OF ATMOSPHERIC DISPERSION PROCESSES AND ITS USE FOR REACTOR ACCIDENT CONSEQUENCE ANALYSIS. Together with experimental data confirming its validity, a numerical diffusion model is presented for simulating the dispersion of tracers in the atmosphere.

The model is based on a solution of the three-dimensional non-stationary equation for turbulent diffusion using a difference method.

The advection-diffusion equation is broken down using the Fractional Step Method into five one-dimensional differential equations. The CARLSON scheme is used to separate out the advection component. The diffusion component is estimated using a generalized CRANK-NICOLSON procedure. The main advantage of the model is that it takes account of the time - dependent nature of all the processes involved, and that it gives the vertical structure of the windfield and of the turbulent diffusion. Deposition and sedimentation processes, rain-out, wash-out and radioactive decay can be simulated. In view of these properties the model is also particularly suitable for calculating the dispersion of radioactive substances released in the event of a hypothetical reactor accident. The accuracy of the model was checked by means of data from the HANFORD Tracer Experiments and from dispersion experiments carried out at the KARLSRUHE Nuclear Research Centre in which various conditions were obtained in respect of ground roughness, height of release and time pattern of the discharge. The results show good agreement between measured and calculated values and represent a significant improvement on the customary dispersion models.

RESUME. LE MODELE NUMERIQUE "TRANSLOC" DE SIMULATION DES PROCESSUS DE DISPERSION ATMOSPHERIQUE ET SON EMPLOI POUR ANALYSER LES CONSEQUENCES D'UN ACCIDENT DE REACTEUR. On présente un modèle numérique de diffusion permettant de simuler la diffusion de traceurs dans l'atmosphère, ainsi que sa vérification à l'aide de données expérimentales.

Le modèle est basé sur la solution, par une méthode différentielle, de l'équation tridimensionnelle non stationnaire pour la diffusion turbulente. L'équation advection-diffusion est décomposée, selon la méthode du "fractional step", en cinq équations différentielles à une dimension.

Le schéma de CARLSON est utilisé en vue de la discrétisation de la partie advection. La partie diffusion fait l'objet d'un calcul d'approximation par la méthode généralisée de CRANK-NICOLSON.

Ce modèle a pour principal avantage de tenir compte de l'incidence du temps sur tous les processus impliqués et de saisir la structure verticale du champ du vent et de la diffusion turbulente.

Les phénomènes de dépôt et de sédimentation, le dépôt radioactif précipité, le lessivage et la décroissance radioactive peuvent être simulés. En raison de ces caractéristiques, le modèle se prête notamment au calcul de la dispersion des substances radioactives pouvant se dégager lors d'un hypo-

thétique accident de réacteur. La vérification a été faite à l'aide de données provenant des expériences effectuées par HANFORD avec les traceurs et des essais de dispersion effectués au centre de recherches nucléaires de KARLSRUHE, dans des conditions variables tant pour la rugosité du terrain que pour la hauteur d'émission et l'évolution temporelle de la configuration de la source. Les résultats montrent une bonne concordance entre les données mesurées et calculées; ils sont nettement meilleurs que ceux fournis par les modèles de diffusion traditionnels.

I. Einleitung

Zur Berechnung der Ausbreitung von Schadstoffen in der Atmosphäre wurden in der Vergangenheit eine Reihe von Modellen entwickelt. Dabei sind im wesentlichen zwei Kategorien zu unterscheiden.

Bei der ersten Kategorie handelt es sich um analytische Lösungen der kombinierten Gleichung für die turbulente Diffusion und Advektion. Sie sind unter dem Namen Gauß'sche Ausbreitungsmodelle bekannt. Angewendet werden sie wegen der relativ einfachen Handhabung und des geringen Aufwandes hauptsächlich in Richtlinien und Genehmigungsverfahren. So werden diese Modelle auch zur Risikoabschätzung hypothetischer Reaktorstörfälle eingesetzt (WASH 1400 /1/, Deutsche Risiko-studie /2/). Diese Modelle stellen wegen der zugrundeliegenden Annahmen zum Teil eine sehr unvollständige Näherung an die tatsächlichen Gegebenheiten dar. So wird z.B. eine höhen-unabhängige Windgeschwindigkeit vorausgesetzt, und die Komplexität der verschiedenen Temperaturschichtungen in der Atmosphäre wird auf eine einfache Klassifizierung in wenige Stabilitätsklassen reduziert /3,4/.

Bei der zweiten Art von Modellen wird die Differentialgleichung für die turbulente Diffusion numerisch gelöst, In diesem Fall sind einschränkende Vereinfachungen für die Eingangsfelder sowie die Zeit- und Ortsabhängigkeit aller Parameter nicht erforderlich.

In der vorliegenden Arbeit wird ein der zweiten Kategorie zuzurechnendes Modell vorgestellt, das die Diffusionsgleichung numerisch löst.

Die Verifizierung des Modells und ein Vergleich mit Rechnungen eines Gaußmodells erfolgt mit Datenmaterial aus den Hanford-Tracer-Experimenten und den Ausbreitungsversuchen des Kernforschungszentrums Karlsruhe, wobei sowohl in der Geländerauhigkeit als auch in der Freisetzungshöhe und dem zeitlichen Verlauf der Quellkonfiguration unterschiedliche Bedingungen vorlagen. Die Ergebnisse mit dem numerischen Diffusionsmodell

TRANSLOC zeigen eine gute Übereinstimmung zwischen gemessenen und berechneten Daten und belegen im Vergleich zu herkömmlichen Ausbreitungsmodellen eine wesentliche Verbesserung.

II. Die Transportgleichung

Die Basisgleichung zur Beschreibung der turbulenten Diffusion ist die Bilanzgleichung für die Masse, die bei entsprechender Aufspaltung der Terme in Mittelwerte und momentane Abweichung und nachfolgender Mittelung in folgende Gleichung überführt werden kann:

$$\frac{\partial c}{\partial t} + \vec{v} \cdot \vec{\nabla} c = \vec{\nabla} \cdot \overset{\leftrightarrow}{K} \cdot \vec{\nabla} c + Q \quad (1)$$

- c = Konzentration
- \vec{v} = dreidimensionaler Windvektor
- $\overset{\leftrightarrow}{K}$ = Diffusionstensor
- Q = Quell- und Senkenterm

Die Variablen dieser Gleichung sind im allgemeinen sowohl orts- als auch zeitabhängig. Zur Anwendung in dem hier beschriebenen numerischen Modell TRANSLOC werden folgende Vereinfachungen getroffen:

- Die Hauptachsen des Diffusionstensors fallen mit den Koordinatenachsen des Bezugssystems zusammen, d.h., der Diffusionstensor wird auf drei Diagonalterme reduziert.
- Die horizontalen Diffusionskoeffizienten K_x , K_y sind nicht ortsabhängig, sondern nur eine Funktion der Zeit K_x , $K_y = K_x$, K_y (t).
- Der Windvektor wird auf die beiden horizontalen Komponenten beschränkt $\vec{v} = (u, v, 0)$.

Unter Berücksichtigung dieser Bedingungen lautet die Gleichung für die turbulente Diffusion in kartesischen Koordinaten wie folgt:

$$\frac{\partial c}{\partial t} + u \frac{\partial c}{\partial x} + v \frac{\partial c}{\partial y} = K_x \frac{\partial^2 c}{\partial x^2} + K_y \frac{\partial^2 c}{\partial y^2} + \frac{\partial}{\partial z} (K_z \frac{\partial c}{\partial z}) + Q \quad (2)$$

Gleichung (2) ist in dieser Form nur numerisch lösbar. Das hier verwendete numerische Lösungsverfahren wird im nächsten Abschnitt erläutert.

Wird im Gegensatz zu diesem numerischen Vorgehen der andere Weg beschritten, also eine analytische Lösung gesucht, so müssen folgende Vereinfachungen und Einschränkungen vorgenommen werden.

- Der Vektor der Windgeschwindigkeit wird auf einen konstanten Wert einer Komponente reduziert, d.h., sowohl die Scherung der Windrichtung als auch die Scherung durch die unterschiedliche Geschwindigkeit in den einzelnen Höhen wird nicht berücksichtigt.
- Der Turbulenzzustand wird nicht durch die Koeffizienten K_x , K_y , K_z , die auf atmosphärischen Zustandsgrößen basieren, beschrieben, sondern es werden die Streubreiten σ_x , σ_y , σ_z der sich ausbreitenden Substanz eingeführt, die durch Ausbreitungsexperimente bestimmt werden müssen.

Mit diesen Annahmen läßt sich eine analytische Lösung in Form einer Exponentialfunktion finden (Gaußmodell).

III. Die Lösung der Transportgleichung

Für das im folgenden betrachtete Modell TRANSLOC wird Gleichung (2) numerisch gelöst. Dazu ist es erforderlich die Differentialgleichung in eine Differenzgleichung umzusetzen. Die Zeitintegration erfolgt mit Hilfe der Methode der "fractional steps" (YANENKO /5/), wobei jeder einzelne Term in jeder Koordinatenrichtung separat behandelt wird.

Zur Lösung des Advektionsteils wird das Carlson-Schema (RICHTMYER /6/) eingesetzt. Bei dieser Methode werden in Abhängigkeit von der jeweiligen Transportgeschwindigkeit explizite bzw. implizite Differenzenverfahren angewendet. Für die Diffusionsterme findet ein verallgemeinertes CRANK-NICHOLSON-Verfahren Verwendung /6/. Diese Methode arbeitet je nach Wahl eines Steuerparameters entweder voll implizit oder halb implizit oder auch voll explizit. Der numerische Fehler ist dabei für das halbimplizite Verfahren am geringsten.

Das voll implizite Schema ist dagegen bezüglich der numerischen Stabilitätskriterien am wenigsten eingeschränkt.

An den Rändern des Modellgebietes werden die räumlichen Gradienten der Konzentration konstant gesetzt. Die horizontalen und vertikalen Gitterweiten Δx , Δy , Δz sowie der Zeitschritt Δt sind variabel und können dem jeweiligen Problem angepaßt werden. Darüber hinaus ist die vertikale Gitterweite Δz für jede Modellhöhe frei wählbar ($\Delta z = \Delta z(z)$), d.h., besondere atmosphärische Vertikalstrukturen wie z.B. Inversionsschichten können detailliert erfaßt werden. Die Anzahl der Gitterpunkte ist nicht festgelegt und kann gleichfalls der jeweiligen Problematik angepaßt werden.

Der Senkenterm umfaßt folgende Einzelprozesse: Radioaktiver Zerfall, Deposition, Wash-out und Rain-out.

IV. Verifizierung des Modells mit experimentellem Datenmaterial

Ein wichtiger Punkt für die Anwendbarkeit eines Modells in der Praxis ist die Verifizierung mit experimentellem Datenmaterial. Es liegen bisher aber nur wenige Ausbreitungsversuche vor, bei denen sowohl die meteorologischen Parameter als auch die Konzentrationsfelder räumlich und zeitlich in ausreichendem Umfang und mit ausreichender Genauigkeit gemessen wurden, um damit dreidimensionale zeitabhängige numerische Modelle zu überprüfen.

Zu diesen wenigen verfügbaren Datensätzen zählen neben den Hanfordfield-Experimenten /7/ auch die Ausbreitungsversuche des Kernforschungszentrums Karlsruhe /8/. Eine Reihe dieser Experimente wurde im Rahmen eines vom BMFT finanzierten Forschungsvorhabens für eine vergleichende Untersuchung ausgewertet. Die Experimente in Hanford und Karlsruhe unterscheiden sich sowohl in der Geländerauhigkeit als auch in der Quellkonfiguration, d.h. in der Freisetzungshöhe und -dauer. Somit besteht die Möglichkeit, die Sensitivität eines numerischen und eines analytischen Modells gegenüber diesen Parametern zu überprüfen.

Bei den Ausbreitungsversuchen am Kernforschungszentrum Karlsruhe wurden als Tracer HTO und teilweise auch halogenierte Kohlenwasserstoffe verwendet. Die Freisetzungshöhe betrug 100 m Höhe, und die Emission erfolgte kontinuierlich über ca. 1,5 Std. Die meteorologischen Meßdaten Windgeschwindigkeit und Temperaturprofil wurden an der 200 m hohen meteorologischen Mastanlage registriert. Eine detailliertere Beschreibung findet sich in /8/.

Zur Berechnung der Eingangsparameter für das numerische Modell TRANSLOC muß aus den Daten des Wind- und Temperaturprofils eine Information über den Turbulenzzustand der Atmosphäre abgeleitet werden. Dazu wird in der hier vorliegenden Arbeit der vertikale Diffusionskoeffizient K_z nach einem Ansatz berechnet, der auf Wu /9/ zurückgeht.

$$K_z = \left[\left(\frac{\partial u}{\partial z} \right)^2 + \left(\frac{\partial v}{\partial z} \right)^2 - \frac{g}{T} \frac{\partial \theta}{\partial z} \right]^{1/2} \left[\frac{\alpha z}{1 + \frac{\alpha z}{\lambda}} \right]^2 \quad (3)$$

\bar{T} = mittlere Temperatur der betrachteten Höhenschicht

g = Erdbeschleunigung

θ = potentielle Temperatur

λ = Mischungsweglänge (100m für $\frac{\partial \theta}{\partial z} < 0$, 30m für $0 \leq \frac{\partial \theta}{\partial z} \leq 10^{-4}$, 12,5 m für $\frac{\partial \theta}{\partial z} > 10^{-4}$)

α = von Karmankonstante

Für die horizontalen Diffusionskoeffizienten K_x , K_y liegen keine entsprechenden Bestimmungsgleichungen vor. In der Praxis hat sich der folgende Ansatz bewährt (z.B. /10/):

$$K_x = K_y = 2 K_z^{\max} \quad (4)$$

mit K_z^{\max} = Absolutes Maximum des Diffusionskoeffizienten innerhalb der Grenzschicht.

Ausgehend von dem Datenmaterial des Kernforschungszentrums wurden insgesamt 12 Experimente sowohl mit dem Modell TRANSLOC als auch mit einem Standard-Gaußmodell rechnerisch simuliert.

Die Ergebnisse dieser Rechnungen wurden mit den Meßwerten der Immissionskonzentration verglichen, die in der Regel in Punkten, die in fünf verschiedenen Radien um den Freisetzungs-

punkt angeordnet waren, gemessen wurde.

Um eine Aussage über die Güte der berechneten Konzentrationsfelder machen zu können, wurde das Verhältnis zwischen berechnetem und gemessenem Konzentrationswert für jeden verfügbaren Meßpunkt gebildet.

$$F = \frac{C_{\text{ber}}}{C_{\text{gem}}} \quad (5)$$

Bild 1 zeigt einen Vergleich der Häufigkeitsverteilungen des Faktors F für alle 12 ausgewerteten Experimente.

Die ausgezogenen Linien geben die Ergebnisse für das Modell TRANSLOC wieder, die gestrichelten Linien die Ergebnisse für das Standard-Gaußmodell. Es fällt auf, daß die Abweichungen der mit dem Standard-Gaußmodell berechneten Werte z.T. um viele Größenordnungen höher sind als beim numerischen Modell. Das Maximum der Abweichung bei den mit TRANSLOC ermittelten Konzentrationswerten liegt zwischen 10^{-1} und 10^1 . Die Abweichungen beim Gaußmodell haben hingegen ihr Maximum bei einem Verhältnis $F \leq 10^{-25}$.

Verwendet man anstelle der σ -Parameter, die in der VDI-Richtlinie 2289 /11/ vorgeschrieben werden, die σ -Parameter, die aus diesen und einer Reihe weiterer Experimente spezifisch für das Karlsruher Gelände ermittelt wurden, so erhält man eine wesentlich bessere Übereinstimmung der Ergebnisse (Bild 2). So weist die Abweichung der Konzentrationswerte ein deutliches Maximum bei $F = 1$ auf, und Abweichungen mit einem Verhältnis $F \leq 10^{-10}$ treten im Vergleich zum Standard-Gaußmodell weniger häufig auf.

Analysiert man die in Bild 2 dargestellten Ergebnisse im einzelnen, so zeigt sich, daß bei 8 von 12 Experimenten die Berechnungen mit TRANSLOC Resultate liefern, die eine geringere Abweichung gegenüber den gemessenen Werten liefern als die Ergebnisse des Gaußmodells. Letzteres liefert häufig eine Unterschätzung der experimentellen Daten. In 2 Fällen liegen die Häufigkeitsverteilungen der Abweichungen im gleichen Be-

reich und bei 2 Experimenten liegen die Ergebnisse des Gaußmodells näher bei den Meßwerten.

Neben den Vergleichen der Modelle mit Experimenten des Kernforschungszentrums Karlsruhe wurden auch Tracerversuche, die von den Battelle Northwest Laboratorien auf den Hanfordfields durchgeführt wurden, zur Verifizierung der Modelle herangezogen.

Im Gegensatz zum Gelände in Karlsruhe, das von Wald mit einer Bestandshöhe von ca. 18 m bedeckt ist, handelt es sich bei den Hanfordfields um ebenes Gelände mit lichtigem Steppenpflanzbewuchs von etwa 1 m Höhe. Bei den im folgenden betrachteten Versuchsreihen wurde Kr^{85} mit einer Aktivität von etwa 10 Curie pro Versuch in Bodennähe freigesetzt und gleichzeitig meteorologische Profile und Konzentrationsprofile des Tracers gemessen. Eine detaillierte Beschreibung des Geländes sowie der Gerätebestückung des Meßfeldes wird in /7/ gegeben.

Da es sich bei den Hanford-Experimenten um Momentanfreisetzungen handelt, ist ein zeitunabhängiges Gaußmodell, wie es z.B. nach VDI-Richtlinie 2289 /11/ verwendet wird, zur Simulation solcher Versuche völlig ungeeignet. Deshalb wurden für die Vergleiche eine analytische Lösung, die die Zeitabhängigkeit berücksichtigt, verwendet /4/. Es muß jedoch darauf hingewiesen werden, daß die Anwendung eines zeitabhängigen analytischen Ansatzes auch die Kenntnis der dazugehörigen zeitabhängigen σ -Parameter voraussetzt, da diese sich von den Parametern, wie sie aus stationären Ausbreitungsexperimenten bestimmt werden, mit Sicherheit unterscheiden. Mangels besserer Kenntnis werden aber zur Anwendung der Modelle im allgemeinen die σ -Parameter für stationäre Bedingungen benutzt.

Bei dem Vergleich der Modelle mit den Meßergebnissen interessieren neben der Güte der Simulation des Konzentrationsverlaufs auch die Reproduktion der Advektionsgeschwindigkeit des emittierten Tracers, d.h. die Zeit zwischen der momentanen Freisetzung am Quellpunkt und dem Eintritt des Zählraten-

maximums (Aktivitätsmaximum) an den Meßpunkten in 200 m und 800 m Entfernung.

$$g = \frac{t_{\max}^{\text{exp}}}{t_{\max}^{\text{berechnet}}}$$

Es zeigt sich, daß diese Größe in allen Fällen sowohl vom Gaußmodell als auch von TRANSLOC gut reproduziert wird; sie liegt zwischen folgenden Werten:

TRANSLOC: $0,7 \leq g \leq 2$

Gaußmodell: $0,8 \leq g \leq 2$

wobei in der Mehrzahl der Fälle $g \approx 1$ ist.

Neben dem Vergleich der Advektionsgeschwindigkeit wurde analog zu der Auswertung der Karlsruher Experimente auch für diese Versuche das Verhältnis von gemessener zu berechneter Zählrate F gebildet:

$$F = \frac{\text{gemessene Zählrate}}{\text{berechnete Zählrate}}$$

In der Tabelle I sind die jeweiligen Maximalwerte für F angegeben. Außerdem wurde differenziert zwischen der Art der Temperaturschichtung.

Tabelle I

Stab.Klasse (nach Klug)	Windgeschw. m/s in 1,5 m Höhe	F max	
		TRANSLOC	Gauß
I	1,3 bis 1,5	2 bis 5	0,09 bis 4
III	4,2	0,8 bis 2	0,17 bis 0,33
IV	4,6	0,4	1,85
V	8	2 bis 5	13 bis 43

Es zeigt sich, daß das Gaußmodell die Konzentration bei stabiler Schichtung in kleinen Abständen (200 m) stark überschätzt (0,09) und in großen Abständen (800 m) unterschätzt (Faktor 4), während TRANSLOC die Konzentration dagegen nur leicht unterschätzt. Betrachtet man den Zeitverlauf der Konzentration $c(t)$, so zeigt sich, daß die Breite von $c(t)$ für stabile Fälle von TRANSLOC wesentlich besser wiedergegeben wird als vom Gaußmodell, das die Breite stark unterschätzt (siehe Bild 3, 4). TRANSLOC gibt in diesen Fällen sowohl die Breite als auch den allgemeinen Verlauf von $c(t)$ sehr gut wieder. Dies gilt auch bei neutraler Wetterlage. Die Gauß'sche Breite ist auch hier zu gering, während die TRANSLOC-Rechnung die tatsächlichen Verhältnisse recht gut wiedergibt (siehe Bild 5, 6).

Besonders eklatant sind jedoch Fälle mit hoher Windgeschwindigkeit (> 7 m/s) (Bild 7, 8) und instabiler Wetterlage; hier unterschätzt das Gaußmodell die tatsächliche Maximalkonzentration um nahezu einen Faktor 50, während die TRANSLOC-Rechnungen maximal eine um den Faktor 5 zu niedrige Konzentration liefern.

Im Fall der Hanfordexperimente handelt es sich, wie bereits erwähnt um Bodenfreisetzungen. Da ein wesentlicher Unterschied in der Modellstruktur zwischen Gaußmodellen und TRANSLOC in der differenzierten Berücksichtigung der Vertikalstruktur der Wind- und Turbulenzfelder beim numerischen Modell liegt, ist generell zu erwarten, daß bei Bodenfreisetzungen die Ergebnisse beider Modelle weniger voneinander abweichen, als bei abgehobenen Emissionen. Bei Bodenfreisetzungen sind die größten Unterschiede in den Fällen zu erwarten, bei denen der Austausch mit höheren Luftschichten am intensivsten ist. Dies konnte auch in den Ergebnissen gezeigt werden, die bei hohen Windgeschwindigkeiten und labiler Schichtung, also bei starkem Vertikalaustausch, die größten Abweichungen aufweisen.

Es zeigt sich also, daß das TRANSLOC-Modell dem Gauß-Modell vor allem bei hohen Geschwindigkeiten und instabiler Schichtung eindeutig überlegen ist.

V. Schlußbemerkungen

Aus den durchgeführten Vergleichen folgt, daß die konventionellen Gaußmodelle und das numerische Modell TRANSLOC bei Wetterlagen mit mittleren Windgeschwindigkeiten und Temperaturschichtungen, die nicht extrem von neutralen Bedingungen abweichen, in Teilaspekten durchaus vergleichbare Resultate liefern.

Bei besonders hohen bzw. niedrigen Windgeschwindigkeiten oder bei stark stabiler bzw. stark labiler Schichtung liefert das numerische Modell eindeutig geringere Abweichung von den gemessenen Werten.

Im Hinblick auf die Simulation hypothetischer Reaktorstürfälle, bei denen mit einem zeitabhängigen Emissionsverhalten gerechnet werden muß, sind die Vergleiche mit den Hanford-Experimenten von besonderer Wichtigkeit, da hier ein zeitabhängiges Quellverhalten vorlag. Bei diesen instationären Vorgängen zeigte sich, daß Gaußmodelle nicht nur die Tendenz aufweisen, die Maximalkonzentration überzubewerten (wie z.B. bei stabiler und neutraler Schichtung), sondern daß auch signifikante Unterschätzungen der Immissionswerte in Starkwindfällen auftreten. Gaußmodelle stellen also durchaus nicht generell konservative Abschätzungen dar. Dies ist für die Abschätzung der Dosisbelastung im Störfall außerordentlich wichtig.

Da das Gaußmodell für die zeitabhängigen Fälle generell eine zu schmale Verteilung der Konzentrationswerte liefert, spiegelt es ein kleineres kontaminiertes Gebiet vor, als es den tatsächlichen Gegebenheiten entspricht. Für dieses begrenzte Gebiet wird dann in der Regel eine zu hohe Dosis berechnet. Andererseits unterschätzt das Gaußmodell das Zeitintervall, während dessen eine hohe Strahlenbelastung vorliegt.

Aus den Ergebnissen der Vergleiche mit den Karlsruher Experimenten wurde besonders deutlich, daß die Ausbreitungsparameter des Gaußmodells streng genommen nur für den Ort gültig sind, an dem sie experimentell bestimmt wurden.

Zusammenfassend läßt sich feststellen, daß Gaußmodelle bei einer Reihe von meteorologischen Bedingungen zu schwerwiegenden systematischen Fehlern führen, während das numerische Modell diese Unzulänglichkeiten nahezu vollständig vermeidet.

In diesem Vortrag sind Ergebnisse benutzt worden, die in einem vom Bundesministerium für Forschung und Technologie geförderten Vorhaben erarbeitet wurden.

Wir bedanken uns beim Kernforschungszentrum Karlsruhe für die zur Verfügung gestellten Daten und die freundliche Kooperation.

LITERATUR

- /1/ WASH-1400: Reactor Safety Study; report U.S. Nuclear Regulatory Commission; Nat. Techn. Info Service: PB-248 201.
- /2/ Deutsche Risiko Studie; GRS, Verlag TÜV Rheinland (1979)
- /3/ Klug, W.: Ein Verfahren zur Bestimmung der Ausbreitungsbedingungen aus synoptischen Beobachtungen, Staub 29 (1969).
- /4/ Pasquill, F.: Atmospheric Diffusion London: Van Nostrand Co. (1974).
- /5/ Yanenko, N.N.: The method of fractional steps; Heidelberg: Springer-Verlag 1971.
- /6/ Richtmyer, R.D.; Morton, K.W.: Difference methodes for initialvalue problems. New York: Interscience Publ. 1967.
- /7/ Nickola, P.W.; Ramsdell, J.V.: Detailed time histories of concentrations resulting from puff and short period releases of an inert radioactive Gas: A volume of atmospheric diffusion data.
Battelle Pacific North-West Lab. BNWL-1272, Richland 1970.
- /8/ Thomas, P. et al.: Experimental Determination of the Atmospheric Dispersion Parameters over Rough Terrain, Part. 1.
- /9/ Wu, S.: A Study of lieat Transfer Coefficients in the lowest 400 meters of the Atmosphere.
Journ. geophys. research 70 (1965, Nr. 8, S. 1801.
- /10/ Tangermann, G.: Numerical simulation of air pollutant dispersion in a stratified planetary boundary layer. Atm. Environment 12 (1978), S. 1365-1369.
- /11/ Richtlinie VDI 2289, Vl. 1, Entwurf Sept. 1974.
VDI-Kommission Reinhaltung der Luft, Düsseldorf.

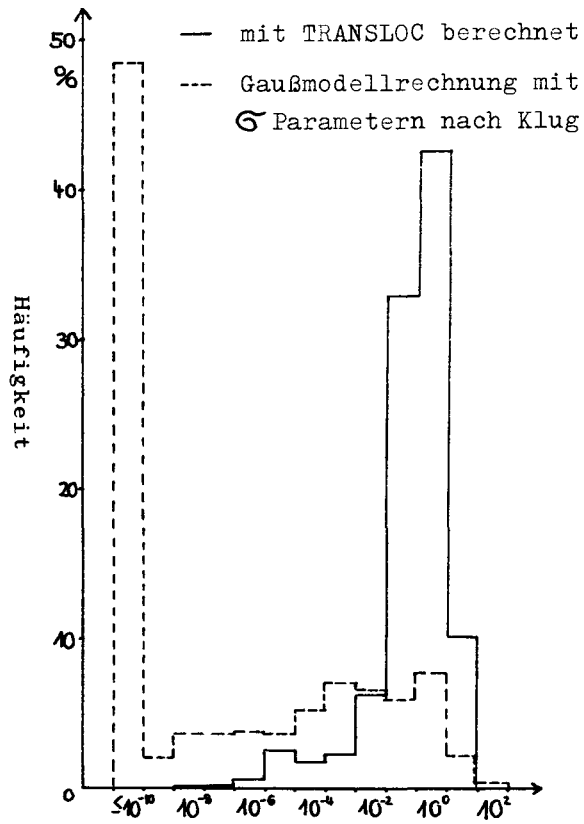


BILD 1 : Vergleich der Häufigkeitsverteilung des Quotienten aus berechneten und gemessenen Konzentrationswerten

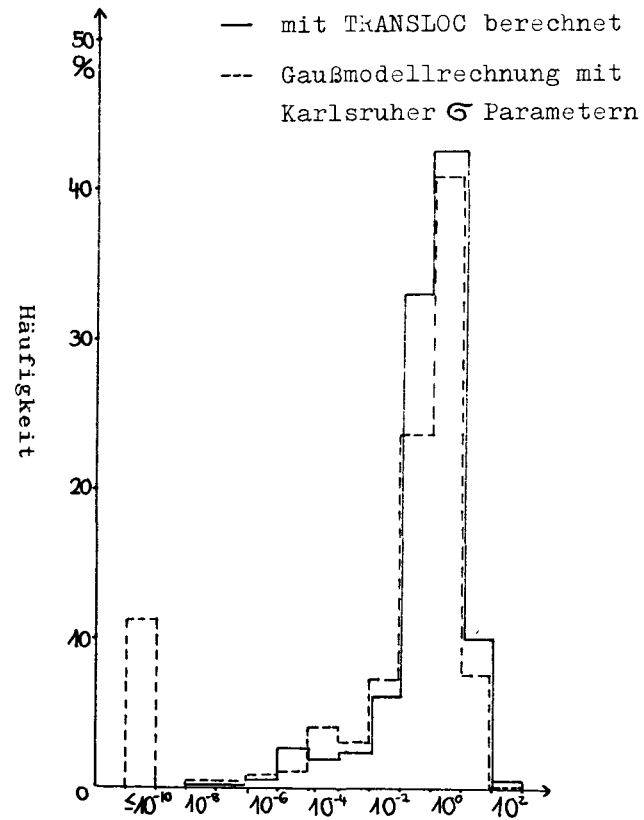


BILD 2 : Vergleich der Häufigkeitsverteilung des Quotienten aus berechneten und gemessenen Konzentrationswerten

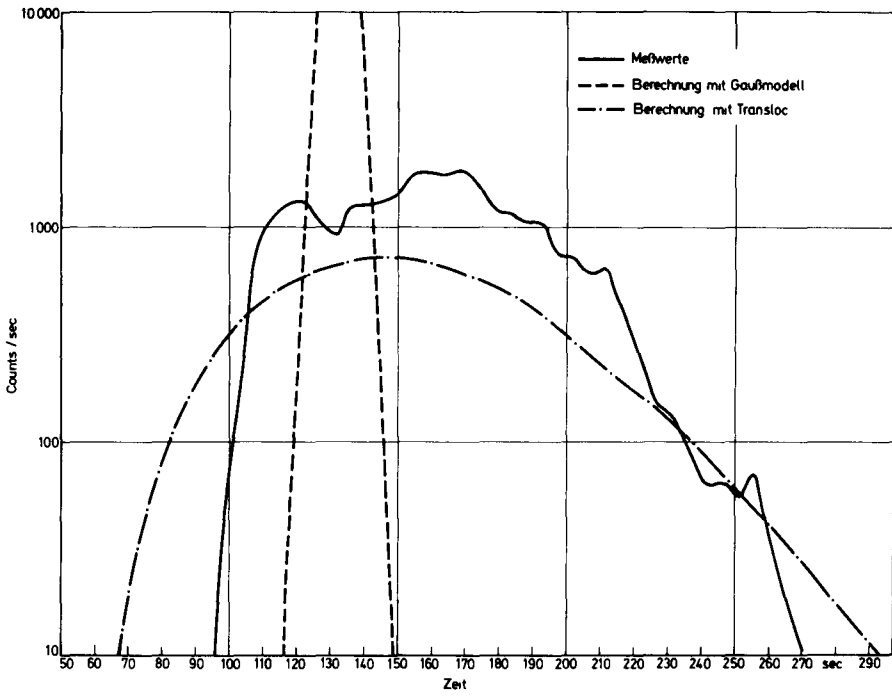


BILD 3 Hanford Experiment P8, Abstand von der Quelle 200m, mittl Windgeschwindigkeit in 1,5m Höhe 1,5m/s, Stabilitätsklasse (Klug) I

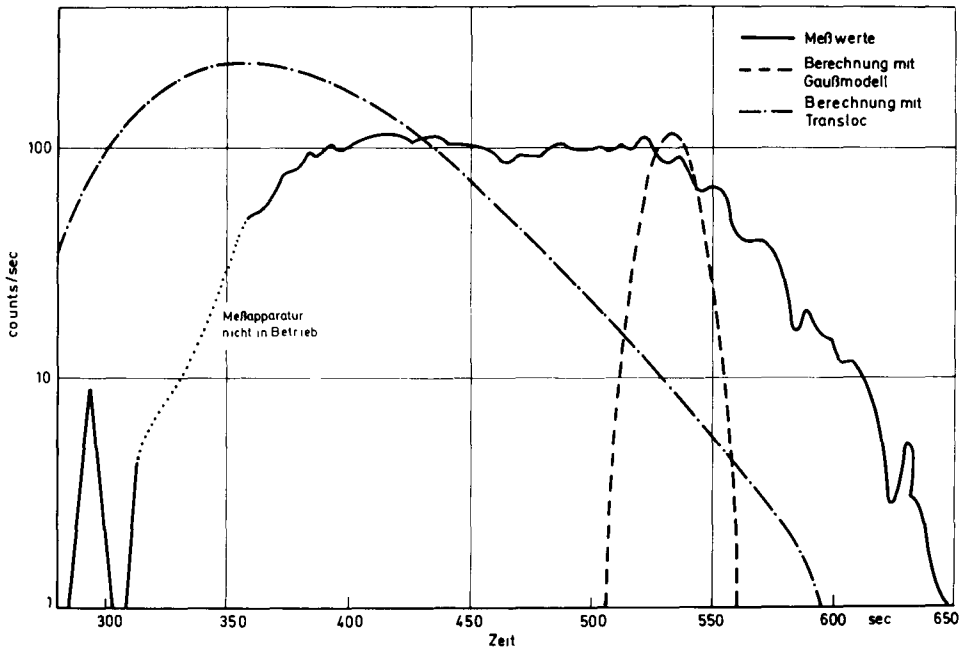


BILD 4 : Hanford Experiment P8; Abstand von der Quelle : 800 m; mittlere Windgeschwindigkeit in 1,5m Höhe : 1,5m/sec, Stabilitätsklasse (Klug) : I

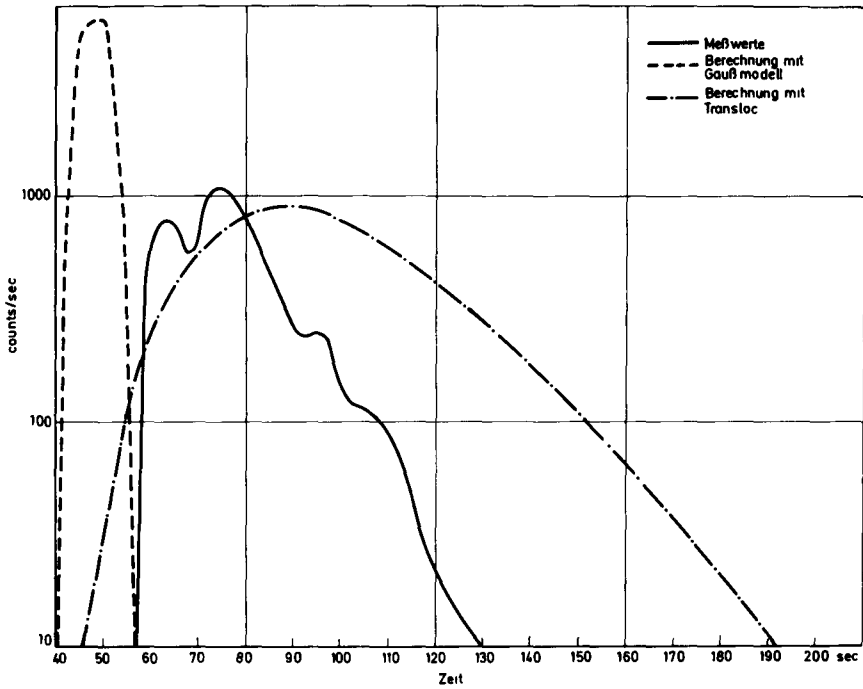


BILD 5 : Hanford Experiment P3; Abstand von der Quelle : 200 m, mittlere Windgeschwindigkeit in 1,5 m Höhe . 4,2 m/sec, Stabilitätsklasse (Klug) : III

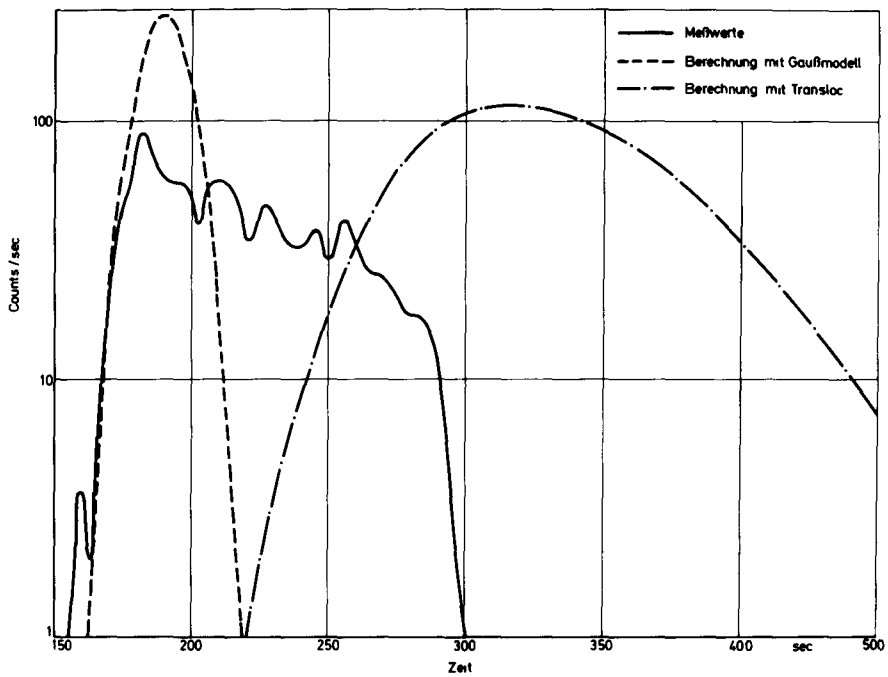


BILD 6 Hanford Experiment P3 ; Abstand von der Quelle : 800 m ;
mittl Windgeschwindigkeit in 1,5m Höhe 4,2m/s , Stabilitätsklasse (Klug) III

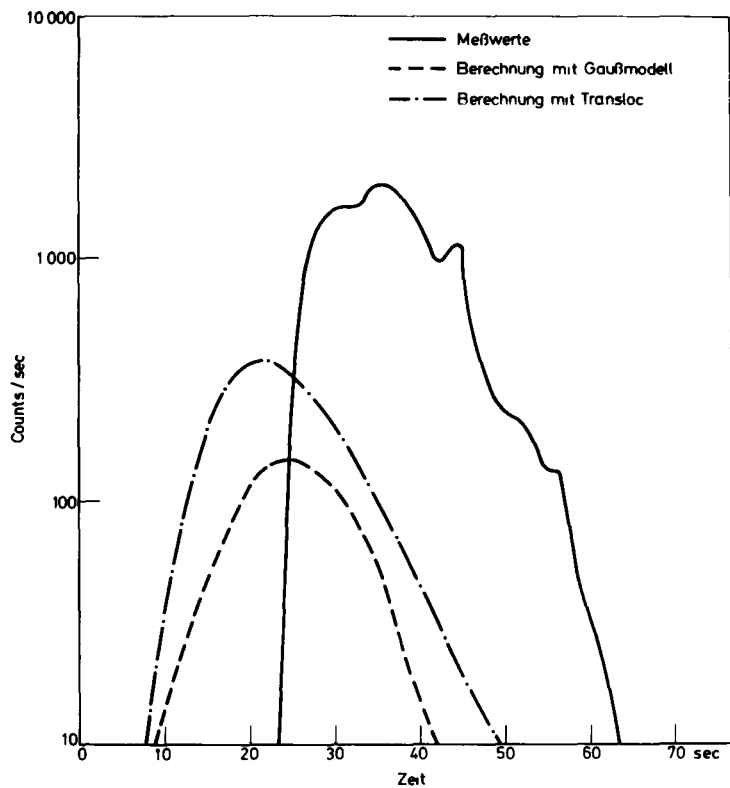


BILD 7 : Hanford Experiment P5 ; Abstand von der Quelle 200m ,
mittl. Windgeschwindigkeit in 1,5m Höhe : 8m/s ;
Stabilitätsklasse (Klug) : V

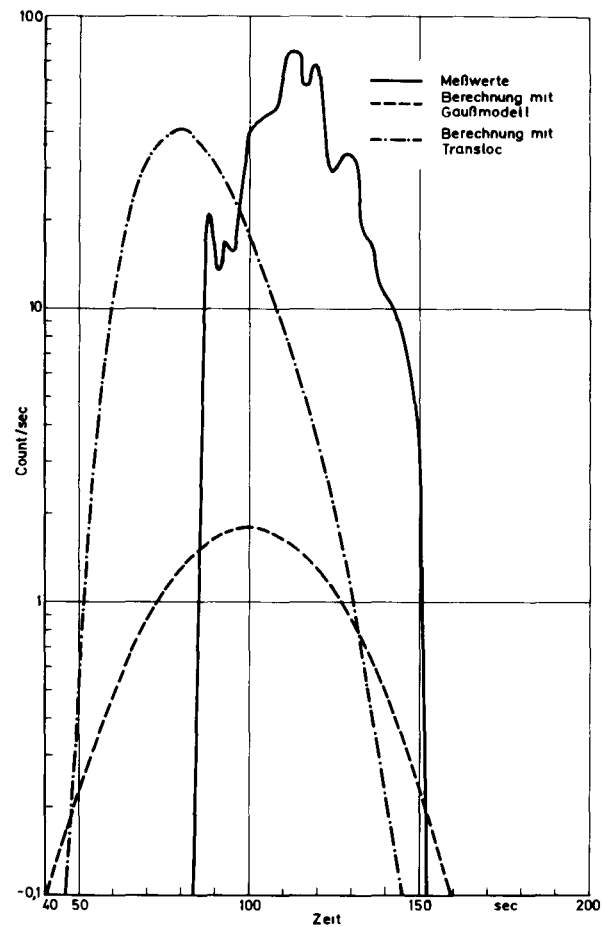


BILD 8 : Hanford Experiment P5 , Abstand von der Quelle : 800m
mittl. Windgeschwindigkeit in 1,5m Höhe : 8m/s
Stabilitätsklasse (Klug) : V

USE OF A PUFF-MODEL TO CALCULATE DISPERSION
FROM A STRONGLY TIME DEPENDENT SOURCE

T. MIKKELSEN, S.E. LARSEN and I. TROEN
Risø National Laboratory
Roskilde - DENMARK

SUMMARY. In studies of a BWR 1 accident, WASH-1400 and RISØ-R-356, the consequences are estimated by use of a Gaussian plume model applied to a 30 min release with constant source strength.

These source specifications were introduced as being equivalent to a more realistic source description, where containment failure due to overpressure results in a large puff, which is followed by a weaker and slowly fading, continuous release.

In the present paper we have compared the concentration pattern resulting from the constant source plume-model with the corresponding pattern from a puff-model, which allows for modelling of a more realistic time variation, of the source specifications and of the dispersing windfield. The puff-model is described, and comparison between the plume and puff model results is given for a number of realistic source and windfield specifications.

RESUME. UTILISATION D'UN MODELE A BOUFFEE POUR CALCULER LA DISPERSION A PARTIR D'UNE SOURCE VARIANT FORTEMENT AVEC LE TEMPS. Dans des études d'un accident de réacteur BWR 1 (WASH-1400 et RISØ-R-356), les conséquences sont évaluées au moyen d'un modèle de panache gaussien appliqué à un rejet de 30 minutes par une source d'intensité constante.

Ces spécifications de la source sont considérées comme équivalentes d'une représentation plus "réaliste" de la source dans laquelle une rupture de confinement due à une surpression libère une grosse bouffée suivie de rejets continus moins abondants et s'affaiblissant lentement.

Dans la présente communication, on compare le schéma des concentrations résultant d'un modèle de panache de source constante au schéma correspondant obtenu avec un modèle à bouffée qui permet de modéliser le phénomène, plus proche de la réalité, des variations dans le temps des caractéristiques de la source et du champ de vent responsable de la dispersion. On décrit le modèle à bouffée et on en compare les résultats à ceux du modèle de panache, pour un certain nombre de situations "réalistes" de la source et du champ de vent.

KURZFASSUNG. ANWENDUNG EINES PUFF-MODELLS ZUR BERECHNUNG DER DISPERSION VON EINER STRENG ZEITABHÄNGIGEN QUELLE. In den Untersuchungen von Reaktorunfäl-

len beim BWR 1, in den Berichten WASH-1400 und RISØ-R-356, werden die Auswirkungen einer 30-minütigen Ableitung bei konstanter Quellstärke mit Hilfe eines Abluftfahnenmodells (GAUSS'sche Verteilung) abgeschätzt.

Diese Spezifizierung der Quelle wurde im Interesse einer realistischeren Quellenbeschreibung vorgenommen, bei der ein auf Überdruck zurückzuführendes Versagen am Sicherheitsbehälter zu einer erheblichen momentanen Aktivitätsfreisetzung führt, auf die eine schwächere, langsam abflauende kontinuierliche Ableitung folgt.

Im vorliegenden Bericht werden die auf dem Modell mit konstanter Quelle beruhenden Konzentrationsverteilungen mit den entsprechenden Verteilungen für das Puff-Modell verglichen; letzteres ermöglicht es, realistischere zeitliche Änderungen, detaillierte Angaben zur Quelle und das dispergierende Windfeld zu berücksichtigen. Das Puff-Modell wird beschrieben; für eine Reihe von realistischen Quellen- und Windfeldspezifizierungen wird ein Vergleich der Ergebnisse aus den beiden Modellen vorgenommen.

1. INTRODUCTION

Dispersion of material from hypothetical BWR1-accidents and other large accidents from nuclear power plants are most often modelled by means of a standard Gaussian plume model, see e.g. WASH-1400 [1] and Risø-R-356 [2]. The reason for this is of course that this model by far is the best understood and easiest to implement of the available dispersion models.

However, model studies of such accidents do constitute attractive test cases for puff-models, since these models in principle are able to cope better with the instationary and inhomogeneous situations, which are often of interest in connection with calculations used to estimate the consequences of the accidents.

Instationarity and inhomogeneity enters in the considerations on two counts:

- a) The source specification: Although both WASH-1400 and Risø-R-356 treat the source as being of constant strength for a given period, it is certainly possible that containment failure following a sudden overpressure within the containment will result in a strongly time varying source.
- b) The atmospheric conditions: Those are often considered strongly stable, and for such conditions it is known that although they show little turbulent diffusion, the wind field will exhibit slow variations in time and space, the so-called meandering.

To study the importance of these phenomena, we have compared the dose estimates from a standard Gaussian plume model and a Gaussian puff-model. Both models were applied to a real time series of wind data at stable conditions. The data were obtained from the Risø meteorological tower and the dose com-

parison was made at a distance of 20 km from the source, roughly corresponding to the distance between Copenhagen and a nuclear power plant in Barsebäck in Sweden, a reactor which was the hypothetical source in Risø-R-356 [2].

1.1. Source considerations

Besides the constant source specification used in WASH-1400 and Risø-R-356, no attempt has been made to estimate the time dependency of the source resulting from a hypothetical BWR-1 core-melt accident. As discussed in [3], especially the buoyancy flux has a significant influence on the downwind ground-level concentration, since the buoyancy flux determines the final lift height in the stable stratified atmospheric environment considered. Trying to estimate the time dependency of an efflux, one could imagine that a containment failure due to overpressure would result in an initially large "puff-release", followed by a weaker and slowly fading continuous plume release. Depending on the energy released in the initial puff, this could through its high buoyancy content separate from the weaker continuous plume release, and thus in modelling the release one would have to deal with both plume and puff-lift separately. Using an expression for puff-lift in a stable atmospheric environment [4,5] we found that an initially separated puff required approximately 8 times the energy delivered to a corresponding plume segment in order to reach the lift height of an equivalent continuously released plume segment. The reduction in puff lift height is due to the fact that an isolated puff entrains ambient air through a larger surface than does a plume segment. It is seen that the initial puff requires a very large fraction of the total released power (19 MWh) in order to separate effectively from the plume. On this background and bearing in mind the relatively larger uncertainties on puff-lift estimates relative to plume lift [4,5], we decided to consider buoyant lift in connection with a BWR-1 accident totally by means of plume lift formulas. Since these formulas assume a constant buoyancy flux, our approach therefore presupposed that the source can be considered pseudo-stationary

with respect to lift calculations.

Several functional forms for a time-dependent release can be postulated. We suggest here an exponential decaying strength of mass $Q(t) = Q_0 e^{-t/\tau}$ and heat $P(t) = P_0 e^{-t/\tau}$ for the following reasons:

- 1) The exponential decreasing time-dependency is to a first approximation in agreement with outflow limited through a crack or hole from a pressurised container.
- 2) It has one independent parameter only, the time constant τ by which the release process can be characterised. Conservation of total mass and heat corresponding to the $\frac{1}{2}$ hour constant flux release is facilitated by specifying the initial values of mass flux Q_0 and heat flux P_0 by

$$Q_0 = Q_C \frac{1800}{\tau} \quad (\tau \text{ in s})$$

$$P_0 = P_C \frac{1800}{\tau}$$

Q_C and P_C are the $\frac{1}{2}$ hour const mass flux 160 kgs^{-1} and heat flux 38 MW , respectively. The heat flux is obtained from WASH-1400, while the associated mass flux is based on an unpublished study at Risø.

- 3) The exponential decaying process can easily be treated analytically when applied with the Gaussian plume model.

1.2. The dispersing wind field

In WASH-1400 and in Risø-R-356 it is assumed that the radioactive material from an accident is released to the atmosphere during half an hour. The total release is then treated as a plume segment following the mean wind and diffusing as a standard Gaussian plume [6]. By means of the now developed puff

model it is possible to reconsider some of the weather situations of type "Pasquill F + G" that were recorded at Risø's meteorological tower. The weather situations were selected according to a minimum duration of 3 hours and wind speed between 1 and 3 ms^{-1} , cf. Risø-R-356. In contrast to a conventional Gaussian plume model which deals with turbulent diffusion around one mean wind vector, our puff model requires as input data a time serie of the actual wind field. As a representative calculation example, we have selected case no. 2 from fig. 3.2 in Risø-R-356 [2] as appropriate for a closer case study since this is a situation with little uniform turning of the wind direction. The wind field is recorded as 10 min. mean measurements of the wind vector starting at 11:30 p.m. on May 23 1975. During the first 6 hours, the mean wind-speed \bar{u} was 1.16 ms^{-1} and mean direction 58 degrees. Further, processed through a 10 min. moving average filter we have standard deviations of the directional fluctuations from a fast responding vane. For the 6 hours considered, the R.M.S. level was $7^{\circ}1$ corresponding to a lateral intensity of turbulence $i_v = \sqrt{v'^2}/\bar{u} \approx 0.12$. The average vertical lapse rate $\partial\bar{\theta}/\partial z$ measured between 11 and 117 m was 0.03 K/m characterising the atmosphere as very stable. According to the lateral intensity however, the stability is rather "moderate stable" (Pasquill D-E [7]), we shall return to this point later.

2. GAUSSIAN-PLUME MODEL WITH EXPONENTIAL DECAYING SOURCE STRENGTH APPLIED TO A STABLY STRATIFIED ATMOSPHERE

When the mass and heat release from a source decreases, the surface concentration at a given distance downwind will decrease as the mass-source weakens, while it will increase because the plume gets closer to the surface. These two effects are common for a continuous plume - and a puff-model. However, they can be estimated analytically for a continuous plume model. To get an impression of this combined effect we therefore start

by considering the downwind surface concentration calculated from a Gaussian plume model [6], when the source strength for heat and mass decays exponentially with time t .

With total ground level reflection, the plume centreline ground level concentration at a downwind distance x is given by:

$$\chi_{z=0} = 2 \chi_{z=\Delta h} e^{-\frac{1}{2} \left(\frac{\Delta h}{\sigma_z(x)} \right)^2} \quad (1)$$

where Δh is the plume height and $\sigma_z(x)$ is the vertical standard deviation of the plume concentration. $\chi_{z=\Delta h}$, the plume centreline concentration at height $z = \Delta h$, is given by:

$$\chi_{z=\Delta h} = \frac{Q(t)}{2 \pi \bar{u} \sigma_y(x) \sigma_z(x)} \quad (2)$$

where $\sigma_y(x)$ is the lateral standard deviation of the plume concentration.

The plume lift in a stable atmosphere is taken as [3]

$$\Delta h \approx 2.9 \left(\frac{F}{\bar{u} S} \right)^{1/3} \quad (3)$$

where the buoyancy flux, F , can be estimated from the source heat flux P through

$$F = 8.9 P [\text{m}^4 \text{S}^{-3}] \quad (P \text{ in MW}) \quad (4)$$

S is a stability parameter given by

$$S = \frac{g}{T_0} \frac{\partial \theta}{\partial z} \quad (5)$$

where θ is the potential temperature, T_0 the scaling

temperature and g the acceleration due to gravity.

To obtain a level of reference when the Gaussian plume model is forced by an exponential decaying source, we shall consider first the situation, where the source is constant for half an hour, as specified for the BWR-1 case in Risø-R-356. With the conditions as stated in section 1.1, the constant heat flux of 38 MW results in a lift height $\Delta h_c \approx 194$ m. As stated in the introduction, we wish to study the situation 20 km downwind from the source. We have here for the Pasquill-F stability category considered σ_y (20 km) ≈ 500 m and σ_z (20 km) ≈ 60 m [6,7]. From eq. (1), the $\frac{1}{2}$ hour constant source centreline concentration can be calculated to $7.9 \cdot 10^{-3} \text{ g m}^{-3}$ and hence the corresponding $\frac{1}{2}$ hour concentration dose $D_c = 14.2 \text{ gsm}^{-3}$.

Turning to the case with exponential decaying source strength, the equation for buoyancy flux (4) reads

$$F(t) = F_0 e^{-t/\tau} \quad (6)$$

where F_0 is the initial buoyancy flux corresponding to the initial heat flux P_0 . The lift height, eq. (3), consequently becomes

$$\Delta h(t) = \Delta h_0 e^{-t/3\tau} \quad (7)$$

Substituting this and the corresponding expression for mass efflux $Q(t) = Q_0 \cdot e^{-t/\tau}$ into eq. (1), we obtain

$$\chi_{z=0}(x,t) = \frac{Q_0}{\pi \bar{u} \sigma_y \cdot \sigma_z} e^{-t/\tau} e^{-\frac{1}{2} \left(\frac{\Delta h_0}{\sigma_z} \right)^2} e^{-2t/3\tau} \quad (8)$$

From (8) it is seen that the concentration reaches a maximum at a time, t_m , given by

$$\frac{t_m}{\tau} = -\frac{3}{2} \ln(3(\sigma_z(x)/\Delta h_o)) \quad (9)$$

The condition for having a solution: $3(\sigma_z/\Delta h_o) < 1$ implies that τ must be less than ~ 3 hours 15 min., when considered at $x = 20$ km ($\sigma_z = 60$ m).

For successively smaller values of τ , t_m , increases monotonously from zero until it reaches a maximum at ~ 1 hour 14 min. t_m is equal to τ here. For smaller τ , t_m now monotonously decreases back toward zero again. Inserting eq. (9) in eq. (8) in order to find the peak-value of the centreline ground level concentration, we get

$$\chi_{z=0}(x, t_m) = \frac{Q_o}{\bar{u} \pi \sigma_y \sigma_z} 3^{3/2} \left(\frac{\sigma_z}{\Delta h_o}\right)^3 e^{-3/2} \quad (10)$$

and since Δh_o varies with τ to the power $-1/3$ and Q_o to the power -1 , this maximum becomes independent of τ .

Expressed in terms of the plumes centreline concentration at $t = 0$: $\chi_{z=\Delta h_o}$, we have

$$\chi_{z=0}(x, t_m) = 3^{3/2} \left(\frac{\sigma_z}{\Delta h_o}\right)^3 e^{-3/2} \left[2\chi_{z=\Delta h_o} \right] \quad (11)$$

Relative to the $\frac{1}{2}$ hour constant source ground level concentration, which is given by

$$\chi_{c, z=0} = 2\chi_{z=\Delta h_c} \cdot e^{-\frac{1}{2}\left(\frac{\Delta h_c}{\sigma_z(x)}\right)^2} \quad (12)$$

the peak concentration becomes

$$\chi_{z=0}(x, t_m) = 3 \left(\frac{\sigma_z}{\Delta h_c}\right)^3 e^{-3/2} e^{\frac{1}{2}\left(\frac{\Delta h_c}{\sigma_z}\right)^2} \quad (13)$$

At fig. 1, the ground level concentration as function of plume passing time, or exposure time, t , is at $x = 20$ km shown for three different choices of τ . Also shown is the constant source concentration level.

The bar drawn over the peaks of the concentrations indicates the range for the position of the maximum, when τ is varied between 0 and ~ 3 h 15 min.

We obtain the total plume passage concentration dose at ground level D_p [gsm⁻³] by integration

$$D_p = \int_0^\infty \chi_{z=0}(x, t) dt \quad (14)$$

Inserting eq. (8) and by use of the substitution $y = e^{-\frac{2}{3} \cdot t/\tau}$ we then find

$$D_p = 3\sqrt{2} \left(\frac{\sigma_z}{\Delta h_c}\right)^3 \gamma\left[\frac{3}{2}, \frac{1}{2}\left(\frac{\Delta h_c}{\sigma_z}\right)^2\right] \quad (15)$$

where γ , the incomplete gamma function is defined as

$$\gamma[1+n,a] \equiv \int_0^a x^n e^{-x} dx \quad (16)$$

For τ less than and equal to approximately 1800 s, $\gamma\left[\frac{3}{2}, \frac{1}{2}\left(\frac{\Delta h_0}{\sigma_z}\right)^2\right]$ is close to $\sqrt{\pi}/2$, when considered at $x = 20$ km.

Relative to the $\frac{1}{2}$ hour constant source dose D_c (14.2 gsm^{-3}) we then find, with $\tau = 1800$ s say, that the exponential decaying source model gives a dose enhanced by a factor $F_D = D_p/D_c$ of ~ 21 . This factor decreases proportionally with τ and for $\tau \approx 1$ min. 30 s, the $\frac{1}{2}$ hour constant source model and the exponential decaying source model yields equal doses at the downwind distance considered. In the unrealistic extreme, where τ is of the order of days, Δh_0 tends to zero and the enhancement factor is approx. 186. Compare also the areas under the curves in fig. 1 with the shaded area under the $\frac{1}{2}$ hour constant source level.

3. PUFF-MODEL WITH EXPONENTIAL DECAYING SOURCE STRENGTH APPLIED TO A STABLY STRATIFIED ATMOSPHERE

The technique in puff-model computations is to generate puffs with specified release rates in a specified grid. The individual puffs are advected by the wind field \underline{v} , which in general is a specified function of coordinate \underline{r} , time t and averaging time t_{av} . We write

$$\underline{v} = \underline{v}(\underline{r}, t, t_{av}) \quad (17)$$

To compute the growth and buoyancy lift of all the puffs it is necessary to have a simultaneous specification of the turbu-

lence intensity and the atmospheric stability.

Once the advection and size of all puffs has been calculated, updated grid concentrations $\chi(x_g, y_g, z_g)$ are obtained at each grid point (x_g, y_g, z_g) by summing up all the contributions from the puffs in the grid.

Assuming Gaussian distributions and total ground reflection the formula for the concentration in grid point (g) from puff number (i) is given by:

$$\chi_i(x_g, y_g, z_g) = \frac{Q(i)}{(2\pi)^{3/2} \sigma_p^2(i) \sigma_z(i)} \exp\left[-\frac{1}{2}\left(\frac{x_g - x_c(i)}{\sigma_p(i)}\right)^2 + \left(\frac{y_g - y_c(i)}{\sigma_p(i)}\right)^2\right] \times \left[\exp\left(-\frac{1}{2}\left(\frac{z_g - z_c(i)}{\sigma_z(i)}\right)^2\right) + \exp\left(-\frac{1}{2}\left(\frac{z_g + z_c(i)}{\sigma_z(i)}\right)^2\right)\right] \quad (18)$$

where

- $Q(i)$: Release fraction in puff no. (i) (unit mass), which in turn is given by: (Release rate from the source [mass/time]) × (elapsed time between puff-release [time]).
- $x_c(i), y_c(i), z_c(i)$: Centre coordinates of puff no. (i).
- $\sigma_p(i), \sigma_z(i)$: Puff-sizes in horizontal and vertical plane, respectively.

Literature studies were carried out to find the most appropriate implementation scheme for the general model structure

described above. The mesoscale model described by Start and Wendel [8] was important in the development of the puff model to its present stage.

An objection to the Start and Wendell model is, however, that the puff size estimates are taken from the Pasquill classification schemes for continuous releases [6] and as such they do not constitute an appropriate approach for the estimation of the relative diffusion responsible for the instantaneous puff-size.

In the present puff model we apply the theory for relative diffusion suggested by Smith and Hay [10] to calculate the puff size on the basis of turbulence intensity data together with data on the mean wind field used to advect the puffs.

The advection scheme is, so far, based on wind data measurements at a single point only. The utilization of one point measurements for describing the dispersion of airborne material at distances far from the point of measurement requires a high degree of coherence over the distances of interest. Pielke and Panofsky [11] used a statistical description of the time-space behaviour of turbulence by suggesting that the coherence has the form

$$\text{coh}(n) = \exp(-a \frac{nD}{\bar{u}}) \quad (19)$$

for transverse as well as longitudinal displacements with respect to the mean wind direction. Here, n is the frequency in Hz, \bar{u} the mean wind speed in m/sec, D the displacement in m and a is a dimensionless "decay parameter" of the order 10 [12]. We find as an estimate of the shortest averaging time ΔT for a puff model using single point wind measurement the following equation

$$\Delta T \approx 10D/\bar{u} = 10 \cdot 20,000[\text{m}] / 1.16[\text{ms}^{-1}] \approx 48 \text{ hours} \quad (20)$$

Running the puff model on the basis of wind vectors averaged

over time intervals ΔT would result in a quasistationary concentration distribution featuring no improvements relative to the application of an ordinary Gaussian plume model. We therefore take averages over much shorter time intervals (10 min.) and accept the fact that an instantaneous puff picture computed in this way is comparable to the real plume only in the following statistical sense: Based on the assumption that the size of the puffs is always essentially smaller than their downwind distance of travel, their "centre of mass" fluctuations, as is the case with single particle diffusion [9], will effectively encounter contributions only from eddies with time scales of the order of and larger than their time of travel. Each puff's trajectory, which is explicitly modelled by the advection scheme, then can be perceived as one realisation of the single particle trajectory calculation, which by ensemble averaging generates the downwind distribution function as in absolute diffusion. By proper treatment of also the relative diffusion associated with the individual growth of puffs, we should in principle be able to reproduce a distribution function as was it calculated by single particle diffusion alone. However, a problem is that the dispersing wind field is based on a one point measurement only and consequently, it does not contain the proper spatial variability. For situations where the total dispersion is essentially contributed to from the "centre of mass" fluctuations and the relative diffusion of the puffs thus plays only an insignificant part, we must expect that the standard deviation of the calculated distribution function be under-estimated by a factor of the order $\sqrt{\beta}$, where β is the ratio between the Lagrangian and Eulerian integral time scales.

Work is proceeding in order to improve the single point wind data method. Advection of puffs on mesoscale distances is intended to be dealt with by means of an "objective" wind field analysis based on simultaneous measurements of wind data from a network of meteorological towers, as described e.g. by Wandel [13].

The movements of the puffs relative to each other and hence the dispersion is as discussed above neither negligible on the re-

gional or microscale discussed. As an alternative to use of the unavailable true wind field \underline{v} , we also investigate a 1. order autoregressive computational scheme, which seems promising for the simulation of both spatial and temporal variability of a dispersing wind field, see Appendix A for a further discussion hereof.

It should be pointed out that the application of single point measurements used here as input to the model limits its validity to situations in which the turbulence can be assumed to be horizontal homogeneous. Consequently, it is important to make sure that the record of single point measurements used in a simulation is representative for the properties of turbulence for the whole area in question. In the following horizontal homogeneity is therefore assumed.

3.1. Theory

We will briefly describe the scheme for dispersion calculations based on the Eulerian single point representation of the wind field discussed in the introduction.

The wind field in eq. (17) now becomes independent of the position \underline{r} and we obtain a vector sequence of 10 min. averaged velocities $\underline{V}_{10}(t_n)$ by means of which all puffs released at discrete time t_n are advected.

An extensive set of measurements of the dispersion of very short plume segments released from elevated sources was reported by Högström [14]. From this we have given a relation between the long term averaged plume width σ_G and the puff size σ_p , by taking into account the variance σ_c^2 of the lateral displacement of puff centres from the mean wind direction

$$\sigma_G^2 = \sigma_c^2 + \sigma_p^2 \quad (21)$$

where

$$\sigma_c^2 = \frac{1}{n-1} \sum_{i=1}^N y_i^2 \quad (22)$$

In equation (22) y_i is the transversal distance of the centre of puff (i) from the line defined by the mean wind direction of travel, after travelling time T.

The scatter of a puff's centre position is now explicitly modelled by the fluctuations in \underline{V}_{10} through the advection scheme. The model sensitivity to the choice of averaging time of the windfield $\underline{V}_{t_{av}}$, can be found by an examination of Taylor's expression for single particle diffusion [9]. From here it can be seen that once the travelling time T of puffs exceeds t_{av} , $\overline{y_i^2}$ becomes insensitive to the choice of t_{av} [15]. With $\bar{u} = 1.16$ m/s and with $t_{av} = 10$ min. the model becomes insensitive to t_{av} after approximately 1 km of travel from the source.

3.2. The size and growth of the puffs

Smith and Hay [10] derived in their 1961 paper an expression for the growth rate of a puff with an isotropic Gaussian density distribution embedded in homogeneous and isotropic turbulence.

By considering only times beyond the initial stage, i.e. $\bar{u} t \gg \sigma_p$, where σ_p is the standard deviation of the puff, their equation for the growth rate in terms of the Eulerian energy spectrum function of turbulence $E(k)$, becomes

$$\frac{d\sigma_p}{dt} = \frac{\pi}{3} \frac{\beta_t}{\bar{u}} \int_0^\infty E(k) \frac{1 - e^{-\sigma_p^2 k^2}}{\sigma_p k} dk \quad (23)$$

Here k is the wave number in radians per unit length and $\beta_t = \frac{3}{4}\beta$, where β , the ratio between the Lagrangian and Eulerian time

scales, is around 4.

The weighting function $(1 - e^{-\sigma_p^2 k^2})/\sigma_p k$ in eq. (23) is in effect a "bandpass filter", which accentuates that part of the 3-dimensional spectrum which is most effective in determining the rate of growth of a cluster.

The finite size of the cluster is taken into account by the "roll off" on the low frequency size of the weighting function. The "roll off" on the high-frequency side represents the diminishing contribution to the dispersion, as the eddy size decreases to a magnitude small compared to the dimension of the cluster.

By assuming an exponential Eulerian auto-covariance function, numerical evaluation of (23) shows that the maximum value of $d\sigma_p/dx$ is well approximated by

$$\left(\frac{d\sigma_p}{dx}\right)_{\max} = \frac{2}{3} \beta_t i^2 \quad (24)$$

where i is the intensity of turbulence $(\overline{u'^2})^{1/2}/\bar{u}$. u' is the vector component of the eddy velocity. Smith and Hay show that the rate of expansion downwind is almost constant and equal to the maximum value $(d\sigma_p/dx)_{\max}$ over a wide range of σ_p/ℓ , where ℓ is the turbulent length scale. Hence, eq. (24) constitutes a simple practical formula for evaluation σ_p , once an estimate of the intensity i is given.

Pasquill [9] suggests that the relation $\beta_t \cdot i \approx 0.33$, due to Wandel and Kofoed-Hansen [16], should be adopted for consistency between the similarity and statistical theory of turbulence. Substitution of this β_t in (24) yields

$$\left(\frac{d\sigma_p}{dx}\right)_{\max} = \frac{2}{3} \beta_t \cdot i^2 \approx 0.22 \cdot i \quad (25)$$

Pasquill also considers the data obtained by Högström [14] carried out under "very stable" atmospheric conditions at an intermediate downwind range (50-5000 m). He finds a discrepancy between eq. (25) and averaged data from the two sites Ågesta and Studsvik of the order -27% and +11%, respectively.

The conclusion derived from the above referred analysis is that there seems to exist a good correlation between the growth of puffs and the intensity of turbulence, which is not surprising because the parameter \underline{i} itself contains information about other meteorological parameters such as surface roughness (shear production) and atmospheric stability. In some atmospheric workbooks, e.g. Slade [7], \underline{i} alone is consequently applied as a quantitative stability measure, corresponding to Pasquill A through F type of stability classes.

Since eq. (25) needs only the parameter \underline{i} as input for the determination of $\sigma_p(x)$, it has been implemented in the puff model to give an estimate of horizontal puff sizes as function of distance travelled. For travel times spread over 5 - 6 orders of magnitude, Gifford [17] finds an overall fit to observed puff sizes $\sigma_p \propto t^{1.2}$ as a good compromise for the whole range. On this basis we find the use of a linear growth, eq. (25), to be a reasonable choice. In our calculations we have used an intensity based on the crosswind eddy velocity $i_v = (\overline{v'^2})^{1/2} / \bar{u}$ which to a good approximation is equal to the r.m.s. value of the angular response $i_\theta \approx (\overline{\theta'^2})^{1/2}$, as measured by the sensitive vane mentioned in the introduction.

Note that the averaging time and the time over which $(\overline{\theta'^2})^{1/2}$ is calculated, are both equal to 10 min. Hereby, we have accomplished that the part of the dispending turbulent spectrum which is not accounted for explicitly (by the scatter in puff-centres), is accounted for implicitly by relative diffusion, and visa versa.

In summary, after N advection steps of duration t_{av} , the horizontal puff size in the puff model is given by

$$\sigma_p = \sigma_p(0) + 0.22 t_{av} \sum_{n=1}^N i_v(n) | \underline{v}_{t_{av}}(n) | \quad (26)$$

where $i_v(n)$ and $\underline{v}_{t_{av}}(n)$ are the n 'th intensity and n 'th velocity vector, calculated from the one point velocity measurement, with averaging time t_{av} . $\sigma_p(0)$, the initial horizontal puff size, is set to 10 m.

In vertical direction, puffs are lifted in accordance with Briggs [3] plume rise theory. Puff rise of the individual puffs Δh_i as function of puff distance travelled s_i , is calculated by

$$\Delta h_i = 1.8 F_i^{1/3} \bar{u}^{-1} s_i^{2/3} \quad (27)$$

where F_i is the buoyancy flux averaged over the time between release of puff no. $i-1$ and i . Puffs follow the trajectory given by (27) until the final plume height Δh_{max} eq. (3) also used with the Gaussian plume model, is reached.

In the stable stratified atmosphere, puffs grow much more readily in the horizontal direction than in the vertical. The vertical puff size, and thus the total vertical plume size as function of downwind position, is introduced through the vertical dispersion coefficient, $\sigma_z(s)$, corresponding to a Pasquill-F category [6]. This dispersion coefficient is implemented in the puff model by fitting an exponential auto correlation as described by Neumann [18] resulting in

$$\sigma_z(s) = \overline{w'^2} t_\ell \left(\frac{s}{\bar{u}} - t_\ell \left(1 - e^{-s/\bar{u} \cdot t_\ell} \right) \right) \quad (28)$$

where $\overline{w'^2}$ is the variance of the fluctuating vertical wind speed component w' and t_ℓ the Eulerian turbulent time scale.

By relating $\overline{w'^2}$ and t_λ to the vertical Pasquill-F dispersion coefficients at two fixed points (s_1, σ_1) and (s_2, σ_2) , followed by a differentiation of eq. (28) and subsequent eliminating of the explicit dependency of the distance of travel s as outlined in Troen et. al. [19], we get

$$\frac{d\sigma_z}{ds} = \frac{1}{2\sigma_z} \left(\frac{\sigma_2}{s_2} \right)^2 \left(1 - e^{-\sqrt{(1+2 \sigma_1^2/\sigma_2^4 \cdot s_2^2/s_1^2 \cdot \sigma_z^2)^2 - 1}} \right) \quad (29)$$

Using the fixpoints $(s_1, \sigma_1) = (100 \text{ m}, 2.3 \text{ m})$ and $(s_2, \sigma_s) = (20 \text{ km}, 60 \text{ m})$ we introduce by the use of eq. (29) a maximum relative error of the order of 10% occurring at $s \sim 1 \text{ km}$. This error of approximation vanishes at the fixpoint s_2 but reappears for s of order of 50 km and increases thereafter. As with σ_p , the vertical initial puff size is set to 10 m. The mass attributed to puff no. i is, as with the buoyancy, calculated by summing the source mass flux $Q(t)$ over the time between release of puff no. $i-1$ and i .

Fig. 2 shows the development of a puff chain controlled by the wind at the source point. The time between release of puffs is 200 s, hence 3 puffs are advected with each consecutive 10 min. averaged wind vector. With the 50 puffs released, the total release duration becomes $\sim 2\text{h } 47 \text{ min.}$, a duration sufficiently long for a reliable estimate of the ground level dose, see fig. 1. The puff chain is shown 1, 3, 5 and 7 hours after a simulated containment failure beginning at 11:30 p.m. on May 23 1975. 20 km downwind from the source, the puffs have grown to a lateral size of the order $\sim 600 \text{ m}$.

Fig. 3 shows iso-lines of the ground level concentration dose which results from the plume passage in fig. 2 for the special simulation of $\tau = 1800 \text{ s}$. Due to a temporary stagnation and subsequent leftward turning in the wind field approximately 4 hours after start of release, combined with the effect of a time dependent source strength, the ground level dose in fig. 3 shows a maximum already 12.5 km from the source. In con-

trast, the Gaussian plume model with specified constant source strength gives maximum ground level dose at $x \approx 40$ km. As discussed in section 2.1., the ground level dose of the exponential decaying source, and hence the ratio between these maxima, is strongly dependent on the choice of τ .

4. COMPARISON AND DISCUSSION

In fig. 4 comparison is made between the Gaussian plume model and the puff model crosswind distributions at a line perpendicular to the mean wind direction 20 km downwind from the source. Distributions from both models are shown for cases with constant source strength, $\tau = 200$, $\tau = 600$ and $\tau = 1800$ s. The distributions from both models are scaled by the factor $F_D = D_p/D_c$, causing the distributions of the Gaussian plume model to merge to the one stipled curve shown. Where the Gaussian plume models distributions have constant width (500 m), the crosswind dose distributions of the puff model is seen to be strongly influenced by the time dependency of the source strength. The width of the puff models dose distributions for the cases with constant source strength and $\tau = 200$ s (700 - 800 m) are not much in excess of the lateral size of the puffs ~ 600 m at the downwind distance considered. This indicates that the contribution to the distribution from the scatter in puff centres is relatively small. For the cases with $\tau = 600$ s and $\tau = 1800$ s, however, this effect contributes significantly to the total width. The standard deviation of the crosswind dose distribution with $\tau = 1800$ s is approximately 3 km, ~ 5 times the width of the corresponding Gaussian plume model's distribution.

The direction of the puff plume during the passage of the "receptor line" at $x = 20$ km is close to the mean downwind direction and its speed is very much equal to the mean (1.16 m/sec)

applied to the Gaussian plume model. Thus we should expect the Cross Wind Integrated (CWI) dose (i.e. the area under the dose distributions) of the Gaussian plume model and the puff model to be equal, at least for cases with relatively short release time. This is so because the lateral puff width and the puff centre concentration are inversely proportional (eq. (18)) thus preserving CWI-dose. For larger release times, variations in the wind field during the passage time could influence this. That CWI-dose is not preserved in fig. 4 is due to the fact that puff trajectories at $x = 20$ km are ~ 23.2 km long, whereby the vertical puff size, σ_z , becomes 65 m. Considering e.g. the case with constant source strength, this $\sim 8\%$ increase in the lateral puff size (and plume size) relative to the vertical plume size of the plume model gives, due to the factor $e^{-\frac{1}{2}(\Delta h_c / \sigma_z)^2}$ in eq. (12) with $\Delta h_c = 194$ m, an increased ground level concentration of $\sim 117\%$. This sensitivity has in fig. 5 been illustrated by comparing the plume model results at a downwind distance $x = 23.2$ km with the puff models at $x = 20$ km. The length of the puff trajectories and the distance travelled by the plume becomes hereby equal and so do the vertical dispersion coefficients, $\sigma_z = 65$ m in both cases. At $x = 23.2$ km the lateral plume size of the Gaussian plume model, classified according to the vertical stratification, has grown from 500 to 560 m. CWI-doses are now comparable and for the cases with source strength constant and $\tau = 200$ s, the CWI-doses are indeed alike. Comparing the width of the dose distributions for these two cases we find that the distributions of plume model is somewhat narrower. The σ_y used is, as earlier mentioned, determined from the Pasquill-F category [6] and applies to 10 min. averages. On the other hand the puff size is solely determined by the lateral intensity of the turbulence. As mentioned in the introduction, this indicated a "moderately stable" atmosphere (Pasquill class D-E). On the basis of this stability category is in fig. 5 plotted the dose distributions with $\sigma_y = \sim 900$ m.

For short term releases we find that the shape of the dose distribution of the puff model and the Gaussian plume model are

alike. The crosswind position of the distribution relative to the Gaussian plume models centreline is dependent on the average direction of the wind field in the time interval during which the puff-plume is under advection from the source to the downwind receptor position of consideration. On the other hand, when the time of release becomes longer, the puff model is in contrast to the Gaussian plume model, able to take into consideration the successive larger contribution to the total spread resulting from the relative displacement of the puffs centre position. Indeed, as discussed in section 3, the larger spread exhibited by the puff model for the case with $\tau = 1800$ s would be even greater if the puffs had been driven by a Lagrangian velocity field.

5. SUMMARY

We have estimated concentration dose distributions at a distance 20 km downwind from an exponential decaying buoyant source, simulating a BWR-1 accidental release. The estimates have been obtained by use of:

- a) An ordinary Gaussian plume model.
- b) A puff model by which puff advection and growth are based on a record of the dispersing wind field.

It is found that the ground level dose is strongly dependent on the time constant of release τ in both types of models. Only the puff model, however, is able to calculate the successive larger spread that results from the meandering plume, when release times of some duration ($\tau > 600$ s say) are considered. This conclusion is based on the experiment described but also on other tests, where the recorded wind field used as input to the puff model reflects a very stable stratified atmosphere.

Finally, some restrictive remarks should be added to the puff model at its present stage of development. The wind field used to drive the model is a one point data series, and since this wind field is applied over the whole computational grid simultaneously in order to advect the puffs, the results derived for the dispersion should only be generalised with extreme caution.

Before the puff model can possibly substitute the ordinary Gaussian plume model for estimation of also individual and population doses following a hypothetical BWR-1 accident, we suggest that at least the following improvements should be incorporated.

- 1) The effect of a vertical wind shear on advection and growth of the puffs.
- 2) The effect of deposition of material on the surface and a subsequent depletion of the puff plume.
- 3) Implementation of a 1 order autoregressive scheme for simulation of spatial and temporal variability of the dispersing wind field together with a mesoscale "objective" analysis of wind data from several meteorological towers.
- 4) Extension of the method for calculation of relative diffusion to situations with non-isotropic turbulence.
- 5) Investigation and implementation of more reliable calculation schemes for buoyant puff-lift than those considered so far.
- 6) An improved study on the expected form of the time dependency of the source strength connected with a containment failure at a nuclear power plant.
- 7) An improved estimate of the buoyancy flux including the radioactive heat release in the plume and the fact that most of the released material is water vapour, a

gas which, at the same temperature, is considerably lighter than air.

The points 3), 4) and 5) are now under progress.

It is our opinion that the approach of separating relative (puffs) and absolute (advection) diffusion by use of a puff model in which also the above points are included, should be quite useful in studying the dispersion process and the subsequent consequences of a nuclear accidental type release.

REFERENCES

- [1] Reactor Safety Study, An Assessment of Accident Risks in U.S. Commercial Nuclear Power Plants, Appendix VI, Wash-1400, (NUREG-75/014) USNRC, 1975.
- [2] Jensen, P.H., E.L. Petersen, S. Thykier-Nielsen, and F.H. Vinther, Calculation of the Individual and Population Doses on Danish Territory Resulting from Hypothetical Core-melt Accident at the Barsebäck Reactor, Risø Report No. 356, 122 pp., 1977.
- [3] Briggs, G.A., Plume rise, AEC Critical Review Series TID-25075, National Technical Information Service, 81 pp., 1968.
- [4] Morton, B.R., F.R.S. Geoffrey Taylor and J.S. Turner. Turbulent gravitational convection from maintained and instantaneous sources, Proc. Roy. Soc. A, 234, p 1, 1956.
- [5] Shieh, C.M., A puff pollutant dispersion model with wind shear and dynamic plume rise, Atmospheric Environment, 12, p 1933, 1978.
- [6] Turner, D.B., Workbook of Atmospheric Dispersion Estimates, Environmental Protection Agency, North Carolina, 84 pp., 1970.
- [7] Slade, D.H., Meteorology and Atomic Energy, U.S. Atomic Energy Commission, 1968.
- [8] Start, G.E., Wendell, L.L., Regional Effluent Dispersion Calculations considering Spatial and Temporal Meteorological Variations. NOAA Technical Memorandum ERL-ARL-44, 1974.

- [9] Pasquill, F., Atmospheric Diffusion, 2nd Ed., John Wiley & Sons, New York, xi + 429 pp., 1974.
- [10] Smith, F.B., and Hay, J.S., The expansion of clusters of particles in the atmosphere, Quart. J.R. Met. Soc., 87, p. 82, 1961.
- [11] Pielke, R.A. and Panofsky, H.A., Turbulence Characteristics Along Several Towers, Boundary-Layer Meteorol. 1, p. 115, 1970.
- [12] Panofsky, H.A., Thomson, D.W., Sullivan, D.A., and Moravek, D.E., Two-point Velocity Statistics over Lake Ontario, Boundary-Layer Meteorol. 7, p. 309, 1974.
- [13] Wendell, L.L., Mesoscale wind fields and transport estimates from a network of wind towers, Mon. Wed. Review, 100, p. 565, 1972.
- [14] Högström, H., An experimental study on atmospheric diffusion. Tellus 16, p. 205, 1964.
- [15] Mikkelsen, T., Simulation of obscuration smoke diffusion, 73 pages, January 1979. Obtainable from: Meteorology Section, Physics Department, Risø National Laboratory, DK-4000 Roskilde, Denmark.
- [16] Wandel, C.F. and Kofoed-Hansen, O., On the Eulerian-Lagrangian transform in the statistical theory of turbulence, J. Geophys. Res., 67, p. 3089, 1962.
- [17] Gifford, F.A., Tropospheric Relative Diffusion Observations, Journal of Applied Meteorology, 16, p. 311, 1977.
- [18] Neumann, J., Some observations on the simple exponential function as a Lagrangian velocity correlation function in turbulent diffusion, Atmospheric Environment, 12, p. 1965.

- [19] Troen, I., T. Mikkelsen and S.E. Larsen, Note on Spectral Diffusivity, to appear in: Journal of Applied Meteorology, May 1980.
- [20] Smith, F.B., Conditioned particle motion in a homogeneous turbulent field. Atmos. Environm., 2, p. 491, 1968.
- [21] Hanna, S.R., Some statistics of Lagrangian and Eulerian wind fluctuations, Jour. Appl. Meteorol., 18, p. 518, 1979.

Statistical Modelling of Spatial and Temporal Variability

In principle a puff-model can describe dispersion under inhomogeneous and instationary conditions, as described in the main body of the present paper. This ability, however, can be fully utilised only, if the wind field used for advection of the puffs are known in detail as function of space and time, within the computational grid in question.

Such a procedure is clearly neither possible nor practical. Hence the need arises for physical and statistical schemes for interpolation/extrapolation of the wind field data, which are available. In this appendix we describe a statistical scheme, which can be used both for interpolation and extrapolation, but we shall concentrate on extrapolation of the spatial structure of the wind field from a measured time series at the source point.

The scheme is based on studies of Smith [19] and Hanna [20], where it is shown that the Lagrangian velocity of a single puff can be described as a first order autoregressive process, i.e.

$$u((i+q)\tau, i) = \rho_L u((i+q-1)\tau, i) + u'((i+q)\tau, i) \quad (A1)$$

where $u((i+q)\tau, i)$ is the velocity of the i 'th puff, q time step after its release at time: $i\tau$, τ being the basic time step considered in the model. ρ_L is the Lagrangian autocorrelation coefficient corresponding to lag τ , and $u'((i+q)\tau, i)$ is a random process, which obeys the following relations:

$$\overline{u'^2} = (1-\rho_L^2) \overline{u^2}, \quad (A2)$$

$$\overline{u'((i+q)\tau, i) u((i+q-a)\tau, i)} = 0, \quad a > 0$$

The model (A1) is consistent with an exponential auto-correlation function, and it is a consequence of (A1) and (A2) that the correlation between the start velocity of a puff and the velocity q time steps later is given by:

$$\overline{u(i\tau, i) u((i+q)\tau, i)} = \overline{u^2} \rho_L^q \quad (\text{A3})$$

Eq. A3 shows that after a sufficiently large number of time steps the velocity will be solely controlled by the random process u' . Used in connection with a puff-model this means that the advective velocity for different puffs would be uncorrelated, irrespective of how close the puffs were to each other.

To repair this fallacy we have introduced another 1. order autoregressive process relating the u' -processes for different puffs:

$$u'((i+q)\tau, i) = \rho_0 u'((i+q)\tau, i+1) + n((i+q)\tau, i) \quad (\text{A4})$$

where ρ_0 is a correlation coefficient relating the u' 's of neighbouring puffs at the same time, and n is considered a white noise process. Eq. A4 is consistent with, that also Eulerian velocities can be treated as 1. order autoregressive processes (Hanna, [20]).

It is a consequence of the combined model, (A1) and (A4), that the correlation coefficient between advecting velocities at neighbouring puffs at the same time equals ρ_0 and that the variance of the noise process is given by:

$$\overline{n^2} = (1-\rho_0^2) (1-\rho_L^2) \overline{u^2} \quad (\text{A5})$$

The main advantage of the calculation scheme is its computational simplicity, as can be seen from the following description:

$$u(j\tau, i) = u'(j\tau, i) = n(j\tau, i) = 0 \text{ for } j < i \quad (\text{A6})$$

At time $i\tau$ puff no. i is released with the velocity measured at the source point (subscript m):

$$U(i\tau, i) = u_m(i\tau) \quad (\text{A7})$$

$$u'(i\tau, i) = n(i\tau, i) = 0$$

The velocity of puff no. $i-1$ is modified by

$$u(i\tau, i-1) = c_L u((i-1)\tau, i-1) + u'(i\tau, i-1) \quad (\text{A8})$$

where $u'(i\tau, i-1)$ is the start value for $u'(j\tau, i-1)$, $j \geq i-1$. The start value can be either a sampled value from the noise process n , or it can be especially engineered to take into account the measured wind variation at the source point.

Through (A1) and (A4) the velocities of all formerly released puffs are now updated by simple addition.

For simplicity the model has been described in terms of one dimensional velocities, but it is, as seen, extendable to the two dimensional situation (the two horizontal velocity components), which is of interest in practice. Furthermore, it should be mentioned that (A1) and (A5) pertains to the fluctuating component of the velocities only, meaning that a practical use of the model involves that the mean velocity must be deter-

mined and subtracted from $u_m(i\tau)$ before the scheme is applied. After the scheme has been used the mean velocity must be added again to provide the velocities advecting the puffs.

As described, the model can be used with some limitation only:

- a) Puffs released close together do drift apart as the travel time increases. The correlation coefficient, ρ_0 , therefore should decrease with increasing travel time. Hence, as formulated in eqs. A1 and A4, the applicability of the model is limited to situations where this variation of ρ_0 can be neglected.
- b) The statistical nature of (A1) and (A4) opens for the possibility that two puffs might drift together while retaining different velocities. This can be avoided by applying the two equations constrained by a continuity equation, with little additional complication for the practical computer model. In practice it is seen that the risk of breaking the continuity equation increases the smaller becomes ρ_0 and ρ_L .
- c) As the model appears in practice it is driven by two different processes, the white noise process through (A4) and the measured velocities through (A7). The reason for using the model is that it allows us to describe the increased dispersion of the puff due to spatial variability of the wind field while still retaining that the dispersion is driven by the measured wind data. However, as seen from (A3), the wind field will progressively be determined by the white noise process the further downstream the puff moves. This fact places limitations on how far away from the point of measurement the statistic model can be used, while still retaining the basic idea that the puffs are dispersed by a measured wind field.

As seen from points b) and c) above, the actual values of ρ_L and ρ_0 have strong influence on the applicability of the simple

statistical model outlined here. For the data series used in the main part of this paper the one step Eulerian correlation coefficient is found to be ≈ 0.7 which by use of a Pasquill $\beta \approx 4$ and an exponential correlation function yields $\rho_L \approx 0.9$. The train of puffs is 17 time steps long while it takes it about 42 time steps to travel the 20 km distance of interest. This means that the correlation between the velocities of the first and the last puff is $\rho_O^{17} \sim 2_{10}^{-3}$ while the correlation between the start velocity and the velocity of a puff when it reaches the line 20 km downwind is $\rho_L^{42} = 10^{-2}$. Hence it can be concluded that to drive the dispersion with only one set of measurements and the here described scheme is somewhat marginal.

FIGURE LEGENDS

Fig. 1. Gauss model concentrations as function of exposure or passing time using exponential decreasing source strength ($\tau = 200$ m 600 and 1800 s). The concentrations are normalized by the $\frac{1}{2}$ hour constant source strength level. Downwind distance 20 km. The vertical broken line shows the release duration used in connection with the puff model.

Fig. 2. Development of a puff-plume by the wind field recorded from Risø meteorological mast at height of 117 m, starting at 11:30 p.m. on May 23 1975. The wind field is identical to case no. 2, fig. 3.2. in Risø report R-356. The puff-plume is shown top viewed 1, 3, 5 and 7 hours after start of release. Puffs are released consecutively at 200 s intervals, a total of 50 puffs are released.

Fig. 3. Ground level concentration dose resulting from the puff-plume passage in fig. 2 for the time constant for the source τ , equal to 1800 sec. Iso-dose lines are shown for maximum dose: $134\text{gsm}^{-3}/2^n$; $n = 1.2, \dots 9$. The vertical broken line corresponds to the distance from the source, where results from the puff model and a plume model have been compared.

Fig. 4. Comparison of Gaussian and puff model crosswind dose-distributions at ground level. Ordinates are scaled by the factor $F_D = D_p/D_c$ for each source specification shown, hence the Gauss model distributions are coincidental.

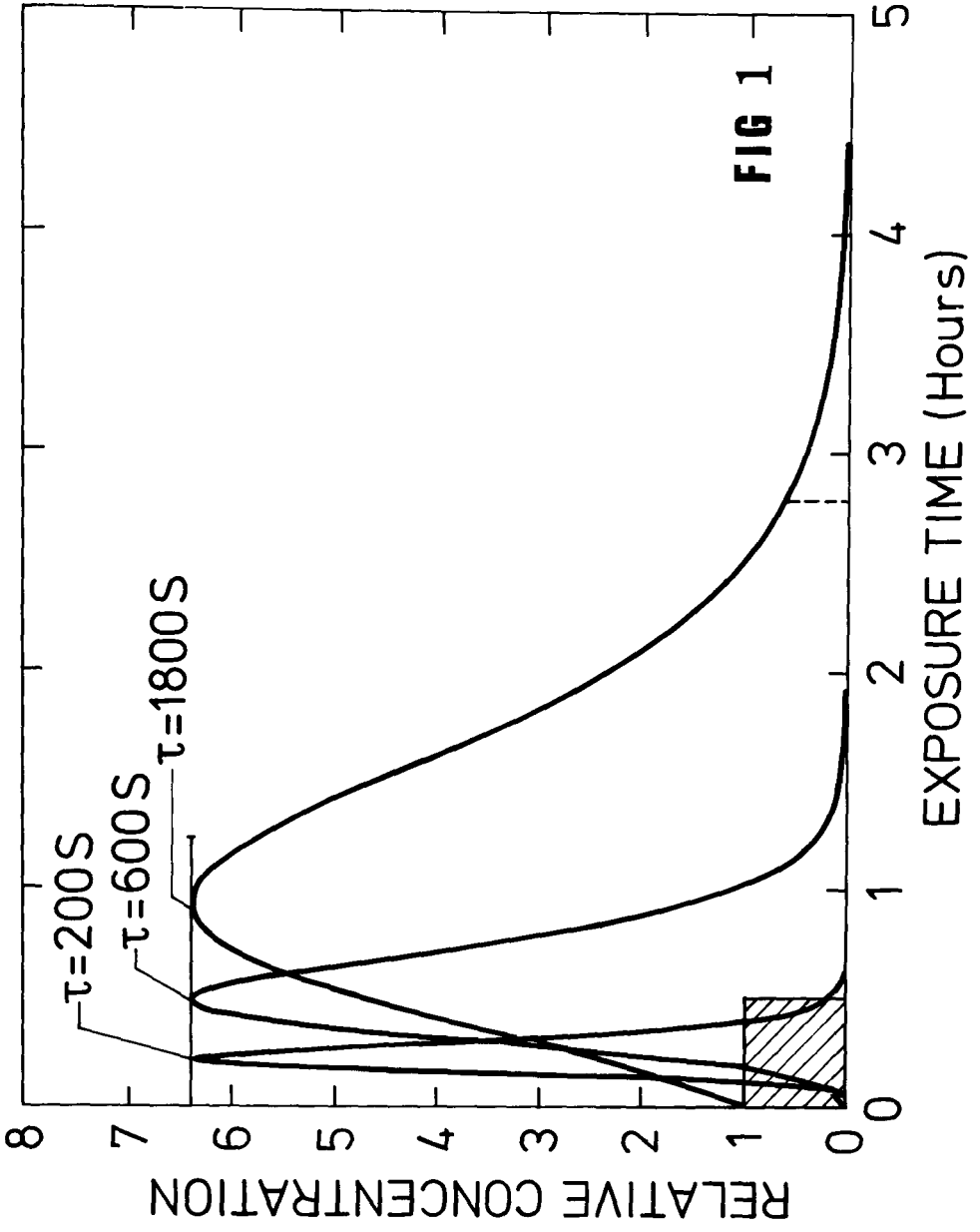
Gauss model : $\sigma_y = 500$ m, $\sigma_z = 60.0$ m. ($x = 20$ km)

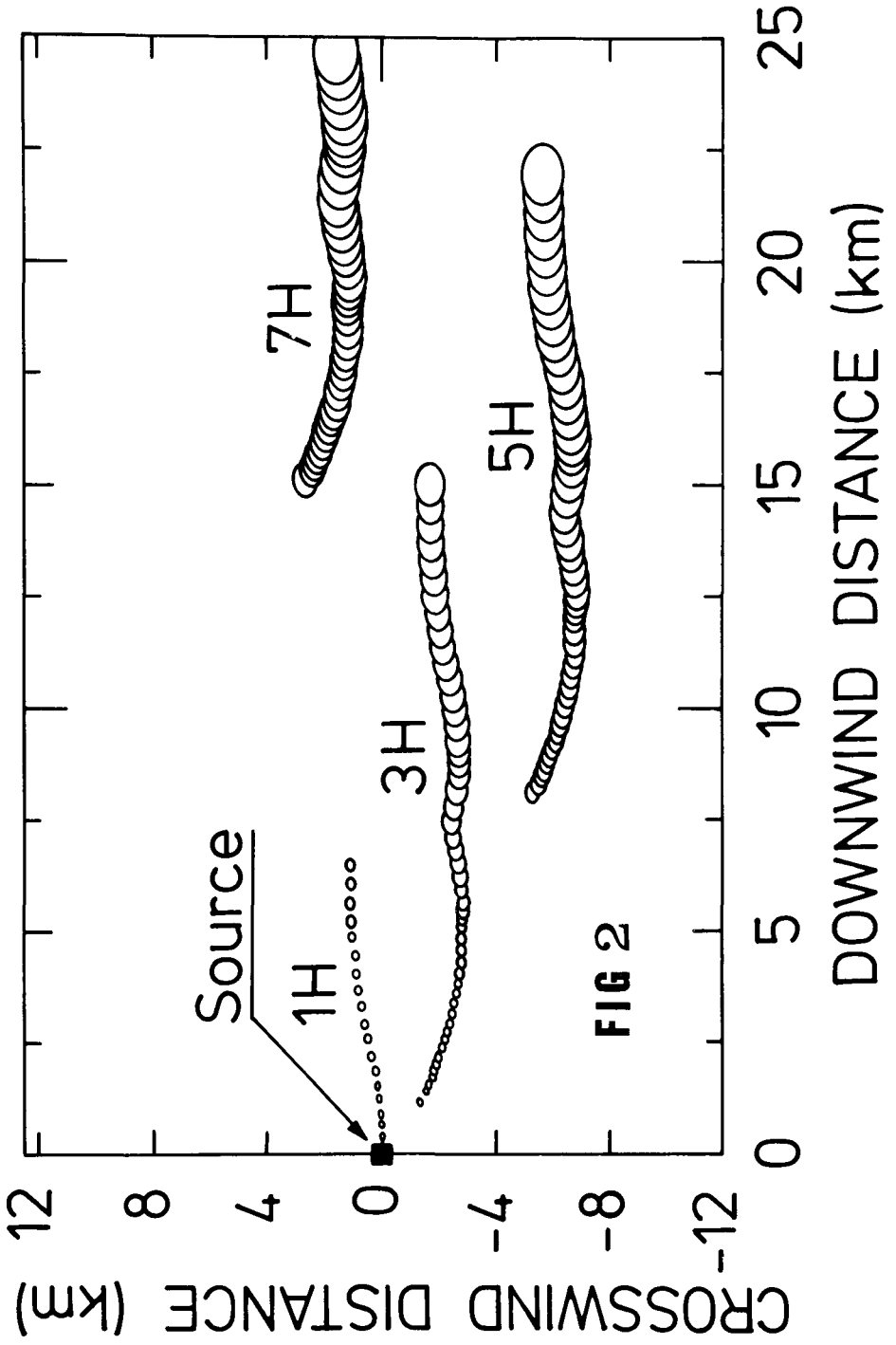
Puff model : $\sigma_p \approx 600$ m, $\sigma_z = 65.0$ m. ($x = 20$ km)
puff trajectory ≈ 23.2 km)

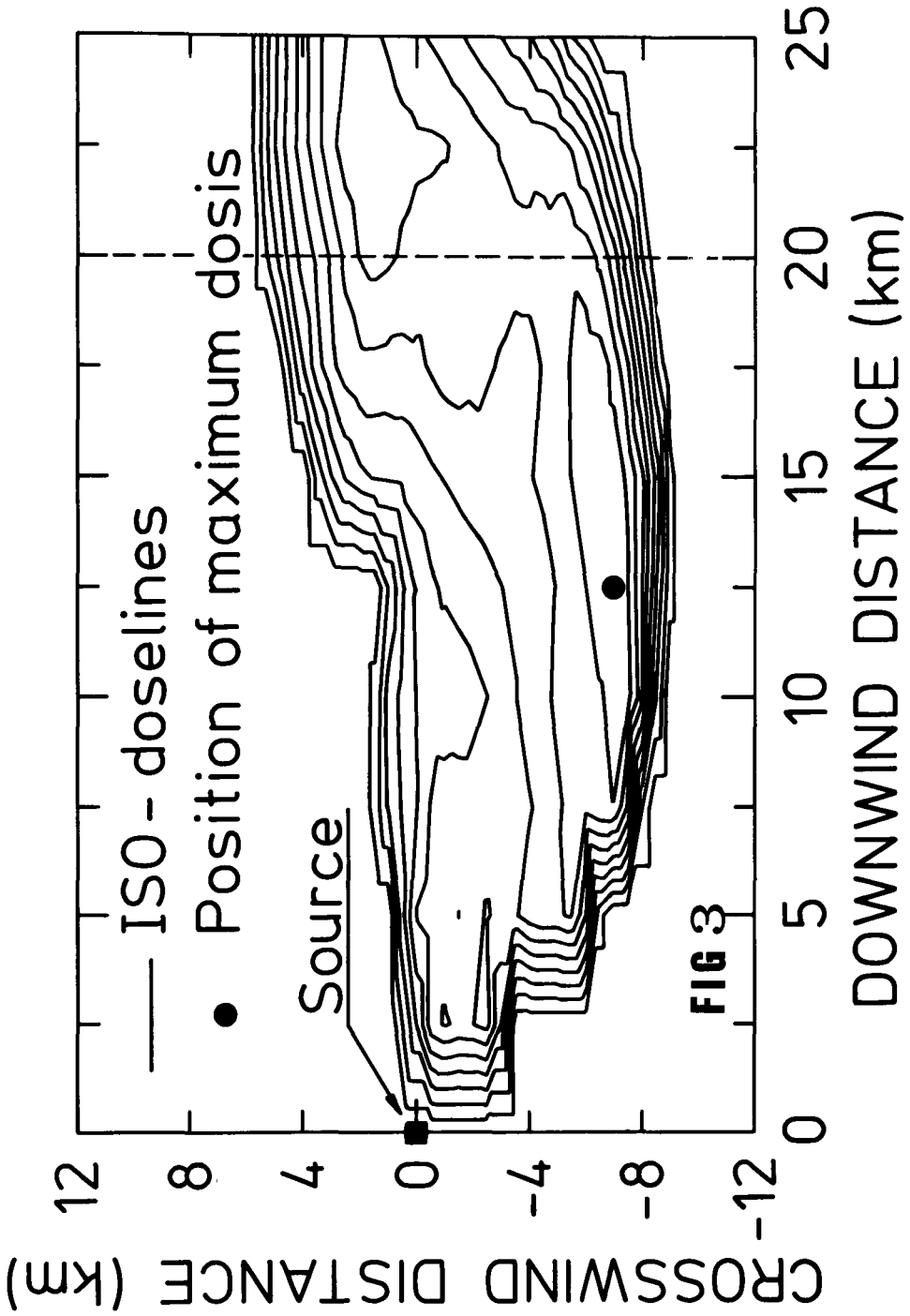
Fig. 5. Comparison of ground level crosswind dose distribution of the Gaussian plume model at $x = 23.2$ km and the puff model at $x = 20.0$ km (puff trajectories = 23.2 km) under conditions of identical vertical deviation, $\sigma_z = 65$. Ordinate scaled as in fig. 4.

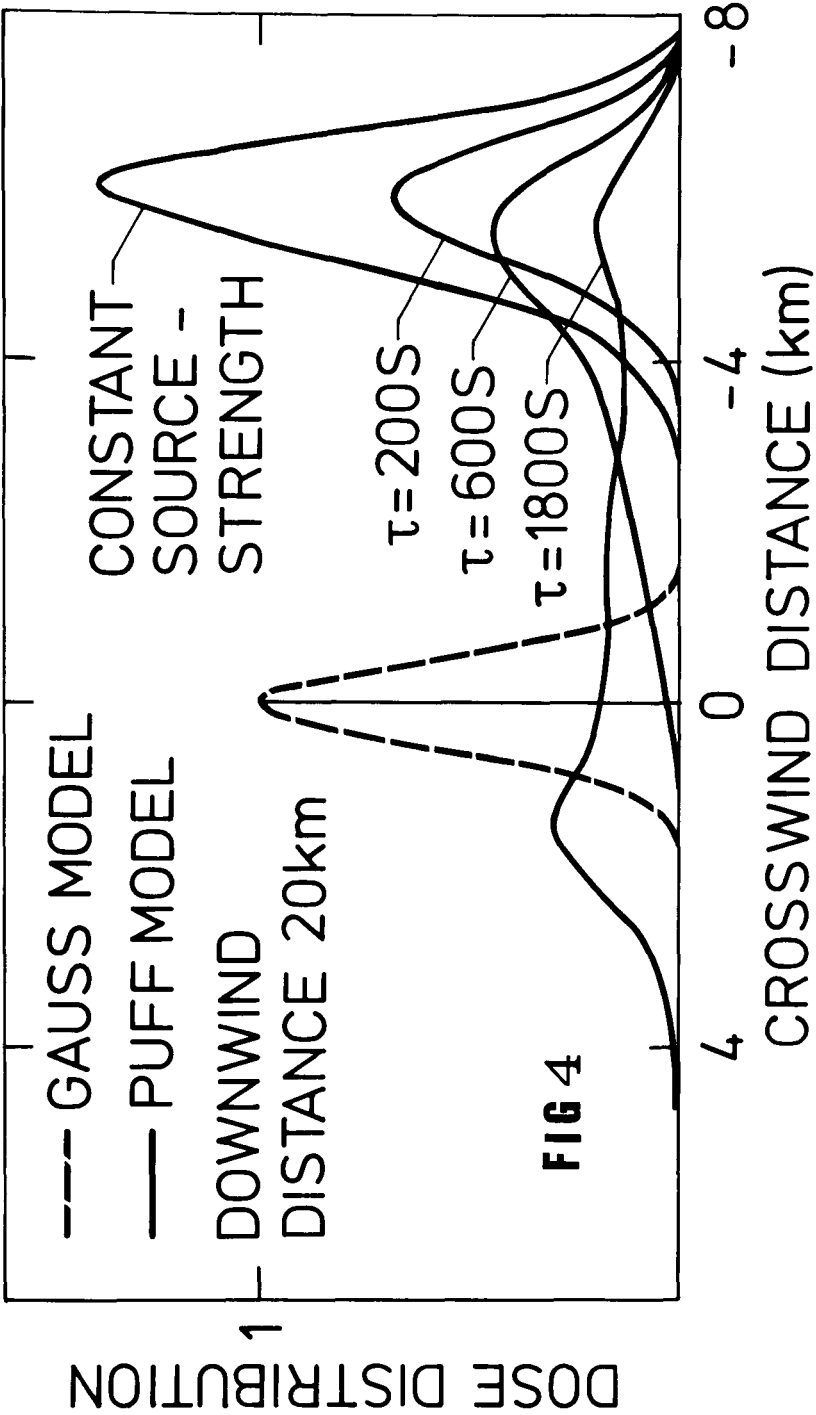
Gauss model : $\sigma_y = 560$ m, 900 m resp., $\sigma_z = 65.0$ m
($x = 23.2$ km)

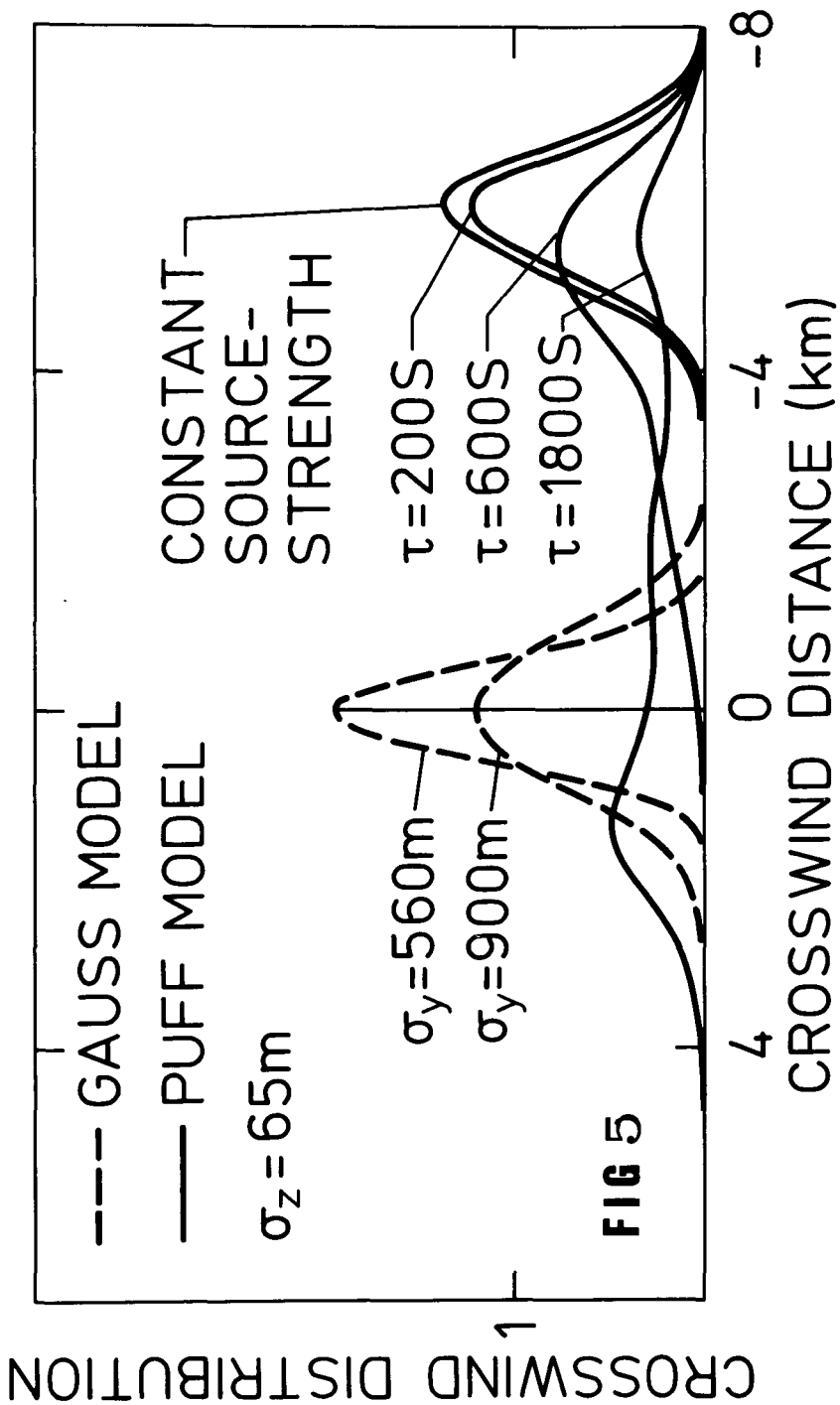
Puff model : $\sigma_p \approx 600$ m, $\sigma_z = 65.0$ m
($x = 20$ km, puff trajectory ≈ 23.2 km)











LES LIMITES D'UTILISATION DES MODELES "PANACHE"
AUX COURTES DISTANCES ET PAR VENT FAIBLE

A. DOURY
C.E.A.

Fontenay-aux-Roses - FRANCE

RESUME. Les modèles de transfert atmosphérique, à tort ou à raison les plus couramment utilisés dans le monde, sont des solutions analytiques que l'on peut appeler solutions "panache" auxquelles se rattache notamment le modèle probablement le plus connu dit de "PASQUILL-GIFFORD".

Le principe essentiel de ces solutions est une distribution transversale bigaussienne à écarts-types fonctions de la distance, sur une trajectoire moyenne dite "axe du panache" le long de laquelle la composante longitudinale de la diffusion turbulente est délibérément supposée négligeable devant la vitesse du vent.

On établit d'abord, sur des bases théoriques, le but, l'intérêt et les conditions de validité de cette hypothèse, en apportant des indications quantitatives sur les limites inférieures de distances ou durées de transfert ainsi que de vitesse du vent en deçà desquelles cette hypothèse n'est plus acceptable. Le cas particulier et très sensible de l'émission décalée par rapport au niveau d'observation (émission élevée) est particulièrement considéré.

On montre enfin, à partir d'un exemple d'échec de qualification de modèle "panache" par des données expérimentales, comment l'utilisation d'un modèle mieux adapté aux conditions de l'expérience, notamment en cas de vents faibles, permet un meilleur ajustement des prévisions de ce modèle avec les données de cette expérience.

KURZFASSUNG. DIE GRENZEN DER ANWENDBARKEIT DER "ABLUFFTFAHNEN"-MODELLE BEI KURZEN ENTFERNUNGEN UND SCHWACHEM WIND. Die in der Welt zu Recht oder Unrecht meistbenutzten Ausbreitungsmodelle sind analytische Annäherungen, die man als "Abluft"-Lösungen (solutions "panache") bezeichnen kann; zu diesen gehört insbesondere das wahrscheinlich bekannteste, das sogenannte "PASQUILL-GIFFORD"-Modell.

Das diesen Lösungen zugrunde liegende Prinzip ist eine transversale bi-GAUSS'sche Verteilung mit Standardabweichungen als Funktion der Entfernung auf einem mittleren Trajektor, der sogenannten "Abluftfahnen-Achse". Entlang dieser Bahn wird die Längskomponente der Turbulenz-Diffusion gegenüber der Windgeschwindigkeit als vernachlässigbar angenommen.

Zunächst werden auf theoretischer Grundlage durch quantitative Angaben über

die unteren Grenzen für Entfernung oder Zeitdauer des Transports sowie für die Windgeschwindigkeit, unterhalb derer diese Hypothese nicht mehr akzeptabel ist, Ziel, Nutzen und Gültigkeitsbedingungen dieser Hypothese bestimmt. Der Sonderfall der gegenüber dem Beobachtungsort wesentlich höher gelegenen Emissionsquelle (Kamin-Emission) findet besondere Beachtung. Anhand eines Beispiels, bei dem die Ergebnisse des "Abluftfahnen"-Modells von den experimentellen Resultaten abweichen, wird ausserdem gezeigt, wie die Benutzung eines besser an die Versuchsbedingungen angepassten Modells, insbesondere bei schwachen Winden eine bessere Angleichung der Voraussagen dieses Modells an die Experimente ermöglicht.

SUMMARY. THE LIMITS TO THE USE OF 'PLUME' MODELS FOR SHORT DISTANCES AND LIGHT WIND CONDITIONS. The atmospheric transfer models, rightly or wrongly, most commonly used throughout the world, are analytical models of the 'plume' type, probably the best known being the PASQUILL-GIFFORD model. The basic principle underlying these models is a bi-gaussian lateral distribution with standard deviations as a function of distance over an average trajectory called the 'plume axis', with longitudinal turbulent diffusion deliberately assumed to be negligible in view of the wind speed. Firstly, the aim, usefulness and conditions of validity of the model are determined on a theoretical basis, with quantitative indications as to the lower limits for distance or transfer time as well as wind speed below which the basic hypothesis is invalid. The particular, very sensitive case where the source height differs from that of the point of observation (elevated source) is given special consideration. Finally, using an example where the experimental results differ from those predicted by the 'plume' model, it is shown how a model better suited to the experimental conditions, particularly as regards light winds, can produce better agreement between calculated and experimental results.

INTRODUCTION

Une attitude bien connue du PUBLIC en matière de pollution atmosphérique, consiste à considérer que les situations à vents faibles sont plus préoccupantes que les situations à vents forts, et il faut bien constater qu'une partie des spécialistes partage cette opinion sans un discernement suffisant.

Dans ce cas c'est en fait le PUBLIC qui a l'attitude la plus compréhensible, car cette attitude découle naturellement de son expérience de la pollution dans les zones à forte population, là précisément où il est le plus nombreux, à partir de sources qui sont sur place. Il est évident que dans ces conditions la somme des doses d'exposition pondérées par le nombre de personnes ayant reçu ces doses, est nettement plus importante par vent faible dont la tendance est de conserver la pollution sur place en lui laissant le temps de s'étaler, que par vent fort qui entraînera cette pollution plus loin sans lui laisser le temps de diffuser.

Mais par contre, l'attitude de certains spécialistes, qui, probablement abusés par la forme de certains modèles mathématiques qu'ils utilisent, pensent qu'en tout état de cause la concentration d'un polluant en certains points de l'espace, placés par exemple sur le lieu du maximum de pollution, est en raison inverse de la vitesse du vent, est beaucoup plus critiquable.

Le croquis de la figure 1, qui n'a bien entendu qu'une valeur schématique, mais où les échelles, tirées de modèles opérationnels fiables, sont scrupuleusement respectées, est de nature à illustrer parfaitement le problème. On y distingue clairement deux situations, l'une par vent nul, où la pollution est répartie d'une manière isotrope autour de la source, l'autre par vent de 5 mètres par seconde dans une direction donnée, où la pollution est confinée dans une zone en forme de cigare orientée dans cette direction. Si l'on considère maintenant les deux zones hachurées, limitées par la même valeur de concentration (exprimée ici en rapport concentration/émission) on constate immédiatement :

- que les populations résidant dans un rayon de 3,5 km autour de la source sont beaucoup plus concernées par la situation de vent nul que par la situation "5 m.s⁻¹";
- qu'au point d'intersection de l'isovaleur $1,0 \cdot 10^{-7}$ m.s⁻³ de la situation à vent nul, avec l'axe du "panache" de la situation "5 m.s⁻¹", la concentration par vent établi est nécessairement plus élevée que la concentration par vent nul.

En traçant d'autres lignes d'égale concentration pour différentes vitesses de vent, on vérifiera aisément sur le même schéma, que toutes choses égales par ailleurs, les concentrations sur l'axe du "panache" en un point donné, sont systématiquement d'autant plus élevées que le vent est plus fort. Cette circonstance est naturellement équilibrée par le fait lié que les largeurs de "panache" sont corrélativement réduites lorsque la vitesse du vent augmente, dans des proportions telles que le principe de conservation des masses soit respecté.

L'une des conséquences de ce qui précède est que sur le plan de la modélisation mathématique, certaines solutions analytiques de l'équation de "transport-diffusion", spécialement adaptées à la description de "panaches", sont peut-être susceptibles de perdre progressivement leur validité lorsque la vitesse du vent diminue. Le but principal du présent rapport est de tenter de faire apparaître logiquement l'existence effective de cette perte de validité, et de fournir des indications quantitatives sur les limites de vitesse du vent ainsi que de distances ou durées de transfert qui lui sont associées.

L'EQUATION "PANACHE"

Si, comme la plupart des auteurs, on adopte la solution générale trigaussienne de l'équation de transport-diffusion pour une source quasi ponctuelle et quasi instantanée :

$$\frac{\chi(x,y,z,t)}{\Delta Q} = \frac{\partial \chi / \partial t_e}{dQ/dt_e} = T(t-t_e) \quad (1)$$

$$T(t-t_e) = (2\pi)^{-\frac{3}{2}} (\sigma_x \sigma_y \sigma_z)^{-1} \exp - \frac{1}{2} \left[\frac{[x-\bar{u}(t-t_e)]^2}{\sigma_x^2} + \frac{y^2}{\sigma_y^2} + \frac{z^2}{\sigma_z^2} \right] \quad (2)$$

où :

χ = concentration

Q = quantité émise

t = instant d'observation de la concentration

t_e = instant d'émission du polluant

σ_i = écart-type de la distribution de la pollution dans la direction i (x,y,z)

\bar{u} = vitesse moyenne du vent

T = réponse impulsionnelle dont la transformée de LAPLACE est la fonction de transfert de l'atmosphère,

on constate d'abord, que le passage à une expression de la concentration pour une source quelconque, se heurte à des obstacles mathématiques, qui s'avèrent insurmontables sauf si l'on utilise des fonctions tabulées ou si l'on introduit certaines hypothèses simplificatrices.

Si ensuite on considère que la plupart des problèmes pratiques à résoudre sont ceux de la cheminée industrielle par vent non nul, on s'aperçoit qu'il peut exister des régimes, où la variation des écarts-types de distribution par rapport au temps, et de là par rapport à la distance par l'intermédiaire de la relation $x = \bar{u} t$, est négligeable devant la rapidité du défilement. Dans ces conditions, les écarts-types étant constants, l'intégration de (2) sur des gaussiennes complètes ne pose plus aucun problème. Dans le cas d'une émission continue permanente, une telle intégration revient à considérer le "panache" résultant comme constitué de séquences de disques infiniment plats où seule persiste une diffusion latérale bidimensionnelle, et où la diffusion longitudinale a été négligée devant le rapport entre le transport moyen et la cadence d'émission. On peut voir aussi que les mêmes hypothèses sur les écarts-types, suivies de la même procédure d'intégration sur la totalité de la gaussienne en x , aboutira à la même formule valable pour l'intégrale sur le temps de passage au point d'observation, de la réponse impulsionnelle à une émission dite "ponctuelle-instantanée". Dans la suite de ce rapport on sera souvent amené, pour des raisons de commodité de raisonnement, à utiliser cette équivalence, au niveau de la solution analytique formelle par vent non nul, entre la concentration constante rapportée à un rejet permanent produisant un panache, et l'intégrale de la concentration variable rapportée à l'intégrale d'une émission suffisamment brève pour permettre, sans produire de véritable "panache", de conserver tout de même l'hypothèse d'invariance des écarts-types pendant la durée du passage sur l'objectif. La forme de cette solution analytique commune est la suivante :

$$\frac{\chi_i(x, y, z)}{\Delta Q} = \frac{\chi(x, y, z)}{S} = \int_{-\infty}^{+\infty} T(t) dt \quad (3)$$

$$\int_{-\infty}^{+\infty} T(t) dt = (2\pi \bar{u} \sigma_y \sigma_x)^{-1} \exp - \frac{1}{2} \left(\frac{y^2}{\sigma_y^2} + \frac{z^2}{\sigma_z^2} \right) \quad (4)$$

avec les conditions :

$$\frac{d\sigma_x}{dt} = \frac{d\sigma_y}{dt} = \frac{d\sigma_z}{dt} = 0 \quad (5)$$

$$\bar{u} \neq 0 \quad (6)$$

La forme (4) constitue le support mathématique central des modèles que, par extension, nous appellerons modèles "panaches", et dont le plus connu dans le monde est celui de PASQUILL, modifié au niveau des paramètres par de nombreux auteurs, dont GIFFORD, TURNER, VOGT, MAC ELROY, BOWNE, SAGENDORF, et d'autres [1], [2], [3]. Les conditions (5) et (6), d'invariance des écarts-types en présence d'un vent non nul, sont précisément celles dont ce qui suit constitue une tentative d'évaluation numérique des conséquences.

CONDITION DE VALIDITE DE L'EQUATION "PANACHE"

On a vu que l'équation de base des modèles "panache" revenait de toute façon à impliquer comme hypothèse essentielle, l'abandon de la composante longitudinale de la diffusion devant la vitesse de déplacement due au vent, de sorte que la description des phénomènes peut se limiter à une distribution transversale bigaussienne, par rapport à une référence qui est le lieu du maximum de concentration, assimilé à une trajectoire, ou à un "axe" de panache. Un aspect secondaire, sur lequel on reviendra plus loin, peut être mentionné ici. Les paramètres essentiels, ou écarts-types, du modèle sont, moyennant certaines précautions aux faibles durées de transfert, des fonctions de cette durée de transfert qui joue un rôle primordial. Mais si parmi les hypothèses de travail, existe celle d'un vent suffisamment fort, il est évident que la relation $x = \bar{u}t$ pourra être d'une grande utilité, comme hypothèse associée à celle de l'abandon de la diffusion longitudinale, pour la détermination pratique des distances d'observations, et que les écarts-types pourront être exprimés en fonction de cette distance. Dans le cas contraire, c'est-à-dire pour des vitesses du vent inférieures à une certaine valeur, que l'on essaiera de déterminer, il est clair que cette pratique n'est plus admissible.

Pour parvenir à la définition d'un indice de validité de l'hypothèse d'abandon de la diffusion longitudinale, un procédé efficace consiste à travailler avec les flux dont l'équation de "transport-diffusion", ou "advection-diffusion", exprime le bilan.

Si l'on désigne par $\vec{\phi}$ le flux résultant, on a l'équilibre :

$$\frac{\partial \chi}{\partial t} = - \nabla \cdot \vec{\phi} \quad (7)$$

soit en scalaire sur la seule dimension longitudinale qui nous intéresse ici :

$$\phi_x = \bar{u}\chi - K_{xx} \frac{\partial \chi}{\partial x} \quad (8)$$

où

K_{xx} = coefficient longitudinal de diffusion turbulente

Dans (8) on reconnaît le flux d'advection dans le premier terme, et le flux de diffusion dans le second. Il est donc immédiat d'exprimer le rapport r de ces deux flux :

$$r = \frac{\text{Flux diff. long.}}{\text{Flux advection}} = - \frac{K_{xx}}{\bar{u}\chi} \frac{\partial \chi}{\partial x} \quad (9)$$

De la solution gaussienne générale (2), on tire une expression du gradient longitudinal de concentration :

$$- \frac{1}{\chi} \frac{\partial \chi}{\partial x} = \frac{x - \bar{u} (t-t_e)}{\sigma_x^2} \quad (10)$$

et de la condition mathématique de compatibilité entre (2) et (8) :

$$K_{xx} = \sigma_x \frac{d\sigma_x}{dt} \quad (11)$$

En remplaçant dans (9), il vient :

$$r = \frac{1}{\bar{u}} \frac{d\sigma_x}{dt} \frac{x - \bar{u} (t-t_e)}{\sigma_x} \quad (12)$$

et sachant par ailleurs que la vitesse de diffusion horizontale est de l'ordre de $0,5 \text{ m.s}^{-1}$, on obtient finalement, avec une valeur moyenne de $0,67$ pour le rapport $\frac{x - \bar{u} (t-t_e)}{\sigma_x}$:

$$\bar{r} = \frac{0,34}{\bar{u} (\text{m.s}^{-1})} \quad (13)$$

Il apparaît donc que l'ordre de grandeur de la vitesse du vent pour lequel le rapport de flux r devenant négligeable la diffusion longitudinale peut raisonnablement commencer à être négligée, est de l'ordre de quelques mètres par seconde. On retrouve bien la limite inférieure de validité des classes de PASQUILL, de 2 m.s^{-1} , qui est loin d'être respectée par tous les utilisateurs.

ERREUR SUR LA CONCENTRATION "AXIALE"

Avant de faire intervenir le cas particulièrement sensible de la "navigation" du panache décalée par rapport au niveau d'observation (cheminée, source élevée), il convient d'abord d'évaluer les conséquences de l'abandon de la diffusion longitudinale, sur les valeurs maximales de la concentration dans l'espace à un instant donné d'observation, c'est-à-dire au centre des masses du panache. De l'équation générale (2) on commencera par déduire une fonction de transfert axiale réduite en annulant y et z et en faisant $\sigma_x = \sigma_y = \sigma_h$, soit :

$$T_a = \frac{\chi_a}{\Delta Q} = (2\pi)^{-\frac{3}{2}} (\sigma_h^2 \sigma_z)^{-1} \exp \left[-\frac{1}{2} \frac{(x - \bar{u}t)^2}{\sigma_h^2} \right] \quad (14)$$

Par dérivation et passage aux différences finies, on obtient une expression de la variation ou erreur relative, sur cette fonction, pour des variations données sur les écarts-types, soit :

$$\frac{\Delta T_a}{T_a} = \left[\frac{(x - \bar{u}t)^2}{\sigma_h^3} - \frac{2}{\sigma_h} \right] \Delta \sigma_h - \frac{1}{\sigma_z} \Delta \sigma_z \quad (15)$$

Au voisinage de $t = t_0 = \frac{x}{\bar{u}}$, on a :

$$\Delta \sigma_h = \frac{d\sigma_h}{dt} (t - t_0) \quad (16)$$

et :

$$\Delta \sigma_z = \frac{d\sigma_z}{dt} (t - t_0) \quad (17)$$

d'où, pour l'erreur relative :

$$\frac{\Delta T_a}{T_a} = \left(t - \frac{x}{\bar{u}} \right) \left[\left(\frac{x - \bar{u}t}{\sigma_h^2} - 2 \right) \frac{d\sigma_h}{dt} \frac{1}{\sigma_h} - \frac{d\sigma_z}{dt} \frac{1}{\sigma_z} \right] \quad (18)$$

La relation (18) entraîne que l'erreur relative est nulle pour : $t = \frac{x}{\bar{u}}$

ainsi que pour : $t = \frac{x}{\bar{u}} \pm \sqrt{2} \frac{\sigma_{oh}}{\bar{u}}$

et en négligeant, en première approximation, le terme $d\sigma_z/dt$, ainsi que les termes en facteur de $(d\sigma_h/dt)^2$, il reste pour la valeur maximale obtenue par dérivation de (18), de l'erreur relative sur la fonction de transfert axiale réduite, due à la vitesse de diffusion longitudinale :

$$\left(\frac{\Delta T_a}{T_a}\right)_{\max} = \frac{1,1}{\bar{u}} \frac{d\sigma_h}{dt} \quad (19)$$

pour :

$$t = \frac{x}{\bar{u}} \pm \sqrt{\frac{2}{3}} \frac{\sigma_{oh}}{\bar{u}} \quad (20)$$

où l'on vérifie que l'erreur relative entraînée sur les concentrations axiales par l'abandon de la diffusion longitudinale, est proportionnelle au rapport de la vitesse de cette diffusion à la vitesse du vent. Et en remplaçant dans (19) la vitesse de diffusion horizontale par sa valeur numérique courante de $0,5 \text{ m.s}^{-1}$, on obtient finalement un ordre de grandeur numérique de l'erreur relative maximale sur la fonction de transfert axiale réduite (ou plus rigoureusement sur la réponse impulsionnelle axiale réduite), c'est à-dire finalement sur les concentrations maximales dans l'espace, en fonction de la vitesse moyenne du vent, soit :

$$\boxed{\left(\frac{\Delta T_a}{T_a}\right)_{\max} = \frac{0,6}{\bar{u} \text{ (m.s}^{-1}\text{)}}} \quad (21)$$

où l'on constate que cette erreur ne devient négligeable que pour des vitesses du vent de l'ordre de quelques mètres par seconde. L'accord avec l'évaluation de principe précédente est tout-à-fait satisfaisant.

Une illustration des conséquences de ces résultats dans des cas particuliers, est fournie par la figure 2. Trois cas typiques ont été retenus sous forme de réponses en fonction du temps à une émission instantanée, pour une distance de 1 km et pour trois vitesses du vent nettement inférieures à quelques mètres par seconde, 1 m.s^{-1} , $0,5 \text{ m.s}^{-1}$ et 0 m.s^{-1} . Pour chacun des cas on a cherché à tracer deux courbes qui seraient normalement confondues si la diffusion longitudinale pouvait être négligée, et qui se séparent d'autant

plus que le poids relatif de la diffusion longitudinale est plus important. L'une des courbes est naturellement une gaussienne parfaite, dont la partie située dans les temps négatifs est bien entendu virtuelle. C'est celle qui correspond à la diffusion longitudinale **négligeable**. L'autre devient d'autant plus dissymétrique que le vent est plus faible, et il est agréable de vérifier que correspondant à un traitement plus réaliste, elle ne comporte pas de partie virtuelle dans les temps négatifs. La gaussienne correspondant au vent nul ne peut pas apparaître sur la figure puisque pour une distance donnée, ici 1 km, l'instant de passage déduit de $t = x/\bar{u}$, tout à fait irréaliste, serait infini. Il faut **bien** noter que s'agissant de réponses impulsionnelles à une émission théorique ponctuelle instantanée analogue à un signal "DIRAC", les courbes de la figure 2 sont des évolutions de concentrations en fonction du temps en un point d'observation donné, et que compte tenu de ce qui a été indiqué **précédemment, le résultat couramment** utilisé, et calculé par les équations "panache", est équivalent à l'intégrale de ces courbes. Il est certain que dans ces conditions le poids de la dissymétrie est d'autant moins lourd et qu'une certaine compensation intervient. Mais cette compensation n'est pas absolue et elle ne fait pratiquement que reculer légèrement vers les faibles valeurs la limite de vitesse du vent en deçà de laquelle l'équation "panache" n'est plus valable, même en régime permanent.

EMISSION DECALEE PAR RAPPORT AU NIVEAU D'OBSERVATION

Si l'hypothèse de l'abandon de la diffusion longitudinale, impliquée par l'équation "panache", peut avoir des conséquences sur l'évaluation des concentrations aux centres des nuages ou panaches de polluants, on a vu que ces conséquences peuvent, dans la plupart des circonstances pratiquement rencontrées, apparaître comme assez limitées, mais on verra maintenant qu'il n'en est plus de même, lorsqu'on s'éloigne des centres de masses, soit latéralement, soit verticalement. Pour apprécier quantitativement l'importance des conséquences de cet éloignement, il suffira de se placer dans le cas couramment rencontré de la cheminée industrielle, où la source d'émission et par conséquent la "navigation" éventuelle du panache, s'il en existe un, se situe à une altitude très différente de l'altitude d'observation qui peut être au sol. Pour simplifier, puisqu'il ne s'agit que d'une démonstration de principe, on supposera en outre qu'il ne se présente aucun phénomène de "surélévation", et que par conséquent les déplacements moyens restent parfaitement horizontaux.

On sait que l'équation "panache", dont il s'agit de vérifier les performances décrit l'effet d'éloignement du lieu, ou point, de maximum de concentration, par une loi gaussienne selon la direction de l'éloignement. Dans le cas de l'éloignement vertical, la fonction correspondante d'atténuation, extraite de l'équation (2) est la suivante :

$$B = \exp - \frac{1}{2} \frac{h^2}{\sigma_z^2} \quad (22)$$

où :

h = hauteur de source ou décalage en altitude

σ_z = écart-type vertical

Pour une variation locale donnée de l'écart-type vertical, supposée nulle comme les autres par l'équation "panache", on a une variation relative de B qui s'exprime par :

$$\frac{\Delta B}{B} = \frac{h^2}{\sigma_z^3} \Delta \sigma_z \quad (23)$$

En faisant apparaître les vitesses de diffusion horizontale et verticale, il vient :

$$\frac{\Delta B}{B} = \frac{h^2}{\sigma_z^3} \frac{d\sigma_z}{dt} \frac{d\sigma_x}{dt} \frac{1}{\bar{u}} \Delta t \quad (24)$$

dont on peut tirer par dérivation la valeur maximale de la variation relative de B :

$$\left(\frac{\Delta B}{B} \right)_{\max} = \frac{h^2}{3\bar{u} \sigma_z^2} \frac{d\sigma_x}{dt} \quad (25)$$

qui intervient pour une variation relative de l'écart-type vertical :

$$\frac{\Delta \sigma_z}{\sigma_z} = \frac{1}{3\bar{u}} \frac{d\sigma_x}{dt} \quad (26)$$

La considération de l'équation (24) montre que la sensibilité de B, donc finalement des concentrations au sol, à la vitesse de diffusion horizontale, dépend directement :

- du carré de la hauteur de la source,
- de l'inverse du cube de l'écart-type vertical, dont l'effet très important près de la source s'atténue rapidement au delà du maximum de concentration,
- du produit des vitesses de diffusion horizontale et verticale,
- de l'inverse de la vitesse du vent.

L'équation (25) entraîne que la valeur maximale de la variation relative de B ne dépend plus de la vitesse de diffusion verticale, mais que l'écart-type ne l'affecte plus que par l'inverse de son carré.

Enfin l'équation (26) indique que la variation relative de σ_z qui correspond au maximum de la variation relative de B, est proportionnelle à la vitesse de diffusion horizontale par l'intermédiaire de l'inverse de la vitesse du vent. Ce dernier résultat est important, car à l'inverse de tous les autres, il fait apparaître une sensibilité d'autant plus grande que les vents sont plus forts. C'est-à-dire qu'en d'autres termes, plus le vent est fort, plus il suffira d'une faible variation relative de l'écart-type vertical, à vitesse de diffusion horizontale égale, pour obtenir le maximum de variation relative de B, qui lui, reste inversement proportionnel à la vitesse du vent.

Il reste à donner un ordre de grandeur numérique de ce maximum, que l'on peut obtenir en remplaçant la vitesse de diffusion horizontale par sa valeur vraisemblable de $0,5 \text{ m.s}^{-1}$ déjà utilisée précédemment, soit :

$$\boxed{\left(\frac{\Delta B}{B}\right)_{\max} = \frac{h^2}{6\bar{u}\sigma_z^2}} \quad (27)$$

pour :

$$\frac{\Delta\sigma_z}{\sigma_z} = \frac{1}{6\bar{u}} \quad (28)$$

Pour faciliter la compréhension quantitative de certains effets plus ou moins contradictoires et compensés, que l'on vient de signaler, trois figures sont spécialement consacrées à la représentation de la fonction B ainsi

que de la réponse impulsionnelle sur laquelle elle agit comme terme multiplicatif, pour trois configurations plus ou moins sensibles qui sont :

- rejet à 100 m de hauteur, distance de 500 m, vent de 1 m.s^{-1} (figure 3),
- rejet à 100 m de hauteur, distance de 1000 m, vent de 5 m.s^{-1} (figure 4),
- rejet à 100 m de hauteur, distance de 1000 m, vent de 1 m.s^{-1} (figure 5).

On rappelle, que comme pour les concentrations aux centres de masses, dites "axiales", les conséquences numériques tendent à être amorties si l'on passe par intégration des réponses impulsionnelles elles-mêmes aux concentrations intégrées sur la durée de passage ou aux concentrations permanentes pour des débits permanents.

L'utilisation de valeurs réduites (notamment B_r au lieu de B) pour les fonctions en ordonnées, n'a qu'un but de commodité pratique, qui consiste à rapporter toutes les valeurs à celles qui seraient prises en compte par l'hypothèse d'abandon de la diffusion longitudinale de l'équation "panache", et qui correspondent à la valeur unitaire de l'intersection des deux courbes avec l'instant central de passage défini par : $t = x/\bar{u}$.

On voit que l'importance numérique des conséquences est croissante lorsque l'on passe de la figure 3 à la figure 5. Dans le premier cas on ne sort pas du facteur 2. Dans le second cas on atteint le facteur 5 dans la zone utile de la réponse impulsionnelle. Dans le troisième cas enfin on couvre franchement plusieurs décades. C'est dire que dans un cas de ce genre, que l'on rencontre assez souvent dans les rapports d'études d'impact, l'utilisation de l'équation "panache" pour les calculs de concentrations au sol dues à un rejet à une hauteur de 100 mètres est complètement aberrante. Et comme l'"erreur" est, toutes choses égales par ailleurs, proportionnelle au carré de la hauteur de navigation horizontale des polluants, on voit ce que l'on pourrait penser d'un calcul, à l'aide de l'équation "panache", des conséquences radiologiques d'un rejet accidentel avec une surélévation thermique ou dynamique de plusieurs centaines de mètres.

Pour donner par ailleurs une idée des conséquences globales d'un abandon de la diffusion longitudinale, agissant simultanément sur les concentrations "axiales" et sur la loi de passage aux concentrations au sol, pour un rejet à une hauteur de 100 mètres sans surélévation, la figure 6 reproduit deux réseaux de courbes de concentrations maximales au sol sous le vent d'une source ponctuelle, correspondant aux deux options, avec et sans diffusion longitudinale. Le premier réseau, en traits pleins, est tiré d'une modéli-

sation générale à "séquences d'émissions instantanées" [4], [5]. Le second réseau, en tiretés, provient non de l'équation "panache" traditionnelle, mais de la même modélisation générale avec écarts-types fonctions de la durée de transfert, où l'on a seulement supprimé la diffusion longitudinale et ses conséquences. On voit notamment bien, sur cette figure les divergences croissantes lorsque la vitesse du vent tend vers zéro dans le domaine des valeurs inférieures à 2 m.s^{-1} , et au contraire la disparition de ces divergences au-delà de la distance d'influence de la hauteur d'émission.

EXPRESSION DES ECARTS-TYPES DE DISTRIBUTION DE POLLUTION EN FONCTION DE LA DISTANCE OU DE LA DUREE DE TRANSFERT

Les utilisateurs de l'équation "panache" emploient généralement des jeux de valeurs des écarts-types de distribution de pollution, où ces valeurs sont exprimées en fonction de la distance sous le vent de la source. Cette pratique n'a pas d'inconvénient grave si l'on prend garde de respecter la condition de vitesse du vent affectée à chacune des classes de ces valeurs (classes de stabilité atmosphérique de PASQUILL). Mais, si comme c'est souvent le cas, on ne respecte pas cette condition, et surtout si l'on s'aventure dans le domaine des vitesses inférieures à 2 mètres par seconde, il se produit une circonstance grave qui tient au fait que les concentrations fournies par l'équation "panache" (4) tendent en fait vers l'infini lorsque la vitesse du vent tend vers zéro pendant que les écarts-types conservent les valeurs parfaitement finies affectées à la distance à laquelle on s'est placé. Fort heureusement cette circonstance grave n'est due qu'à un fréquent mais mauvais emploi du modèle. Il existe toutefois une méthode qui a l'avantage d'éviter automatiquement cet inconvénient et qui consiste à exprimer les écarts-types en fonction non plus de la distance mais de la durée du transfert. Avec l'équation "panache", où la distance est nécessairement le paramètre de travail, il suffit d'opérer la transformation $x = \bar{u}t$, mais alors les faibles valeurs de la vitesse du vent ne peuvent plus être traitées. Avec une modélisation qui travaille fondamentalement avec la durée de transfert [4],[5], toutes les vitesses du vent même nulles peuvent être traitées, puisque la loi $x = \bar{u}t$ n'est plus utilisée que pour le positionnement de chaque centre de masses, et que la distribution du polluant autour de ce centre n'est plus fonction que de l'âge de chaque "échelon" considéré, c'est-à-dire de la durée de son transfert. Un grand nombre de spécialistes continuent cependant à considérer que les écarts-types sont pour des raisons

physiques fondamentales, des fonctions de la distance parcourue. Il se trouve en réalité que si cette attitude n'est pas totalement dénuée de fondement, c'est à condition de se limiter à des distances assez courtes, et c'est surtout parce qu'à ces distances deux effets contradictoires de la vitesse du vent se compensent plus ou moins totalement dans certains conditions à une distance donnée. Ces deux effets sont la durée de transfert qui a un effet physique direct sur l'âge de chaque échelon d'émission et la turbulence dynamique de frottement en fonction de la rugosité au voisinage des surfaces et obstacles divers (effet de champ proche). Dans tout cela, la distance n'est jamais qu'un paramètre de liaison ou de repère mais en aucune façon un quelconque agent physique direct.

Si pour préciser les idées sur les domaines de validité respectifs de ces deux effets de la vitesse du vent, on part du spectre de turbulence de l'atmosphère, on peut montrer [6] que l'effet de turbulence dynamique de frottement de champ proche, seul simulable sur maquette et essentiellement relié à la partie hautes fréquences du spectre, jusque vers quelques 10^{-4} s^{-1} , s'évanouit selon la vitesse du vent au bout d'une durée de transfert qui se situe grossièrement entre 500 et 2000 secondes pour des vents de 1 à 20 m.s^{-1} . En deçà de cette durée les écarts-types résultants ont tendance à mieux s'organiser en fonction de la distance. Au-delà, ils ne sont fonction que de la durée de transfert. Ces circonstances sont dues essentiellement à l'expansion progressive des échelons d'émissions, qui les rend exclusivement sensibles à une étroite bande de fréquence de turbulence en déplacement progressif vers les basses fréquences. Les figures 7 et 8, tirées d'un travail récent [6] de B. CRABOL, résument les principaux résultats numériques auxquels on a déjà pu parvenir sur ce point à partir d'essais en veine hydraulique. On peut y voir qu'en cas de vent très faible ou nul où l'équation "panache" ne s'applique sûrement plus, les durées de transfert à partir desquelles les écarts-types s'expriment sûrement en fonction de cette durée seule, sont elles-même très faibles, et comme les vents sont eux-mêmes faibles, les distances parcourues correspondantes en seront aussi d'autant plus réduites.

UN EXEMPLE D'ECHEC D'APPLICATION DU MODELE "PANACHE"

Une campagne très sérieuse d'expérimentation sur le terrain, par vents compris entre 0,15 et 0,75 m.s^{-1} , mesurés notamment à l'aide d'un système anémométrique spécial à laser capable d'apprécier le centimètre par seconde, a été réalisée dans une boucle de la Clinch River à 25 km au Sud d'Oak Ridge

en 1976 par une équipe de la National Oceanic and Atmospheric Administration basée à Idaho Falls. Les traceurs, relâchés en général pendant 1 heure à 1 m au-dessus du sol, sauf pour les deux derniers essais où les rejets ont été effectués au sommet d'une tour de 30 m, étaient l'hexafluorure de soufre (SF_6), et le dibromodifluorométhane (CBr_2F_2 appelé couramment 12B2). Un panache opaque constitué d'un brouillard d'huile était le plus utilisé pour visualiser les panaches de traceurs et faire ainsi apparaître leurs caractéristiques dominantes. Les distances couvertes par les mesures étaient nécessairement faibles en raison de la faiblesse des vents et ne dépassaient pas 400 m en général. Les dispositifs de prélèvements de surface à 1,76 m au-dessus du sol, étaient répartis sur 176 points à chaque essai. L'instrumentation météorologique enfin comportait cinq pylônes de 30 m, dont l'un était situé au point de rejet, et dont l'équipement classique était complété par le système à laser spécial pour les faibles vitesses de vent.

La description complète des méthodes, des moyens et des procédures, ainsi que la transcription et la discussion de tous les résultats, font l'objet d'un rapport de 83 pages [7], dont les figures 9 à 15 du présent rapport sont extraites.

Sur les figures 9 et 10 on voit à deux échelles différentes, l'essentiel du déploiement du dispositif d'émission et de prélèvement, ainsi que de mesures météorologiques.

Parmi les figures 11 à 15, consacrées aux résultats de mesures, on distingue le groupe 11 à 13 qui est celui des concentrations axiales au niveau du sol, la figure 14, relative aux écarts-types horizontaux, et enfin la figure 15 pour les écarts-types verticaux.

Avant de procéder à une rapide discussion de ces figures, il faut encore préciser que d'entrée de jeu, les auteurs prévoient que des difficultés vont nécessairement se présenter au niveau de la compatibilité du modèle de diffusion gaussien, puisque celui-ci fournit des concentrations infinies lorsque la vitesse du vent tend vers zéro : "When the Gaussian diffusion equation (discussed in section 3) is used, calculated concentrations tend to approach infinity as the wind speed approaches zero". Il s'agit bien de la préoccupation évoquée plus haut.

Sur chacune des figures 11 à 15, les divers symboles ponctuels correspondent naturellement aux mesures, et deux courbes renseignées correspondent respectivement à la prévision par le modèle "panache" PASQUILL-GIFFORD, et à la

prévision dans les mêmes conditions par l'utilisation directe et sans correction de la modélisation générale déjà évoquée et publiée par ailleurs [4],[5]. On rappelle que cette modélisation a pour caractéristiques essentielles :

- discrétisation des émissions par séquences d'émission quasi instantanées,
- pas d'hypothèse restrictive concernant la diffusion longitudinale,
- écarts-types fonctions de la durée de diffusion,
- relation temps/distance par l'intermédiaire du vent $x = \bar{u}t$, utilisée exclusivement pour le positionnement du centre des masses de chaque échelon d'émission (par exemple stationnaire sur la source si le vent est nul),
- possibilité de couvrir toutes les échelles de temps et de distance.

On note enfin que les prélèvements dont les résultats sont portés sur les figures, ont été effectués sur des durées allant de 1 à 3 heures, avec une plus grande probabilité pour 1 heure.

Dans ces conditions, l'examen des figures montre clairement que :

- l'application du modèle "panache" PASQUILL-GIFFORD à de telles configurations de vents faibles est un échec complet, d'ailleurs reconnu par les auteurs ;
- l'accord entre les concentrations mesurées, et les concentrations calculées par la modélisation générale à séquences d'émissions instantanées, avec paramètres de diffusion exprimés en fonction de la durée de diffusion, et durée d'observation de l'ordre de 3 mn, est le plus souvent d'autant meilleur que l'on tient compte de la différence de durée d'observation, qui inciterait à majorer la plupart des données d'expérience par un facteur de l'ordre de 3 à 5 ;
- malgré un accord avec la modélisation générale moins bon que pour les concentrations si l'on applique la même correction de durée d'observation, les mesures d'écarts-types horizontaux confirment les prévisions de cette modélisation selon lesquelles les écarts-types du modèle "panache" PASQUILL GIFFORD sont systématiquement trop faibles parce qu'indirectement calculés sur des durées de transfert elles-mêmes trop faibles, et en tout cas incompatibles pour une distance donnée avec la faiblesse des vents ;
- en ce qui concerne les écarts-types verticaux, pour lesquels la correction de durée d'observation ne s'applique pas, les tendances sont sensiblement les mêmes que pour les écarts-types horizontaux, c'est-à-dire que les

données d'expérience et la modélisation générale s'accordent pour confirmer que les valeurs provenant du modèle "panache", toujours calculées sur des durées de transfert trop faibles, sont par conséquent trop faibles. L'accord indépendant entre les "données d'expérience" et la modélisation générale n'est toutefois pas aussi bon que pour les autres données, mais il convient de remarquer que les données "expérimentales" de la figure 15 ne proviennent pas, comme les autres, de mesures directes sur le terrain, mais d'un calcul, à partir des mesures de concentrations et d'écart-types horizontaux, en utilisant l'équation "panache" dont il s'agit précisément de vérifier les performances.

CONCLUSIONS

On dit quelquefois que toutes les simulations ou modélisations, notamment de phénomènes naturels, peuvent être à la fois bonnes ou mauvaises, selon les conditions dans lesquelles on les utilise et on les applique. Cette circonstance se vérifie particulièrement, dans le cas de la pollution atmosphérique, avec les équations "panaches", où la diffusion longitudinale est négligée devant le transport moyen, et où les paramètres de distribution turbulente du polluant sont indexés sur la distance au lieu de la durée de diffusion.

Il est incontestable cependant, que dans beaucoup de cas, l'équation "panache" rend de grands services par sa simplicité, mais en consultant les publications, il nous semble aussi que beaucoup d'utilisateurs emploient cette équation sans se soucier suffisamment des consignes d'application qui ont pourtant été clairement définies par les premiers auteurs (PASQUILL), et dont les conséquences pratiques de l'inobservation, notamment comme on a pu le voir, dans le cas de concentrations proches au sol dues à une source élevée, peuvent être considérables.

Il reste en tout état de cause que les modélisations à caractère plus général ont fatalement des performances plus intéressantes, avec consignes d'application moins restrictives, notamment pour les régimes transitoires et dans des configurations extrêmes, telles que celles des vents très forts ou très faibles, que des modèles dont on a payé la simplification par des limitations des domaines d'application.

Mais dans leur domaine propre d'application, les résultats des modèles simplifiés doivent naturellement se recouper avec ceux des autres modèles.

REFERENCES BIBLIOGRAPHIQUES

- [1] - AIEA - Atmospheric dispersion in relation to nuclear power plant siting, Safety Guide, 50-SG-S3, en préparation.

- [2] - PASQUILL F. - Atmospheric diffusion, 2nd edition, ELLIS HORWOOD, LONDON, 1974.

- [3] - GIFFORD F.A Jr. - An outline of theories of diffusion in the lower layers of the atmosphere, Meteorology and Atomic Energy, U.S. Atomic Energy Commission, David H. SLADE Editor, 1968, § 3, pp 97-105.

- [4] - DOURY A. - Une méthode de calcul pratique et générale pour la prévision numérique des pollutions véhiculées par l'atmosphère, Rapport CEA-R-4280, Rév. 1, SACLAY, 1976.

- [5] - DOURY A., GERARD R., PICOL M. - Abaques d'évaluation directe des transferts atmosphériques d'effluents gazeux, Rapport CEA-DSN n°84, Rév. 1, 1977.

- [6] - CRABOL B. - Contribution à l'étude de la simulation en laboratoire des transferts de masse en atmosphère neutre, Rapport CEA-R-5010, SACLAY, 1979.

- [7] - WILSON R.B., START G.E., DICKSON C.R., RICKS N.R. - Diffusion under low windspeed conditions near OAK RIDGE, Tennessee, NOAA Technical Memorandum ERL ARL-61, IDAHO FALLS, Idaho, 1976.

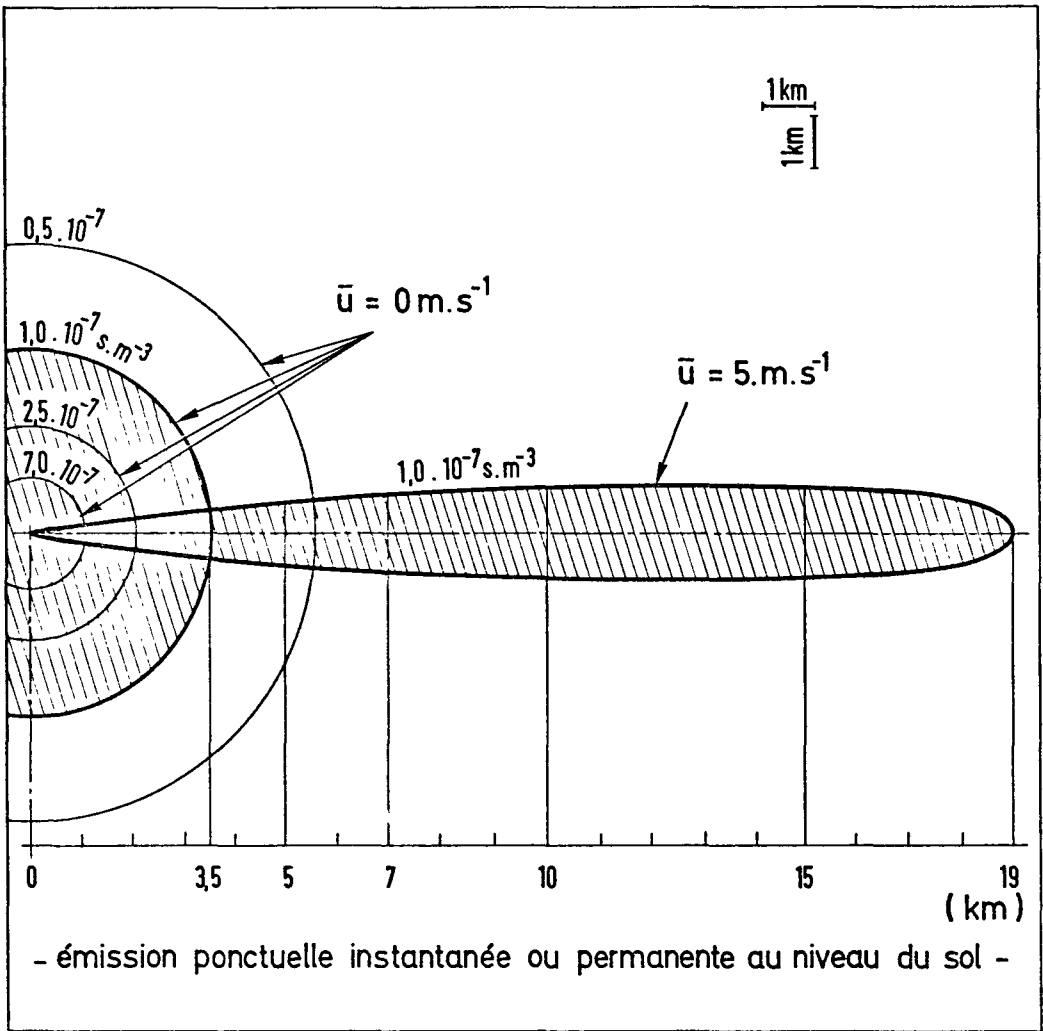


Fig.1 - EXEMPLES DE SCHEMAS DE PRINCIPE DE POLLUTION ATMOSPHERIQUE PAR VENT NUL OU ETABLI DANS DES CONDITIONS SIMPLES

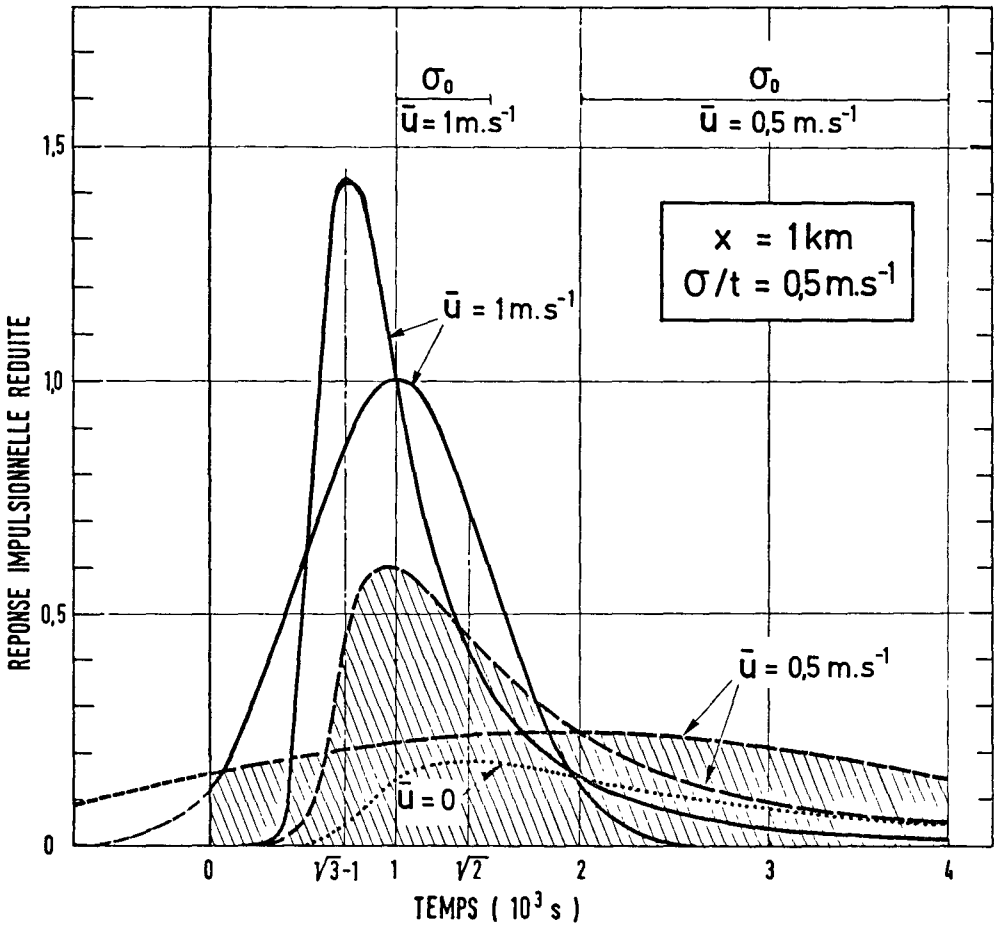


Fig. 2 - EXEMPLES DE FORMES DE REPONSES IMPULSIONNELLES, REELLES OU GAUSSIENNES EQUIVALENTES, POUR TROIS VALEURS DE VENT FAIBLE OU NUL

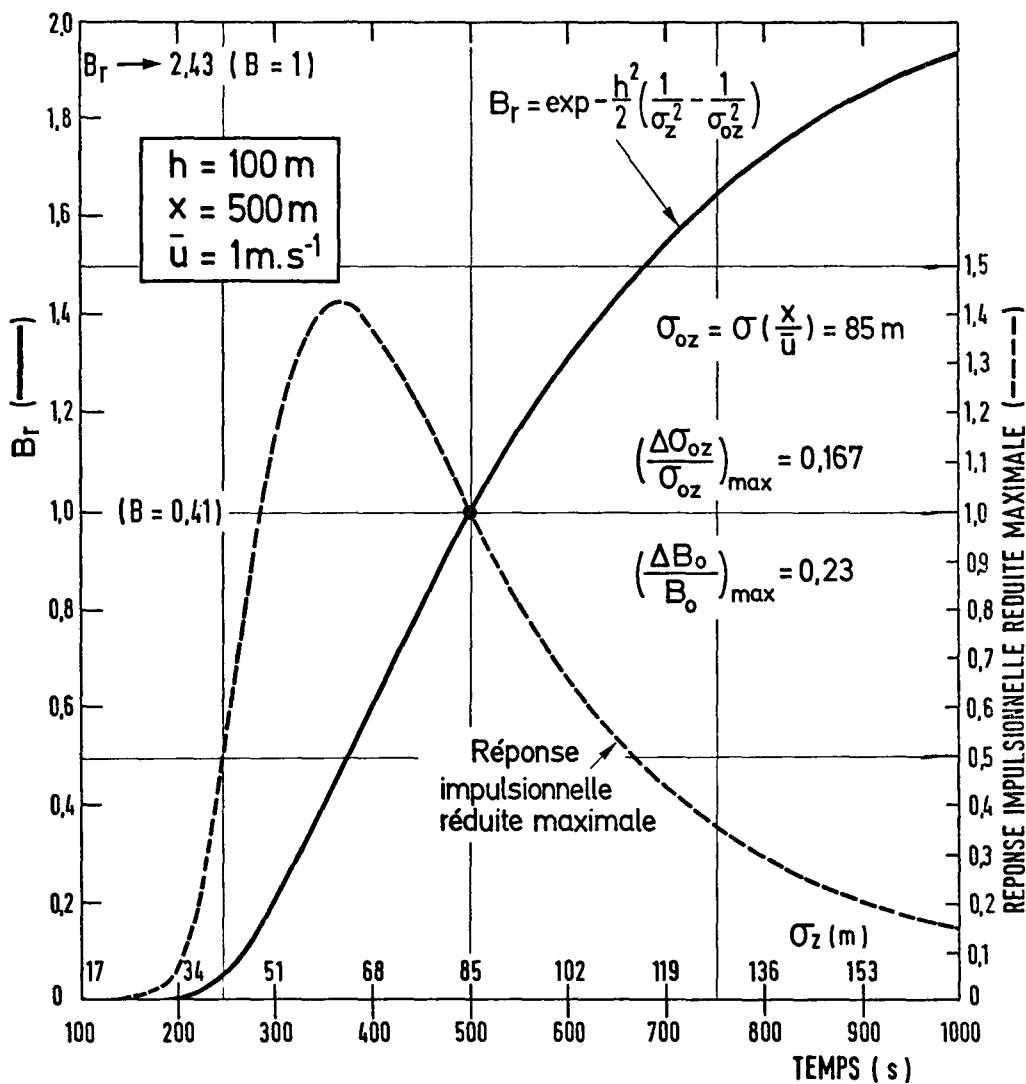


Fig. 3 - EXEMPLE DE REPONSE IMPULSIONNELLE MAXIMALE AU NIVEAU DE LA SOURCE, ET DE FONCTION REDUITE DE CALCUL DE LA REPONSE CORRESPONDANTE AU SOL POUR UNE HAUTEUR D'EMISSION DE 100 m.

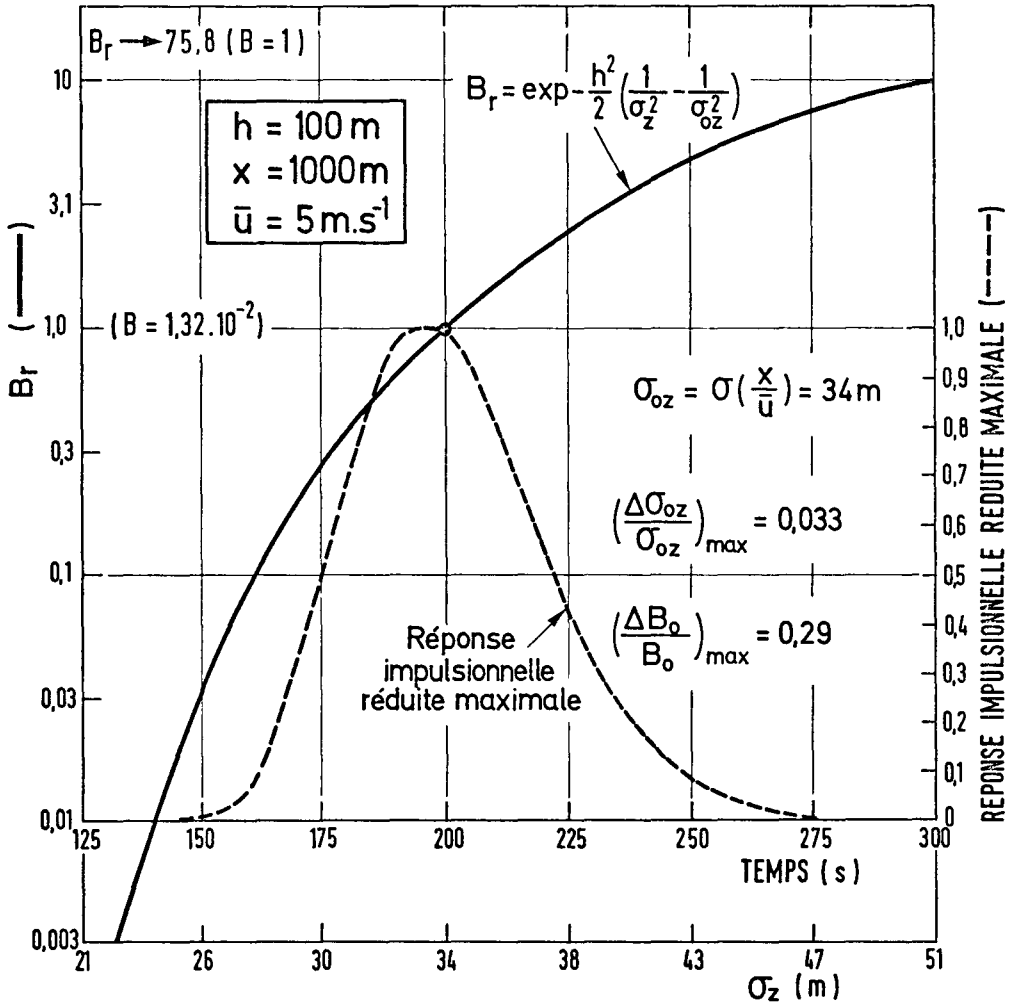


Fig.4 - EXEMPLE DE REPONSE IMPULSIONNELLE MAXIMALE AU NIVEAU DE LA SOURCE, ET DE FONCTION REDUITE DE CALCUL DE LA REPONSE CORRESPONDANTE AU SOL, POUR UNE HAUTEUR D'EMISSION DE 100 m

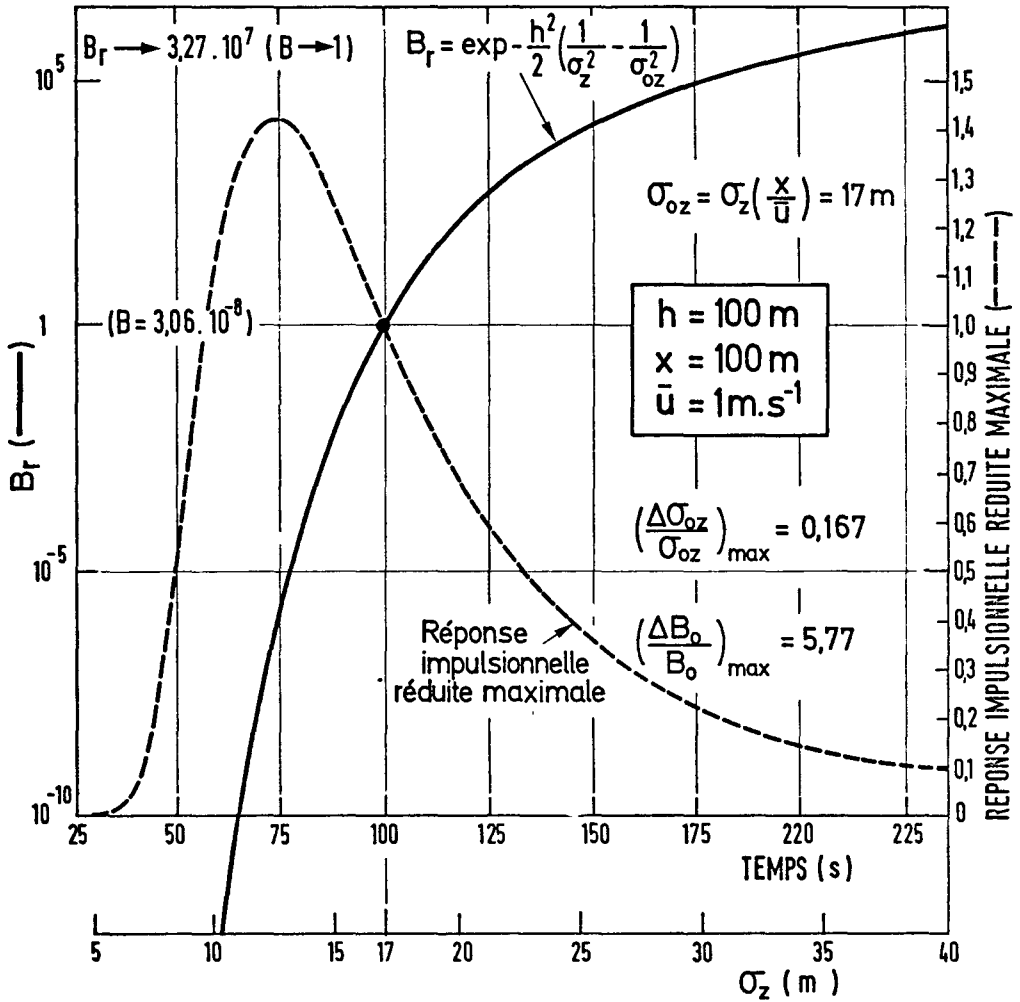


Fig.5 - EXEMPLE DE REPONSE IMPULSIONNELLE MAXIMALE AU NIVEAU DE LA SOURCE, ET DE FONCTION REDUITE DE CALCUL DE LA REPONSE CORRESPONDANTE AU SOL, POUR UNE HAUTEUR DE 100 m

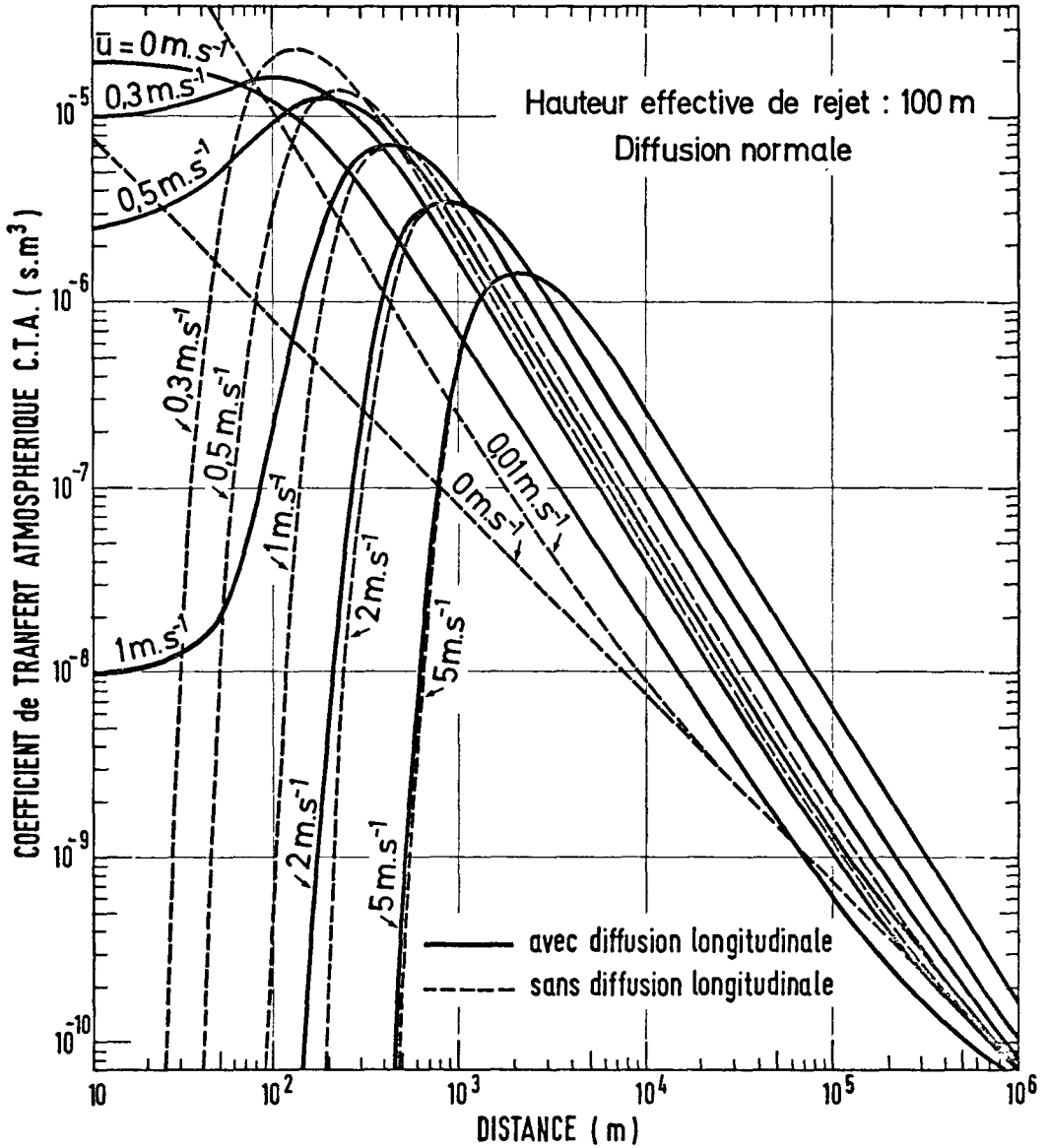


Fig. 6 - INFLUENCE DE LA DIFFUSION LONGITUDINALE SUR LE COEFFICIENT DE TRANSFERT ATMOSPHERIQUE AU SOL POUR UNE HAUTEUR D'EMISSION DE 100 m

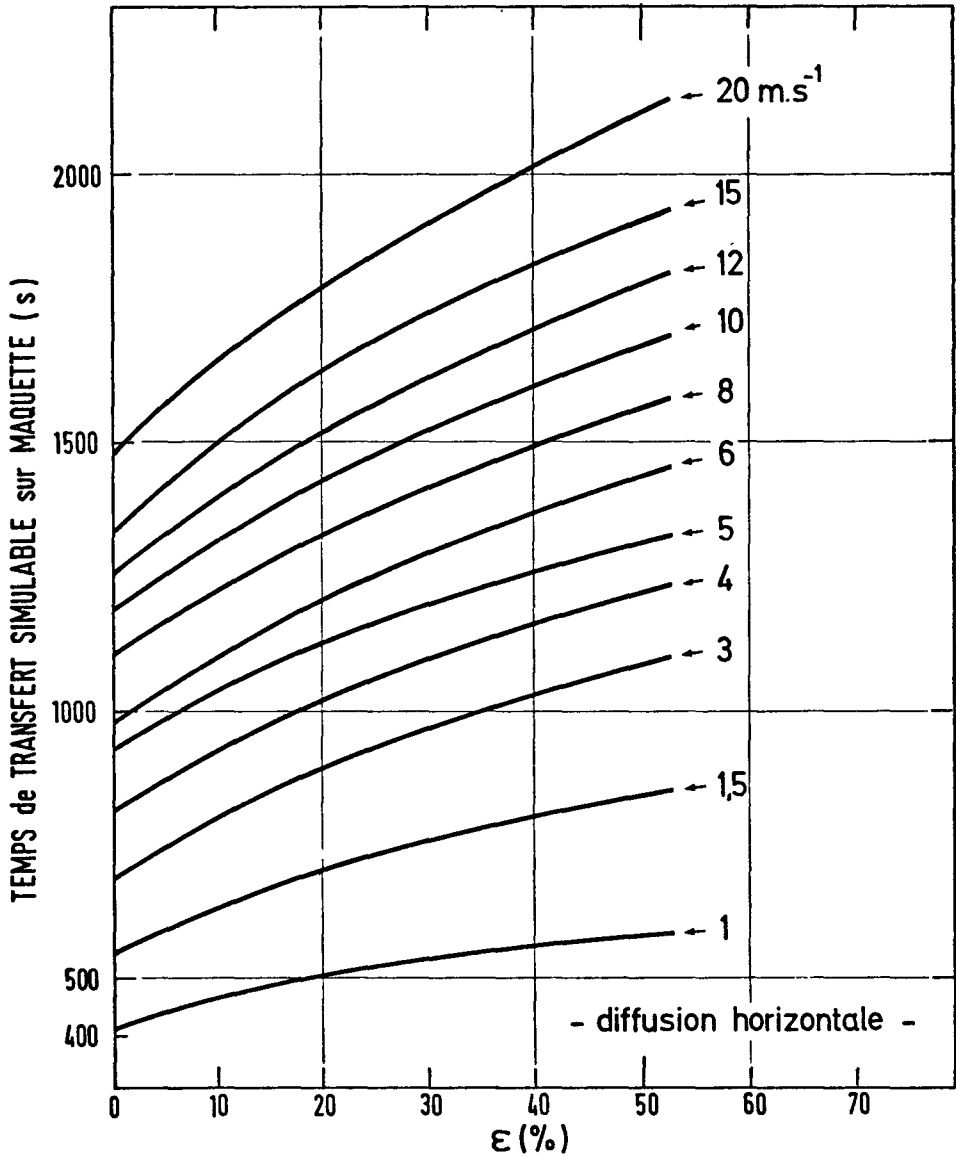


Fig.7 - LIMITES DE DUREES DE TRANSFERT SIMULABLES SUR MAQUETTE EN FONCTION DE L'ERREUR RELATIVE SUR LA VALEUR DE L'ECART-TYPE POUR DIFFERENTES VITESSES DE VENT (selon CRABOL)

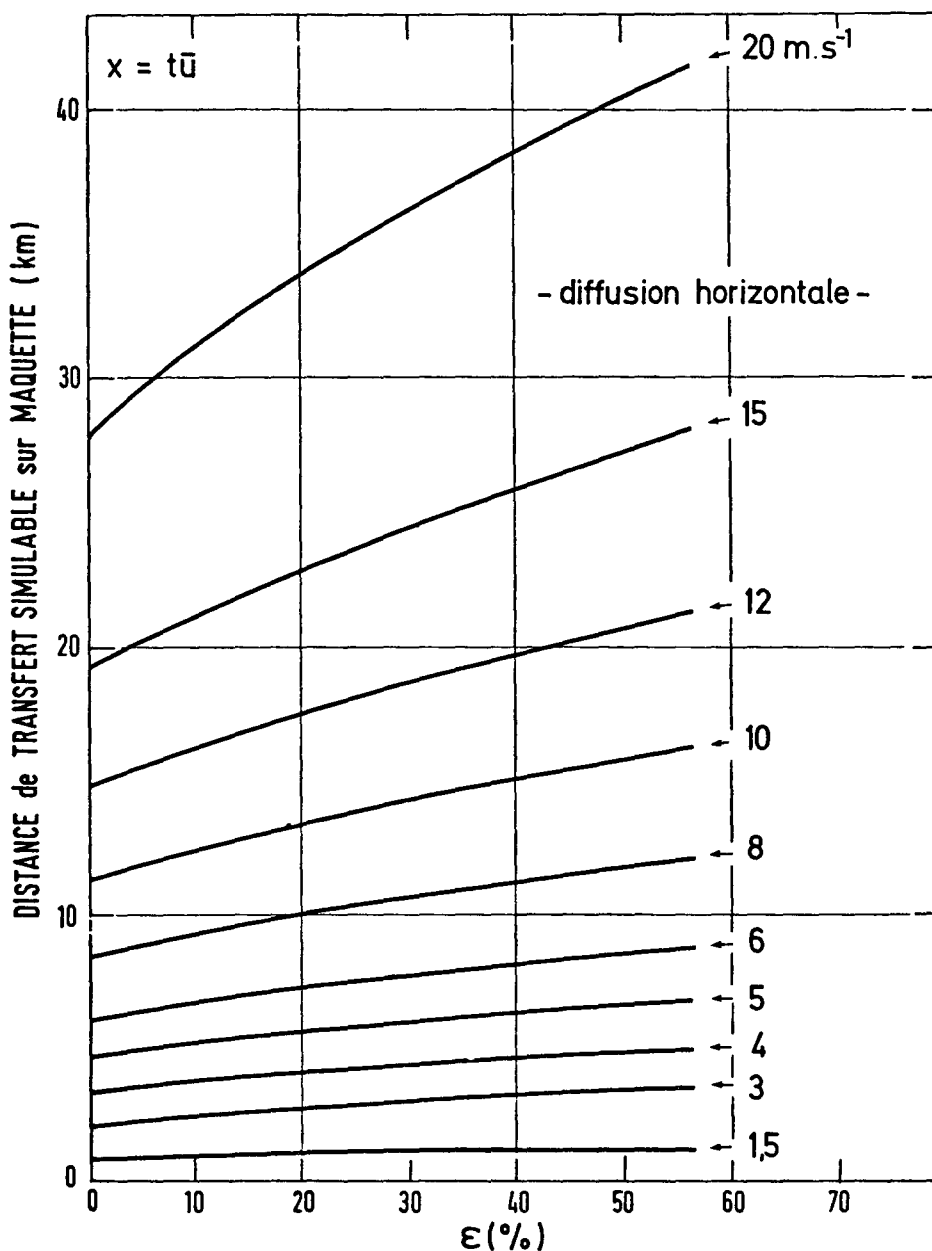


Fig. 8 - LIMITES DE DISTANCES DE TRANSFERT SIMULABLES SUR MAQUETTE EN FONCTION DE L'ERREUR RELATIVE SUR LA VALEUR DE L'ECART-TYPE POUR DIFFERENTES VITESSES DE VENT (selon CRABOL)

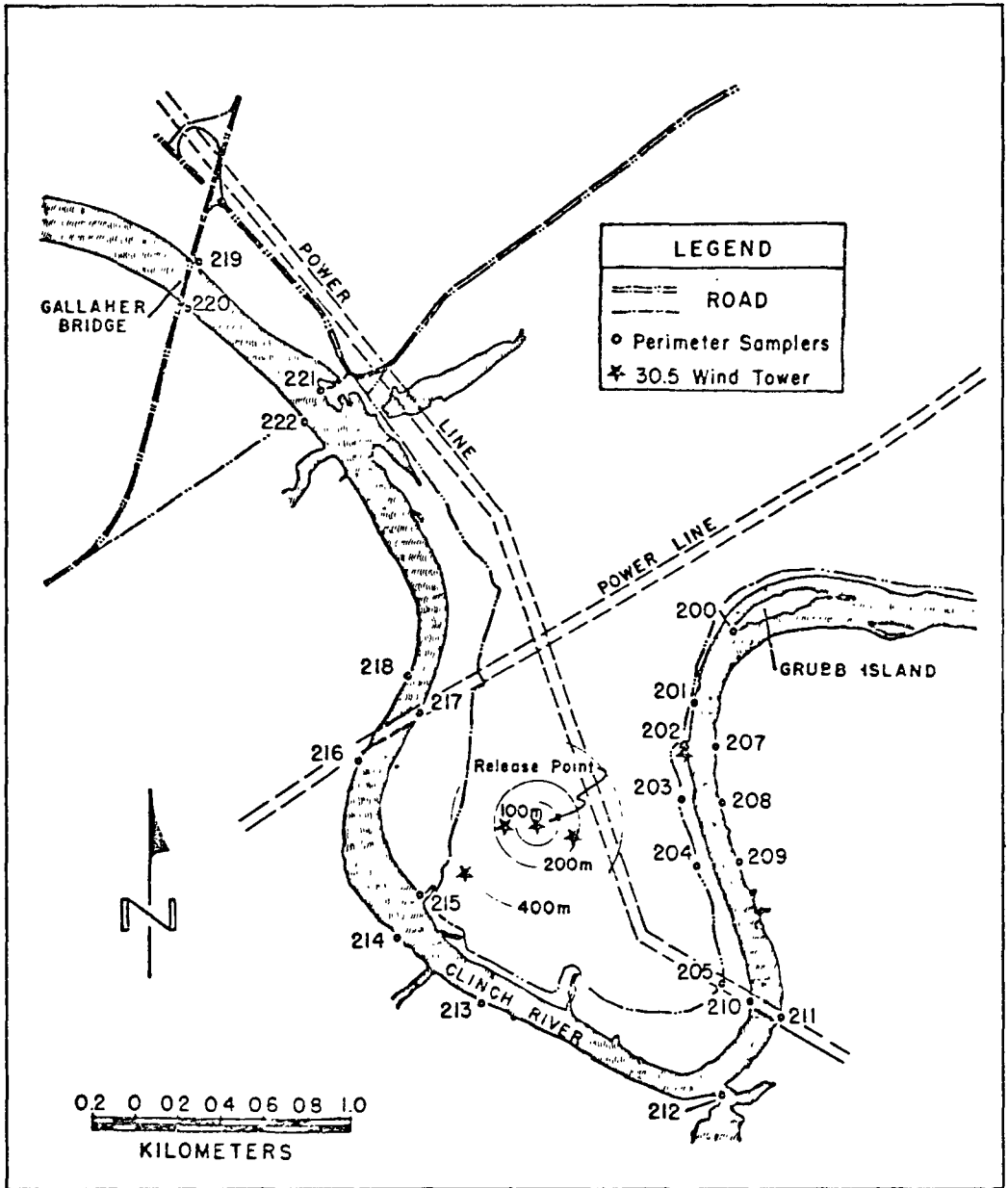


Figure 2a. Spatial relationship between the release point and the sampling locations.

Fig.9_ DIFFUSION PAR VENT FAIBLE - ESSAIS AMERICAINS EN VRAIE GRANDEUR - DISPOSITIF D'EMISSION ET DE PRELEVEMENTS DE TRACEUR - PLAN GENERAL (NOAA/ERL/ARL-61/août 1976)

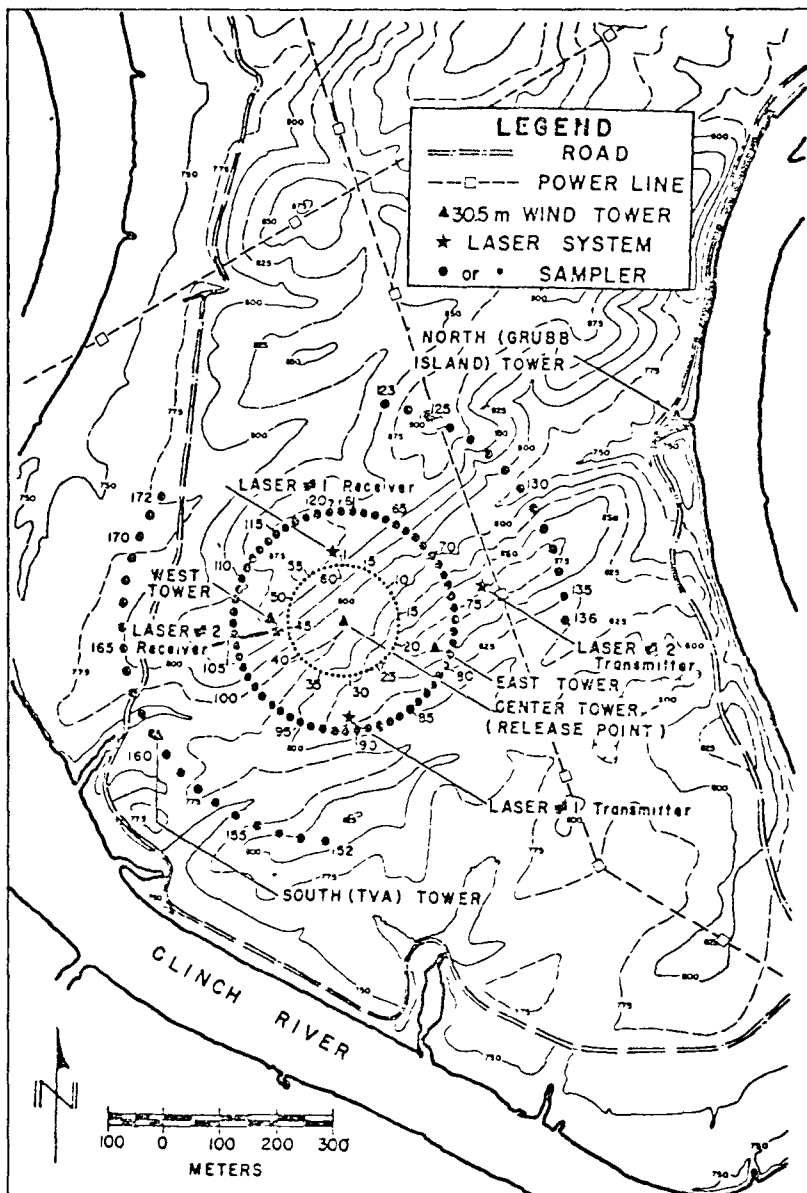


Figure 2b. Detail of inner sampling arcs showing location of meteorological towers and laser transmitters and receivers. (Contour heights are in feet above sea level).

Fig.10 _ DIFFUSION PAR VENT FAIBLE - ESSAIS AMERICAINS EN VRAIE GRANDEUR - DISPOSITIF D'EMISSION ET DE PRELEVEMENTS DE TRACEUR - DETAIL (NOAA / ERL / ARL - 61 / août 1976)

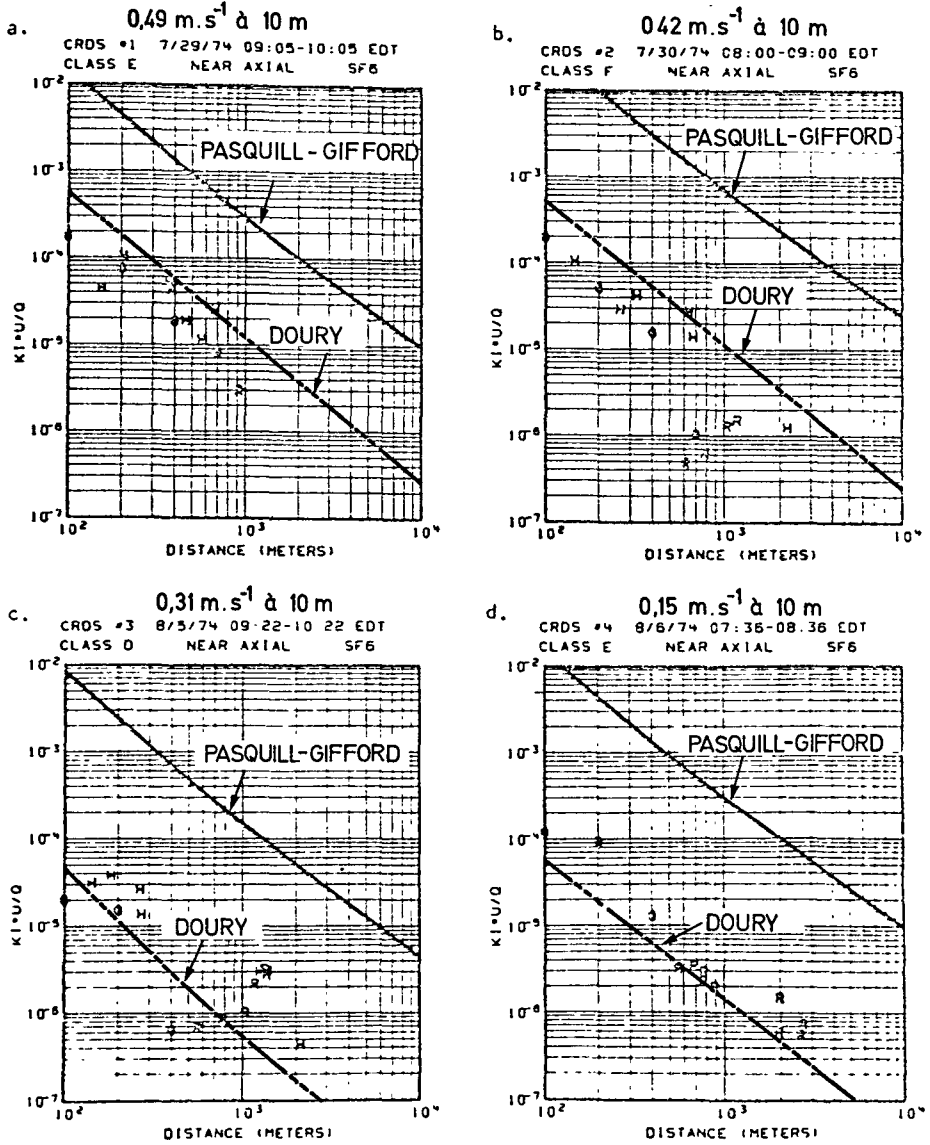


Figure 8(a - k). Normalized, near-axial concentration measurements for the ground-level released gaseous tracer. The symbol G denotes the peak ground-level concentration for each sampling arc. The symbol R denotes concentrations measured by samplers along the perimeter road or along the river banks. The symbol H denotes aerially sampled concentrations. The solid curve is the appropriate Pasquill-Gifford curve.

Fig.11 - DIFFUSION PAR VENT FAIBLE - ESSAIS AMERICAINS EN VRAIE GRANDEUR - COMPARAISONS DE RESULTATS MESURES ET CALCULES - CONCENTRATIONS AXIALES AU NIVEAU DU SOL (NOAA / ERL / ARL-61 / août 1976)

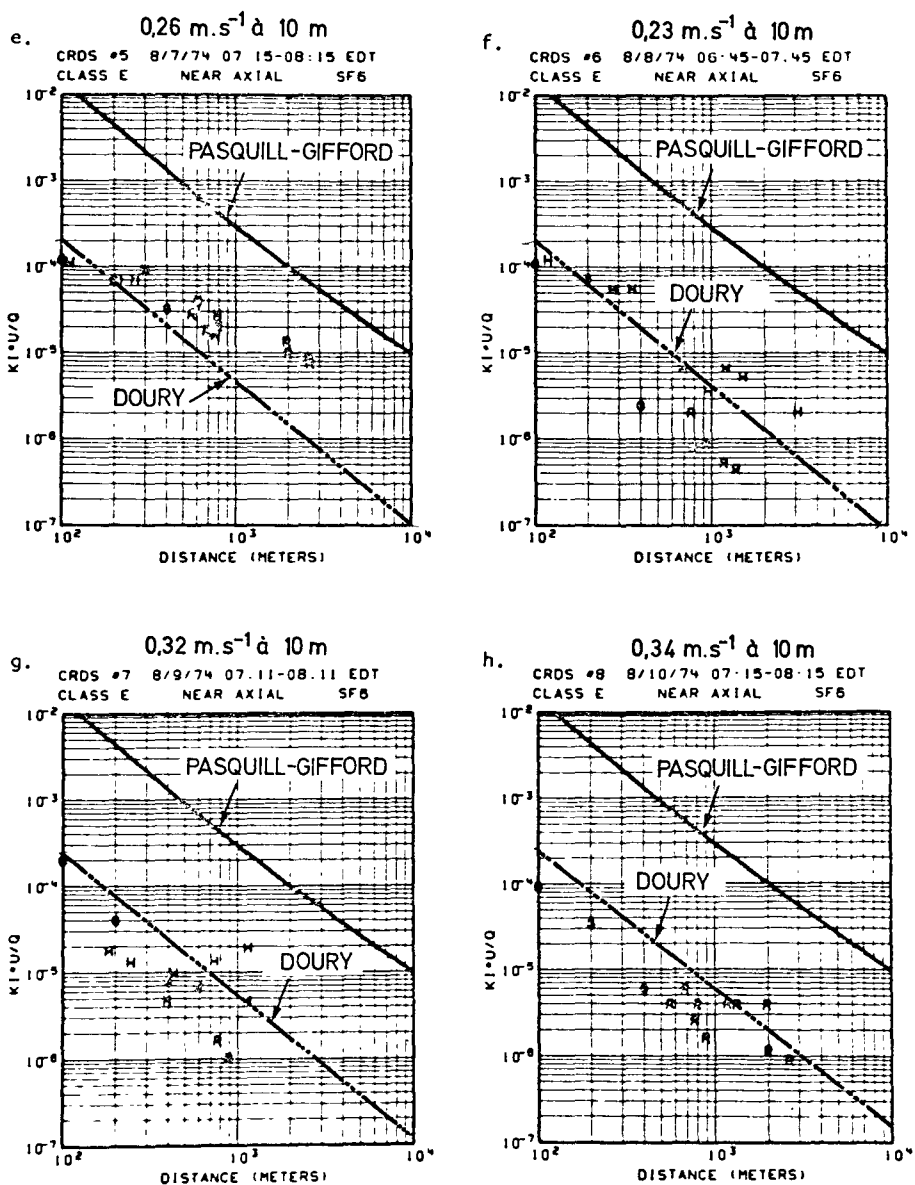


Figure 8. Continued

Fig.12 - DIFFUSION PAR VENT FAIBLE - ESSAIS AMERICAINS EN VRAIE GRANDEUR - COMPARAISONS DE RESULTATS MESURES ET CALCULES - CONCENTRATIONS AXIALES AU NIVEAU DU SOL (NOAA / ERL / ARL-61 / août 1976)

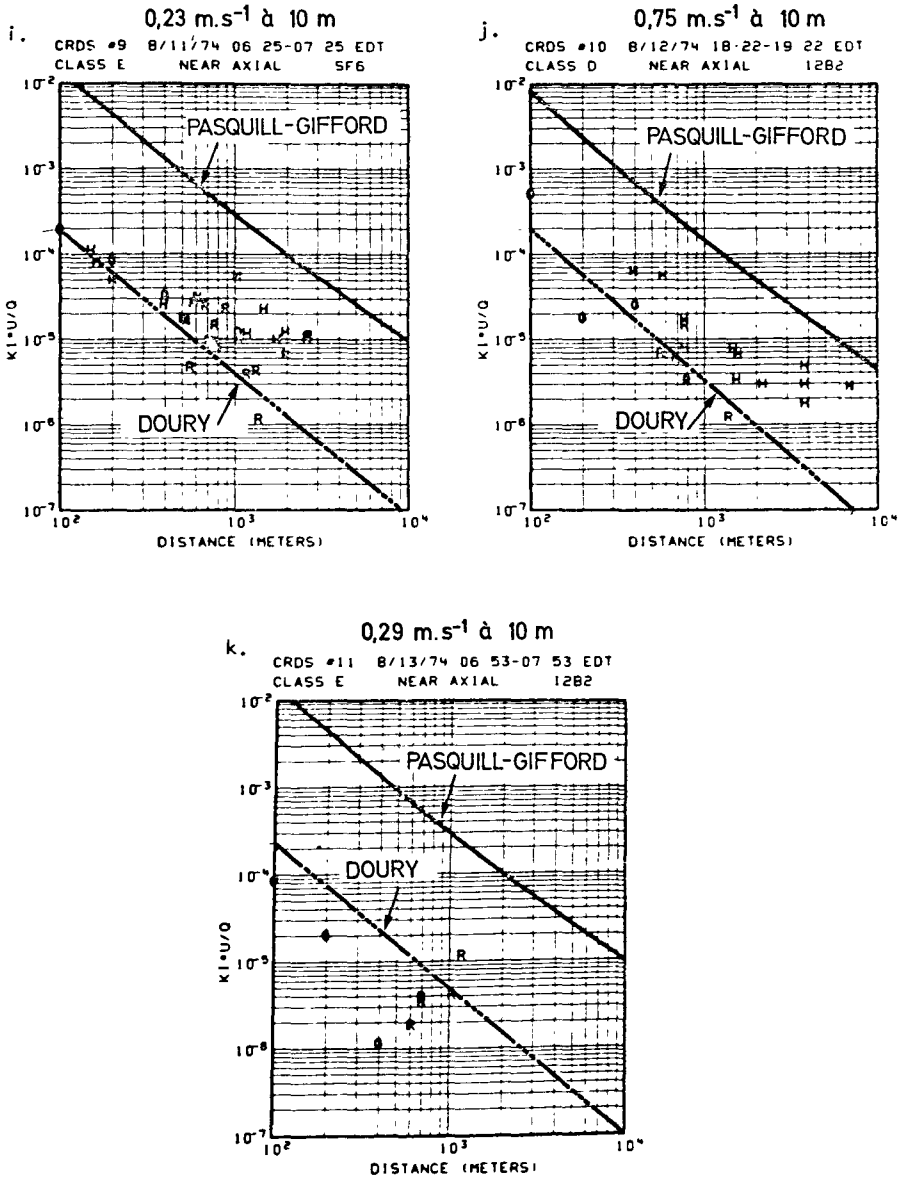


Figure 8. Continued

Fig.13 _ DIFFUSION PAR VENT FAIBLE - ESSAIS AMERICAINS EN VRAIE GRANDEUR - COMPARAISONS DE RESULTATS MESURES ET CALCULES - CONCENTRATIONS AXIALES AU NIVEAU DU SOL (NOAA / ERL / ARL - 61 / août 1976)

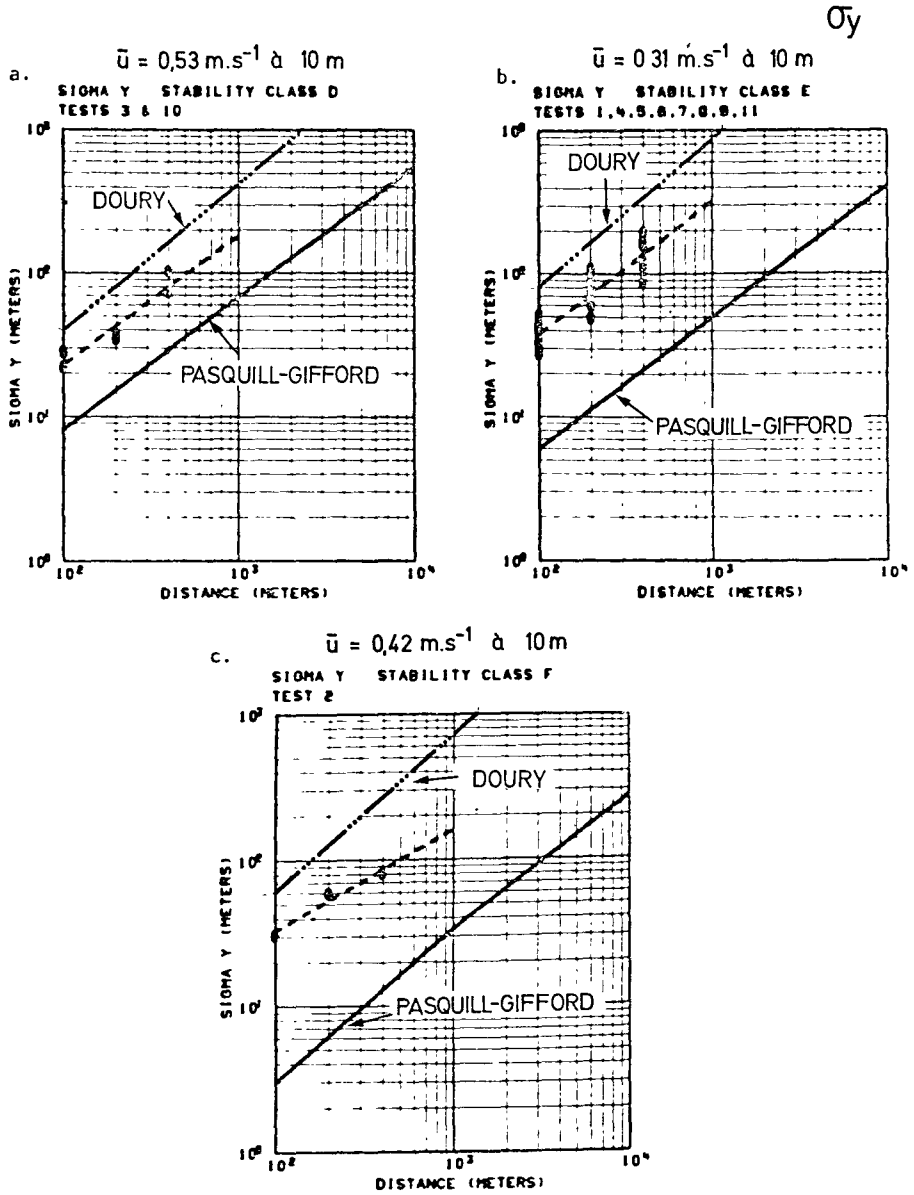


Figure 10(a - c). $\sigma_y(SM)$ data points grouped by stability class. The solid line is the appropriate Pasquill-Gifford curve. The dashed line is a first order, least-squares curve fit of the data points.

Fig.14 _ DIFFUSION PAR VENT FAIBLE - ESSAIS AMERICAINS EN VRAIE GRANDEUR - COMPARAISONS DE RESULTATS MESURES ET CALCULES - DIMENSIONS LATERALES HORIZONTALES (NOAA / ER! / ARL - 61 / août 1976)

σ_z

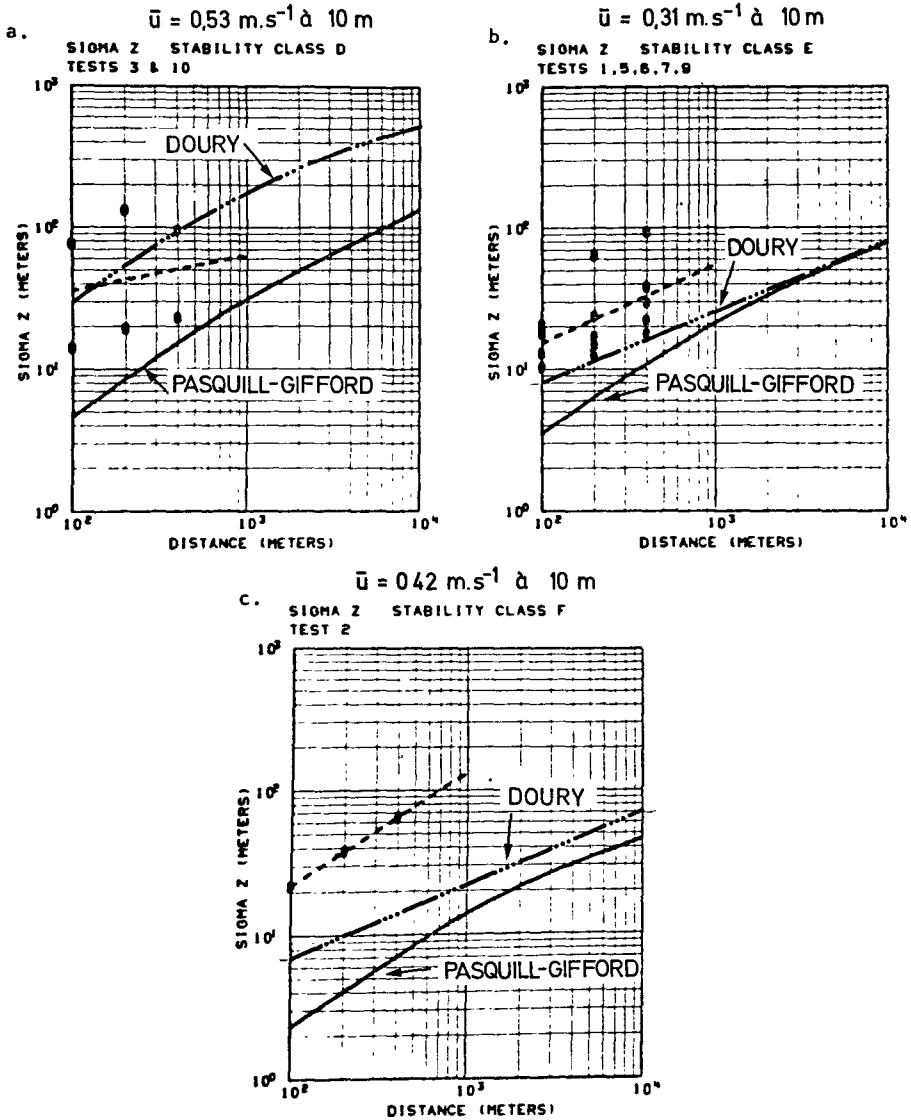


Figure 11(a - c). σ_z (eq. 5) data points grouped by stability class. The solid line is the appropriate Pasquill-Gifford curve. The dashed line is a first order, least-squares curve fit of the data points.

Fig.15_ DIFFUSION PAR VENT FAIBLE - ESSAIS AMERICAINS EN VRAIE GRANDEUR - COMPARAISONS DE RESULTATS MESURES ET CALCULES - DIMENSIONS VERTICALES (NOAA / ERL / ARL - 61 / août 1976)

APT - A COMPUTER PROGRAM FOR THE NUMERICAL SOLUTION OF PROBLEMS IN
ATMOSPHERIC DISPERSION AND SOME APPLICATIONS TO NUCLEAR SAFETY

C. HARTER and G.D. KAISER
U.K.A.E.A.
Culcheth - UNITED KINGDOM

A. GODDARD, A.D. GOSMAN, A. GHOBADIAN and S. EL TAHRY
Imperial College of Science and Technology
London - UNITED KINGDOM

SUMMARY. APT (Atmospheric Pollution Transport) is a computer program for predicting the dispersal of plumes emanating from point or line sources in a two-dimensional turbulent boundary layer. The governing partial differential conservation equations are solved by means of a marching finite-difference procedure and by the incorporation of a second-order closure turbulence model, which includes allowance for anisotropy and thermal-stratification effects. The methods adopted are briefly described in this paper, as is the validation of the model by comparison with wind tunnel and open air data.

APT has been written so as to allow various parameters, such as meteorological roughness length, upward heat flux from the ground and dry deposition velocity, to change as a function of the distance downwind of the source of the effluent. The relevance of these features to nuclear safety calculations is discussed and examples of practical interest are given. The circumstances in which it is desirable to use APT in preference to the conventional Gaussian model are also described.

RESUME. APT - PROGRAMME D'ORDINATEUR POUR LA RESOLUTION NUMERIQUE DES PROBLEMES DE DISPERSION ATMOSPHERIQUE - APPLICATIONS A LA SURETE NUCLEAIRE.

APT (Atmospheric Pollution Transport - Transport de la pollution atmosphérique) est un programme d'ordinateur conçu pour prévoir la dispersion de panaches émanant de sources ponctuelles ou linéaires dans une couche limite turbulente bidimensionnelle. La solution des équations différentielles partielles de conservation qui le sous-tendent s'effectue selon une méthode d'accroissements finis et par l'introduction d'un modèle de turbulence du second ordre permettant de tenir compte de l'anisotropie et des effets de stratification thermique. Le rapport décrit brièvement les méthodes adoptées, ainsi que la validation du modèle par comparaison avec les données obtenues en soufflerie et à l'air libre.

APT a été écrit pour permettre à différents paramètres, tels que le paramètre de rugosité utilisé en météorologie, le flux de chaleur ascendant

émanant du sol et la vitesse de dépôt sec, de varier en fonction de la distance sous le vent de la source d'effluents. On examine l'adéquation de ces particularités aux calculs de sécurité nucléaire et l'on donne des exemples pratiques. On décrit dans quelles circonstances il convient d'utiliser APT de préférence au modèle gaussien classique.

KURZFASSUNG. EIN COMPUTERPROGRAMM FÜR DIE NUMERISCHE LÖSUNG VON PROBLEMEN DER ATMOSPHERISCHEN DISPERSION UND EINIGE ANWENDUNGSMÖGLICHKEITEN IM BE- REICH DER NUKLEAREN SICHERHEIT (APT). Das Computerprogramm APT (Atmospheric Pollution Transport) dient zur Abschätzung der Ausbreitung von Abluftfahnen aus Punkt- oder Linienquellen in einer zweidimensionalen Turbulenz-Grenz- schicht. Die Lösung der massgebenden partiellen Differentialgleichungen wird durch ein Differenzverfahren und ein Flussturbulenzmodell zweiter Ord- nung angenähert, wobei Anisotropie-Effekte und Auswirkungen der Temperatur- schichtung berücksichtigt werden können. Die angewandten Verfahren werden im Bericht kurz erläutert; auch wird die Brauchbarkeit des Modells durch einen Vergleich von Windtunnel-Daten mit Messwerten aus der freien Atmo- sphäre nachgewiesen.

Das APT-Programm wurde so aufgebaut, dass verschiedene Parameter, wie me- teorologische Rauigkeitslänge, Wärmestrom vom Boden aufwärts und Sedimen- tationsgeschwindigkeit des trockenen Ausfalls als Funktion der Entfernung von der Ableitungsquelle unter Wind Berücksichtigung finden. Die Bedeutung dieser Faktoren für die Berechnung auf dem Gebiet der nuklearen Sicherheit wird besprochen, und es werden Beispiele von praktischem Interesse ge- bracht. Ausserdem wird dargelegt, unter welchen Umständen das APT-Programm dem konventionellen GAUSS'schen Modell vorzuziehen ist.

1. Introduction

Some five years ago, the Safety and Reliability Directorate of the United Kingdom Atomic Energy Authority asked the Mechanical Engineering Department at Imperial College to develop a method for the prediction of the atmospheric dispersion of radioactive material, using numerical schemes and physical models that had previously proved successful in several engineering applications. This work has now been embodied in a computer program, APT (Atmospheric Pollution Transport), which is described in refs (1) and (2). It is felt that it is timely to report on the present state of the project, the models and methods used, the applications and possible future improvements.

It is possible to regard APT in two equally interesting but complementary ways. Firstly, from the theoretical point of view, APT is an example of the development and improvement of techniques for modelling turbulent flows. Secondly, APT may be regarded as a package which has potentially useful applications in nuclear safety studies - or indeed, in studies of the dispersion of many kinds of pollutants. Both of these aspects of APT are described in this paper, but in view of the subject matter covered by this conference the applications are more fully described than is the numerical modelling.

APT may be used to predict the dispersal of passive plumes emanating from steady point or line sources in a two dimensional turbulent boundary layer. The governing partial differential conservation equations are solved by means of a marching finite difference procedure and by the incorporation of a second order closure turbulence model, which also allows for anisotropy and thermal stratification effects. These methods are described in Section 2.

Section 3 is devoted to a description of the potential applications of the program in the nuclear safety field. The circumstances in which it is desirable to use detailed numerical codes such as APT in preference to the more conventional but quick-running, idealized computer packages such as the UKAEA's code, TIRION⁽³⁾ are discussed. It is shown that APT and TIRION should be regarded as complementary in the context of nuclear safety studies. Two specific examples are given. In the first, a radioactive plume is assumed to be transported from open countryside across a rougher, hotter city. In the second example, a radioactive plume is assumed to blow from open countryside, across a meteorologically smooth stretch of terrain, and finally across a city. In reality, the smooth stretch of terrain might plausibly

represent a river estuary or lake.

Finally, Section 4 contains a brief summary of the paper and a discussion of desirable future modification of APT.

2. Modelling

Basic assumptions and restrictions

In the interest of economy, two key assumptions were made at the outset of the development of the APT method, one being that the flow and dispersal processes are amenable to the usual time averaging employed in turbulence theory, and the other that the flow behaves as a two dimensional boundary layer. The former assumption (which is inherent in the Gaussian model) allows direct calculation of the time averaged behaviour and thereby reduces the computational burden. This time averaging procedure is perfectly acceptable if the dispersion occurs at time scales much smaller than those of the mean wind direction variations. As for the second assumption, this too considerably reduces the computational burden from what would otherwise be a three dimensional flow calculation. The price that has to be paid for making this assumption is that one cannot take account of the effects of wind turning, but this effect however only becomes important when the plume approaches the upper edge of the atmospheric boundary layer. A further assumption that is made in the APT method is that the topography of the region over which the flow passes is flat, but it may have surface roughness.

Governing Equations

Within the present framework the dispersion problems may be represented mathematically in terms of the governing equations of motion and thermal energy for a steady state two-dimensional fully-turbulent boundary layer, viz:

$$\partial(\rho U_1)/\partial x_1 + \partial(\rho U_3)/\partial x_3 = 0 \quad (1)$$

$$\partial(\rho U_1^2)/\partial x_1 + \partial(\rho U_3 U_1)/\partial x_3 = - dp/dx_1 - \partial(\overline{\rho u_1 u_3})/\partial x_3 \quad (2)$$

$$\partial(\rho U_1 T)/\partial x_1 + \partial(\rho U_3 T)/\partial x_3 = - \partial(\overline{\rho u_3 T})/\partial x_3 \quad (3)$$

and the conservation equation for the three dimensional field of plume material:

$$\begin{aligned} \partial(\rho U_1 C)/\partial x_1 + \partial(\rho U_3 C)/\partial x_3 &= - \partial(\overline{\rho u_2 c})/\partial x_2 \\ &\quad - \partial(\overline{\rho u_3 c})/\partial x_3 \end{aligned} \quad (4)$$

where U, T, C stand for time-average values of velocity temperature and plume concentration respectively and the lower-case versions represent fluctuations about the averages; subscripts 1, 2 and 3 refer in turn to the downwind, lateral and vertical directions; p is the static pressure and ρ the air density; and the overbar denotes time averaging.

A key feature of the method is the manner of determining the additional unknowns $\rho u_1 v_3, \rho u_3 T, \rho u_3 c$ and $\rho u_2 c$ arising from the time-averaging process. These quantities represent the turbulent fluxes of momentum, thermal energy and plume material in the vertical direction, and the counterpart of the latter in the lateral direction. The turbulent fluxes are obtained from mathematical models of the turbulent transport process, the development of which can be outlined as follows.

(i) The starting points are the exact differential transport equations for the turbulent fluxes, which are deduced from fundamental conservation equations of motion, mass and energy in a manner described in ref (1). These have the typical form:

$$\frac{D}{Dt} (\rho \overline{u_i u_j}) = g_m + g_s - V + d - p \quad (5)$$

where g_m represents the generation of turbulence by mechanical action (ie shear stress acting against mean velocity gradients), g_s the generation/destruction of turbulence by thermal stratification, V stands for dissipation by viscous action, d denotes turbulent diffusion (for which a separate transport equation is derived), and p is a pressure strain contribution. Few equations exist for $\overline{\rho u_i c}$ and $\overline{\rho u_i T}$, and those that do all contain additional unknowns such as $\overline{u_i u_j u_k}$ which arise in their derivation.

(ii) The new unknowns in the flux transport equations are then expressed, through a combination of rigour, and guesswork in terms of known or calculated quantities; a process which has come to be known as 'turbulence modelling'. The result is a group of equations referred to as a 'turbulence model' together with the mean flow equations (1) to (4) which form a closed set. The model equations employed are based on the work of Launder, and details of them can be found in ref (1).

(iii) Finally, although usable as they stand, the flux equations are further simplified by invoking the assumption that the rate of transport of each component by convection and diffusion is proportional to the transport rate of turbulence energy ($\kappa = \overline{u_i u_i} / 2$) for which the full equation is retained. This assumption, which is often justified if the transport contributions are

small, has the benefit of reducing the flux equations from differential to algebraic form.

The outcome of the above process is therefore a turbulence model for the Reynold's stresses and turbulent mass and heat fluxes, consisting of differential transport equations for the turbulent kinetic energy k and its dissipation rate ϵ (proportional to d in equation (5)), together with algebraic equations for the fluxes themselves. The expressions for these fluxes are too lengthy to be quoted here, but full details can be found in ref (1).

Numerical Solution Procedure

Since under the boundary-layer assumption U_1 is everywhere positive and diffusion in the windward direction is negligible by comparison with advection (the relevant diffusion terms therefore having been omitted from the foregoing equations) the system of equations to be solved is parabolic in the X_1 direction and consequently amenable to a downwind-marching finite difference method of solution, which is the approach adopted in APT.

With such methods, the differential equations are transformed by finite difference analysis into algebraic versions which link the values of the dependent variables at the nodal points of a computational grid of the kind shown in Fig. 1, the resulting equations being typically of the form:

$$a_C \phi_C^D = \sum_{\text{all } n} a_n \phi_n^D + a_C^U \phi_C^U + S \quad (6)$$

where ϕ stands for any of the variables U_1, U_2, T, C, κ and ϵ ; the superscripts D and U respectively refer to a particular Downstream cross-sectional plane of nodes and Upstream neighbours; and the a's contain the combined effects of advection, diffusion and internal sources. Given starting field of U's, the sets of simultaneous equations (6) for each variable at all nodes are easily solved for the ϕ^D 's, and the resulting solution is available as the 'upstream' field for the next forward step in the X_1 direction; and so on.

The foregoing entirely conventional practices are followed in APT, as is also the practice of adjusting the dimensions of the grids in the cross-stream plane of the marching process so as just to encompass the region of significant gradients of the ϕ 's. An important novelty(1) however, is the use of a separate smaller detailed grid for the plume concentration calculations, as indicated in Fig. 1. This is out of recognition that the plume

dimensions are often significantly smaller than those of the atmospheric boundary layer, thus entailing quite different grid spacings of optimum accuracy and economy. Interpolation is employed to transfer velocity and diffusivity information from the large grid to the smaller one.

3. Applications

3.1 Need for APT

Many of the presently available methods of assessment of the safety of reactor systems or of other parts of the nuclear fuel cycle rely on relatively simple models of the atmospheric dispersion process. The Rasmussen report⁽⁷⁾ - the comprehensive American Study of LWR safety - relies entirely on the Gaussian model and simple modifications of it. The computer code TIRION⁽³⁾, which is also based on the Gaussian model, was used for the consequence modelling for the Windscale Inquiry⁽⁸⁾ and, apparently, was judged to be suitable for this purpose by those who took part. Indeed, the Gaussian model, together with simple adaptations is perfectly adequate for many applications in the nuclear safety field, in cases where quick order of magnitude assessments of the likely consequences of accidental releases of radioactivity are required.

There are cases, however, in which the Gaussian model cannot be used because there are physical phenomena to be taken into account which cannot readily be fitted into any easy modification of it. Examples might be the presence of prominent topographical features such as hill, valleys or large bodies of water; the interaction of buoyant plumes with turbulent wakes of buildings; the deposition of a plume by dry deposition in the case of a pollutant with a large dry deposition velocity; and the presence of particles of pollutant large enough to have significant gravitational settling velocity. These problems must in general be tackled by the use of a detailed dispersion model. Clearly, the writing of a comprehensive computer package that would be able to simulate all of the phenomena outlined above, and a host of others not mentioned here, is a formidable task. APT is intended to be applicable to a useful subset of these problems.

It is often the case that reactors are sited some distance away from major centres of population. It is therefore possible that, in the event of an accidental release of radioactivity, a plume of radioactive material will travel successively over open countryside, a suburban area and then a city centre. As it does so, the meteorological roughness length Z_0 and the net upward heat flux H will increase. Over the city there will be increased

mechanical and buoyancy generated turbulence in the atmosphere. If the release is initially elevated, this additional turbulence will bring material down to ground level much more rapidly than would be the case over smooth terrain of uniform roughness. The user of APT is able to model this effect by allowing step changes in both Z_0 and H to occur at a number of distances downwind of the source.

In the UK, many nuclear reactors are situated on the coast. If the wind is blowing off the sea, it is coming from a region with extremely small effective roughness length and, quite possibly, a positive gradient of potential temperature in the atmosphere, which is therefore likely to be relatively stable. An elevated plume from a coastal power station would thus emerge into a layer of air that is not particularly turbulent and would disperse relatively slowly. As it moves downwind overland, a turbulent layer begins to build up beneath it due to the presence of enhanced mechanical shear over the rougher land surface and, if H is positive, to additional convective turbulence. After a certain distance of travel, the height of this turbulent boundary layer becomes equal to that of the plume itself and fumigation occurs. This phenomenon can in principle be modelled in APT by allowing Z_0 and H to change at the coast. It is an example of the sort of physical effect that cannot easily be modelled by using simple modifications of the Gaussian formula.

If the character of the surface over which the plume is travelling is changing, as is the case if Z_0 and H are not everywhere the same, it is also likely that the dry deposition velocity V_g will be a function of distance downwind. Reference (9) contains a brief review of some experimentally observed values of V_g over surfaces of different kinds. These vary over several orders of magnitude, between 0.0001 cms^{-1} and 20 cms^{-1} . The user of APT is able to make step changes in V_g as a function of distance downwind of the source.

If a radioactive material is emitted as an aerosol containing particles with significant gravitational settling velocity, then modifications of the conventional Gaussian model quickly become extremely cumbersome and any advantage over detailed numerical schemes is soon lost. Smith(11) has examined solutions of the diffusion equation in which the profiles of eddy diffusivity take on simple forms as a function of distance above the ground. In general, however, gravitational settling can readily be taken into account by introducing a settling velocity into the basic conservation equations.

This simple modification is all that is required to adapt the method to take account of the phenomenon.

3.2 Examples of the use of APT

CASE I

The first example that has been chosen to illustrate some of the useful features of the APT program is that of the transport of a radioactive plume over consecutive regions of rural, suburban and urban terrain, each exhibiting different characteristic values of meteorological roughness and ground sensible heat flux. The use of the code in this context serves to demonstrate the capability of simulating varying surface conditions, and consequently its advantages over the use of a conventional Gaussian model approach to this problem.

The specific conditions imposed throughout the calculation are as follows. The source of radioactive(^{137}Cs) pollutant is released at a constant rate of 5.55×10^{-2} Ci/sec (100 Ci/30 min) into a nominal 8m/sec wind which has developed from an initially neutral 1000m deep atmospheric layer (this specification providing the starting conditions for the calculations) over a 20 km upstream stretch of rural terrain with a ground heat flux of -10W/m^2 and roughness length 0.1m. These conditions give rise to a stably stratified atmosphere corresponding to Pasquill weather category E according to curves derived by Smith⁽¹¹⁾. The value chosen for the meteorological roughness parameter was obtained from a recent compilation⁽¹²⁾ of the values of these parameters associated with various types of terrain. After travelling a distance of 2km downstream of the source, the surface conditions change to those pertinent to a suburban terrain. Data for typical UK cities⁽¹³⁾ shows that the appropriate level of heat flux associated with human activity in an urban environment is about 40W/m^2 . It is reasonable to assume therefore, that in a suburban environment, the level of human activity will contribute at least 20W/m^2 . The value of the ground sensible heat flux in the suburban region was thus taken as 10W/m^2 , and a value of 0.5m was chosen for the meteorological roughness. The suburban terrain then exists for a distance of 2km, after which the final 2km stretch corresponds to an urban terrain with ground heat flux of 30W/m^2 and roughness 1.0m.

Figure 2 shows the predicted variations with downstream distance of the height(λ_0) of the location of the maximum concentration (C_0) in the vertical plane, and the locations of the upper (λ_H) and lower (λ_L) plume boundaries; these being defined as the locations where C is 50% of C_{max} . The dashed

lines depict the same information for uniformly-rural conditions, and show the plume developing in a manner characteristic of Gaussian models of elevated releases with the centre line running roughly parallel with the ground, and no dramatic change in the rate of spread with downstream distance. In contrast to this, the full rural/suburban/urban simulation shows the plume as being slightly deflected upwards as it passes over the suburban region, and then the lower boundary plummeting downwards shortly after the urban region is encountered, a manifestation of the expected 'fumigation' effect. The rapid mixing arising due to the increased turbulent activity over the urban region is further illustrated in Figure III which shows the relative vertical concentration profiles at three downstream distances which correspond approximately to the centre of the respective regions.

The explanation of the behaviour shown in Figure II is as follows. Initially, as the plume passes into the suburban region, turbulent activity is induced due to the effects of changing roughness and ground heat flux. On progressing further downstream, this turbulent activity propagates upwards in the vertical plane forming an internal layer of turbulence, the height of which increases as the downstream distance increases. Figures IV and V show the variation in the vertical velocity profiles at successive downstream distances throughout the suburban and urban regions respectively. It will be noted that the sudden retardation experienced by the flow near the ground as it passes into a rougher terrain results in upward (+ ve) vertical velocities being induced. This effect can be simply understood in terms of the conservation of mass in a two dimensional flow field. However, as the plume passes further into the region, the increased build up of turbulent activity, which arises due to the causes mentioned above, results in greater **streamwise** momentum transfer to the flow near the ground, and thus by continuity there must be downward (- ve) vertical velocities induced. This effect can be seen in Figures IV and V, and it will also be noted that the height to which there is significant turbulent activity (nominally taken as the height to which negative vertical velocities exist) increases as the plume passes further into the suburban and urban terrain. A further illustration of the growth of the internal layer of turbulence is shown in Figure VI which shows plots of the vertical concentration diffusivities at three 'mid region' downstream distances.

The growth of the internal layer of turbulence with increasing downstream distance explains why the sudden plummeting of the lower edge of the plume occurs over the urban region. This effect arises when the height of

the internal layer of turbulence reaches the plume itself, or more precisely, regions of the plume where the concentration is greater than half its maximum value.

Figure VII shows plots of the ground level concentration as a function of downstream distance for both the full Rural/Suburban/Urban case, and the Rural terrain throughout case. It is clear that models such as the Gaussian model, which rely on the assumption of unchanging surface conditions are inadequate, and in situations such as the example described here, the use of the Gaussian model will lead to significant errors in the predicted downwind concentrations.

CASE II

The second example that has been chosen to illustrate the possible uses of APT concerns the transport of radioactive pollutant across an initial stretch of suburban terrain, then over a meteorologically smooth stretch of terrain which may be representative of a lake or river estuary, and finally over an urban stretch of terrain. This example, like the previous example, serves to demonstrate the capability of the program to simulate changing surface conditions as a function of downstream distance.

The pollutant in this case is assumed to be the same as that in the case 1 example. It is released at ground level into a 1000 metre deep boundary layer, which is unstably stratified (and corresponds to Pasquill category C according to nomograms derived by Smith⁽¹¹⁾), and in which the free stream wind velocity is 8m/sec.

The upward sensible heat flux from the ground in the initial and final stretches of terrain were determined to be 55W/m² and 90W/m² respectively, and were determined in a manner similar to that described for the first example, using Smith's curves and data giving typical heat fluxes from cities. Smith⁽¹⁴⁾ has also derived the values of the ratio of sensible heat flux to incoming solar radiations associated with various types of terrain: eg ocean, tropical forest, grassland, desert etc. This enables the incoming solar radiation above the initial stretch of suburban terrain to be calculated, and assuming that this remains unchanged over the central lake/estuary region, the value of upward sensible heat flux can thus be deduced using the appropriate value of the Smith ratio. The value obtained for the sensible heat flux above the central region determined in this way is 14W/m².

Figure VIII shows the variation of λ_H (λ_H being defined as in case 1)

and ground level concentration divided by initial maximum concentration with downstream distance. The effect of decreasing turbulent activity over the smooth lake/estuary region is manifest in the decrease in the rate at which λ_H increases with downstream distance as the plume passes further into this region, although the effect is not all that marked basically because the plume has already been rapidly dispersed before it reaches the central region. The rapid spreading of the plume is further illustrated in Figure IX which shows the vertical concentration profiles at three downstream distances which correspond to the centres of the respective regions. Figure X and XI show the vertical profiles of turbulent kinetic energy and energy dissipation rate. These diagrams show more clearly the effect of decreasing turbulent activity over the central lake/estuary region.

4. Summary and Future Developments of APT

In this paper, the basic modelling incorporated into the code APT has been outlined, and some of the potential applications to the field of Reactor Accident consequence modelling have been mentioned. Two examples of the use of APT have been given, and these have further illustrated the necessity of using a code such as APT in examples of this type, in preference to the use of a conventional Gaussian dispersion model.

The major deficiency in the modelling incorporated into APT is that at present, no account is taken of the fluctuations in wind direction caused by the action of large scale turbulent eddies. This results in an under-estimate of the lateral spread of the plume predicted by APT. It is hoped that a model will be developed in the near future to account for this effect. Further long term improvements are also planned, and these will enable the program to account for:

- I the effects of uneven topography of the terrain
- II the effect of unsteady releases
- III the effect of rain on the deposition modelling incorporated into the program
- IV the effects of wind turning - ie the change in wind direction with height above ground.

Acknowledgements

The important contributions made to the development of APT by Professor B E Launder, notably in the area of turbulence, are hereby acknowledged.

References

1. Sherif El Tahry, 'Turbulent Plume Dispersal', Phd thesis, Imperial College, London (1979)
2. Sherif El Tahry, 'Users Manual for the Program APT', Imperial College, London, Preprint (1979)
3. G D Kaiser, 'A Description of the Mathematical and Physical Models Incorporated into Tirion 2', UKAEA Report SRD R63(1976); L S Fryer and G D Kaiser, Tirion 4 - A Computer Program for Use in Nuclear Safety Studies, UKAEA Report SRD R134(1978)
4. B E Launder, G J Reece, and W Rodi, Journal of Fluid Mechanics, (1975) 68, 537
5. B E Launder, Heat and mass Transport, Chapter 6 in Topics in Applied Physics (1976), Vol 12, Springer, Edited by P Bradshaw
6. M M Gibson and B E Launder, Ground effects on pressure fluctuations in the atmospheric boundary layer, Journal of Fluid Mechanics (1978), 86, 491
7. 'Reactor Safety Study', Wash-1400 (NUREG 75/014) (1975)
8. 'The Windscale Inquiry', Report by the Hon. Mr Justice Parker, Her Majesty's Stationery Office, London (1978)
9. R P Hosker, 'Estimates of Dry Deposition and Plume Depletion over Forests and Grasslands' in 'Physical Behaviour of Radioactive Contaminants in the Atmosphere; IAEA STI/PUB/354 (1974) pp 291 et seq
10. F B Smith, 'The Problem of Deposition in the Atmospheric Diffusion of Particulate Matter, J Atmos. Sci. 19 (1962) 429 et seq
11. F B Smith, 'A Scheme for Estimating the Vertical Dispersion of a Plume from a source near ground level', Proc. 3rd Meeting on Air Pollution Modelling, NATO/CCMS, 14, Brussels (1972), unpublished UK Meteorological Office Report
12. R H Clarke, National Radiological Protection Board Report, NRPB-R91, (1979)
13. Department of Trade and Industry, 'Digest of Energy Statistics', Her Majesty's Stationery Office, London (1971)
14. F B Smith, 'Turbulence in the Atmospheric Boundary Layer', Sci. Prog., OXF (1975) 62, P127-151

List of Figures

- FIG I - Illustration of the flow grid and the embedded plume grid, showing their adjustment during the marching process.
- FIG II - Variation with downstream distance of roughness length, sensible heat flux, position of plume centreline, and 50% concentration boundaries.
- FIG III - Vertical Concentration profiles at three downstream distances, each being the distance which corresponds approximately to the centre of the appropriate stretch of terrain.
- FIG IV - Variation in the vertical velocity profiles at successive downstream distances throughout the suburban region.
- FIG V - Variation in the vertical velocity profiles at successive downstream distances throughout the urban region.
- FIG VI - plots of the vertical concentration diffusivities at three downstream distances, each being the distance which corresponds approximately to the centre of the appropriate stretch of terrain.
- FIG VII - Variation in the ground level concentration as a function of downstream distance showing results for both the full Rural/Suburban/Urban case and Rural terrain throughout case.
- FIG VIII - Variation with downstream distance of the 50% concentration boundary and ground level concentration divided by initial maximum concentration.
- FIG IX - Plots of the vertical concentration profiles at three downstream distances, each being the distance which corresponds approximately to the centre of the appropriate stretch of terrain.
- FIG X - Plots of the vertical profiles of turbulent kinetic energy at three downstream distances, each being the distance which corresponds approximately to the centre of the appropriate stretch of terrain.
- FIG XI - Plots of the vertical profiles of turbulent kinetic energy dissipation rate at three downstream distances, each being the distance which corresponds approximately to the centre of the appropriate stretch of terrain.

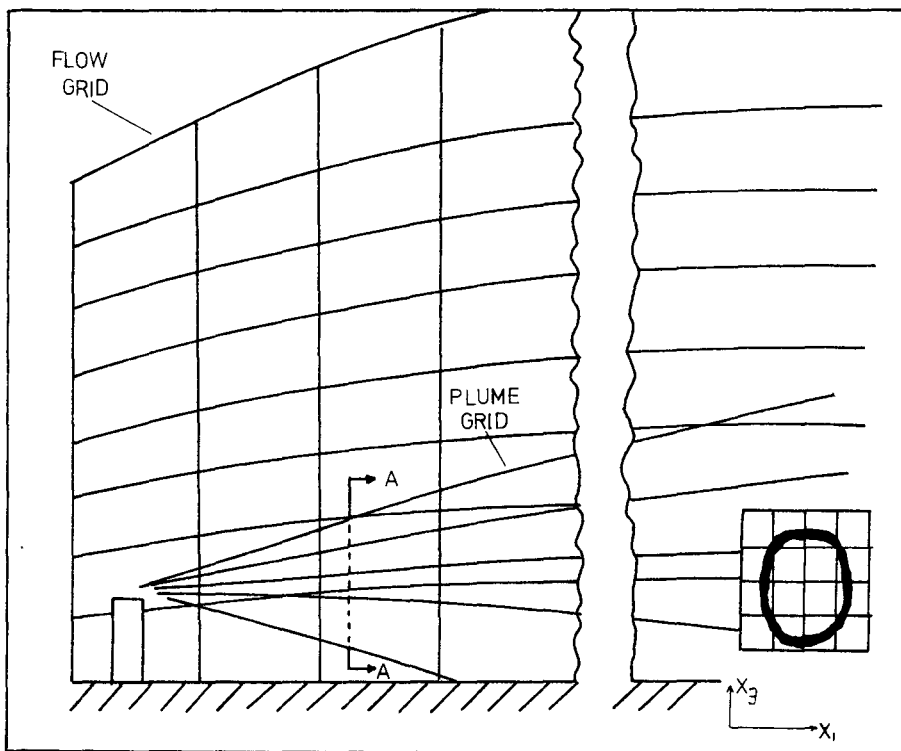


FIG. I

FIG. II

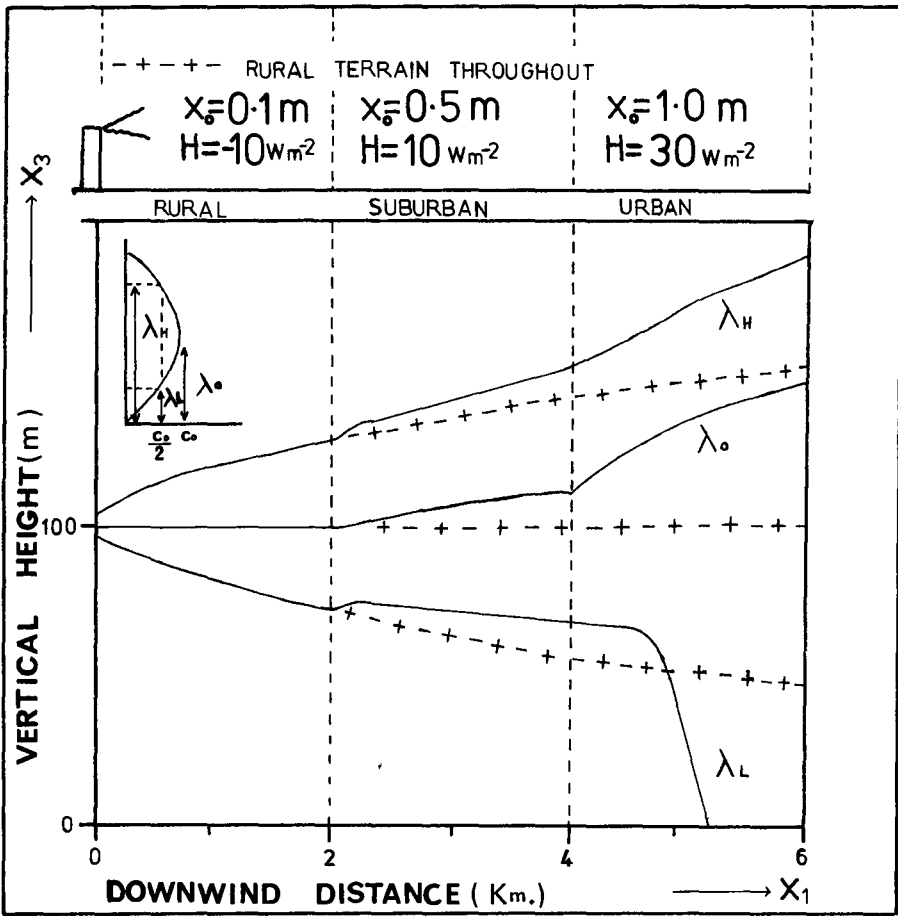
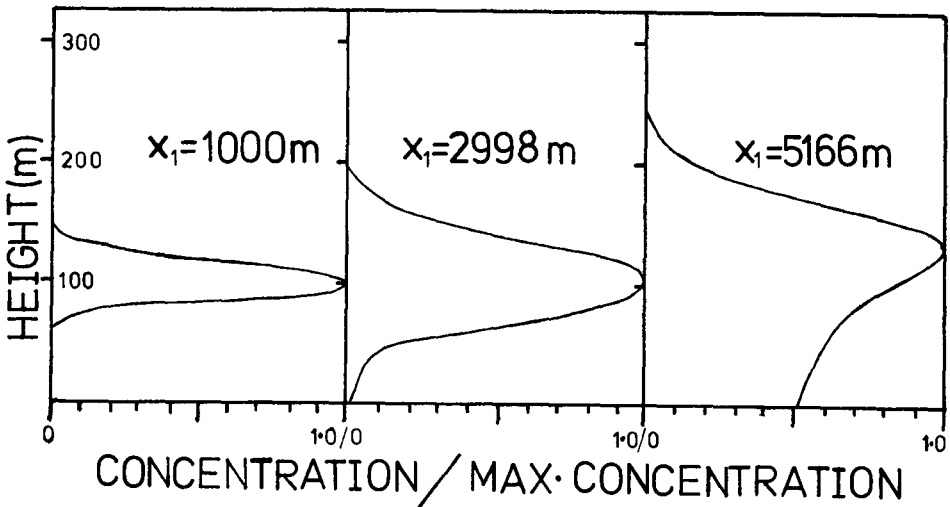


FIG. III



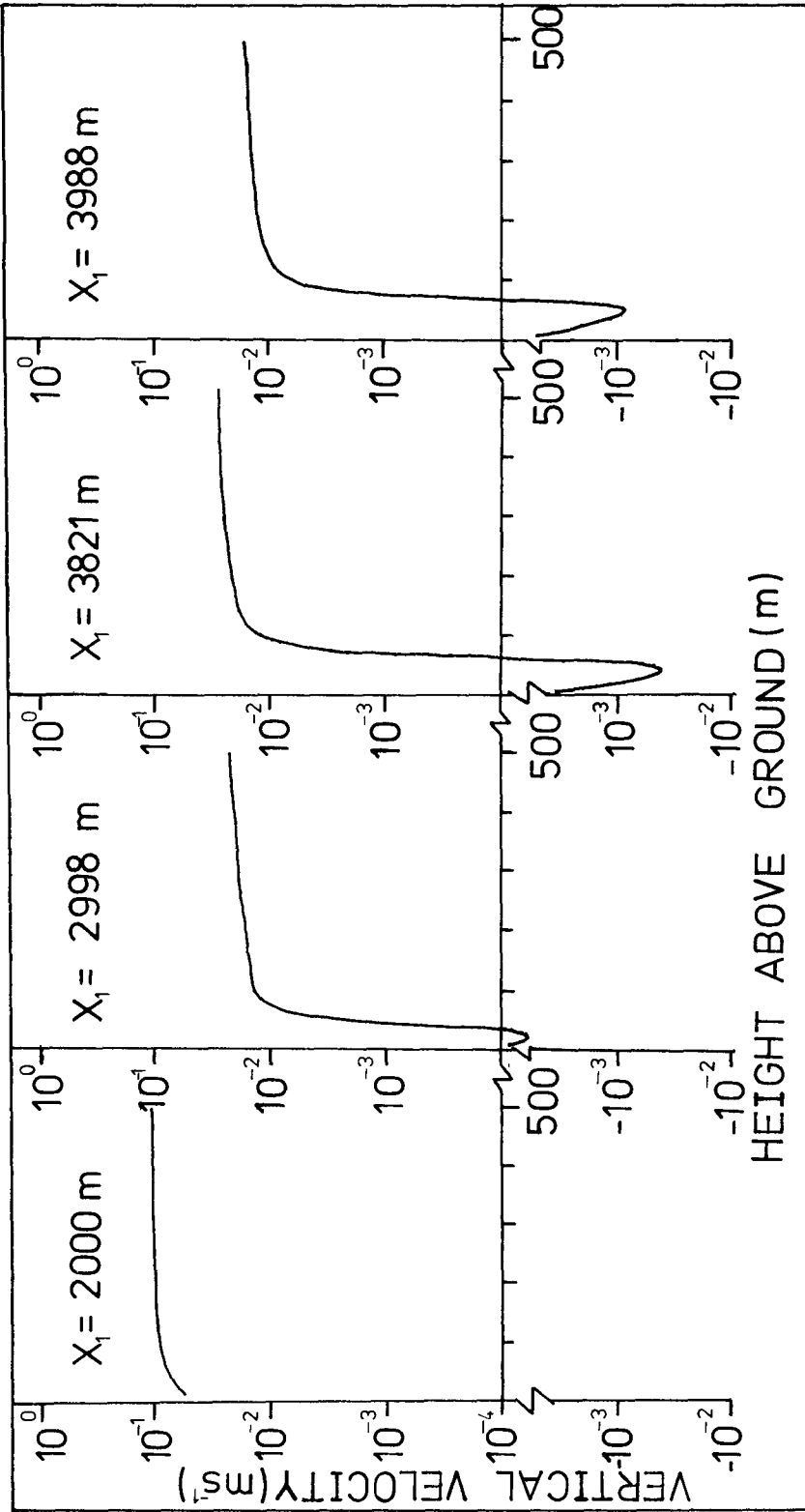


FIG IV

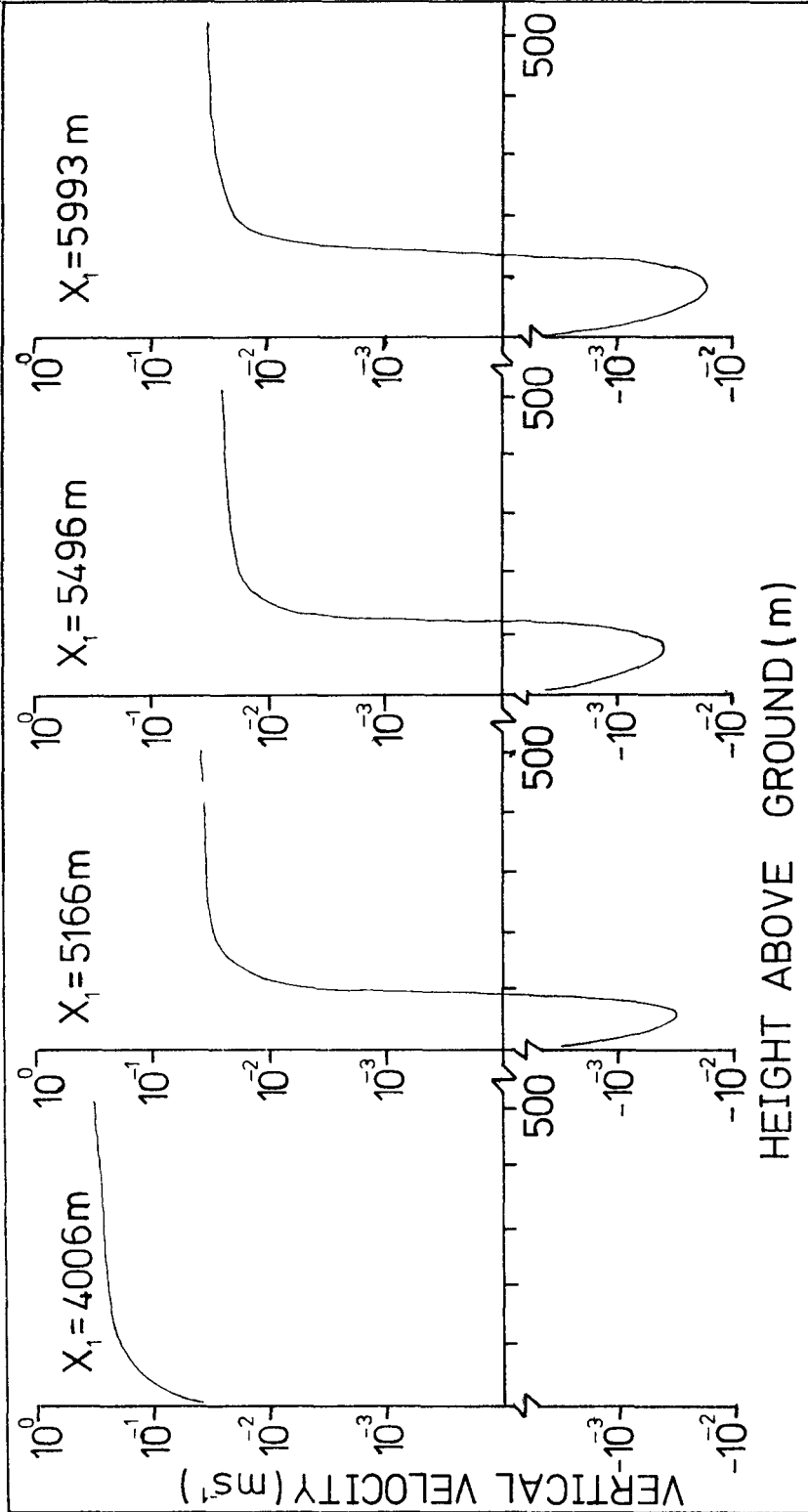


FIG V

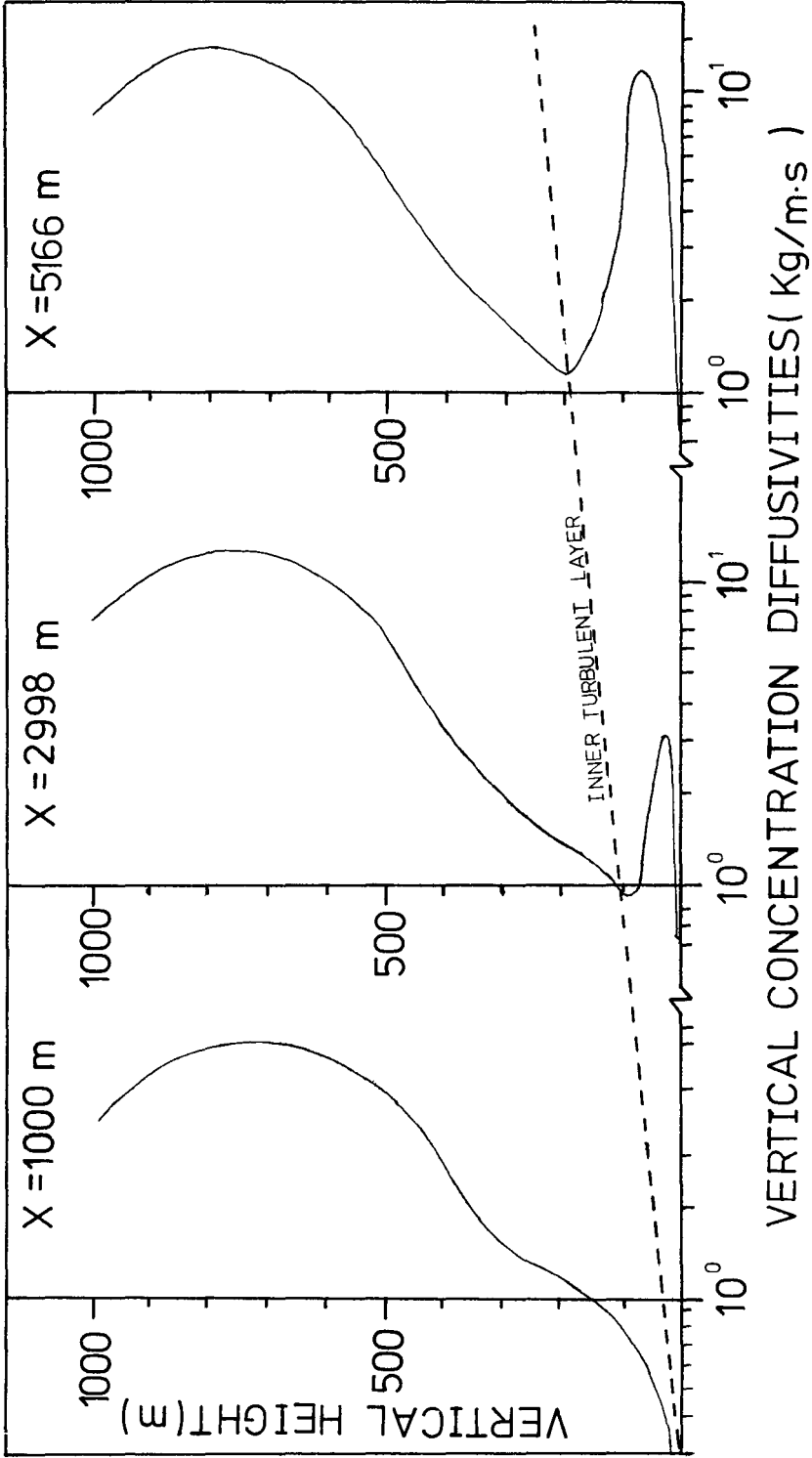


FIG. VI

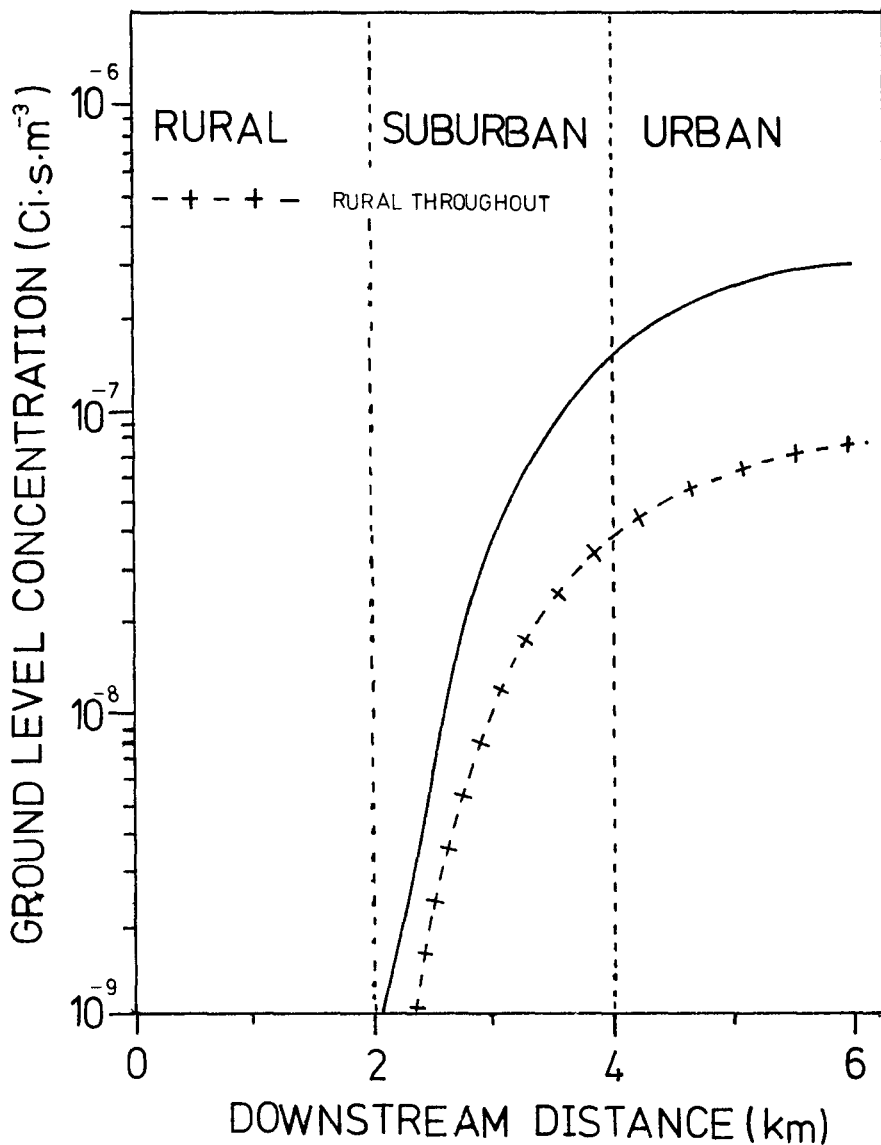


FIG VII

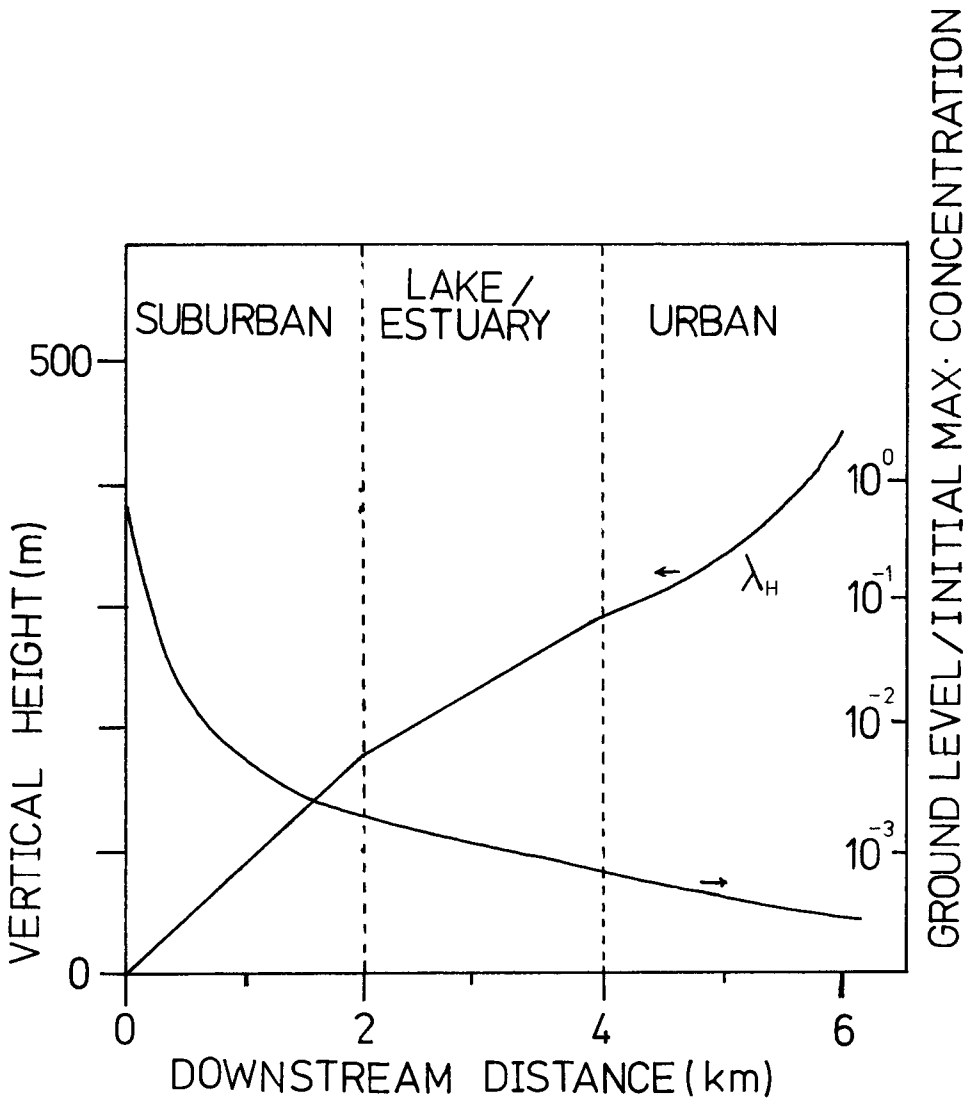
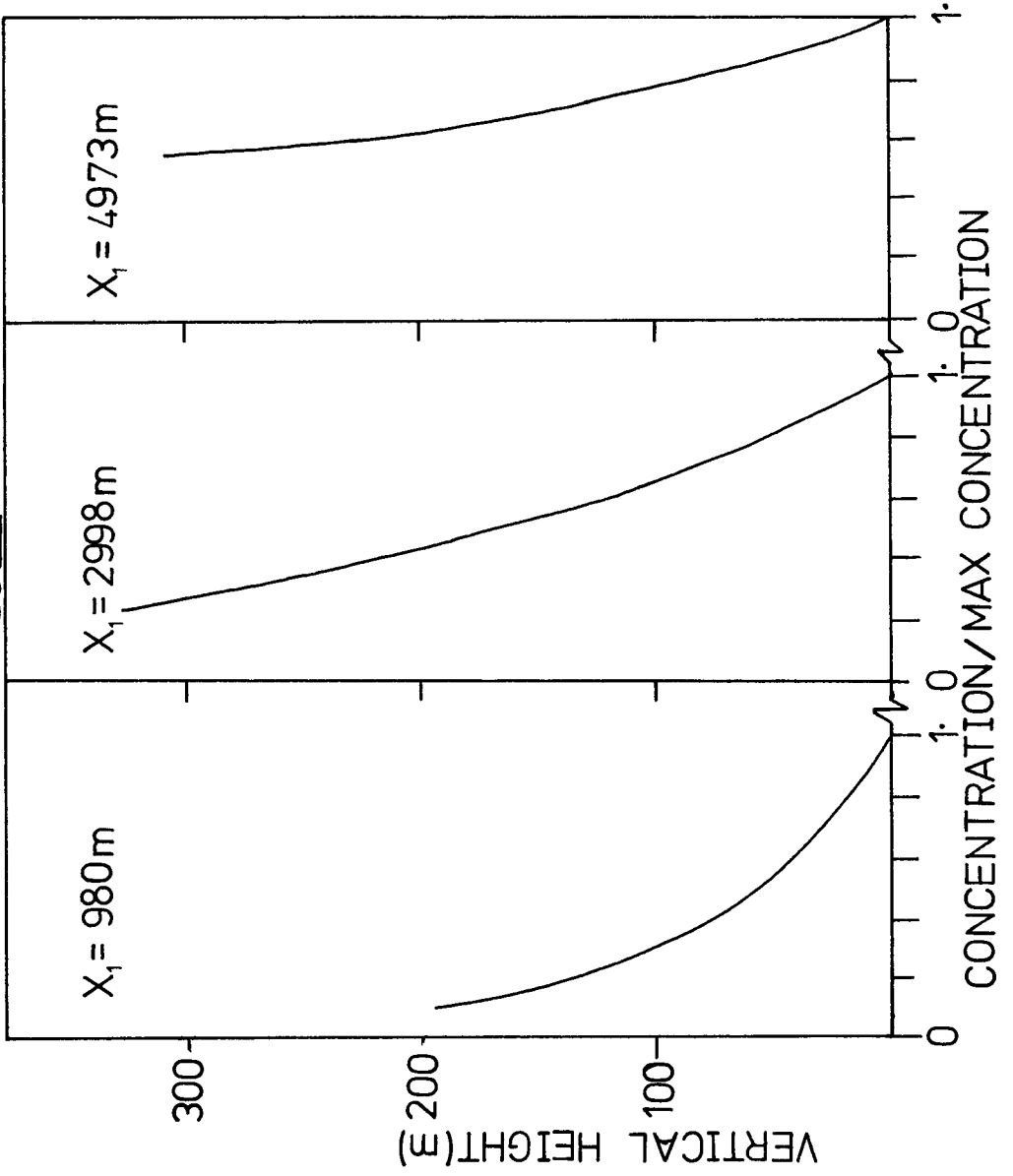
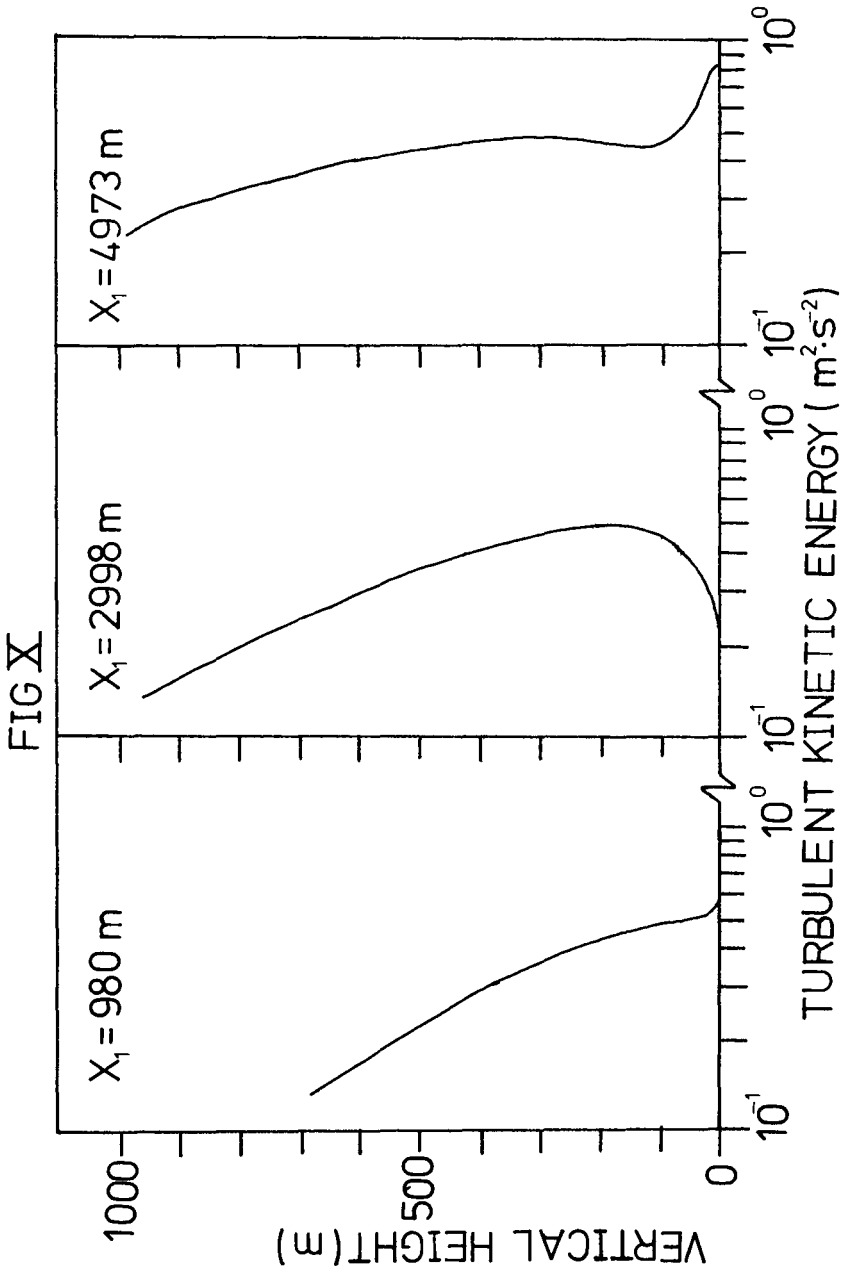
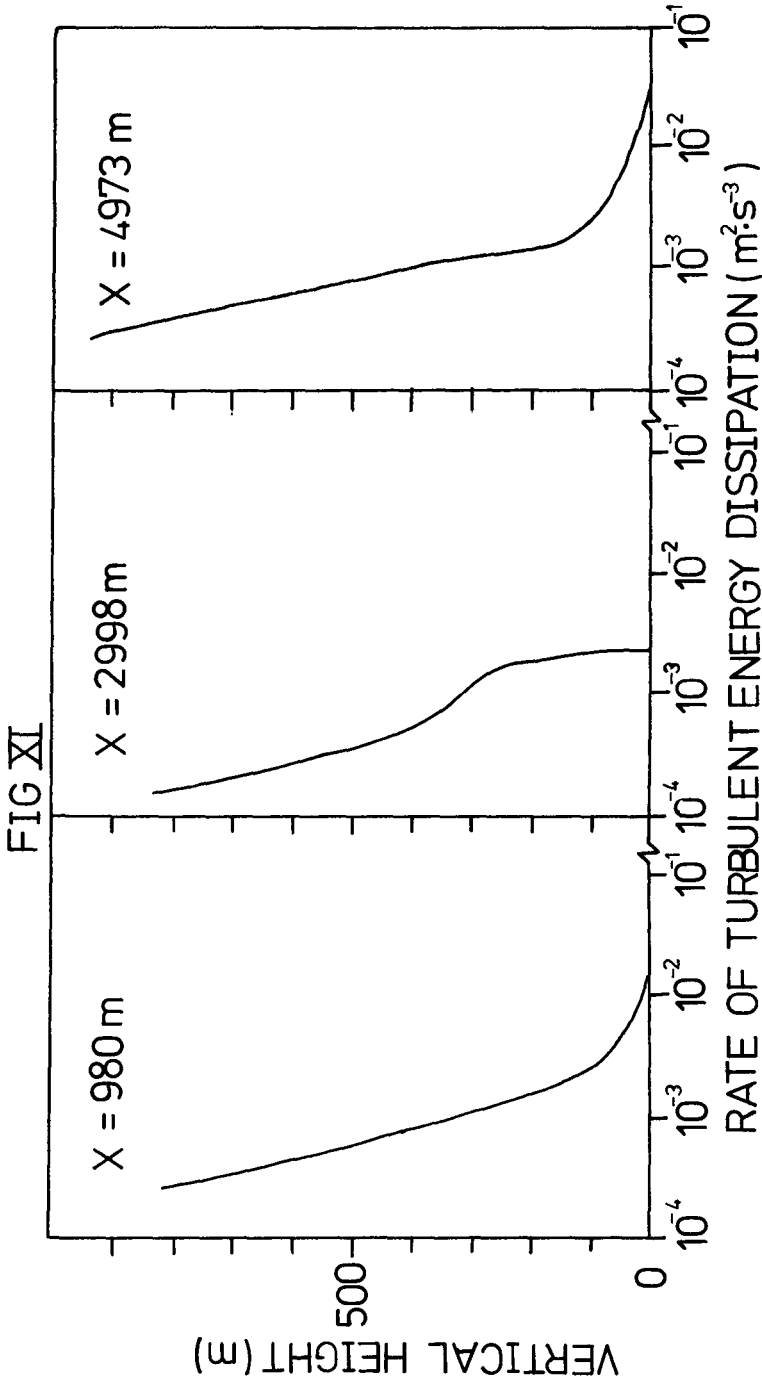


FIG VIII

FIG IX







SIMULATION NUMERIQUE ET PHYSIQUE DES PROCESSUS DE
DISPERSION ATMOSPHERIQUE DES EFFLUENTS GAZEUX

P. MERY, J.P. GRANIER et A. SAAB
E.D.F.
Chatou - France

RESUME. Dans cette communication, nous nous proposons de faire un inventaire critique de l'ensemble des techniques d'estimation de la dispersion atmosphérique des effluents gazeux (par simulation numérique ou physique) développées actuellement à Electricité de France, ainsi que des nouvelles voies de recherches, en essayant de faire apparaître leurs champs et leurs limites d'applications.

La simulation numérique qui repose sur la solution des équations, décrivant les processus de dispersion (surélévation et diffusion turbulente) dans la couche limite atmosphérique, ne peut fournir une solution exhaustive qu'au prix de certaines hypothèses simplificatrices qu'il s'agit de justifier. La simulation physique impose des critères stricts de similitude qu'il n'est pas possible de respecter en même temps; ainsi, il est important de définir clairement dans quelles limites la simulation est adaptée au problème posé. L'étude de cas particuliers de site d'une centrale thermique permet d'illustrer la complémentarité de ces méthodes de simulation (et en particulier avec les observations in situ), dans le but d'explicitier les données nécessaires à leur mise en oeuvre et à leur validation.

KURZFASSUNG. NUMERISCHE UND PHYSIKALISCHE SIMULATION DER AUSBREITUNG GASFÖRMIGER ABFALLSTOFFE IN DER ATMOSPHERE. Eine kritische Bestandsaufnahme sämtlicher zur Zeit bei der Electricité de France entwickelten Verfahren zur Abschätzung der Ausbreitung gasförmiger radioaktiver Abfallstoffe in der Atmosphäre (durch numerische oder physikalische Simulation) sowie der neuen Entwicklungslinien wird gebracht und dabei versucht, ihre Anwendungsbereiche und -grenzen aufzuzeigen.

Die numerische Simulation, die auf der Lösung der Gleichungen zur Beschreibung der Ausbreitungsvorgänge (Aufsteigen der Abgase und turbulente Diffusion) in der atmosphärischen Grenzschicht beruht, kann eine umfassende Lösung nur bei Inkaufnahme bestimmter vereinfachender Hypothesen liefern, die es zu rechtfertigen gilt. Die physikalische Simulation zwingt zu strengen Ähnlichkeitskriterien, die nicht alle zur gleichen Zeit erfüllbar sind; es ist daher wichtig, eindeutig zu definieren, innerhalb welcher Grenzen die Simulation an die Problemstellung angepasst ist.

Anhand von Fallstudien für den Standort eines Wärmekraftwerks lässt sich die Komplementarität dieser Simulationsmethoden (insbesondere mit in-situ-Beobachtungen) veranschaulichen, und zwar mit dem Ziel, die zu ihrer Anwendung und Zweckdienlichkeit erforderlichen Daten zu präzisieren.

SUMMARY. NUMERICAL AND PHYSICAL SIMULATION OF THE ATMOSPHERIC DISPERSION OF GASEOUS EFFLUENTS. This paper presents a critical review of the methods of numerical and physical simulation currently being developed by Electricité de France for evaluating the atmospheric dispersion of gaseous effluents, indicates the newest lines of research and attempts to define their scope and the limit of their respective fields of application.

Numerical simulation based on the solution of equations describing the dispersion process (lift and turbulent diffusion) in the atmospheric boundary layer cannot provide a complete solution unless one adopts a certain number of simplifying hypotheses which have to be justified. Physical simulation imposes strict simulation criteria which cannot all be met at the same time; hence the need for a clear definition of the limits within which the simulation is appropriate to the problem in question.

Case studies of thermal power station sites demonstrate the complementarity of these methods of simulation (in particular with field observations) with a view to pinpointing the data required for their use and validation.

I - INTRODUCTION

La prévision de l'impact des rejets aériens d'une installation industrielle sur l'environnement est un problème complexe et nécessite l'association de plusieurs techniques. Des mesures sur le site avant et après la construction de l'installation sont indispensables pour connaître l'état préalable de l'environnement, servir de données d'entrée aux diverses modélisations et ensuite vérifier les prévisions obtenues par les modèles.

Toutefois ces mesures ne peuvent être détaillées en raison de leur coût dû entre autre au fait que l'on n'a pas la maîtrise des conditions aux limites naturelles ; des modélisations physiques et numériques doivent donc être employées (souvent en association) pour traiter les problèmes à un coût raisonnable.

Dans ce qui va suivre nous essayerons d'une part de faire l'inventaire des modélisations physiques et numériques existantes et d'autre part de montrer quels sont les limites, les avantages et les complémentarités de ces diverses méthodes.

Pour cela nous présenterons d'abord les équations et les paramètres de similitude correspondant à la diffusion dans la couche limite atmosphérique. Dans la troisième section nous analyserons les méthodes de simulation analogique des phénomènes de diffusion. Les méthodes numériques seront abordées dans la quatrième section ; enfin la cinquième section sera consacrée à l'application de ces diverses techniques à des cas pratiques.

II - EQUATIONS PARAMETRES DE SIMILITUDE

Nous nous limiterons dans cette étude au cas où l'air peut être considéré comme sec et transparent au rayonnement, l'humidité pourra cependant être introduite pour certaines modélisations de panaches d'aéroréfrigérants. Nous ne tiendrons pas compte des réactions chimiques susceptibles de se produire entre polluants bien que cela soit très important.

Nous admettrons ici sans les discuter les équations couramment utilisées en micrométéorologie. Les hypothèses sont les suivantes :

1°/ La viscosité dynamique μ est considérée comme constante

2°/ La diffusivité est constante

3°/ Le rapport $|\rho' / \rho_0| \ll 1$ où ρ_0 est la masse volumique à l'état de référence et ρ' l'écart par rapport à cette état de référence.

4°/ Le rapport $|T' / T_0| \ll 1$ pour lequel T_0 est la température de référence correspondant à l'équilibre hydrostatique :

$$\frac{\partial T_0}{\partial x_3} = -\frac{g}{C_p} \text{ et } T' = T - T_0$$

5°/ Le rapport $|p' / p_0| \ll 1$ où p_0 est la pression à l'état de référence en équilibre hydrostatique

$$\frac{\partial p_0}{\partial x_3} = -g \rho_0 \text{ et } p' = p - p_0$$

6°/ La chaleur engendrée par la dissipation visqueuse est négligée dans l'équation de l'énergie.

7°/ Les échelles verticales du mouvement sont petites devant l'échelle globale. Nous nous placerons dans ce qu'on appelle la couche limite atmosphérique qui correspond grosso modo aux 1000 premiers mètres.

8°/ Comme nous supposons l'air sec, l'air peut être considéré comme transparent au rayonnement et ce dernier sera donc négligé dans les équations.

Le système d'équations que nous utiliserons pourra donc s'écrire, l'axe 3 étant l'axe vertical :

- Conservation de la quantité de mouvement

$$\frac{\partial U_i}{\partial t} + v_j \frac{\partial U_i}{\partial x_j} = -\frac{1}{\rho_0} \frac{\partial p}{\partial x_i} + g \beta T' \delta_{3i} - 2 \Omega \varepsilon_{ijk} \eta_j U_k$$

$$\beta \approx \frac{1}{T_0} \quad \text{Coefficient d'expansion thermique de l'air} \quad (\text{II.1})$$

Pour plus de détails se reporter à LANDAU LIPSHITZ (1959) LUMLEY et PANOFSKY (1964) BUSCH (1973) FAVRE et Al (1976)

- Equation de continuité :

$$\frac{\partial U_i}{\partial x_i} = 0 \quad (II.2)$$

- Equation de l'énergie :

$$\frac{\partial T'}{\partial t} + v_j \frac{\partial T'}{\partial x_j} = \alpha \frac{\partial^2 T'}{\partial x_j \partial x_j}$$

- Equation d'état :

$$\frac{\rho'}{\rho_0} = - \frac{T'}{T_0}$$

Le dernier terme de l'équation (II.1) est dû à l'accélération de Coriolis et représente le produit vectoriel $2 \Omega (\vec{\eta} \wedge \vec{U})$ où $\vec{\eta}$ est le vecteur unitaire parallèle à l'axe de rotation de la terre et Ω la vitesse angulaire de rotation.

Nous choisissons l'état de référence de telle sorte que :

$$\frac{\partial P_0}{\partial x_3} = - g \rho_0$$

$$\frac{\partial T_0}{\partial x_3} = - \frac{g}{C_p}$$

et que l'air suit l'équation d'état des gaz parfaits :

$$P_0 = r \rho_0 T_0$$

Pour que l'état de référence soit entièrement défini, on doit choisir deux des trois variables P_0 , T_0 , ρ_0 , à une hauteur de référence h_0 . Si on admet que l'état de référence doit être stationnaire au cours du temps et sans mouvement, il résulte des équations précédentes que cet état est homogène.

dans les directions horizontales x_1 et x_2 . Le meilleur choix de h_0 , $P(h_0) T(h_0)$ dépend du problème considéré. On peut prendre par exemple les valeurs à la surface $P(0)$ et $T(0)$ moyennées au cours du temps, ou encore prendre $h_0 = kz_0$, z_0 étant la hauteur de rugosité.

Notons enfin que si : $\frac{\partial T}{\partial x_3} > -\frac{g}{Cp}$, l'écoulement est dit stable,

si $\frac{\partial T}{\partial x_3} = -\frac{g}{Cp}$, l'écoulement est neutre,

et si : $\frac{\partial T}{\partial x_3} < -\frac{g}{Cp}$, l'écoulement est dit instable.

Lorsqu'on s'intéresse à la dispersion d'un effluent gazeux dont la concentration est C , l'équation d'évolution s'écrit :

$$\frac{\partial C}{\partial t} + U_j \frac{\partial C}{\partial x_j} = D \frac{\partial^2 C}{\partial x_i \partial x_j} \quad (\text{II.8})$$

Lorsque l'effluent est constitué par un aérosol, sa dispersion peut être assimilée à celle d'un gaz lorsque les particules qui constituent cet aérosol sont suffisamment petites pour être considérées comme non pesantes. Il est alors possible de définir une diffusivité D qui est liée au mouvement brownien (CSANADY (1973)), les valeurs de ces diffusivités étant fonctions du diamètre et ayant une valeur relativement forte liée au diamètre de la particule.

Lorsque les particules sont pesantes, le problème est beaucoup plus complexe. En effet le mouvement des particules ne peut plus être assimilé au mouvement d'une particule fluide, ce phénomène est appelé effet de croisement des trajectoires - CSANADY (1963) LUMLEY (1978) LE DIMET (1978).

Il n'existe pas encore d'informations quantitatives sur la perte de corrélation entre particules fluides et particules solides ; nous ne pourrions donc tenir compte de ce phénomène dans la suite.

La mise sous forme adimensionnelle des équations (1), (3) et (8), en utilisant une vitesse de référence U , une longueur de référence L , une masse volumique de référence ρ_0 et un écart de température de référence ΔT fait apparaître les paramètres suivants :

$$R_o = \frac{U}{L\Omega} \quad \text{Nombre de ROSSBY} \quad (\text{II.9})$$

$$Re = \frac{U L}{\nu} \quad \text{Nombre de REYNOLDS} \quad (\text{II.10})$$

$$Fr = \frac{U^2}{g L \beta \Delta T} \quad \text{Nombre de FROUDE} \quad (\text{II.11})$$

$$Pr = \frac{\nu}{\alpha} \quad \text{Nombre de PRANDTL} \quad (\text{II.12})$$

$$Sc = \frac{\gamma}{D} \quad \text{Nombre de SCHMITT} \quad (\text{II.13})$$

Rappelons que le nombre de ces paramètres de similitude s'accroîtra si l'on tient compte de l'humidité, de la chimie de l'atmosphère et des diverses phases susceptibles d'exister dans la couche limite atmosphérique.

Une similitude rigoureuse aussi bien du point de vue analogique que du point de vue numérique nécessite l'égalité de ces nombres sur le modèle et dans l'atmosphère, comme cela n'est pas possible les conditions de validité d'une similitude approchée doivent être examinées.

Dans le cas où la couche limite atmosphérique peut être considérée comme stationnaire et plan-homogène ces paramètres de similitude peuvent être remplacés par des paramètres construits sur des quantités définies au sol, à savoir la vitesse de frottement u_* , la température de frottement T_* , la hauteur de rugosité z_0 . On peut alors choisir comme paramètres

$$\frac{z}{z_0}, \quad \frac{z_0}{L}, \quad \frac{z_0 f}{u_*}, \quad \frac{u_* z_0}{\nu}, \quad \frac{\nu}{\alpha}, \quad \frac{\nu}{D}.$$

z/z_0 définit alors la similitude géométrique et L est appelé longueur de MONIN-OBUKHOV

$$L = \frac{U_*^2}{g \beta k T_*}$$

β étant le coefficient d'expansion thermique de l'air et k la constante de KARMANN.

III. SIMULATION ANALOGIQUE D'ÉCOULEMENTS ATMOSPHERIQUES

III.1 - Impossibilité d'une simulation rigoureuse

Comme nous l'avons noté ci-dessus, une similitude rigoureuse exigerait l'égalité des 5 paramètres cités plus haut. Pour qu'une simulation physique ait un sens il faut que le rapport des échelles géométriques soit au moins de 100. L'égalité des nombres de REYNOLDS exigerait donc une vitesse cent fois plus grande sur le modèle que dans l'atmosphère dans le cas où le fluide utilisé est de l'air et de l'ordre de dix fois plus grande lorsque ce fluide est de l'eau. Comme dans l'atmosphère les vitesses sont en général de quelques mètres par seconde ceci conduirait à des vitesses de l'ordre de la vitesse du son dans l'air, et donc à des effets de compression non désirés et à une puissance de fonctionnement très élevée dans le cas de l'eau. L'égalité des nombres de REYNOLDS est donc en pratique impossible à réaliser d'autant plus que l'égalité des nombres de FROUDE nécessite l'utilisation d'une très basse vitesse.

III.2. - Effet des paramètres de similitude dans le cas d'une similitude partielle

III.2.1 - Effet du nombre de REYNOLDS

Si on s'intéresse à des phénomènes de dispersion on constate qu'au fur et à mesure que l'on s'éloigne de la source la diffusion est dominée par les grandes structures turbulentes; il est donc indispensable de bien reproduire les grandes structures du spectre de turbulence soit celles liées à la turbulence atmosphérique si l'échelle est petite ($\sim 1/1000^e$) soit celles liées à la taille des bâtiments ou des sorties d'effluents si l'échelle est plus grande ($\sim 1/100^e$). Tous les cas intermédiaires étant possibles, il n'est toutefois pas possible de simuler correctement les structures

correspondant à une petite cheminée en même temps que les structures de la couche limite atmosphérique.

Si on veut reproduire les grande structures de la couche limite atmosphérique l'expérience prouve - SCHON (1974) REY (1977) - que le nombre de REYNOLDS turbulent doit être suffisamment grand pour qu'une zone inertielle existe dans le spectre $(Re = \frac{\lambda u'}{\nu} \approx 200$ avec λ microéchelle de

TAYLOR, u' valeur efficace de la fluctuation de vitesse).

La figure III.1 nous donne une comparaison d'un spectre obtenu en soufflerie avec un spectre obtenu dans l'atmosphère pour des conditions semblables.

On note que pour les grandes fréquences les effets visqueux interviennent en soufflerie et les petites structures turbulentes ne sont donc pas les mêmes en soufflerie et dans l'atmosphère.

III.2.2 - Effet du nombre de ROSSBY

Le nombre de ROSSBY permet de comparer les effets d'inertie aux effets de CORIOLIS. L'analyse de son ordre de grandeur montre que cet effet augmente avec l'altitude - BUSCH (1973), MONIN et YAGLOM (1971) SCHON et MERY (1978) -. De plus, l'instabilité thermique diminue l'importance des effets de CORIOLIS. Enfin, au sol, les effets de la force de CORIOLIS peuvent être négligés si les dimensions longitudinales du site sont inférieures à une dizaine de km. Comme sur le modèle analogique les effets de CORIOLIS sont pratiquement impossibles à simuler si on veut garder l'identité des nombres de FROUDE et un nombre de REYNOLDS suffisamment grand; les simulations analogiques seront, du fait des effets de CORIOLIS, limitées à quelques kilomètres horizontalement et à quelques centaines de mètres verticalement, cette dimension verticale étant fonction de la stratification.

III.2.3 - Effets des nombres de FROUDE, de PRANDTL et de SCHMITT

Le nombre de FROUDE est caractéristique des effets de convection libre ; ces effets sont grands lorsque le nombre de FROUDE est petit. L'égalité des nombres de FROUDE entre le modèle et l'atmosphère peut être obtenue lorsque ces nombres ne sont pas trop petits et lorsque l'échelle est suffisamment grande. L'égalité des nombres de FROUDE peut aussi être obtenue dans l'eau par l'utilisation de solutions de masse volumique plus faible ou plus forte que l'eau.

En ce qui concerne l'égalité des nombres de PRANDTL et de SCHMITT cette égalité peut en théorie être facilement obtenue si le fluide utilisé pour la simulation est de l'air. Si le fluide de simulation est de l'eau, un écart de l'ordre de 10 existera sur le PRANDTL si la stratification thermique est réellement simulée par la température ; si, par contre, la stratification est simulée par une solution saline l'écart peut être de l'ordre de 1000. De grands nombres de REYNOLDS sont alors indispensables pour que les effets moléculaires n'interviennent pas sur les transferts.

III.2.4 - Techniques de simulation

Nous donnerons plus loin quelques exemples de traitement de problèmes pratiques. Dans ce paragraphe nous nous contentons d'indiquer les techniques utilisées pour la simulation et les limites de ces techniques.

On peut tout d'abord distinguer deux catégories de problèmes :

- les problèmes de champ proche
- les problèmes de champ lointain.

Pour les problèmes de champ proche les échelles couramment utilisées sont de l'ordre du 1/200^è.

Les transferts sont alors dominés par les caractéristiques de la sortie de l'effluent et par la turbulence induite par les bâtiments. Il n'est pas nécessaire alors de reproduire avec beaucoup de détails les caractéristiques moyennes et turbulentes de la couche limite atmosphérique. La simulation hydraulique est alors bien adaptée entre autres pour visualiser les écoulements et pour donner des informations quantitatives pour les modèles numériques.

Pour les problèmes de champ lointain les transferts sont dominés par les caractéristiques de la couche limite atmosphérique. Ces caractéristiques doivent donc être reproduites au moins en ce qui concerne les grandes structures turbulentes et le champ de vitesse et de température moyennes. On montre que grâce à des techniques d'épaississement de couche limite par soufflage - SCHON et MERY (1972) -, par les générateurs vortex - COUNIHAN (1969) -, ou par l'utilisation de rugosités bien adaptées - REY (1977) SERRES (1978) - les caractéristiques thermiques et cinématiques de la couche limite atmosphérique de surface peuvent être reproduites à des échelles allant de 1/2000^è à 1/250^è avec des nombres de REYNOLDS turbulents suffisants. La figure III.2 montre par exemple que le nombre de RICHARDSON

de flux est bien reproduit en soufflerie.

Les fluctuations de vitesses peuvent être déterminées par anémométrie à fil chaud ou anémométrie laser. Les champs de concentrations sont simulés soit par injection de colorant dans le cas d'une simulation à eau-CAUDRON (1978) soit par l'injection d'éthane-SOLAL (1972) - de particules - SERRES (1978) - ou encore d'hélium-OLIVARI (1978)-.

Enfin des vérifications sur le site sont toujours utiles pour valider une simulation qu'elle soit analogique ou numérique.

IV - MODELISATION NUMERIQUE DES PROCESSUS DE DISPERSION

Rappelons que l'équation qui contrôle l'évolution d'un scalaire passif C - par exemple la concentration en un polluant - dans un champ turbulent, est la suivante :

$$\frac{\partial \overline{C}}{\partial t} + \overline{U}_i \frac{\partial \overline{C}}{\partial x_i} = - \frac{\partial}{\partial x_i} \overline{(u'_i c')} + D \frac{\partial^2 \overline{C}}{\partial x_i^2} + S \quad (IV.1)$$

où : U_i désigne la composante d'indice i de la vitesse

D désigne le coefficient de diffusion moléculaire

S désigne le terme source

\overline{C} , \overline{U}_i désignent les moyennes temporelles des grandeurs C et U_i

c' , u'_i désignent les fluctuations turbulentes de ces mêmes grandeurs.

Par analogie avec la diffusion moléculaire, les théories conventionnelles surmontent le caractère non linéaire du phénomène de diffusion en reliant le terme de transport turbulent $\overline{u'_i c'}$ au gradient de la valeur moyenne de C, par l'équation :

$$\overline{u'_i c'} = - K_{ij} \frac{\partial \overline{C}}{\partial x_j}$$

Ce concept, malgré son relatif succès sur le plan opérationnel, est incapable de reproduire certains mécanismes complexes, déjà mentionnés, intervenant dans le phénomène de diffusion turbulente. CORRSIN, dans son analyse des modèles de transport à gradient (1974) n'avait-il conclu que leur succès était fortuit et surprenant ? Leur validité peut être totalement remise en cause dans le cas de fortes inhomogénéités des caractéristiques turbulentes, ainsi que dans les situations où le flux turbulents varient dans le même sens que les gradients des valeurs moyennes, ou encore quand le gradient est nul mais le flux ne l'est pas.

Pour rendre compte de ces mécanismes complexes, plutôt que de fermer le système au moyen d'une hypothèse dite "à gradient", il est nécessaire d'introduire une équation de comportement du flux de masse $\overline{u_i'c'}$.

La nécessité d'un schéma de turbulence devient alors évidente si l'on veut résoudre les équation des flux turbulents. Toutefois, il faut admettre que le caractère non linéaire des équations et les couplages complexes qui les relient nous entraînent dans le domaine encore peu connu du modelage des transferts turbulents dans l'atmosphère (spécialement au delà de la couche de surface atmosphérique).

IV.1 - Les modèles classiques.

La plupart des modèles applicables à l'étude de la dispersion atmosphérique utilise le concept de fermeture du 1er ordre et part de l'équation ainsi linéarisée :

$$\frac{\partial \overline{C}}{\partial t} + \overline{U}_i \frac{\partial \overline{C}}{\partial x_i} + \frac{\partial}{\partial x_i} \left(K_{ii} \frac{\partial \overline{C}}{\partial x_i} \right) + S \quad (IV.2)$$

où on néglige le terme de diffusion moléculaire et où on ne retient que les éléments diagonaux du tenseur de diffusivité K_{ij} .

Cette équation n'est que l'expression plus générale de la loi de FICK dans le cas d'une diffusion tridimensionnelle, non homogène, non isotrope. La résolution de cette équation nécessite bien sûr l'introduction de profils de diffusivité K_{ij} qui permettent d'exprimer les caractéristiques turbulentes de l'écoulement (la turbulence étant alors considérée comme une "boîte noire" dans la mesure où on ne s'intéresse qu'à ses effets).

Les théories conventionnelles - théorie statistique, analogie de REYNOLDS, similitude lagrangienne - conduisent à des formulations plus ou moins élaborées pour exprimer les profils de diffusivités (ou les coefficients de transfert ou de dispersion qui en découlent, tels les écarts types dans le cas du modèle gaussien) en adoptant différents schémas de paramétrisation :

- équivalence entre diffusivité verticale et coefficient d'échange de quantité de mouvement (analogie de REYNOLDS) ;
- introduction d'échelles et d'intensités de turbulence (théorie statistique)
- introduction d'échelles de vitesse et de paramètres de stratification (similitude lagrangienne).

Le tableau I regroupe l'ensemble des paramètres et des données de base nécessaires à l'application des différentes théories ainsi que leurs conditions et limites d'application.

Ces théories ont été le point de départ de deux types de résolution de l'équation de la diffusion : analytique et numérique. Il serait fastidieux de passer en revue tous les modèles qui ont pu être développés car ils sont d'une grande diversité. Nous avons regroupé dans le tableau 2 les hypothèses et les formalismes utilisés par quelques modèles-types de façon à donner un éventail des modèles les plus utilisés dans le domaine de la dispersion des effluents gazeux dans l'atmosphère.

En raison de la relative simplicité et du côté opérationnel de ces modèles, des recherches sont poursuivies pour une meilleure connaissance de la physique des paramètres de dispersion turbulente. Ces recherches portent, notamment à E. D. F., sur l'amélioration d'un modèle analytique de type gaussien et d'un modèle numérique utilisant les profils K_{ij} ; un programme expérimental d'étude de la diffusion a été mené sur le site de JUMEAUVILLE, pour étayer ces recherches.

IV.1.1 - Développement d'un modèle analytique de type gaussien.

En retenant le cas d'une diffusion à partir d'une source ponctuelle instantanée près du sol dans un écoulement uniforme (U_i constant) et une turbulence homogène (K_{ij} constants), une solution générale analytique de type gaussien peut être trouvée à l'équation [IV.2.]

$$C(x, y, z, t) = \frac{Q}{(2\pi)^{3/2} \sigma_x \sigma_y \sigma_z} \exp \left[-\frac{(x-Ut)^2}{2\sigma_x^2} - \frac{y^2}{2\sigma_y^2} - \frac{z^2}{2\sigma_z^2} \right]$$

où les paramètres de dispersion σ_i qui caractérisent entièrement la distribution des concentrations peuvent être reliés aux diffusivités K_{ij}

par la relation

$$K_{ii} = \frac{1}{2} \frac{d\sigma_i^2}{dt}$$

Malgré les limites d'application de cette solution (voir SAAB, MERY, RIBON - 1975), surtout pour les sources élevées où le cisaillement et la rotation du vent ne sont plus négligeables, la plupart des modèles analytiques l'utilise. En effet, les concentrations moyennes de polluants doivent être estimées pour différentes situations météorologiques et pour différents temps d'échantillonnage de l'échelle horaire à l'échelle annuelle, ce qui nécessite une approche statistique et justifie l'utilisation de ce type de modèle. Un autre avantage est la possibilité de relier les paramètres de dispersion à la turbulence atmosphérique par des schémas de turbulence ou des lois semi-empiriques basées sur l'utilisation de données météorologiques routinières (valeurs moyennes de certains paramètres - vitesse et température - et leur gradient).

Afin de rendre plus réaliste ce genre d'approche, l'idée poursuivie par certains chercheurs est de valider la détermination des paramètres de dispersion à partir des théories classiques de la diffusion. En fait, c'est la théorie statistique de TAYLOR qui va permettre de lier ces paramètres à des échelles de vitesse et de temps et aux caractéristiques spectrales de la turbulence atmosphérique.

On pose alors :

$$\sigma_i^2(t) = \overline{u_i'^2} \int_0^t \int_0^\xi R_L(\tau) d\tau d\xi \quad (IV.3)$$

ou encore en utilisant, dans le domaine spectral, la relation entre le coefficient d'auto-corrélation $-R_L(\tau)$ et le spectre $-F_L(n)$ lagrangiens, IV.3). s'écrit :

$$\sigma_i^2(t) = \overline{u_i'^2} t^2 \int_0^\infty F_L(n) \frac{\sin^2(n\pi t)}{(n\pi t)^2} dn \quad (IV.4)$$

où t désigne le temps de diffusion

et $\frac{\sin^2(n\pi t)}{(n\pi t)}$ correspond à une pondération (filtre passe-bas) du spectre

lagrangien, indiquant la contribution limitée des fluctuations de fréquence élevée au spectre d'énergie.

La variation en fonction de la durée d'observation impose l'introduction d'un autre filtre $\left[1 - \frac{\sin^2 (n\pi T)}{(n\pi T)^2} \right]$ où T désigne le temps d'échantillonnage. Ceci ramène l'expression (IV.4) à :

$$\sigma_i^2 (t, T) = \overline{(u_i'^2)}_T t^2 \quad (\text{IV.5})$$

$$\text{où } \overline{(u_i'^2)}_T = \overline{u_i'^2} \int_0^\infty F_L (n) \frac{\sin^2 (n\pi t)}{(n\pi t)^2} \left[1 - \frac{\sin^2 (n\pi T)}{(n\pi T)^2} \right] dn \quad (\text{IV.5})$$

$$R_L (\tau) = \int_0^\infty F_L (n) \left[1 - \frac{\sin^2 (n\pi T)}{(n\pi T)^2} \right] \cos 2\pi n\tau d\tau$$

La détermination des paramètres de dispersion revient alors à une paramétrisation des intensités turbulentes $\overline{u_i'^2}$ - et du coefficient d'auto-corrélation lagrangien $R_L(\tau)$ - à partir d'échelles de vitesse et de temps (ou de longueur).

A - Profil des intensités turbulentes

Les intensités turbulentes dans l'atmosphère dépendent de l'altitude, de la rugosité du sol et de la stratification thermique. Les tentatives actuelles portent sur leur détermination à partir d'une échelle de vitesse et d'un paramètre de stabilité (tableau 3) :

$$\overline{u_i'^2} = \sigma_{u, v, w}^2 = f(u_*, z/L) \text{ ou } f(u_*, Ri) \text{ dans la couche de surface}$$

$$\overline{u_i'^2} = \sigma_{u, v, w}^2 = f(w_*, z/L) \text{ dans la couche de mélange}$$

où L désigne la longueur de MONIN-OBUKHOV, Ri le nombre de RICHARDSON, u_* la vitesse de frottement, $w_* = \left[\frac{g H z_i}{\rho C p T} \right]^{1/3}$ une échelle de vitesse convective, H le flux vertical de chaleur, z_i la hauteur de la couche de mélange.

B - Forme du coefficient $R_L (\tau)$

Deux formes asymptotiques sont utilisables :

$$t \rightarrow 0 \quad R_L(\tau) \rightarrow 1 \quad \sigma_i^2(t) \sim \overline{u_i'^2} t^2$$

$$t \rightarrow \infty \quad R_L(\tau) \rightarrow 0 \quad \sigma_i^2(t) \sim 2\overline{u_i'^2} t t_L$$

où $t_L = \int_0^\infty R_L(\tau) d\tau$ est l'échelle lagrangienne de temps.

Toutefois, il n'y a aucune raison théorique qui permette de généraliser au cas de l'atmosphère certaines hypothèses utilisées en laboratoire dans le domaine de la turbulence homogène et stationnaire, à savoir une loi de décroissance exponentielle $R_L(\tau) \sim e^{-\tau/t_L}$ du coefficient d'autocorrélation lagrangien et d'une certaine équivalence entre échelles caractéristiques (macro et microéchelles) eulériennes et lagrangiennes.

C - Résultats expérimentaux

Les premiers résultats obtenus lors des campagnes expérimentales de JUMEAUVILLE montrent une bonne concordance avec les formules d'intensités turbulentes proposées par PANOFSKY-TENNEKES en tenant compte d'une correction pour la rugosité (voir tableau 4).

De façon générale, la décroissance en fonction du temps du coefficient d'autocorrélation eulérien $R_E(t)$, le seul mesurable, dépend de l'état de stabilité atmosphérique. Initialement très rapide, il tend ensuite vers une limite non nulle (0.2 à 0.5 pour une durée d'échantillonnage de 10 minutes). En faisant, par ailleurs une hypothèse sur la similitude des formes des fonction de corrélations eulériennes et lagrangiennes, on trouve une gamme de variations des échelles de temps caractéristiques, allant de 100 s à 1 000 s selon l'état de stabilité envisagé.

A partir de l'analyse des corrélations entre les données expérimentales obtenues par traçage d'effluents gazeux (champ temporel et spatial de distribution des concentrations) et les mesures fines de structure turbulente de la couche limite atmosphérique, nous poursuivons actuellement une étude de sensibilité portant :

- d'une part, sur la forme du coefficient d'autocorrélation (loi de décroissance exponentielle et polynomiale) en fonction de la stabilité
- D'autre part, sur choix de l'altitude à laquelle il faut déterminer l'intensité turbulente et ceci en fonction de la hauteur de la source et de

la source et de la distance à celle-ci.

IV.1.2. - Développement d'un modèle numérique

Si on veut des résultats serrant la réalité de plus près et prenant en compte la non-homogénéité de l'écoulement moyen et turbulent (cisaillement et rotation du vent avec l'altitude) ou encore l'influence d'une topographie accidentée, il est alors nécessaire de recourir à un modèle résolvant l'équation de la diffusion par différences finies et ceci pour différents profils verticaux de vent et de diffusivité. La turbulence, considérée cependant comme une "boîte noire", intervient seulement dans l'expression des profils verticaux de diffusivité.

Deux possibilités s'offrent pour la détermination des diffusivités :

- Utilisation de l'analogie viscosité-diffusivité turbulente.
- Introduction de la théorie statistique où la diffusivité est exprimée au moyen d'une intensité et d'une échelle de turbulence.

La première possibilité permet uniquement d'explicitier la diffusivité verticale, la diffusivité horizontale étant introduite empiriquement (HINO) :

$$K_{zz} \sim K_m = l^2 \cdot \left| \frac{\partial U}{\partial z} \right| = k u_* z \varphi (z/L)$$

où l désigne la longueur de mélange de PRANDTL.

On retient, en général, pour K_{yy} un facteur correctif tenant compte de la distance à la source et du temps de prélèvement.

La théorie statistique permet de déterminer les diffusivités à partir des propriétés de la turbulence : intensités turbulentes et échelle caractéristique (figure 6)

$$K_{ii} = \frac{1}{2} \frac{d}{dt} \sigma_i^2 \Rightarrow t \rightarrow 0 \quad K_{ii} \sim \overline{u_i'^2} t$$

$$t \rightarrow \infty \quad K_{ii} \sim \overline{u_i'^2} t_L$$

La possibilité d'introduire des profils verticaux de paramètres caractéristiques de la turbulence représente le principal intérêt de ces modèles numériques par rapport aux modèles gaussiens ;... de plus, on s'offre aussi la possibilité de décrire le profil du vent d'une façon plus réaliste.

Ces expressions peuvent aussi être obtenues à partir de l'introduction d'échelles de longueur ou de fonctions de dissipation dont les profils verticaux sont plus accessibles à la mesure

$$K_{ii} = \text{cste} \times \sigma_i \times \Lambda$$

avec Λ échelle de longueur (voir KATMAL, WYNGAARD, 1976)

$$(\Lambda/z)_w = \begin{cases} \sim 3 & \text{(neutre)} \\ \sim 5 & \text{(atm. convective)} \\ \sim 0.5 & \text{(stable)} \end{cases}$$

$$(\Lambda/Z_i)_{u, v} \sim \text{cste} \sim 1 \text{ à } 1.5$$

$$\text{où encore } K_{ii} = \text{cste} \times \Lambda^{4/3} \varepsilon^{1/3}$$

avec ε fonction de dissipation $\sim U_*^3 / kz \varphi(z/L) + g/T \overline{w'\theta'}$

La validité de cette modélisation reste cependant limitée, rappelons-le, par l'impossibilité de reproduire les inhomogénéités spatiales et temporelles de la turbulence, les situations de flux à contre-gradient ou de flux non nul associé à un gradient nul ou vice-versa : en bref des situations où les flux turbulents ne sont plus une propriété locale de l'écoulement considéré comme permanent.

Nous présentons dans la dernière partie une généralisation de ces modèles en K qui découle d'une simplification des modèles du 2^{ème} ordre et qui servira de lien entre les modèles à gradient issus des théories conventionnelles et les modèles turbulents.

IV.2. - Les modèles turbulents du deuxième ordre

Dans les modèles du 2^{ème} ordre, un système d'équations décrivant l'évolution des flux de masse $\overline{u_i'c'}$ s'ajoute à l'équation de diffusion. Ces équations sont de la forme

$$\begin{aligned} \frac{\partial \overline{u_i'c'}}{\partial t} + U_j \frac{\partial \overline{u_i'c'}}{\partial x_j} = & - \overline{u_i' u_j'} \frac{\partial \overline{c'}}{\partial x_j} - \overline{u_j' c'} \frac{\partial U_i}{\partial x_j} + \frac{g}{\theta_0} \overline{c' \theta'} \cdot \delta_{i3} \\ & - \frac{\partial}{\partial x_j} \overline{u_i' u_j' c'} - \frac{c'}{\rho_0} \frac{\partial p'}{\partial x_i} - D \frac{\partial u_i'}{\partial x_j} \frac{\partial c'}{\partial x_j} \end{aligned} \quad (\text{IV.6})$$

Cette équation qui est du même type que l'équation de transfert de la chaleur introduit de nouvelles inconnues, telles que les corrélations entre fluctuations de température et de concentration, les corrélations triples, termes de redistribution de la pression et les termes de dissipation. Le problème est donc d'exprimer ces termes inconnus à l'aide de nouvelles équations d'évolution ou d'hypothèses de fermeture ne contenant que les inconnues explicites du système (paramètres moyens et moments d'ordre 2) et des échelles caractéristiques qu'il s'agit de préciser ; tout ceci doit être fait en respectant pour le modelage des différents termes, les propriétés d'homogénéité dimensionnelle, d'invariance tensorielle et de symétrie.

IV.2.1. - Schéma de turbulence

L'étude en laboratoire des couches limites incompressibles permet de fournir pour les écoulements turbulents à grand nombre de REYNOLDS des hypothèses de fermeture extrapolables à la couche limite atmosphérique. Les équations considérées étant du même type que les équations de transfert de la chaleur C remplaçant Θ , nous sommes amenés à retenir les fermetures utilisées pour les corrélations pression-température, les termes de dissipation et les corrélations triples vitesse-température.

La modélisation générale peut être simplifiée en admettant un certain nombre d'hypothèses :

- homogénéité horizontale : on néglige ainsi les dérivées horizontales devant les dérivées verticales, ainsi que la vitesse verticale moyenne ;

-atmosphère en quasi-équilibre thermodynamique (stationnarité et hypothèse quasi-statique).

Dans la couche limite atmosphérique, on obtient ainsi des équations algébriques pour les termes du deuxième ordre après avoir éliminé les termes de diffusion et d'advection :

$$\overline{u'_i c'} = - \frac{1}{\gamma_1} \left(\overline{u'_i u'_j} \frac{\partial C}{\partial x_j} + \overline{u'_3 c'} \frac{\partial U_i}{\partial x_3} \right) \quad i = 1, 2 \quad (\text{IV.7})$$

$$\overline{u'_3 c'} = - \frac{1}{\gamma_1} \left(\overline{u'_3 u'_j} \frac{\partial C}{\partial x_j} - \frac{g}{\theta_0} (1 - \gamma_2) \overline{c' \theta'} \right) \quad (\text{IV.8})$$

$$\overline{c' \theta'} = - \frac{1}{\gamma_3} \left(\overline{u'_j \theta'} \frac{\partial C}{\partial x_j} + \overline{u'_3 c'} \frac{\partial \theta}{\partial x_j} \right) \quad (\text{IV.9})$$

On introduit une formulation tensorielle pour la diffusivité :

$$\overline{u'_i c'} = - K_{ij} \frac{\partial C}{\partial x_j} \quad (\text{IV.10})$$

On tient compte ainsi du caractère complexe de la structure turbulente : en effet, un flux dans la direction "i" n'est pas nécessairement associé à une variation de $\overline{u'c'}$ dans cette même direction.

On obtient ainsi :

$$K_{ij} = A_1 \left(\overline{u'_i u'_j} - K_{3j} \frac{\partial U_i}{\partial x_3} \right) \quad i = 1, 2 \quad (\text{IV.11})$$

$$K_{3j} = A_2 \left(\overline{u'_3 u'_j} + B_2 \overline{u'_j \theta'} \right) \quad j = 1, 2, 3 \quad (\text{IV.12})$$

K_{ij} , dans ce type de formulation, n'est fonction que des propriétés de la couche limite atmosphérique, c'est-à-dire des composantes du vent moyen et de la température, des covariances turbulentes de vitesse et de température, et des échelles de longueur et d'énergie turbulente.

La détermination de tous les moments du 2^{ème} ordre, $\overline{u'_i u'_j}$, $\overline{u'_i \theta'}$, et $\overline{\theta'^2}$, est obtenue à partir d'une réduction des équations différentielles à des équations algébriques suivant un schéma du même type. L'introduction d'une équation d'évolution pour l'énergie cinétique telle que nous l'avons introduite précédemment, permet de prendre en compte, à travers les corrélations entre covariances turbulentes et q^2 , les variations globales spatio-temporelles du transfert turbulent.

$$\frac{1}{2} \left(\frac{\partial q^2}{\partial t} - \frac{\partial}{\partial z} \left(\frac{5}{3} \Lambda q \frac{\partial q^2}{\partial z} \right) \right) = - \overline{u'_1 w'} \frac{\partial U_i}{\partial z} + \beta g w' \theta' - \frac{q^3}{\Lambda} \quad (\text{IV.13})$$

La représentativité des valeurs adoptées pour le tenseur de diffusivité et les coefficients de transfert de quantité de mouvement et de chaleur, reste cependant étroitement liée à la validité du schéma de turbulence adopté. Il est évident que l'on ne saurait reproduire que les situations admettant les hypothèses simplificatrices de départ. Ainsi, il sera difficile d'appliquer cette méthode dans la partie supérieure de la couche limite (équilibre thermodynamique rompu par l'évolution diurne), dans des situations à forte inhomogénéité horizontale et dans les situations à contre gradient.

IV.2.2. - Applications

Nous cherchons à étudier la sensibilité du modèle à la variation d'un certain nombre de paramètres météorologiques caractérisant différentes structures thermiques de l'atmosphère : convection libre, convection forcée, conditions de stabilité neutre et stable. Partant d'une condition de stabilité donnée, d'un profil d'énergie cinétique et d'une formulation des échelles de longueur, la procédure consiste à décrire successivement en fonction de l'altitude :

- les profils du vecteur vent et de la température,
- les moments de REYNOLDS à partir des hypothèses de fermeture de DONALDSON (1973) et de YAMADA (1975) (voir détails dans le rapport SAAB (1978))
- le tenseur de diffusivité.

On exploite ensuite un modèle numérique tridimensionnel de diffusion (NGUYEN VAN CHI - SAAB) dans lequel l'expression tensorielle de la diffusivité a remplacé sa formulation scalaire.

A titre indicatif, les figures IV.1 et 2 donnent les distributions des concentrations en fonction de la distance à la source pour trois hauteurs de source 50, 100, 200 m et pour deux conditions de stabilité neutre et instable. Nous remarquons que la décroissance des concentrations maximales en fonction de la hauteur de la source s'effectue suivant une loi en $H^{-\alpha}$ où α varie de 1.7 à 2.3 entre le cas instable et le cas neutre. Ce résultat a été trouvé par BRIGGS et par TESKE-LEWELLEN au moyen du modèle turbulent du 2^{ème} ordre de DONALDSON. L'allure de la variation en x est également concordante.

Les figures IV.3 à IV.6 donnent les isoconcentrations en x,y et x,z pour deux cas de stabilité : la dissymétrie par rapport à l'axe x reproduit

bien l'effet du cisaillement du vent en altitude qui tend à dévier le panache. Toutefois, le modèle dans sa version actuelle ne peut pas traiter correctement les cas de convection libre où l'on observe que les concentrations maximales peuvent croître au-dessus du niveau de la source (DEARDORFF) (1976)

V - APPLICATIONS DE TECHNIQUES DE SIMULATION PHYSIQUE OU NUMERIQUE

Deux exemples peuvent être retenus pour illustrer de façon pratique les techniques de simulation physique ou numérique :

- l'étude en soufflerie de la diffusion d'effluents gazeux sur le site de la centrale nucléaire du BUGEY.

- l'étude à l'aide d'un modèle numérique de la diffusion des effluents de la centrale thermique classique de CORDEMAIS, et la comparaison avec des résultats expérimentaux.

V - 1 Application de la simulation à l'étude de la diffusion sur le site du BUGEY

V.1.1. Présentation du site du BUGEY

Le site du BUGEY, outre une tranche de 500 MW de la filière graphite gaz, comprend 4 tranches P.W.R. de 900 MW, en exploitation depuis 1979. Deux de ces tranches sont refroidies en circuit fermé à l'aide de 4 tours de réfrigération de grande hauteur - 140 m - ; ces tours, construites à proximité de sources d'effluents radio-actifs produisent des effets aérodynamiques qui se combinent à ceux des principaux bâtiments de la centrale et introduisent des conditions de diffusion complexes.

V.1.2 - Schéma d'étude.

L'étude a été réalisée sur une maquette du site du BUGEY à l'échelle 1/400^{ème}. Cette étude a en particulier posé le problème de la reproduction en similitude des sillages turbulents à l'aval des tours de réfrigération atmosphérique : la technique utilisée a consisté à disposer des rugosités artificielles sur les tours afin de compenser l'écart important entre les nombres de REYNOLDS relatifs à l'écoulement autour de la tour grandeur nature et sur

maquette.

V.1.3 - Résultats

Des mesures de diffusion ont été effectuées dans la veine en simulant des rejets d'effluents par les cheminées de BUGEY 2.3 et de BUGEY 4.5 par vent de nord (axe cheminée - réfrigérants) et par vent de sud (axe réfrigérant - cheminée).

La figure V.1 présente le tracé au sol des panaches de BUGEY 2.3 et BUGEY 4.5 tandis que la figure V.2 présente la section verticale du panache de BUGEY 2.3. Sur ces deux planches, les courbes isoconcentrations sont graduées suivant les valeurs de la concentration normalisée : $\chi = \frac{CU}{q}$ souffl. ϕ^2 ou $\phi = 1/400$ est l'échelle géométrique de la maquette.

V.2 - Application du code de calcul DIGRAC à la diffusion des effluents de la centrale de CORDEMAIS.

V.2.1 : Présentation du site de CORDEMAIS.

La centrale de CORDEMAIS est située sur un terrain relativement plat entre NANTES et S^t NAZAIRE. Elle comprend 1 tranche de 600 MW et 2 tranches de 700 MW fonctionnant au fuel. Les effluents gazeux sont rejetés par 2 cheminées de 150 m de hauteur.

V.2.2 : Présentation de la campagne expérimentale de Septembre 1977.

Du 7 au 17 Septembre 1977, s'est déroulée sur le site de la centrale de CORDEMAIS, une campagne de mesure de la pollution induite par la centrale financée par la Commission des Communautés Européennes. Au cours de cette campagne différentes techniques de télédétection ont été mise en oeuvre : cospec, lidar,..; des mesures de concentration au sol et des mesures météorologiques ont également été effectuées.

V.2.3. Résultats.

La figure V.3 représente les résultats obtenus à l'aide du code de calcul DIGRAC pour la situation rencontrée le 12 Septembre 1977. Outre la situation météorologique étudiée, on trouve :

- une comparaison entre les profils de concentration intégrée suivant :

z calculés et mesurés par le Cospec (en ppm x m).

- une comparaison entre les profils de concentration au sol calculés et mesurés (en ppm). .

La comparaison est satisfaisante. Il convient toutefois de noter que l'application de ce modèle est plus délicate pour des situations très complexes : par exemple des situations ne peuvent pas être considérées comme stationnaires ou comportant des discontinuités verticales importantes.

BIBLIOGRAPHIE

BUSCH N.E. (1973) : "The surface boundary layer". Boundary layer Meteorology - Vol. 4 p. 213-240.

CORRSIN S. (1974) : "Limitations of gradient transport models in random walks and in Turbulence". Adv. in Geophysics - Vol. 18 A, p. 25-71.

COUNIHAN J. (1969) : " An improved method of simulating on atmospheric boundary layer using air injection in a wind tunnel". J. Atm. Env. Vol 5, n° 5, p. 290-311.

CSANADY G.T. (1973) : "Turbulent diffusion in the environment" D. REIDEL Publications.

DEARDORFF J.W., WILLIS G.E. (1975) : "A parametrization of diffusion into the mixed layer" J. of Appl. Meteorology - Vol 14, p. 1451-1458.

DONALDSON C. du P. (1973) : "Construction of a dynamic model of the production of atmospheric turbulence and the dispersal of pollutants" Workshop in Meteorology - pp. 313-392

FAVRE A. (1976) : "La turbulence en mécanique des fluides" - Gauthiers - Villard.

KAIMAL. F.C., et Al (1976) : "Turbulence structure in the convective boundary layer" - J. of Atm. Sciences, Vos. 33, p. 2152-2168.

LEDIMET F.X., ROSSET R. (1977) : "Un schéma lagrangien de diffusion turbulente" Rapport L.A.M.P. Univ. Clermont II.

LUMLEY J.L., PANOFSKY H.A. (1964) : " The structure of atmospheric turbulence" Interscience Publ. John Wiley and Sons.

LUMLEY J.L. (1978) : "Computational modeling in turbulent flows". Adv. in App. Mechanics-in press.

MONIN A.S., YAGLOM A.M. (1971 et 1975) : " Statistical fluid mechanics". The M.I.T. Press.

OLIVARI (1978) : Journées d'études - 8 - 12 Mai - Institut von Karman.

REY C. (1977) : " Effets du nombre de Prandtl, de la gravité et de la rugosité sur les spectres de turbulence cinématique et scalaire". Thèse Doct. es-Sc. Univ. Lyon.

SAAB A., MERY P., RIBON M. (1975) : "Some features of turbulent diffusion process resulting from experimental field tests". NATO/CCMS Int. Meeting. FRANKFURT.

SAAB A. (1978) : "Contribution à l'étude du transport turbulent de masse dans l'atmosphère. Etude expérimentale et théorique"

Thèse Doc. és-Sc. Univ. Paris VI.

SCHON J.P., MERY P. (1971) : "A preliminary study of the simulation of neutral atmospheric boundary layer using air injection in a wind tunnel".

Atm. Env. Vol. 5 n° 5 p. 299-311.

SCHON J.P. (1974) : "Contribution à l'étude des couches limites turbulentes stratifiées en température".

Thèse Doct. es. Sc. Univ. Lyon.

SCHON J.P. MERY P. (1978) : "Course on the Planetary Boundary layer".

Sicile.

SERRES E. (1978) : "Etude de la simulation en soufflerie des basses couches de l'atmosphère. Application à la prévision de l'impact d'un site industriel sur l'environnement".

Thèse Ing. Doct. Univ. Lyon.

SOLAL J. (1972) : "Etude expérimentale de la diffusion de masse dans une couche limite turbulente en écoulement neutre ou en écoulement stratifié instable".

Thèse Doct. Ing. Univ. Lyon.

TESKE M.E., LEWELLEN W.J. (1976) : "Example calculations of atmospheric dispersion using 2 nd order colsure modeling" 3 d Symposium of Atmospheric trubulence RALEIGH N.C.

YAMADA T., MELLOR C. (1975) : "A simulation of the Wangara atmospheric boundary layer data" J. of Atm. Sc. Vol 32, n° 12 p. 2309-2329.

TABLEAU 1

Théories de la diffusion turbulente

	Statistique	Modèles de transfert à gradient		Similitude Lagrangienne
Grandeurs de base	<ul style="list-style-type: none"> - Intensités turbulentes - Coefficient d'autocorrélation lagrangienne $R(\xi)$ 	<ul style="list-style-type: none"> - Diffusivités turbulentes K 		<ul style="list-style-type: none"> - Vitesses de frottement - Flux de chaleur
Données et paramètres nécessaires	<ul style="list-style-type: none"> - Spectre de turbulence - Echelles des temps 	Analogie moléculaire <ul style="list-style-type: none"> - Profils de vitesse - Paramètres de stabilité 	Caractéristiques statistiques <ul style="list-style-type: none"> - Intensités turbulentes - Echelles de temps 	<ul style="list-style-type: none"> - Profils de vent - Profil de température
Conditions d'application	<ul style="list-style-type: none"> - Homogénéité - Stationnarité 	<ul style="list-style-type: none"> - Dimensions caractéristiques du panache du même ordre de grandeur que celles des mouvements atmosphériques 	<ul style="list-style-type: none"> - Toutes distances à la source à condition qu'il n'y ait ni fort cisaillement ni rotation avec l'altitude 	<ul style="list-style-type: none"> - Couche de surface (0 - 50 m)
Champs d'applications	<ul style="list-style-type: none"> - Dispersion latérale 	<ul style="list-style-type: none"> - Dispersion verticale 	<ul style="list-style-type: none"> - Modèle tridimensionnel sans fort cisaillement ni rotation avec l'altitude 	<ul style="list-style-type: none"> - Dispersion verticale (source au sol)

T A B L E A U 2
Principaux modèles utilisés

	HYPOTHESES	FORMALISME MATHÉMATIQUE
Ⓐ MODELES ANALYTIQUES	Permanent : négliger la diffusion longitudinale	Résolution $U \frac{\partial C}{\partial x} = K_{yy} \frac{\partial^2 C}{\partial y^2} + K_{zz} \frac{\partial^2 C}{\partial z^2}$
+ PASQUILL-TURNER	Répartition gaussienne $K_{jj} = \frac{1}{2} \frac{d}{dt} \sigma_{jj}^2$ Emission continue	$C(x, y, z, H) = \frac{Q}{2\pi U \sigma_y \sigma_z} \exp\left\{-\frac{Y^2}{2\sigma_y^2}\right\} \times \left[\exp\left\{-\frac{(z+H)^2}{2\sigma_z^2}\right\} + \exp\left\{-\frac{(z-H)^2}{2\sigma_z^2}\right\} \right]$
Modèle de bouffée	Mêmes hypothèses que PASQUILL-TURNER Emission instantanée	$C(x, y, z, H) = \frac{Q}{(2\pi)^{3/2} \sigma_x \sigma_y \sigma_z} \left\{ \exp\left[-\frac{y^2}{2\sigma_y^2}\right] \times \left[\exp\left\{-\frac{(z+H)^2}{2\sigma_z^2}\right\} + \exp\left\{-\frac{(z-H)^2}{2\sigma_z^2}\right\} \right] \right\} \times \exp\left(-\frac{(se-ut)^2}{Tx^2}\right)$
Ⓑ MODELES NUMERIQUES	Permanent - Hyp. à gradient Profils vitesse et diffusivité	Résolution $U_i \frac{\partial C}{\partial x_i} = \frac{\partial}{\partial x_i} \left(K_{ii} \frac{\partial C}{\partial x_i} \right)$
+ Modèle tridimensionnel à gradient	Eléments diagonaux K_{ii} . Similitude . Théorie statistique	Différences finies
+ Modèle tridimensionnel turbulent	Tenseur K_{ij} déterminé à partir d'un modèle turbulent 2ème ordre	Différences finies

T A B L E A U 3

Paramétrisation des intensités turbulentes

$\sigma / U_* = \phi (z/L)$	
$W_* = \left[\frac{g H z_i}{\rho C_p T} \right]^{1/3}$	Echelle de vitesse convective WYNGAARD
$W_* = U_* k^{-1/3} (z_i / -L)^{1/3}$	PANOFSKY TENNEKES
$\sigma_{\text{horiz}} / U_* = \left[4 + 0,6 (z_i / -L)^{2/3} \right]^{1/2}$	
$\sigma_w / U_* = \left[1,6 + 2,9 (z / -L)^{2/3} \right]^{1/2}$	

T A B L E A U 4

Résultats expérimentaux de JUMEAUVILLE

	z_i m	$-L$ m	U_* m/s	$\sigma_{\text{horiz}} / U_*$ à 72 m	σ_w / U_* à 72 m	t_L s
Très instable	~ 2 000	5 à 10	0.2-0.35	4 à 5	3 à 4	~ 150
Instable	~ 1 400	20 à 30	0.2-0.35	3 à 3.5	2.5 à 3	~ 250
Neutre	~ 800	∞	0.2-0.35	~ 2	~ 1.4	~ 300-400
Stable	variable	- 10	0.2-0.25	1.3 à 1.5	0.5 à 1	variable ~ 500

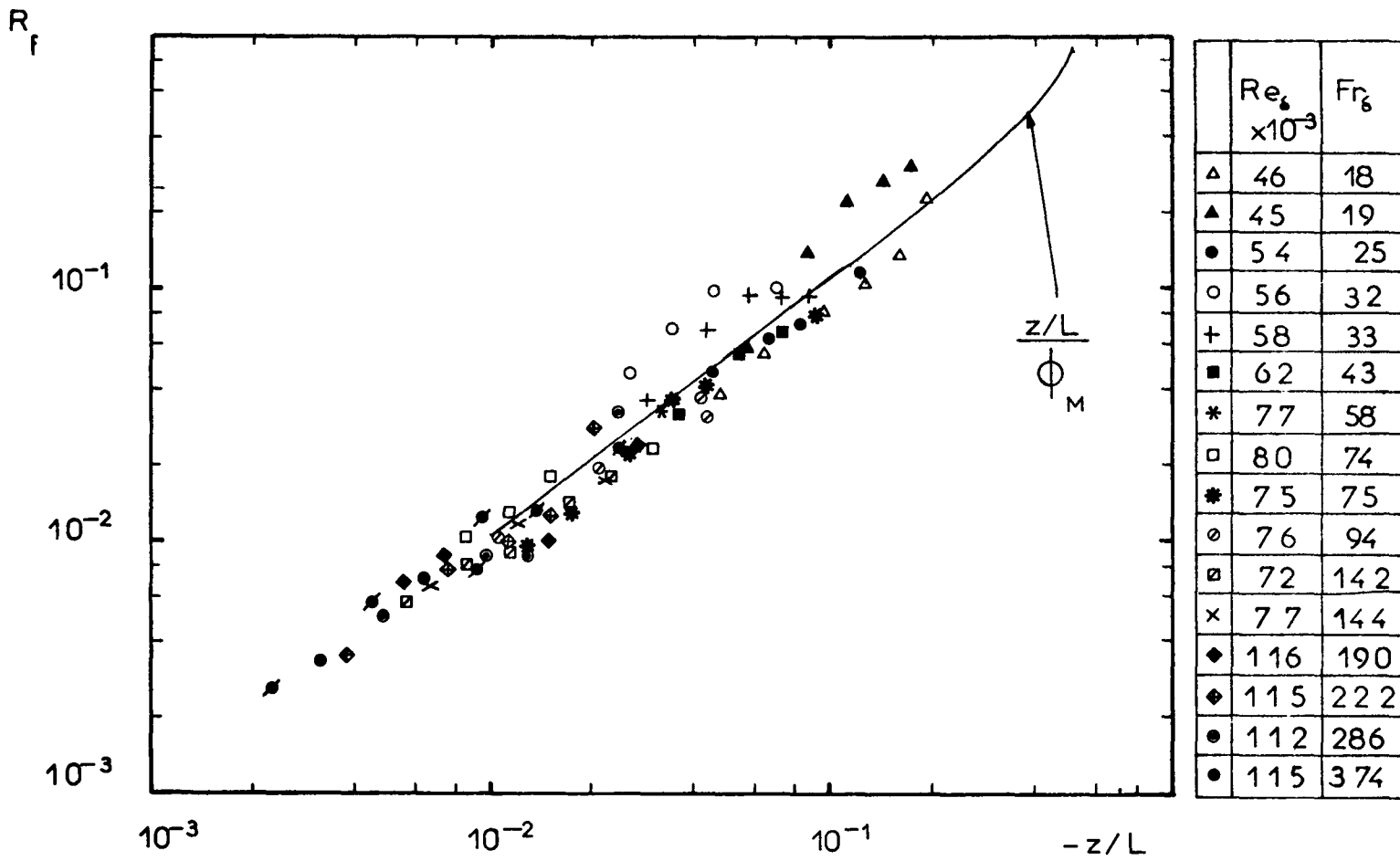


Fig. III.1 Variation du nombre de Richardson de flux avec $-z/L$

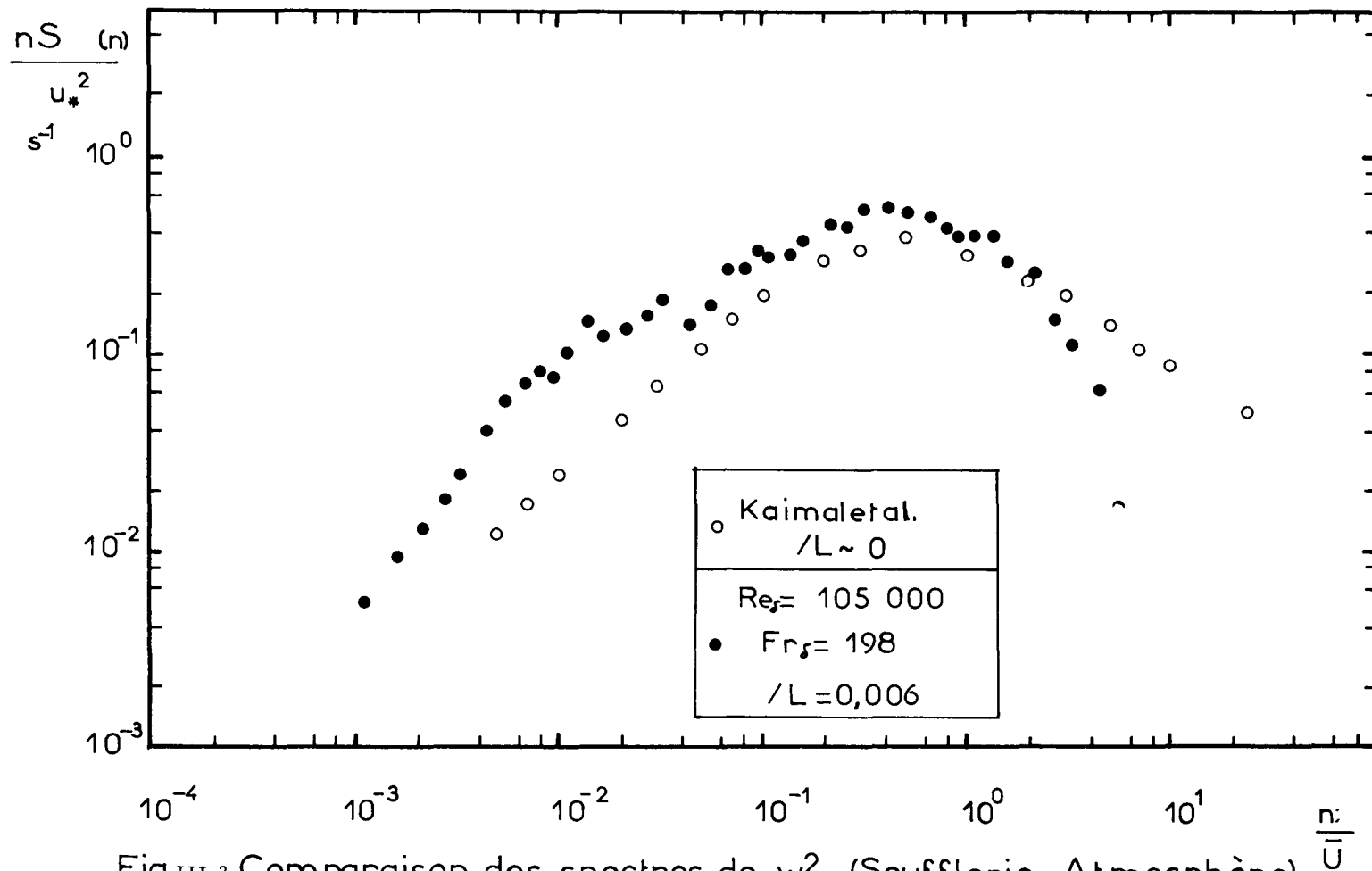


Fig.III.2 Comparaison des spectres de w^2 (Soufflerie-Atmosphère)

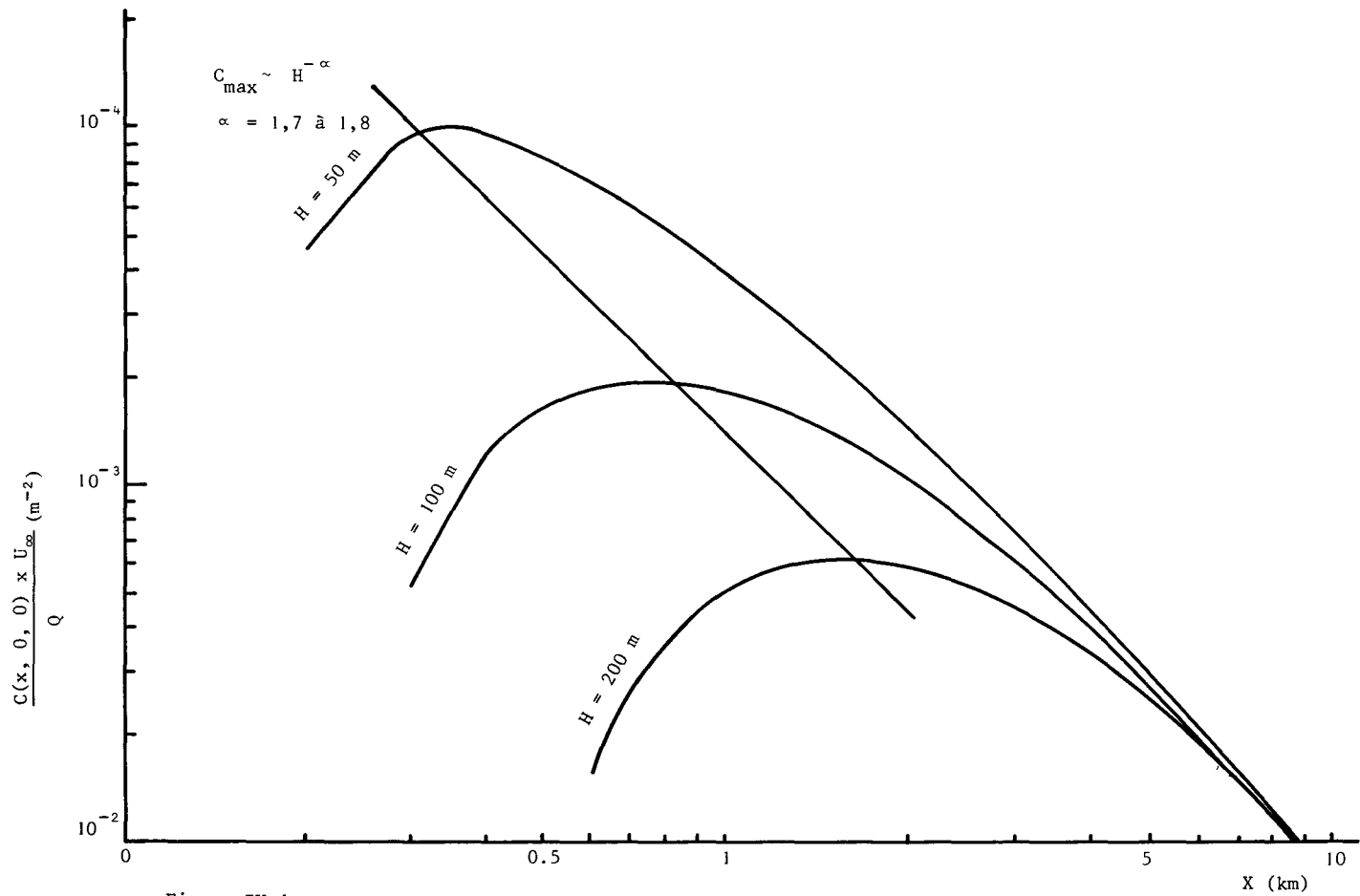


Figure IV.1

Modèle de diffusion tridimensionnel : Evolution des concentrations au sol dans l'axe du panache, dans le cas d'une atmosphère instable ($U_{\infty} = 5 \text{ m/s}$).

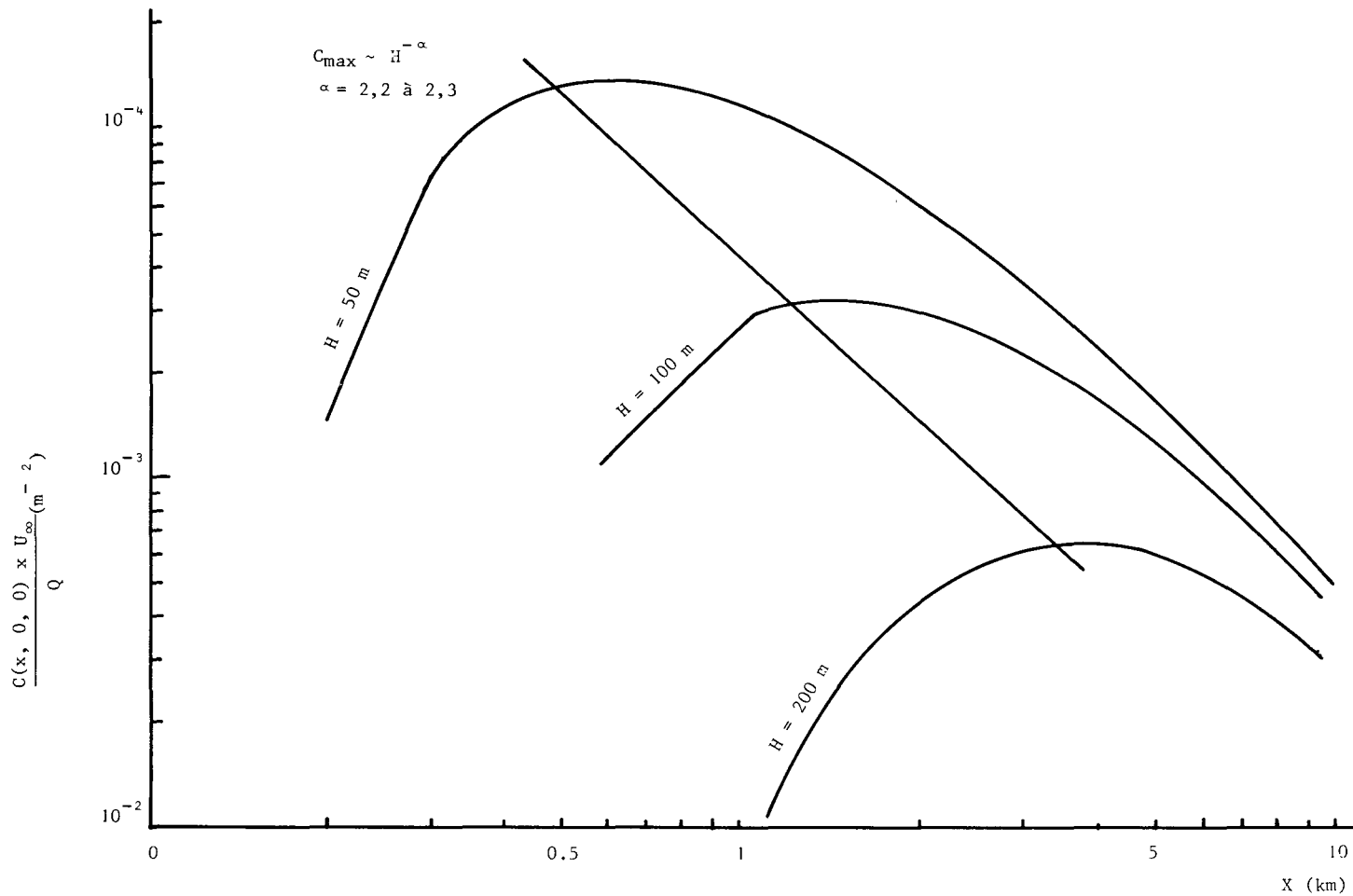


Figure IV.2

Modèle de diffusion tridimensionnel : Evolution des concentrations au sol dans l'axe du panache dans le cas d'une atmosphère neutre.

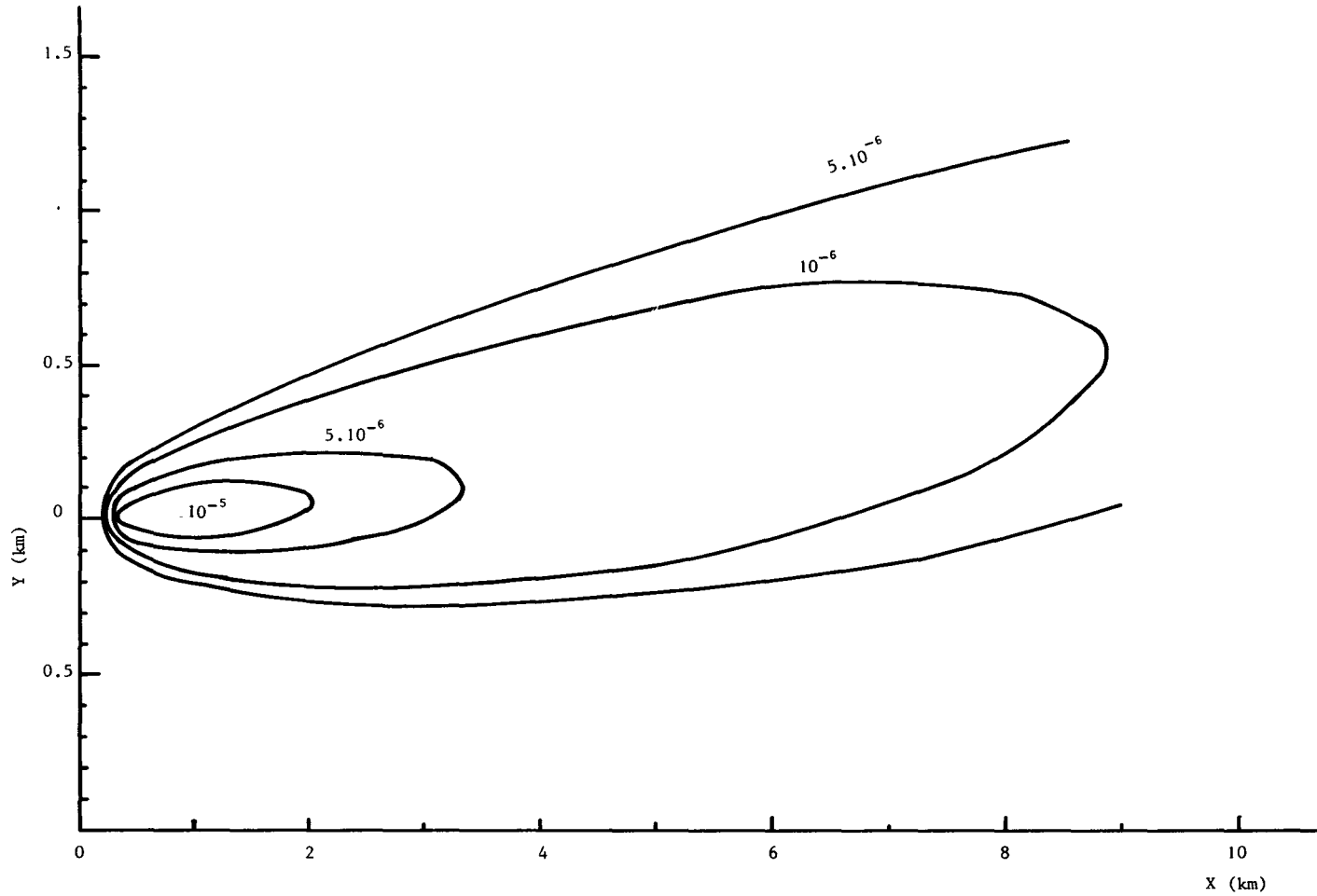


Figure IV.3

Modèle de diffusion tridimensionnel : Courbes isovaleurs $\frac{C.U_\infty}{Q}$ dans le plan X Y, dans le cas d'une atmosphère instable ($U_\infty = 5$ m/s) et d'une hauteur de source de 100 m.

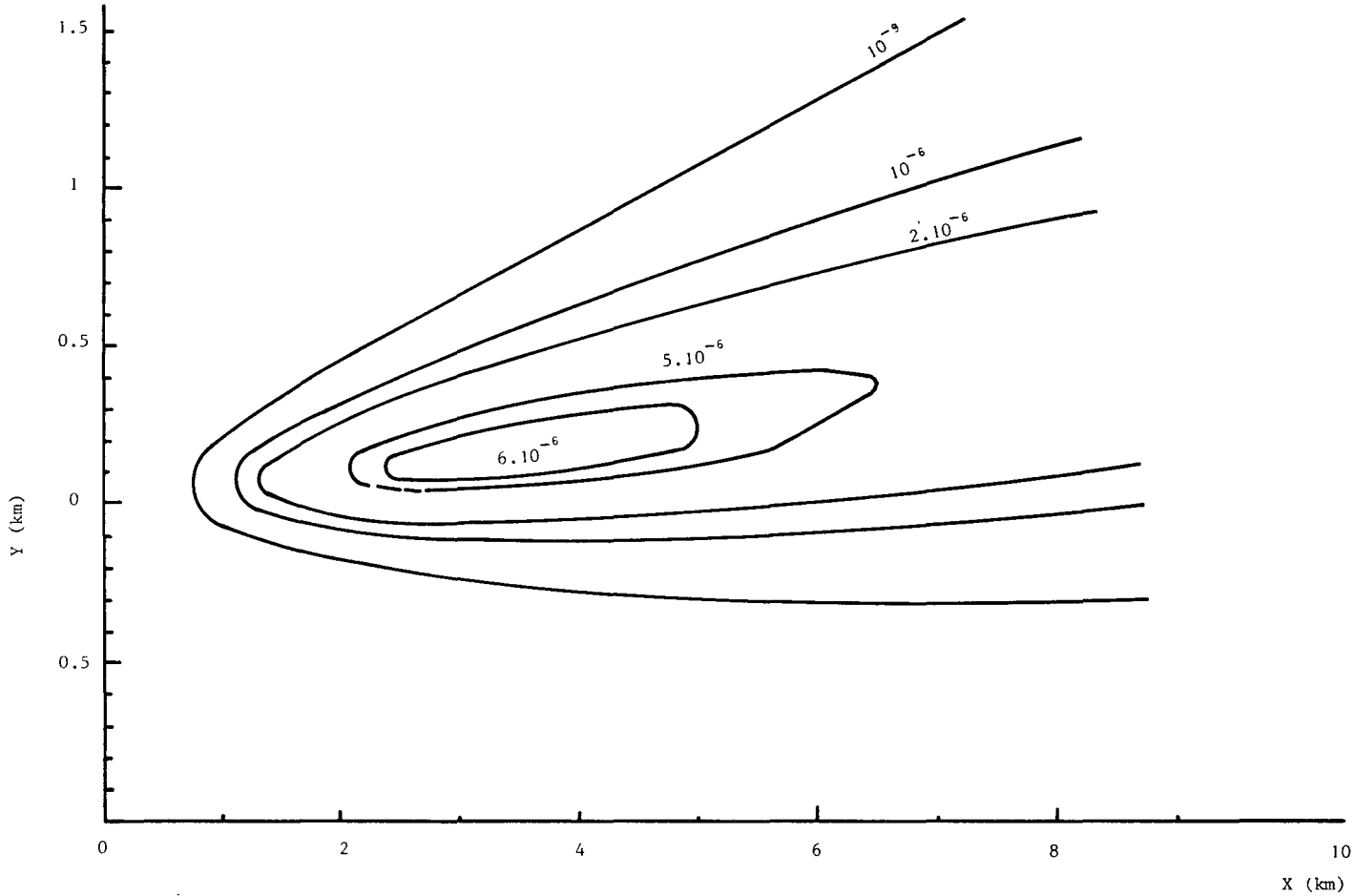


Figure IV.4

Modèle de diffusion tridimensionnel : Courbes isovaleurs $\frac{C \cdot U_{\infty}}{Q}$ dans le plan X Y, dans le cas d'une atmosphère neutre ($U_{\infty} = 8$ m/s) et d'une hauteur de source de 200 m.

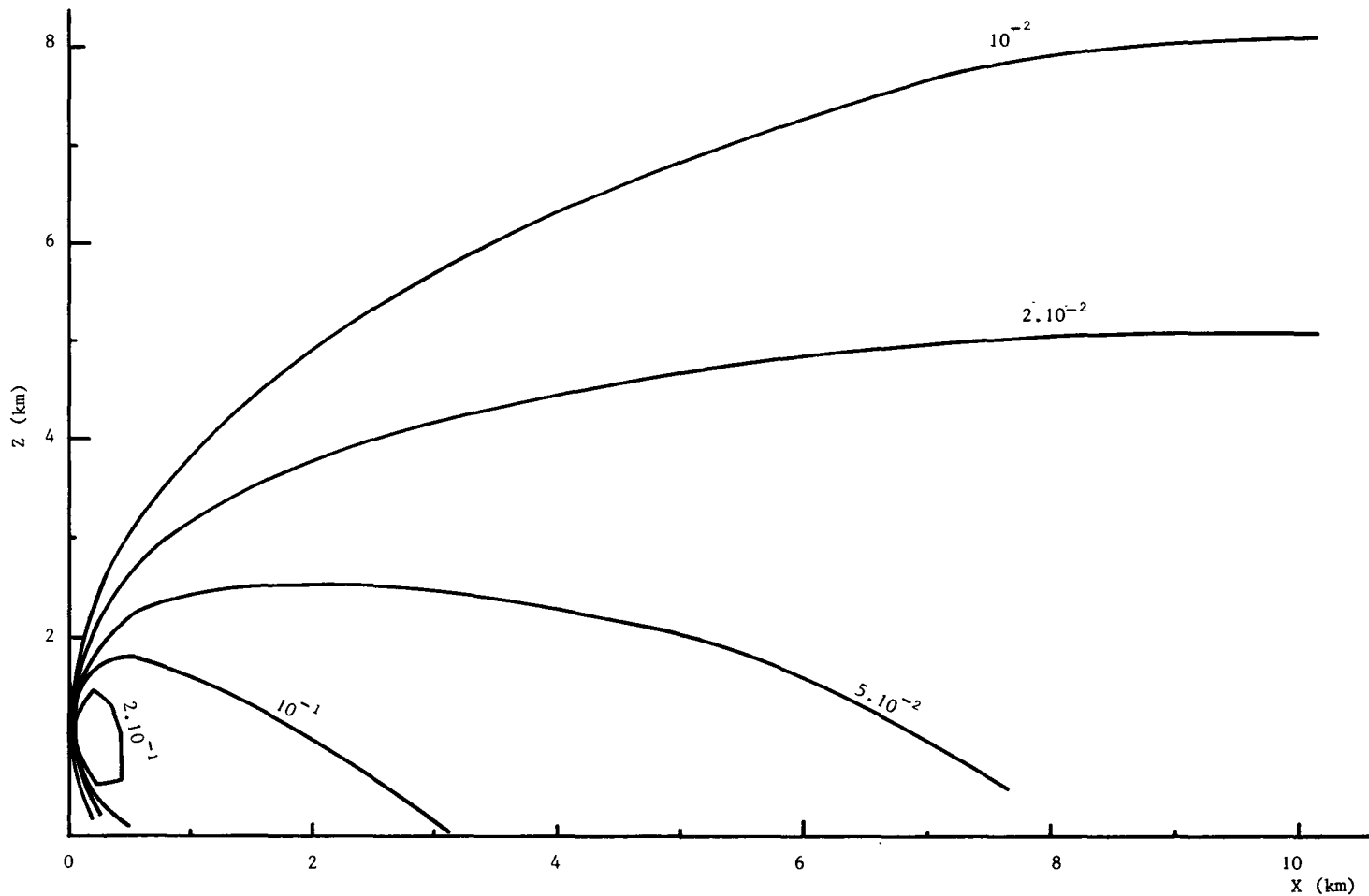


Figure IV.5

Modèle de diffusion tridimensionnel : Courbes isovaleurs $\frac{C \cdot U_{\infty}}{Q}$ dans le plan X Z, dans le cas d'une atmosphère instable ($U_{\infty} = 5$ m/s) et d'une hauteur de source de 100 m.

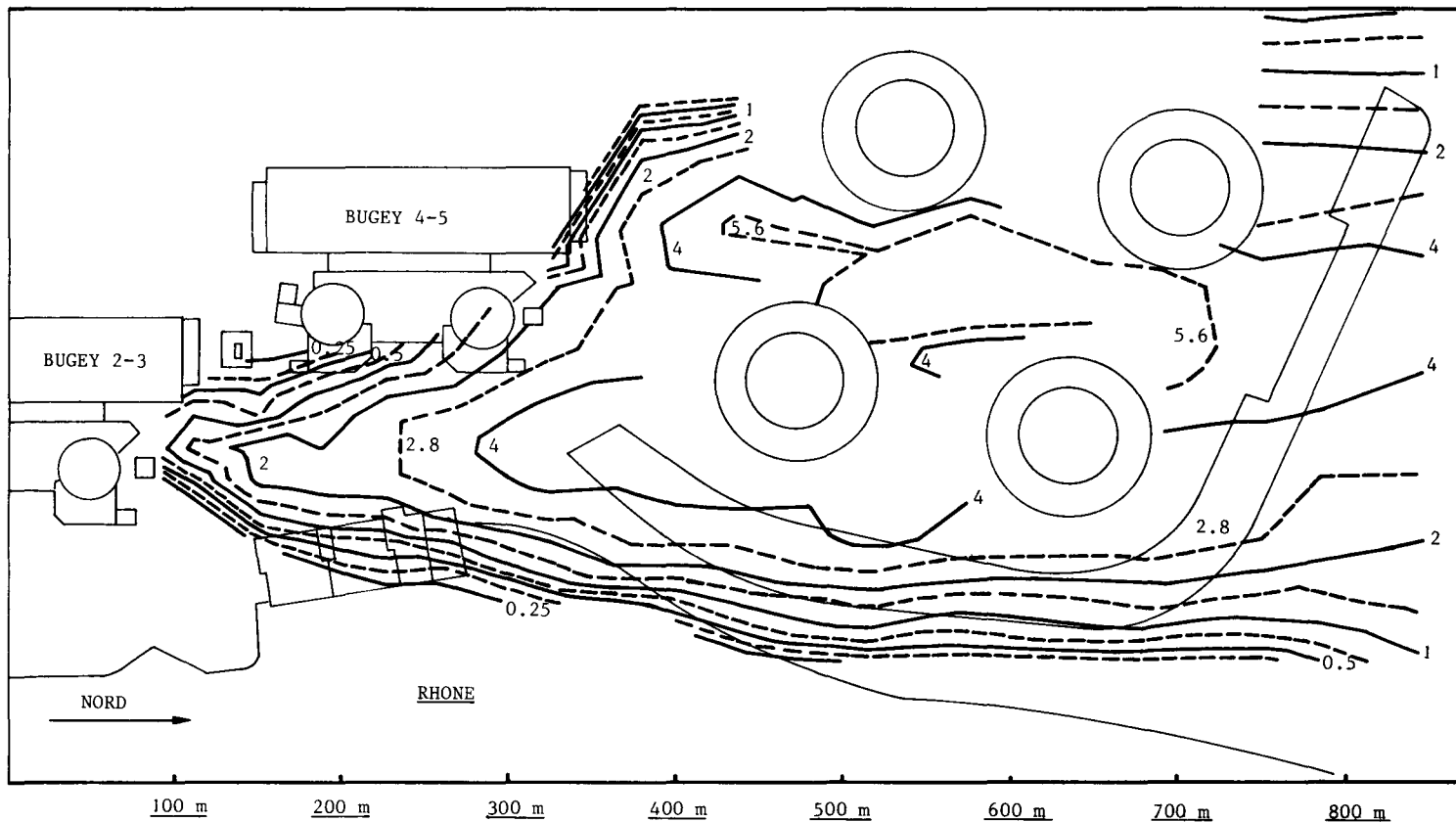


Figure V.1 : BUGEY - Vent du Sud : trace au sol des panaches de BUGEY 2-3 et BUGEY 4-5.

Les courbes isoconcentrations sont graduées suivant les valeurs de la concentration normalisée :

$$X = \left(\frac{CU}{q} \right)_{\text{souffl}} \cdot \phi^2 \text{ où } \phi = 1/400 \text{ (échel. géom. maquette).}$$

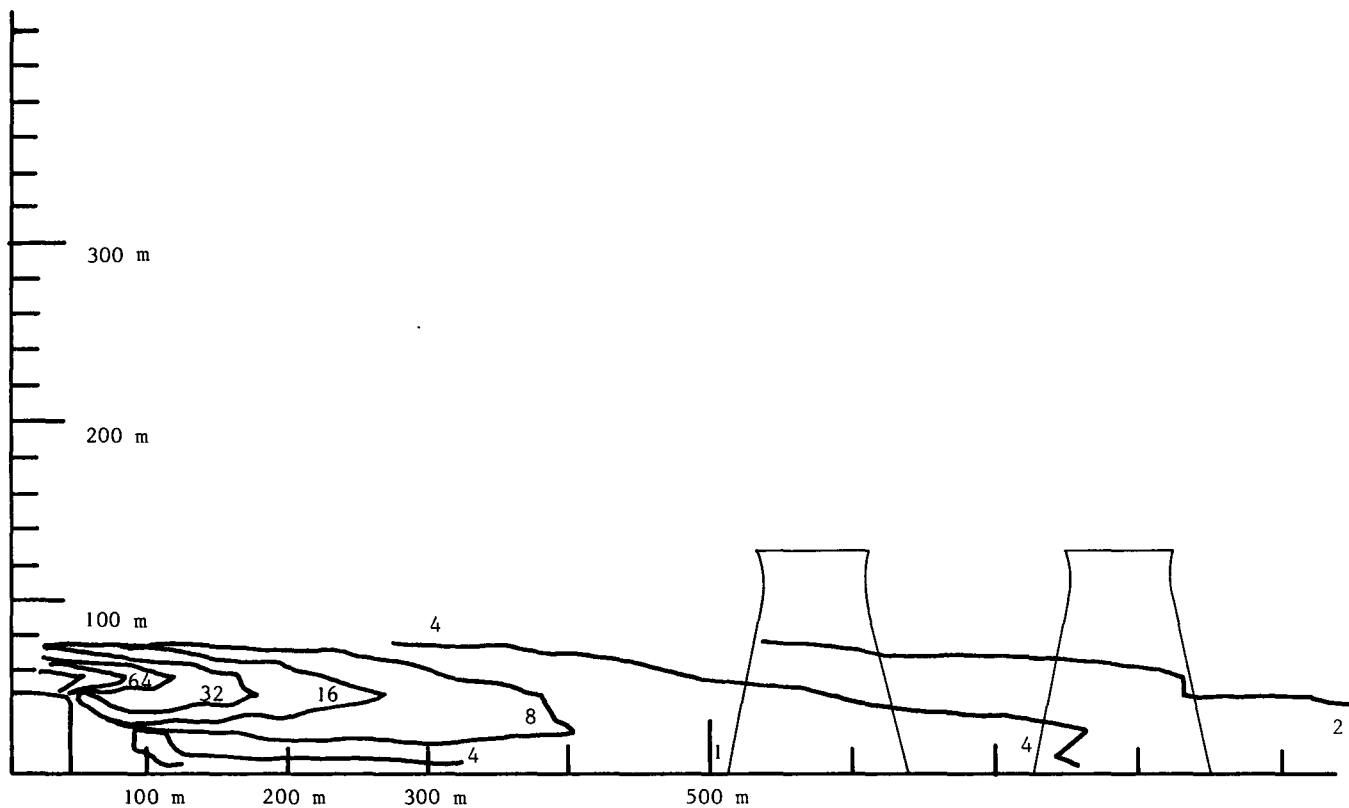
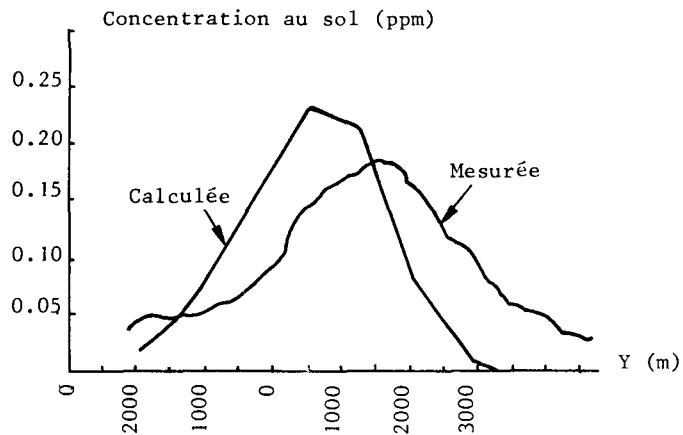
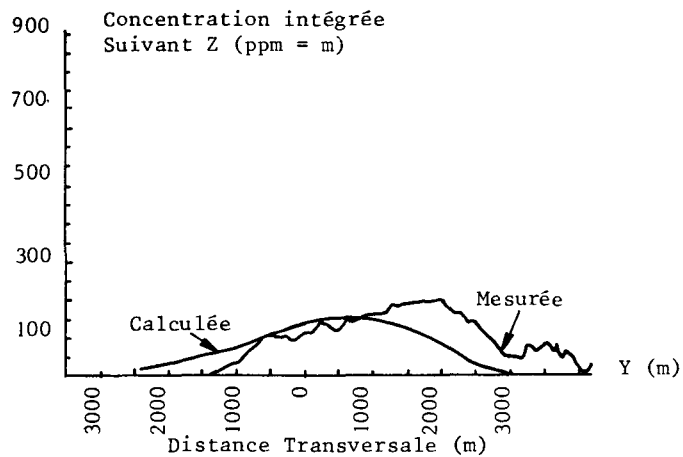
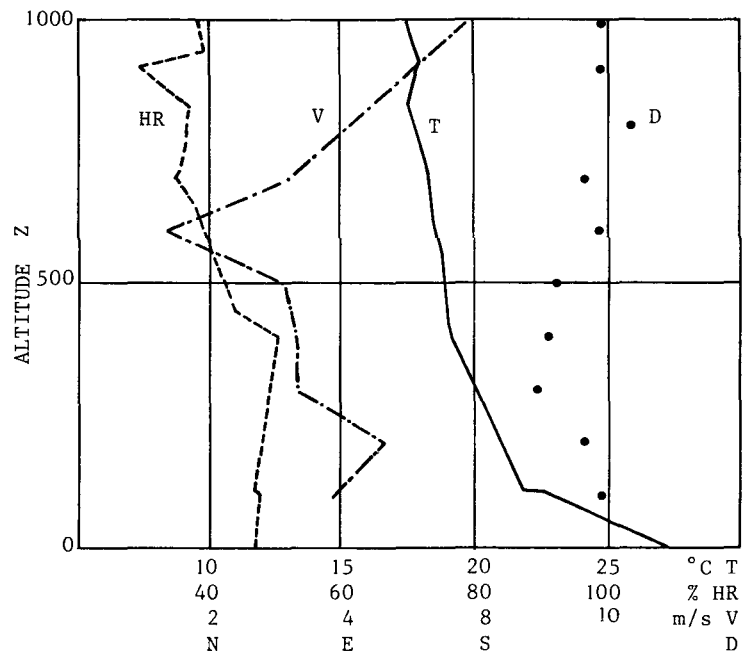


Figure V.2 : BUGEY - Vent du Sud : Section verticale du panache du BUGEY 2-3.

Les courbes isoconcentrations sont graduées suivant les valeurs de la concentration normalisée : $X = \frac{CU}{q \text{ souffl.}} \cdot \phi^2$ ou $\phi = 1/400$ (échelle géométrique de la maquette)



Coupes dans le panache perpendiculaires à la direction du vent



Conditions Météorologiques en Altitude

Température - T
Humidité R - HR
vitesse du vent - V
Direction du vent - D

Figure V.3 : Expérience Cordemais (12/09/77).
Comparaison des concentrations observées et calculées (code DIGRAC).

ON THE COMPUTATION OF EXTERNAL GAMMA DOSE FROM
RADIOACTIVITY RELEASED TO THE ATMOSPHERE

O.L. RASMUSSEN
Risø National Laboratory
Roskilde - DENMARK

SUMMARY. The computation of external gamma dose at a given point from a plume of radioactive material released from a stack presents difficult computational problems even if the plume is stationary in time.

A method based on application of adaptive numerical quadrature has been used and the results obtained will be presented.

RESUME. CALCUL DE LA DOSE GAMMA EXTERNE LIEE A LA RADIOACTIVITE REJETEE A L'ATMOSPHERE. Le calcul de la dose gamma externe en un point donné, due au panache de substances radioactives relâché à une cheminée, présente des difficultés considérables même si le panache est stationnaire dans le temps.

On a utilisé une méthode basée sur l'application de la quadrature numérique adaptative dont on présente les résultats.

KURZFASSUNG. BERECHNUNG DER GAMMA-DOSIS ZUFOLGE DER IN DIE ATMOSPHERE ABGELEITETEN RADIOAKTIVITÄT. Die Berechnung der Gamma-Dosis infolge Bestrahlung aus einer radioaktiven Abluftfahne für einen vorgegebenen Punkt wirft schwierige Probleme auf, auch wenn die Wolke zeitlich stationär ist. Angewandt wurde ein Verfahren, das auf der adaptiven numerischen Quadratur beruht; Ergebnisse werden dargelegt.

Introduction.

One of the safety aspects of a nuclear power plant is the consequences of release of radioactive materials from the stack. A model based on the Gaussian plume model has been developed at Risø and constitutes the foundation for the numerical simulation of such releases. Whether the model is correct can only be confirmed by comparing experimental and numerical results.

This paper deals with the computational method applied to the Risø model but can also be used for other models. The computational method is based on appropriate transformations of the integration domain followed by the application of a three-dimensional adaptive quadrature method developed by the author. The quadrature method will be published elsewhere.

The model.

In the mathematical description of the model [1] it is assumed that the material is continuously released from a source, e.g. the stack of the nuclear power plant, will be moved downwind with a constant wind speed u and spread like a plume because of diffusion. In the description of the state of the atmosphere we assume the validity of the Gaussian distribution model for which it is generally presumed that it is valid at distances from 10 to about 30.000 meters from the source. Finally it is assumed that the earth's surface is total reflecting.

If we introduce a cartesian coordinate system with origin placed at the source (top of the stack), the x -axis pointing downwind from the source and the z -axis pointing upward perpendicular to the earth's surface then according to these assumptions we can express the external gamma dose D_g received at a given point $P(x_d, y_d, z_d)$ by the formula

$$D_g(x_d, y_d, z_d, S, u) = \frac{K \cdot T_e}{8\pi^2 \cdot u} \cdot \sum_{i=1}^{N_i} \sum_{k=1}^{N_k} \epsilon_i \cdot E_k^y \cdot \delta_k^y \cdot f_{x,i} \cdot I \quad (1)$$

where

$$I = \int_{x_1}^{x_2} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-H}^{\infty} \frac{1 + K_E(E_k^y)}{\delta_y \cdot \delta_z \cdot r^2} \exp\left(-\frac{\lambda_i}{u} \cdot x - \mu_k \cdot r - \frac{y^2}{2\delta_y^2}\right) \cdot \left[\exp\left(-\frac{z^2}{2\delta_z^2}\right) + \exp\left(-\frac{(z+2H)^2}{2\delta_z^2}\right) \right] dx dy dz \quad (1a)$$

$$r^2 = (x-x_d)^2 + (y-y_d)^2 + (z-z_d)^2, \sigma_y = \sigma_y(s,x), \sigma_z = \sigma_z(s,x).$$

The different symbols have the following meaning:

s	the stability category as defined by e.g. Pasquill.
x_d, y_d, z_d	the coordinates of the point P.
u	the constant wind speed.
K	the conversion factor.
Te	the exposure time.
Ni	the number of isotopes.
Ne	the number of energy groups.
ϵ_i	the rate of release of isotope i
E_k^Y	the mean photon energy at energy group k
σ_k^Y	the absorption coefficient in air at energy group k
$f_{k,i}$	the yield of photon for isotope i in energy group k
μ_k	the linear attenuation coefficient for energy group k
r	the distance between point P and the variable point (x,y,z)
$1+K_E(E_k^Y) \cdot \mu_k \cdot r$	the build-up factor for the k'th energy group.
$\sigma_y(s,x)$	the horizontal dispersion coefficient
$\sigma_z(s,x)$	the vertical dispersion coefficient
λ_i	the decay constant for isotope i
H	the height of the source above the earth's surface
x_1, x_2	the x-coordinates for the y-z-planes restricting the domain of the plume contributing to the gamma-radiation at the point P.

It is evident from (1a) that the function to be integrated has a singularity for $r = 0$. From physical reasons we know that the integral exists and from a mathematical point of view we can convince ourselves by transforming the integral in a rectangular domain to an integral in a domain expressed in polar coordinates. The transformation is tedious and shall not be shown here since the result is a formula inconvenient for numerical computations even though the singularity disappears. Thus we use (1a) as basis for the numerical computations.

Transformation of the integral (1a).

Integrals of this type has caused a development of adaptive quadrature methods in two and three dimensions where the integration domains are squares and cubes. In order to apply the adaptive quadrature method in three dimensions the actual integration domain which is semi-infinite must be transformed to a finite integration domain.

Let $F(x,y,z)$ be the function to be integrated. We write

$$\int_{x_1}^{x_2} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} F(x,y,z) dx dy dz = \int_{x_1}^{x_2} \int_{-\infty}^{\infty} \int_0^{\infty} F(x,y,z) dx dy dz + \int_{x_1}^{x_2} \int_{-\infty}^{\infty} \int_0^{\infty} F(x,y,z) dx dy dz \quad (2)$$

Using the transformations

$$y = \frac{t}{1 - |t|} , \quad -\infty < y < \infty , \quad -1 < t < 1$$

$$z = \frac{u}{1 - u} , \quad 0 \leq z < \infty , \quad 0 \leq u < 1$$

which transforms the infinite range for y and the semi-infinite range for z to finite ranges for t and u . We find

$$\begin{aligned} \int_{x_1}^{x_2} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} F(x,y,z) dx dy dz &= \int_{x_1}^{x_2} \int_{-1}^1 \int_0^1 F\left(x, \frac{t}{1-|t|}, z\right) \frac{1}{(1-|t|)^2} dx dt dz + \\ &\int_{x_1}^{x_2} \int_{-1}^1 \int_0^1 F\left(x, \frac{t}{1-|t|}, \frac{v}{1-v}\right) \frac{1}{(1-|t|)^2} \frac{1}{(1-v)^2} dx dt dv \end{aligned} \quad (2a)$$

Applying this formula to (1a) and exchanging t by y and u by z we find after some slight algebraic manipulation the following expression for the integral

$$I = \int_{x_1}^{x_2} \int_{-1}^1 \int_{-H}^0 \frac{1 + K_E(E_K^y) \mu_K \cdot r_1}{\delta_y \cdot \delta_z \cdot r_1^2} \exp \left[-\frac{\lambda_i}{u} x - \mu_K \cdot r_1 - \frac{1}{2\delta_y^2} \left(\frac{y}{1-|y|} \right)^2 - \frac{1}{2\delta_z^2} z^2 \right] \\ \left[1 + \exp \left(-\frac{4H(z+H)}{2\delta_z^2} \right) \right] \frac{1}{(1-|y|)^2} dx dy dz + \quad (3)$$

$$\int_{x_1}^{x_2} \int_{-1}^1 \int_0^1 \frac{1 + K_E(E_K^y) \mu_K \cdot r_2}{\delta_y \cdot \delta_z \cdot r_2^2} \exp \left[-\frac{\lambda_i}{u} x - \mu_K \cdot r_2 - \frac{1}{2\delta_y^2} \left(\frac{y}{1-|y|} \right)^2 - \frac{1}{2\delta_z^2} \left(\frac{z}{1-z} \right)^2 \right] \\ \left[1 + \exp \left(-\frac{4H}{2\delta_z^2} \left(\frac{z}{1-z} + H \right) \right) \right] \frac{1}{(1-|y|)^2 (1-z)^2} dx dy dz$$

where

$$r_1^2 = (x-x_d)^2 + \left(\frac{y}{1-|y|} - y_d \right)^2 + (z-z_d)^2 \\ r_2^2 = (x-x_d)^2 + \left(\frac{y}{1-|y|} - y_d \right)^2 + \left(\frac{z}{1-z} - z_d \right)^2$$

We have assumed that H is equal to the height of the source above the earth's surface but when we evaluate the integral for a point on the earth's surface the integrand is singular. We thus set H to a smaller value in order to avoid the singularity. That corresponds to that we ignore the contribution from the thin layer just above the earth's surface. This procedure is permissible because the concentration of radioactive material near the surface is small, and this has also been confirmed by numerical experiments with different values of H.

Results.

The adaptive quadrature method used is based on 5th order non-product formulas in three dimensions. Such formulas can be found in Stroud [2]. The computational organization is such that the integration domain is continuously subdivided until a subdomain is found, where the integral satisfies the specified relative accuracy. Nearly all the function values which are computed during the subdivision are stored in a stack in the program such that they can be used later. That results in a considerable computational economy. The method is programmed in Burroughs Extended Algol. Details of the quadrature method as well as its implementation is not within the scope of this paper and is intended for publication later.

It shall be remarked that the true relative accuracy of the quadrature method is smaller than the specified relative one, often 10 times smaller. The table on the text page shows an example of computation of the external gamma dose D_g for different points downwind from the stack emitted of the isotope Argon 41. The values of the horizontal and the vertical dispersion coefficients are those given by Pasquill and are stored in a table in the computerprogram. The actual values of the dispersion coefficients corresponding to a sample point in the adaptive numerical quadrature are found by cubic spline interpolation.

References.

- [1] Thykier-Nielsen, S. et al. Comparison of Nordic Dose Models.
Risø-M-1972, April 1978.
- [2] Stroud, A.H. Approximate Calculation of Multiple Integrals (1971)
Prentice-Hall, Inc. Englewood Cliffs. N.J.

Table

Isotope Ar 41, $\lambda=1.051 \text{ E-4}$, $E_k^Y=1.09 \text{ MeV}$ (energy group k=6)

wind speed $u=5 \text{ m/s}$, $H=99.5 \text{ m}$, $\epsilon=1 \text{ Ci}$, $T_e=1 \text{ s}$

$i=1$, $k=6$, $f_{i,k}=1$, $\mu_k=7.9 \text{ E-3}$, $\sigma_k=2.73 \text{ E-6}$

Results for stability group $s = 6$ (Pasquill F), relative error = 0.1

x_1 (m)	x_2 (m)	x_d (m)	y_d (m)	z_d (m)	Dg (rem)	err	t (s)	n
10	1000	100	0	-100	4.65 E-7	1.5 E-8	5	2214
10	1000	100	12	-100	4.60 E-7	1.5 E-8	5	2214
10	1900	1000	0	-100	5.26 E-7	1.4 E-8	3	1194
10	1900	1000	200	-100	1.19 E-7	5.9 E-9	2	922
10	1900	1000	-200	-100	1.19 E-7	6.0 E-9	2	854
9100	10900	10000	0	-100	1.96 E-7	4.8 E-9	9	3880

Results for stability group $s = 1$ (Pasquill A), relative error = 0.1

x_1 (m)	x_2 (m)	x_d (m)	y_d (m)	z_d (m)	Dg (rem)	err	t (s)	n
10	1000	100	0	-100	4.48 E-7	1.4 E-8	2	922
10	1000	100	12	-100	4.43 E-7	1.5 E-8	2	922
10	1900	1000	0	-100	1.28 E-7	2.2 E-9	7	3642
10	1900	1000	200	-100	8.07 E-8	3.0 E-9	5	2180
10	1900	1000	-200	-100	8.07 E-8	2.4 E-9	5	2214
9100	10900	10000	0	-100	1.84 E-10	5.6 E-12	25	10986

err = estimate of true error.

t = computing time in secs.

n = number of sample points used in integration.

EVALUATION DES DEBITS D'EQUIVALENT DE DOSE
DELIVRES PAR LES PHOTONS EMIS DANS UN PANACHE RADIOACTIF

J. LE GRAND, R. BECKHOLS et A. DESPRES
C.E.A.

Fontenay-aux-Roses - FRANCE

RESUME. L'évaluation des débits d'équivalent de dose délivrés par les photons émis dans un panache d'effluents radioactifs, peut s'effectuer suivant deux hypothèses: l'hypothèse de nuage semi-infini et le modèle de nuage fini.

L'hypothèse de nuage semi-infini suppose implicitement que la concentration atmosphérique est uniforme dans le volume où sont émis les photons qui délivrent la dose au point considéré. Ceci n'est vérifié que si les dimensions du panache sont grandes devant le libre parcours moyens des photons, c'est-à-dire à des distances relativement grandes du point d'émission. Aux courtes distances, l'emploi du modèle de nuage semi-infini peut entraîner une erreur importante, particulièrement si le point de rejet est élevé.

Dans cette étude la concentration atmosphérique est évaluée suivant un modèle de panache gaussien. L'hypothèse de nuage fini assimile le panache à un ensemble de points source.

Les débits d'équivalent de dose délivrés au niveau du sol dans différentes conditions de diffusion et pour différentes hauteurs de rejets sont évaluées pour des photons monocinétiques et ensuite pour différents radio-nucléides.

La variation des débits d'équivalent de dose en fonction de l'énergie des photons, de la distance du point d'émission et de la hauteur de rejet est illustrée par quelques exemples.

Enfin on tentera de définir le domaine de validité et les limites d'utilisation des résultats.

KURZFASSUNG. ERMITTLUNG DER ÄQUIVALENTDOSISRATEN ZUFOLGE DER AUS EINER RADIOAKTIVEN ABLUFTFAHNE EMITTIERTEN PHOTONEN. Bei der Bestimmung der Äquivalentdosisraten kann man von zwei Hypothesen ausgehen: der Hypothese der halb-unendlichen Wolke und dem Modell der endlichen Wolke.

Die Hypothese der halb-unendlichen Wolke geht von einer einheitlichen atmosphärischen Konzentration in dem Volumen, aus dem die Photonen emittiert werden, die die Dosis am Beobachtungspunkt abgeben, aus. Dies ist jedoch nur dann der Fall, wenn die Abmessungen der Abluftfahne gegenüber der mittleren freien Weglänge der Photonen gross sind, d.h. erst bei verhältnismässig

grossen Entfernungen vom Ableitungspunkt.

Bei kurzen Entfernungen kann das Modell der halb-unendlichen Wolke, insbesondere bei hochgelegenen Ableitungspunkten stark fehlerbehaftet sein.

In dieser Studie erfolgt die Bestimmung der atmosphärischen Konzentration aus einer GAUSS'schen Verteilung in der Abluftfahne. Bei der Hypothese der endlichen Wolke wird angenommen, dass die Abluftfahne aus einer Folge von Quellpunkten gebildet wird.

Die auf Bodenhöhe bei unterschiedlichen Ausbreitungsbedingungen und Ableitungshöhen abgegebenen Äquivalentdosisraten werden zunächst für monoenergetische Photonen und anschliessend für verschiedene Radionuklide ermittelt.

Die Variation der Äquivalentdosisraten in Abhängigkeit von der Photonenenergie, der Entfernung des Ableitungspunktes und der Ableitungshöhe wird anhand von einigen Beispielen verdeutlicht.

Abschliessend wird versucht, Gültigkeitsbereich und Benutzungsgrenzen der Ergebnisse aufzuzeigen.

SUMMARY.. EVALUATION OF THE DOSE-EQUIVALENT RATES PRODUCED BY PHOTONS EMITTED IN A RADIOACTIVE PLUME. Two different hypotheses may be used to evaluate the dose-equivalent rates from photons emitted by a plume of radioactive effluent: the semi-infinite cloud model and the finite cloud model.

Assumption of the semi-infinite model implies uniform atmospheric concentration throughout the volume into which the photons which produce the dose at the point in question are emitted. This is valid only if the dimensions of the plume are large compared with the mean free path of the photons, i.e. at relatively large distances from the point of discharge.

At short distances, the use of the semi-infinite cloud model may produce a large error, especially for an elevated point of discharge.

In this study, the evaluation of atmospheric concentration is based on a gaussian plume model. The finite cloud model treats the plume as a set of source points.

The dose-equivalent rates produced at ground level for various diffusion conditions and source heights are evaluated for monoenergetic photons and various radionuclides.

The variations in dose-equivalent rates as a function of photon energy, distance from the point of discharge and height of discharge are illustrated by a number of examples.

Finally, an attempt is made to define the range of validity of the results and the limits to their application.

L'une des voies d'atteinte des individus en cas de rejet radionucléide émetteurs γ ou X dans l'atmosphère à la suite d'un accident dans une installation nucléaire est l'irradiation externe par le panache.

L'évaluation des débits d'équivalent de dose délivrés par les photons émis dans le panache d'effluents radioactifs, peut s'effectuer suivant deux hypothèses : le nuage semi infini et le nuage fini.

Le panache ne peut être assimilé à un nuage semi infini que si ses dimensions sont grandes devant le libre parcours moyen des photons ; ceci n'est vérifié qu'à des distances assez grandes du point de rejet.

Une méthode d'évaluation des débits d'équivalent de dose dus aux photons émis dans la panache jusqu'à dix kilomètres est exposée dans ce rapport pour deux situations météorologiques de référence.

1. DESCRIPTION DE LA METHODE

La concentration atmosphérique est évaluée à l'aide d'un modèle de panache gaussien à l'aide de l'expression suivante :

$$\chi(x,y,z) = \frac{Q}{2\pi\sigma_y\sigma_z\bar{u}} e^{-\frac{y^2}{2\sigma_y^2}} \left(e^{-\frac{(z+h)^2}{2\sigma_z^2}} + e^{-\frac{(z-h)^2}{2\sigma_z^2}} \right)$$

où $\chi(x,y,z)$ est la concentration atmosphérique au point de coordonnées x, y, z (Ci.m^{-3})

Q est le débit de rejet (Ci.s^{-1})

σ_y et σ_z sont les écarts types des distributions latérales et verticales de la concentration (m)

\bar{u} est la vitesse moyenne du vent (m.sec^{-1})

h est la hauteur du point de rejet (m)

Les écarts types σ_z et σ_y sont ceux proposés par DOURY [1]. Ce sont des fonctions du temps de transfert, qui sont déduites d'un ensemble de résultats expérimentaux rassemblés par la SANDIA CORPORATION [2]. Afin d'être utilisées par calcul automatique, des fonctions de la forme :

$$\sigma_z = (A_z t)^{k_z}$$

$$\sigma_y = (A_y t)^{k_y}$$

ont été ajustées, par plage de temps de transferts, aux valeurs expérimentales. A_z, k_z, A_y et k_y sont des constantes dans les plages de temps de transfert considérées.

L'évaluation de l'irradiation externe par les photons émis par le panache est en général traitée en deux étapes : le calcul de la dose absorbée à l'air, suivi de la transformation de celle-ci en équivalent de dose aux tissus considérés.

La dose absorbée à l'air, due aux photons émis dans le panache est évaluée, de la manière la plus simple, en utilisant le modèle de nuage semi-infini. Implicitement cette approche suppose que la concentration dans l'air est uniforme dans l'ensemble du volume du panache d'où peuvent provenir les photons qui délivrent la dose au point considéré et que l'équilibre électronique est réalisé dans le panache. La quantité d'énergie absorbée par un élément de volume d'air est alors égale à celle libérée dans le même élément de volume. En tenant compte du rapport du pouvoir d'arrêt des photons dans les tissus à celui dans l'air et du facteur de qualité le débit d'équivalent de dose absorbée au niveau du sol (rem h^{-1}) s'exprime par :

$$\dot{D}_{\infty} = FD \chi(x, y, 0, h)$$

$\chi(x, y, 0, h)$ est la concentration atmosphérique au point de coordonnées $(x, y, 0)$ pour un rejet effectué à la hauteur h .

FD est le débit d'équivalent de dose absorbée pour une concentration unitaire du radionucléide considérée dans l'air (rem h^{-1} par Ci.m^{-3}).

Les valeurs de FD pour 275 radionucléides ont été publiées dans le rapport CEA-4844. Rev. 1 [3].

Lorsque les dimensions du panache, définies par les valeurs de σ_y et σ_z sont grandes par rapport au libre parcours moyen des photons émis par le radionucléide, la concentration dans l'air peut-être considérée comme uniforme et le modèle de nuage semi-infini peut être utilisé. Ce n'est, en général, pas le cas à proximité du point de rejet ; il est alors nécessaire de prendre en compte la distribution de la concentration dans le panache.

Ceci est réalisé en simulant le panache par un ensemble de points source répartis dans des plans verticaux équidistants perpendiculaires à l'axe du panache. Dans chaque plan vertical les limites du panache sont les suivantes :

- . latéralement, le panache est limité à $3 \sigma_y$ de part et d'autre de son axe,
- . verticalement, le panache est limité à $h - 3 \sigma_z$ et $h + 3 \sigma_z$, ou à 0 et $h + 3 \sigma_z$ si le panache touche le sol.

Le calcul est dans un premier temps mené en considérant un radionucléide fictif émettant à chaque désintégration un photon d'énergie E .

L'individu exposé se trouve au point de coordonnée $(X, Y, 0)$. Le débit de fluence $F_c(X, Y, 0, h)$, en ce point, des photons émis dans le panache est donné par :

$$F_c(X, Y, 0, h) = \iiint_{x, y, z} B(E, \mu r) \frac{e^{-\mu r}}{4\pi r^2} \chi(x, y, z, h) dx dy dz$$

où $B(E, \mu r)$ est le facteur de build-up
 μ est le coefficient d'atténuation linéaire (m^{-1})
 r est la distance de la source au point d'exposition (m)

Le facteur de build-up est de la forme [4]

$$B(E, \mu r) = 1 + A \mu r + \alpha (\mu r)^2$$

Le débit d'équivalent de dose ($rem.h^{-1}$) au point (X, Y, O) est alors :

$$\dot{D}_E(X, Y, O) = K E F_C(X, Y, O, h) \frac{\mu_a}{\rho}$$

où K est un coefficient de conversion d'unité $K = 5,76 \cdot 10^{-9}$
 (g rad MeV $^{-1}$ s h $^{-1}$ m 2 cm $^{-2}$)

$\frac{\mu_a}{\rho}$ est le coefficient massique d'absorption dans les tissus de
 photon d'énergie E (cm 2 g $^{-1}$)

Pour le radionucléide fictif considéré, le rapport $R(X, Y, E, h)$ est alors évalué :

$$R(X, Y, E, h) = \frac{\dot{D}_E(X, Y, O)}{\dot{D}_\infty(E)}$$

Ce rapport représente le facteur correctif qu'il faut affecter au débit d'équivalent de dose en milieu semi-infini des photons d'énergie E pour prendre en compte la distribution de la concentration dans la panache.

Ce débit d'équivalent de dose DR dû aux photons d'un radionucléide quelconque présent dans le panache s'exprime par :

$$\dot{DR}(X, Y, O) = \sum_i I(E_i) R(X, Y, E_i, h) \dot{D}_\infty(E_i)$$

où $I(E_i)$ est l'intensité de la raie photonique d'énergie E_i
 et \dot{DR}_∞ le débit d'équivalent de dose en milieu semi-infini :

$$\dot{DR}_\infty = \sum_i I(E_i) \dot{D}_\infty(E_i)$$

La publication 26 de la Commission Internationale de Protection Radiologique [5] définit le débit d'équivalent de dose effectif \dot{H}_{eff} comme la somme pondérée des débits d'équivalent de dose aux organes \dot{H}_T

$$\dot{H}_{eff} = \sum_T w_T \dot{H}_T$$

où w_T est le facteur de pondération de l'organe T (Tableau 2).

Les débits d'équivalent de dose aux différents organes peuvent être obtenus à partir des débits de dose absorbée à l'air à l'aide des relations entre ces grandeurs présentées par POSTON et SNYDER [6]. Les rapports du débit d'équivalent de dose à l'organe considéré à la dose absorbée à l'air en fonction de l'énergie sont donnés dans le tableau 1. Ces relations sont applicables dans le cas du nuage semi-infini, mais sont supposées également valables dans le cas du nuage fini. Cette hypothèse est justifiée dans la plupart des cas sauf aux très courtes distances.

2. RESULTATS

Les calculs ont été effectués pour deux situations météorologiques de référence. La première est définie par des conditions normales de diffusion et une vitesse moyenne du vent de 5 m.s^{-1} et la seconde par des conditions de diffusion faible et une vitesse moyenne du vent de 1 m.s^{-1} . Quatre hauteurs de rejet ont été envisagées : 0,30,60 et 100 m.

Dans un premier temps, des tables de valeur du rapport $R(X,O,E,h)$ ont été établies. Les figures 1 et 2 présentent la variation de ce rapport en fonction de la distance du point de rejet pour des photons de 0,7 MeV dans les deux situations météorologiques considérées. Aux courtes distances, le rapport atteint des valeurs très élevées car la concentration au sol est très faible par rapport aux concentrations sur l'axe du panache pour des rejets en hauteur. Le rapport est inférieur à 1 pour les rejets au sol car la concentration est maximum au niveau du sol.

Dans un second temps, à l'aide des données nucléaires présentées dans le rapport CEA R-4844 [3] ; les débits d'équivalent de dose rapportés à la concentration au sol :

$$FD(X,Y) = \dot{D}R(X,Y,O,h) / \chi(X,Y,O,h)$$

sont calculés pour différents radionucléides.

Les résultats sont présentés dans les figures 3 et 4 pour deux radionucléides particulièrement importants dans les rejets d'installations nucléaires en situations accidentelles : l'iode 131 et le xénon 133.

La figure 5 présente les équivalents de dose dans les conditions de diffusion faible et une vitesse moyenne du vent de 1 m s^{-1} pour un rejet unitaire de 1 Ci d'iode 131 à 0, 30,60 et 100 m. de hauteur.

Les principales remarques qu'appelle cette figure sont d'une part que les débits d'équivalent de dose les plus élevés sont obtenus pour une hauteur de rejet de 30 m et d'autre part que les différences entre les débits d'équivalent de dose aux différentes hauteurs de rejet sont bien moindres que celles qui existent entre les concentrations dans l'air.

Enfin les débits d'équivalent de dose effectif et les débits d'équivalent de dose aux gonades, à la thyroïde et à la peau rapportés à la concentration au sol sont présentés dans les tableaux 3 et 4 pour l'iode 131 et le xénon 133.

3. DISCUSSION ET CONCLUSION.

Les limites d'utilisation des résultats présentés concernent essentiellement les très courtes distances (inférieures à quelques centaines de mètres). En effet, à ces distances pour des rejets en hauteur la concentration au niveau du sol est fort probablement différente de celle calculée à l'aide du modèle utilisé. Il faut rappeler que les caractéristiques locales du site (relief, végétation, bâtiments) peuvent modifier considérablement la dispersion atmosphérique. Enfin, dans le cas de rejet accidentel d'une centrale nucléaire la contamination contenue dans l'enceinte apporte aux très courtes distances une contribution non négligeable et probablement aussi importante que celle du panache à l'irradiation externe des individus.

REFERENCES

- [1] DOURY A.
Une méthode de calcul pratique et générale pour la précision numérique des pollutions véhiculées par l'atmosphère
Rapport CEA-R-4280 (Février 1972)
- [2] HAGE K.D., ARNASON G., BOWNE N.E., BROWN P.S., ENTREKIN W.D., LEWITZ M., SEKORSKI J.A.
Particle fallout and dispersion in the atmosphere.
Final report SC-CR-66-2031. Aerospace Nuclear Safety, SANDIA CORPORATION (1966)
- [3] DESPRES A., BOUVILLE A., GUEZENGAR J.M., LE GRAND J., LORENZI P., GRANDIN M., LALANDE R.
Irradiation externe pendant et après le passage d'un nuage radioactif.
Rapport CEA-R-4844. Rev.1 (Janvier 1980)
- [4] STRENGE D.L., WATSON E.C.
Kronic : a computer program for calculating annual average external doses from chronic atmospheric releases of radio-nuclides.
Batelle Pacific Northwest Laboratories, Richland. Report BNWL.B.264 (1973)
- [5] I.C.R.P.
Recommandations of the International Commission on Radiological Protection.
ICRP, Publication 26, Ann. ICRP 1, N°3, Oxford, Pergamon Press (1977).
- [6] POSTON J.W., SNYDER W.S.
A model for exposure to a semi-infinite cloud of a photon emitter.
Health Physics, 26, 287 (1974).

Energie des photons MeV	Dose absorbée à l'air Gy par photon par m ²	Rapport de l'équivalent de dose à un organe à la dose absorbée à l'air				
		Effective	Gonades	Thyroïde	Peau	Sein
1.00 E-02	7.52 E-16	2.17 E-03	4.02 E-03	4.29 E-04	1.94 E-01	3.53 E-03
1.50 E-02	3.09 E-16	1.39 E-02	1.36 E-04	1.68 E-04	3.50 E-01	2.86 E-02
2.00 E-02	1.69 E-16	5.43 E-02	6.96 E-02	3.26 E-02	4.42 E-01	8.33 E-02
3.00 E-02	6.95 E-17	2.27 E-01	2.22 E-01	2.68 E-01	5.81 E-01	2.44 E-01
5.00 E-02	3.09 E-17	5.70 E-01	4.29 E-01	6.03 E-01	7.59 E-01	5.03 E-01
6.50 E-02*	2.78 E-17	6.30 E-01	4.60 E-01	7.10 E-01	8.00 E-01	5.60 E-01
1.00 E-01	3.81 E-17	7.68 E-01	5.30 E-01	9.70 E-01	9.04 E-01	6.82 E-01
2.00 E-01	8.69 E-17	7.96 E-01	7.32 E-01	7.63 E-01	9.55 E-01	7.20 E-01
5.00 E-01	2.32 E-16	7.17 E-01	5.68 E-01	6.31 E-01	9.08 E-01	7.59 E-01
1.00 E+00	4.56 E-16	7.12 E-01	5.68 E-01	5.51 E-01	9.80 E-01	7.53 E-01
1.50 E+00	6.18 E-16	7.98 E-01	7.00 E-01	8.45 E-01	9.12 E-01	8.38 E-01
2.00 E+00	7.52 E-16	7.78 E-01	6.46 E-01	7.65 E-01	1.00 E+00	8.21 E-01
4.00 E+00	1.21 E-15	9.68 E-01	7.10 E-01	1.58 E+00	9.48 E-01	8.80 E-01
1.00 E+01*	2.32 E-15	9.68 E-01	7.10 E-01	1.58 E+00	9.48 E-01	8.80 E-01

TABLEAU 1

RAPPORT DE L'EQUIVALENT DE DOSE AUX ORGANES A LA DOSE ABSORBEE A L'AIR EN FONCTION
DE L'ENERGIE INITIALE DES PHOTONS

* Pour faciliter l'interpolation ou l'extrapolation à partir des valeurs données dans ce tableau, ces énergies de photons ont été considérées bien qu'elles n'apparaissent pas dans les travaux de POSTON et SNYDER.

Organe	Facteur de pondération
Gonades	0.25
Sein	0.15
Moelle osseuse rouge	0.12
Poumon	0.12
Thyroïde	0.03
Squelette	0.03
Autres tissus (*)	0.30

TABLEAU 2

FACTEURS DE PONDERATION UTILISES POUR
CALCULER L'EQUIVALENT DE DOSE EFFECTIF
DU A L'IRRADIATION EXTERNE PAR LES PHOTONS

Note : (*)

Un facteur de pondération de 0,06 est appliqué à chacun des cinq organes ou tissus qui reçoivent les équivalents de dose les plus élevés (autres que la peau)

HAUTEUR DU REJET: 0. M
 VITESSE DU VENT 5. M/S

HAUTEUR DU REJET: 30. M
 VITESSE DU VENT 5. M/S

* DISTANCE	*DOSE EFFECTIVE*	DOSE GONADES	*DOSE THYROIDE *	DOSE PEAU	** DISTANCE	*DOSE EFFECTIVE*	DOSE GONADES	*DOSE THYROIDE *	DOSE PEAU *
* 400. M *	0.151E+03 *	0.128E+03 *	0.138E+03 *	0.188E+03 *	** 400. M *	0.220E+03 *	0.186E+03 *	0.200E+03 *	0.274E+03 *
* 800. M *	0.177E+03 *	0.150E+03 *	0.161E+03 *	0.221E+03 *	** 800. M *	0.189E+03 *	0.160E+03 *	0.172E+03 *	0.235E+03 *
* 1200. M *	0.186E+03 *	0.157E+03 *	0.170E+03 *	0.232E+03 *	** 1200. M *	0.191E+03 *	0.161E+03 *	0.173E+03 *	0.237E+03 *
* 1600. M *	0.191E+03 *	0.161E+03 *	0.174E+03 *	0.238E+03 *	** 1600. M *	0.193E+03 *	0.163E+03 *	0.176E+03 *	0.240E+03 *
* 2000. M *	0.193E+03 *	0.163E+03 *	0.176E+03 *	0.241E+03 *	** 2000. M *	0.195E+03 *	0.165E+03 *	0.177E+03 *	0.242E+03 *
* 2400. M *	0.195E+03 *	0.165E+03 *	0.177E+03 *	0.243E+03 *	** 2400. M *	0.196E+03 *	0.166E+03 *	0.178E+03 *	0.244E+03 *
* 2800. M *	0.196E+03 *	0.166E+03 *	0.178E+03 *	0.244E+03 *	** 2800. M *	0.197E+03 *	0.166E+03 *	0.179E+03 *	0.245E+03 *
* 3200. M *	0.197E+03 *	0.166E+03 *	0.179E+03 *	0.245E+03 *	** 3200. M *	0.197E+03 *	0.167E+03 *	0.180E+03 *	0.246E+03 *
* 3600. M *	0.198E+03 *	0.167E+03 *	0.180E+03 *	0.246E+03 *	** 3600. M *	0.198E+03 *	0.167E+03 *	0.180E+03 *	0.246E+03 *
* 4000. M *	0.198E+03 *	0.167E+03 *	0.180E+03 *	0.247E+03 *	** 4000. M *	0.198E+03 *	0.168E+03 *	0.180E+03 *	0.247E+03 *
* 4400. M *	0.198E+03 *	0.168E+03 *	0.181E+03 *	0.247E+03 *	** 4400. M *	0.199E+03 *	0.168E+03 *	0.181E+03 *	0.248E+03 *
* 4800. M *	0.199E+03 *	0.168E+03 *	0.181E+03 *	0.248E+03 *	** 4800. M *	0.199E+03 *	0.168E+03 *	0.181E+03 *	0.248E+03 *
* 5200. M *	0.199E+03 *	0.168E+03 *	0.181E+03 *	0.248E+03 *	** 5200. M *	0.199E+03 *	0.168E+03 *	0.181E+03 *	0.248E+03 *

HAUTEUR DU REJET: 60. M
 VITESSE DU VENT 5. M/S

HAUTEUR DU REJET: 100. M
 VITESSE DU VENT 5. M/S

* DISTANCE	*DOSE EFFECTIVE*	DOSE GONADES	*DOSE THYROIDE *	DOSE PEAU	** DISTANCE	*DOSE EFFECTIVE*	DOSE GONADES	*DOSE THYROIDE *	DOSE PEAU *
* 400. M *	0.193E+04 *	0.163E+04 *	0.176E+04 *	0.240E+04 *	** 400. M *	0.388E+07 *	0.321E+07 *	0.343E+07 *	0.492E+07 *
* 800. M *	0.241E+03 *	0.203E+03 *	0.219E+03 *	0.300E+03 *	** 800. M *	0.686E+03 *	0.577E+03 *	0.619E+03 *	0.857E+03 *
* 1200. M *	0.205E+03 *	0.174E+03 *	0.187E+03 *	0.256E+03 *	** 1200. M *	0.260E+03 *	0.219E+03 *	0.236E+03 *	0.324E+03 *
* 1600. M *	0.201E+03 *	0.170E+03 *	0.182E+03 *	0.250E+03 *	** 1600. M *	0.223E+03 *	0.188E+03 *	0.203E+03 *	0.278E+03 *
* 2000. M *	0.199E+03 *	0.168E+03 *	0.181E+03 *	0.248E+03 *	** 2000. M *	0.211E+03 *	0.178E+03 *	0.192E+03 *	0.263E+03 *
* 2400. M *	0.199E+03 *	0.168E+03 *	0.181E+03 *	0.247E+03 *	** 2400. M *	0.206E+03 *	0.174E+03 *	0.187E+03 *	0.257E+03 *
* 2800. M *	0.199E+03 *	0.168E+03 *	0.181E+03 *	0.247E+03 *	** 2800. M *	0.204E+03 *	0.172E+03 *	0.185E+03 *	0.253E+03 *
* 3200. M *	0.199E+03 *	0.168E+03 *	0.181E+03 *	0.248E+03 *	** 3200. M *	0.202E+03 *	0.171E+03 *	0.184E+03 *	0.252E+03 *
* 3600. M *	0.199E+03 *	0.168E+03 *	0.181E+03 *	0.248E+03 *	** 3600. M *	0.202E+03 *	0.170E+03 *	0.183E+03 *	0.251E+03 *
* 4000. M *	0.199E+03 *	0.168E+03 *	0.181E+03 *	0.248E+03 *	** 4000. M *	0.201E+03 *	0.170E+03 *	0.183E+03 *	0.250E+03 *
* 4400. M *	0.199E+03 *	0.169E+03 *	0.181E+03 *	0.248E+03 *	** 4400. M *	0.201E+03 *	0.170E+03 *	0.183E+03 *	0.250E+03 *
* 4800. M *	0.199E+03 *	0.169E+03 *	0.181E+03 *	0.248E+03 *	** 4800. M *	0.201E+03 *	0.170E+03 *	0.183E+03 *	0.250E+03 *
* 5200. M *	0.199E+03 *	0.169E+03 *	0.181E+03 *	0.248E+03 *	** 5200. M *	0.200E+03 *	0.169E+03 *	0.182E+03 *	0.250E+03 *

Tableau 3. Débits d'équivalent de dose effectif et à différents organes en rem h⁻¹ par Ci m⁻³ dûs aux photons de l'iode 131. a) Diffusion normale, $\bar{u} = 5 \text{ m s}^{-1}$

HAUTEUR DU REJET: 0. M
 VITESSE DU VENT 1. M/S

HAUTEUR DU REJET: 30. M
 VITESSE DU VENT 1. M/S

* DISTANCE	*DOSE EFFECTIVE*	DOSE GONADES	*DOSE THYROIDE *	DOSE PEAU	** DISTANCE	*DOSE EFFECTIVE*	DOSE GONADES	*DOSE THYROIDE *	DOSE PEAU	*
* 800. M *	0.124E+03 *	0.105E+03 *	0.113E+03 *	0.154E+03 **	800. M *	0.389E+03 *	0.329E+03 *	0.354E+03 *	0.484E+03 *	*
* 1600. M *	0.151E+03 *	0.128E+03 *	0.137E+03 *	0.188E+03 **	1600. M *	0.226E+03 *	0.191E+03 *	0.206E+03 *	0.282E+03 *	*
* 2400. M *	0.169E+03 *	0.143E+03 *	0.154E+03 *	0.210E+03 **	2400. M *	0.205E+03 *	0.173E+03 *	0.187E+03 *	0.255E+03 *	*
* 3200. M *	0.176E+03 *	0.149E+03 *	0.160E+03 *	0.219E+03 **	3200. M *	0.199E+03 *	0.168E+03 *	0.181E+03 *	0.247E+03 *	*
* 4000. M *	0.180E+03 *	0.152E+03 *	0.164E+03 *	0.224E+03 **	4000. M *	0.196E+03 *	0.165E+03 *	0.178E+03 *	0.244E+03 *	*
* 4800. M *	0.182E+03 *	0.154E+03 *	0.166E+03 *	0.227E+03 **	4800. M *	0.195E+03 *	0.164E+03 *	0.177E+03 *	0.242E+03 *	*
* 5600. M *	0.184E+03 *	0.156E+03 *	0.167E+03 *	0.229E+03 **	5600. M *	0.194E+03 *	0.164E+03 *	0.176E+03 *	0.241E+03 *	*
* 6400. M *	0.186E+03 *	0.157E+03 *	0.169E+03 *	0.231E+03 **	6400. M *	0.194E+03 *	0.164E+03 *	0.176E+03 *	0.241E+03 *	*
* 7200. M *	0.187E+03 *	0.158E+03 *	0.170E+03 *	0.233E+03 **	7200. M *	0.194E+03 *	0.164E+03 *	0.176E+03 *	0.241E+03 *	*
* 8000. M *	0.188E+03 *	0.159E+03 *	0.171E+03 *	0.234E+03 **	8000. M *	0.194E+03 *	0.164E+03 *	0.176E+03 *	0.241E+03 *	*
* 8800. M *	0.189E+03 *	0.160E+03 *	0.172E+03 *	0.235E+03 **	8800. M *	0.194E+03 *	0.164E+03 *	0.176E+03 *	0.241E+03 *	*
* 9600. M *	0.190E+03 *	0.160E+03 *	0.173E+03 *	0.236E+03 **	9600. M *	0.194E+03 *	0.164E+03 *	0.176E+03 *	0.241E+03 *	*
* 10400. M *	0.190E+03 *	0.161E+03 *	0.173E+03 *	0.237E+03 **	10400. M *	0.194E+03 *	0.164E+03 *	0.177E+03 *	0.242E+03 *	*

HAUTEUR DU REJET: 60. M
 VITESSE DU VENT 1. M/S

HAUTEUR DU REJET: 100. M
 VITESSE DU VENT 1. M/S

* DISTANCE	*DOSE EFFECTIVE*	DOSE GONADES	*DOSE THYROIDE *	DOSE PEAU	** DISTANCE	*DOSE EFFECTIVE*	DOSE GONADES	*DOSE THYROIDE *	DOSE PEAU	*
* 800. M *	0.395E+06 *	0.333E+06 *	0.358E+06 *	0.493E+06 **	800. M *	0.919E+13 *	0.740E+13 *	0.786E+13 *	0.119E+14 *	*
* 1600. M *	0.230E+04 *	0.194E+04 *	0.209E+04 *	0.287E+04 **	1600. M *	0.369E+07 *	0.303E+07 *	0.324E+07 *	0.470E+07 *	*
* 2400. M *	0.583E+03 *	0.492E+03 *	0.529E+03 *	0.727E+03 **	2400. M *	0.378E+05 *	0.314E+05 *	0.336E+05 *	0.477E+05 *	*
* 3200. M *	0.353E+03 *	0.298E+03 *	0.321E+03 *	0.440E+03 **	3200. M *	0.450E+04 *	0.376E+04 *	0.403E+04 *	0.566E+04 *	*
* 4000. M *	0.283E+03 *	0.239E+03 *	0.257E+03 *	0.353E+03 **	4000. M *	0.144E+04 *	0.120E+04 *	0.129E+04 *	0.180E+04 *	*
* 4800. M *	0.252E+03 *	0.213E+03 *	0.229E+03 *	0.314E+03 **	4800. M *	0.746E+03 *	0.627E+03 *	0.673E+03 *	0.934E+03 *	*
* 5600. M *	0.235E+03 *	0.199E+03 *	0.214E+03 *	0.293E+03 **	5600. M *	0.503E+03 *	0.423E+03 *	0.455E+03 *	0.628E+03 *	*
* 6400. M *	0.225E+03 *	0.190E+03 *	0.205E+03 *	0.280E+03 **	6400. M *	0.393E+03 *	0.331E+03 *	0.356E+03 *	0.490E+03 *	*
* 7200. M *	0.225E+03 *	0.190E+03 *	0.205E+03 *	0.281E+03 **	7200. M *	0.334E+03 *	0.282E+03 *	0.303E+03 *	0.417E+03 *	*
* 8000. M *	0.224E+03 *	0.189E+03 *	0.203E+03 *	0.278E+03 **	8000. M *	0.300E+03 *	0.253E+03 *	0.272E+03 *	0.374E+03 *	*
* 8800. M *	0.221E+03 *	0.187E+03 *	0.201E+03 *	0.276E+03 **	8800. M *	0.277E+03 *	0.234E+03 *	0.251E+03 *	0.345E+03 *	*
* 9600. M *	0.220E+03 *	0.186E+03 *	0.200E+03 *	0.274E+03 **	9600. M *	0.261E+03 *	0.221E+03 *	0.237E+03 *	0.326E+03 *	*
* 10400. M *	0.219E+03 *	0.185E+03 *	0.199E+03 *	0.273E+03 **	10400. M *	0.250E+03 *	0.211E+03 *	0.227E+03 *	0.311E+03 *	*

Tableau 3 (suite). Débits d'équivalent de dose effectif et a différents organes en rem h⁻¹ par Ci m⁻³ dûs aux photons de l'iode 131. b) Diffusion faible, $\bar{u} = 1 \text{ m s}^{-1}$

HAUTEUR DU REJET: 0. M
 VITESSE DU VENT 5. M/S

HAUTEUR DU REJET: 30. M
 VITESSE DU VENT 5. M/S

* DISTANCE	*DOSE EFFECTIVE*	DOSE GONADES	*DOSE THYROIDE *	DOSE PEAU	** DISTANCE	*DOSE EFFECTIVE*	DOSE GONADES	*DOSE THYROIDE *	DOSE PEAU
* 400. M *	0.142E+02 *	0.109E+02 *	0.169E+02 *	0.213E+02	** 400. M *	0.174E+02 *	0.132E+02 *	0.208E+02 *	0.252E+02 *
* 800. M *	0.153E+02 *	0.117E+02 *	0.182E+02 *	0.226E+02	** 800. M *	0.159E+02 *	0.121E+02 *	0.189E+02 *	0.233E+02 *
* 1200. M *	0.157E+02 *	0.119E+02 *	0.187E+02 *	0.231E+02	** 1200. M *	0.159E+02 *	0.121E+02 *	0.189E+02 *	0.234E+02 *
* 1600. M *	0.159E+02 *	0.121E+02 *	0.189E+02 *	0.234E+02	** 1600. M *	0.160E+02 *	0.122E+02 *	0.191E+02 *	0.235E+02 *
* 2000. M *	0.160E+02 *	0.122E+02 *	0.191E+02 *	0.235E+02	** 2000. M *	0.161E+02 *	0.122E+02 *	0.192E+02 *	0.236E+02 *
* 2400. M *	0.161E+02 *	0.122E+02 *	0.192E+02 *	0.236E+02	** 2400. M *	0.161E+02 *	0.122E+02 *	0.192E+02 *	0.236E+02 *
* 2800. M *	0.161E+02 *	0.123E+02 *	0.192E+02 *	0.236E+02	** 2800. M *	0.162E+02 *	0.123E+02 *	0.192E+02 *	0.237E+02 *
* 3200. M *	0.162E+02 *	0.123E+02 *	0.192E+02 *	0.237E+02	** 3200. M *	0.162E+02 *	0.123E+02 *	0.193E+02 *	0.237E+02 *
* 3600. M *	0.162E+02 *	0.123E+02 *	0.193E+02 *	0.237E+02	** 3600. M *	0.162E+02 *	0.123E+02 *	0.193E+02 *	0.237E+02 *
* 4000. M *	0.162E+02 *	0.123E+02 *	0.193E+02 *	0.237E+02	** 4000. M *	0.162E+02 *	0.123E+02 *	0.193E+02 *	0.237E+02 *
* 4400. M *	0.162E+02 *	0.123E+02 *	0.193E+02 *	0.237E+02	** 4400. M *	0.162E+02 *	0.123E+02 *	0.193E+02 *	0.237E+02 *
* 4800. M *	0.162E+02 *	0.123E+02 *	0.193E+02 *	0.238E+02	** 4800. M *	0.162E+02 *	0.123E+02 *	0.193E+02 *	0.238E+02 *
* 5200. M *	0.162E+02 *	0.123E+02 *	0.193E+02 *	0.238E+02	** 5200. M *	0.163E+02 *	0.123E+02 *	0.193E+02 *	0.238E+02 *

HAUTEUR DU REJET: 60. M
 VITESSE DU VENT 5. M/S

HAUTEUR DU REJET: 100. M
 VITESSE DU VENT 5. M/S

* DISTANCE	*DOSE EFFECTIVE*	DOSE GONADES	*DOSE THYROIDE *	DOSE PEAU	** DISTANCE	*DOSE EFFECTIVE*	DOSE GONADES	*DOSE THYROIDE *	DOSE PEAU
* 400. M *	0.1943E+02 *	0.678E+02 *	0.113E+03 *	0.119E+03	** 400. M *	0.259E+05 *	0.185E+05 *	0.309E+05 *	0.317E+05 *
* 800. M *	0.183E+02 *	0.138E+02 *	0.218E+02 *	0.263E+02	** 800. M *	0.312E+02 *	0.230E+02 *	0.373E+02 *	0.421E+02 *
* 1200. M *	0.166E+02 *	0.126E+02 *	0.197E+02 *	0.242E+02	** 1200. M *	0.185E+02 *	0.140E+02 *	0.221E+02 *	0.266E+02 *
* 1600. M *	0.163E+02 *	0.124E+02 *	0.194E+02 *	0.239E+02	** 1600. M *	0.172E+02 *	0.130E+02 *	0.205E+02 *	0.249E+02 *
* 2000. M *	0.163E+02 *	0.123E+02 *	0.194E+02 *	0.238E+02	** 2000. M *	0.167E+02 *	0.127E+02 *	0.199E+02 *	0.243E+02 *
* 2400. M *	0.162E+02 *	0.123E+02 *	0.193E+02 *	0.238E+02	** 2400. M *	0.165E+02 *	0.125E+02 *	0.197E+02 *	0.241E+02 *
* 2800. M *	0.162E+02 *	0.123E+02 *	0.193E+02 *	0.238E+02	** 2800. M *	0.164E+02 *	0.125E+02 *	0.196E+02 *	0.240E+02 *
* 3200. M *	0.162E+02 *	0.123E+02 *	0.193E+02 *	0.238E+02	** 3200. M *	0.164E+02 *	0.124E+02 *	0.195E+02 *	0.239E+02 *
* 3600. M *	0.162E+02 *	0.123E+02 *	0.193E+02 *	0.238E+02	** 3600. M *	0.163E+02 *	0.124E+02 *	0.194E+02 *	0.239E+02 *
* 4000. M *	0.163E+02 *	0.123E+02 *	0.193E+02 *	0.238E+02	** 4000. M *	0.163E+02 *	0.124E+02 *	0.194E+02 *	0.239E+02 *
* 4400. M *	0.163E+02 *	0.123E+02 *	0.193E+02 *	0.238E+02	** 4400. M *	0.163E+02 *	0.124E+02 *	0.194E+02 *	0.238E+02 *
* 4800. M *	0.163E+02 *	0.123E+02 *	0.194E+02 *	0.238E+02	** 4800. M *	0.163E+02 *	0.124E+02 *	0.194E+02 *	0.238E+02 *
* 5200. M *	0.163E+02 *	0.123E+02 *	0.194E+02 *	0.238E+02	** 5200. M *	0.163E+02 *	0.124E+02 *	0.194E+02 *	0.238E+02 *

Tableau 4. Débits d'équivalent de dose effectif et à différents organes en rem h^{-1} par Ci m^{-3} dûs aux photons du xénon 133. a) Diffusion normale, $\bar{u} = 5 \text{ m s}^{-1}$

HAUTEUR DU REJET: 0. M
 VITESSE DU VENT 1. M/S

HAUTEUR DU REJET: 30. M
 VITESSE DU VENT 1. M/S

* DISTANCE	*DOSE EFFECTIVE*	DOSE GONADES	*DOSE THYROIDE *	DOSE PEAU	** DISTANCE	*DOSE EFFECTIVE*	DOSE GONADES	*DOSE THYROIDE *	DOSE PEAU	*
* 800. M *	0.127E+02	* 0.984E+01	* 0.152E+02	* 0.195E+02	** 800. M *	0.295E+02	* 0.217E+02	* 0.352E+02	* 0.400E+02	*
* 1600. M *	0.147E+02	* 0.112E+02	* 0.175E+02	* 0.219E+02	** 1600. M *	0.183E+02	* 0.138E+02	* 0.219E+02	* 0.263E+02	*
* 2400. M *	0.150E+02	* 0.115E+02	* 0.179E+02	* 0.223E+02	** 2400. M *	0.169E+02	* 0.128E+02	* 0.201E+02	* 0.246E+02	*
* 3200. M *	0.153E+02	* 0.116E+02	* 0.182E+02	* 0.226E+02	** 3200. M *	0.164E+02	* 0.125E+02	* 0.195E+02	* 0.240E+02	*
* 4000. M *	0.154E+02	* 0.117E+02	* 0.183E+02	* 0.227E+02	** 4000. M *	0.162E+02	* 0.123E+02	* 0.193E+02	* 0.237E+02	*
* 4800. M *	0.155E+02	* 0.118E+02	* 0.185E+02	* 0.229E+02	** 4800. M *	0.161E+02	* 0.122E+02	* 0.192E+02	* 0.236E+02	*
* 5600. M *	0.156E+02	* 0.119E+02	* 0.186E+02	* 0.230E+02	** 5600. M *	0.161E+02	* 0.122E+02	* 0.191E+02	* 0.236E+02	*
* 6400. M *	0.157E+02	* 0.119E+02	* 0.187E+02	* 0.231E+02	** 6400. M *	0.161E+02	* 0.122E+02	* 0.191E+02	* 0.235E+02	*
* 7200. M *	0.157E+02	* 0.120E+02	* 0.187E+02	* 0.231E+02	** 7200. M *	0.160E+02	* 0.122E+02	* 0.191E+02	* 0.235E+02	*
* 8000. M *	0.158E+02	* 0.120E+02	* 0.188E+02	* 0.232E+02	** 8000. M *	0.160E+02	* 0.122E+02	* 0.191E+02	* 0.235E+02	*
* 8800. M *	0.158E+02	* 0.120E+02	* 0.188E+02	* 0.233E+02	** 8800. M *	0.160E+02	* 0.122E+02	* 0.191E+02	* 0.235E+02	*
* 9600. M *	0.159E+02	* 0.120E+02	* 0.189E+02	* 0.233E+02	** 9600. M *	0.161E+02	* 0.122E+02	* 0.191E+02	* 0.235E+02	*
* 10400. M *	0.159E+02	* 0.121E+02	* 0.189E+02	* 0.233E+02	** 10400. M *	0.161E+02	* 0.122E+02	* 0.191E+02	* 0.235E+02	*

HAUTEUR DU REJET: 60. M
 VITESSE DU VENT 1. M/S

HAUTEUR DU REJET: 100. M
 VITESSE DU VENT 1. M/S

* DISTANCE	*DOSE EFFECTIVE*	DOSE GONADES	*DOSE THYROIDE *	DOSE PEAU	** DISTANCE	*DOSE EFFECTIVE*	DOSE GONADES	*DOSE THYROIDE *	DOSE PEAU	*
* 800. M *	0.107E+05	* 0.760E+04	* 0.128E+05	* 0.131E+05	** 800. M *	0.153E+10	* 0.112E+10	* 0.177E+10	* 0.186E+10	*
* 1600. M *	0.964E+02	* 0.693E+02	* 0.115E+03	* 0.122E+03	** 1600. M *	0.150E+05	* 0.107E+05	* 0.179E+05	* 0.184E+05	*
* 2400. M *	0.325E+02	* 0.239E+02	* 0.388E+02	* 0.436E+02	** 2400. M *	0.452E+03	* 0.323E+03	* 0.540E+03	* 0.557E+03	*
* 3200. M *	0.231E+02	* 0.172E+02	* 0.276E+02	* 0.322E+02	** 3200. M *	0.975E+02	* 0.701E+02	* 0.116E+03	* 0.123E+03	*
* 4000. M *	0.201E+02	* 0.150E+02	* 0.239E+02	* 0.284E+02	** 4000. M *	0.466E+02	* 0.339E+02	* 0.556E+02	* 0.609E+02	*
* 4800. M *	0.187E+02	* 0.140E+02	* 0.222E+02	* 0.267E+02	** 4800. M *	0.319E+02	* 0.234E+02	* 0.380E+02	* 0.429E+02	*
* 5600. M *	0.179E+02	* 0.135E+02	* 0.213E+02	* 0.258E+02	** 5600. M *	0.258E+02	* 0.191E+02	* 0.308E+02	* 0.355E+02	*
* 6400. M *	0.174E+02	* 0.132E+02	* 0.208E+02	* 0.252E+02	** 6400. M *	0.228E+02	* 0.170E+02	* 0.271E+02	* 0.317E+02	*
* 7200. M *	0.171E+02	* 0.130E+02	* 0.204E+02	* 0.249E+02	** 7200. M *	0.210E+02	* 0.157E+02	* 0.250E+02	* 0.295E+02	*
* 8000. M *	0.169E+02	* 0.128E+02	* 0.202E+02	* 0.246E+02	** 8000. M *	0.193E+02	* 0.149E+02	* 0.236E+02	* 0.282E+02	*
* 8800. M *	0.168E+02	* 0.127E+02	* 0.200E+02	* 0.244E+02	** 8800. M *	0.197E+02	* 0.148E+02	* 0.235E+02	* 0.280E+02	*
* 9600. M *	0.167E+02	* 0.126E+02	* 0.199E+02	* 0.243E+02	** 9600. M *	0.194E+02	* 0.145E+02	* 0.231E+02	* 0.276E+02	*
* 10400. M *	0.166E+02	* 0.126E+02	* 0.198E+02	* 0.242E+02	** 10400. M *	0.191E+02	* 0.144E+02	* 0.228E+02	* 0.273E+02	*

Tableau 4. (suite). Débits d'équivalent de dose effectif et à différents organes en rem h⁻¹ par Ci m⁻³ dus aux photons du xénon 133. b) Diffusion faible, $\bar{u} = 1 \text{ m s}^{-1}$

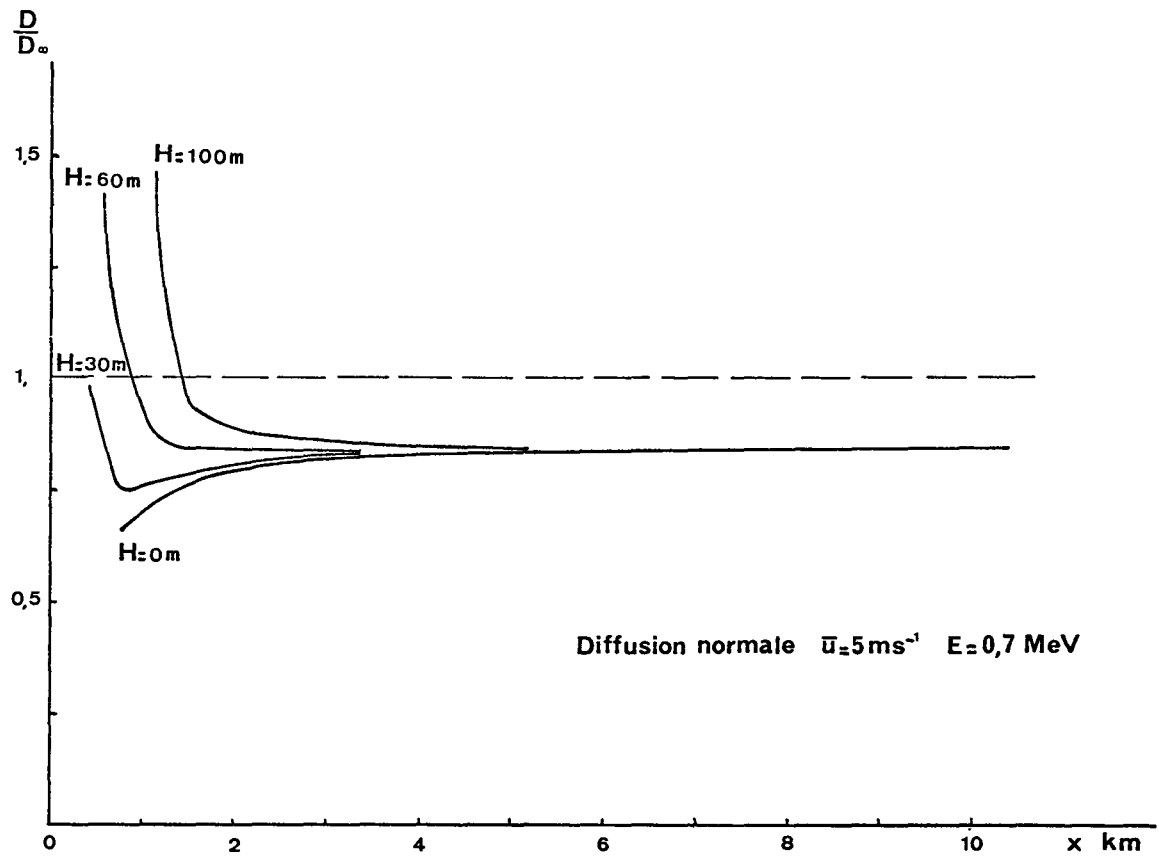


Figure 1. Rapport du débit d'équivalent de dose, dû aux photons émis dans la panache, au débit d'équivalent de dose en milieu semi-infini (diffusion normale, $\bar{u} = 5 \text{ m.s}^{-1}$).

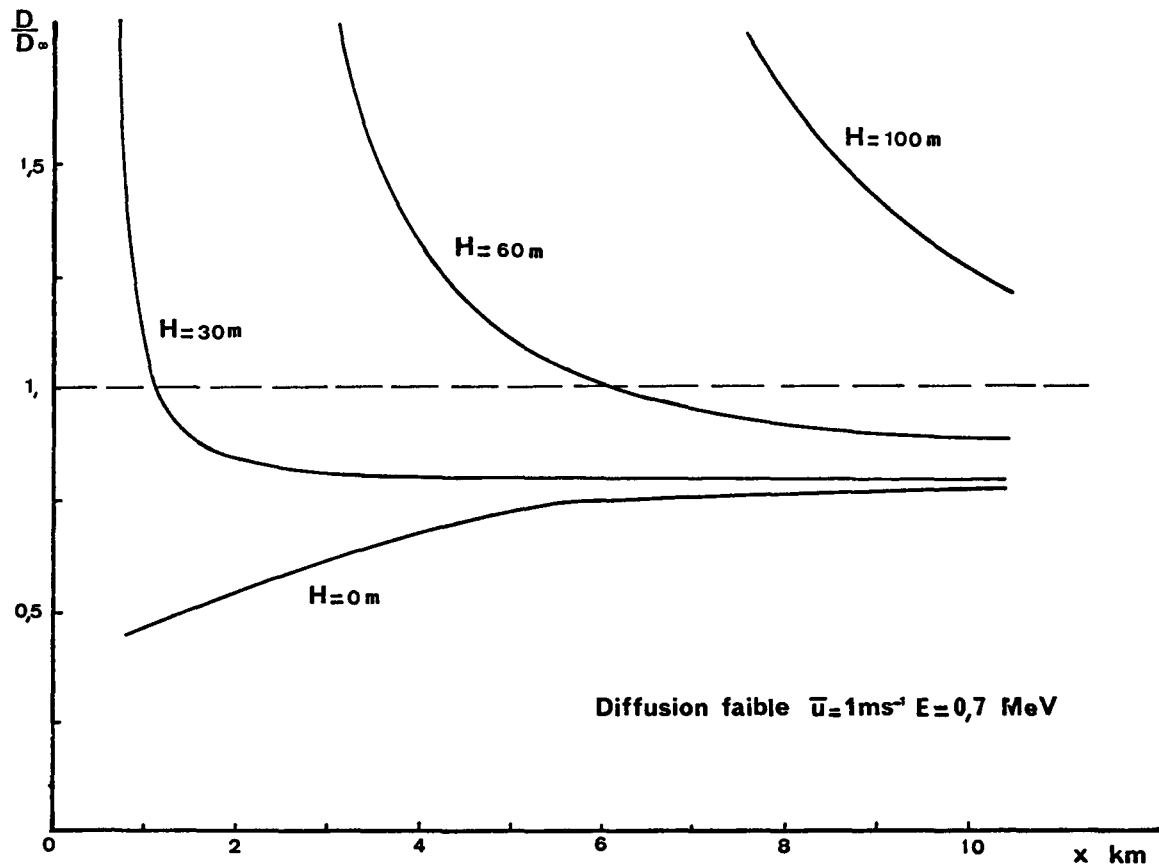


Figure 2. Rapport du débit d'équivalent de dose, dû aux photons émis dans le panache, au débit d'équivalent de dose en milieu semi-infini (diffusion faible, $\bar{u} = 1 \text{ m.s}^{-1}$).

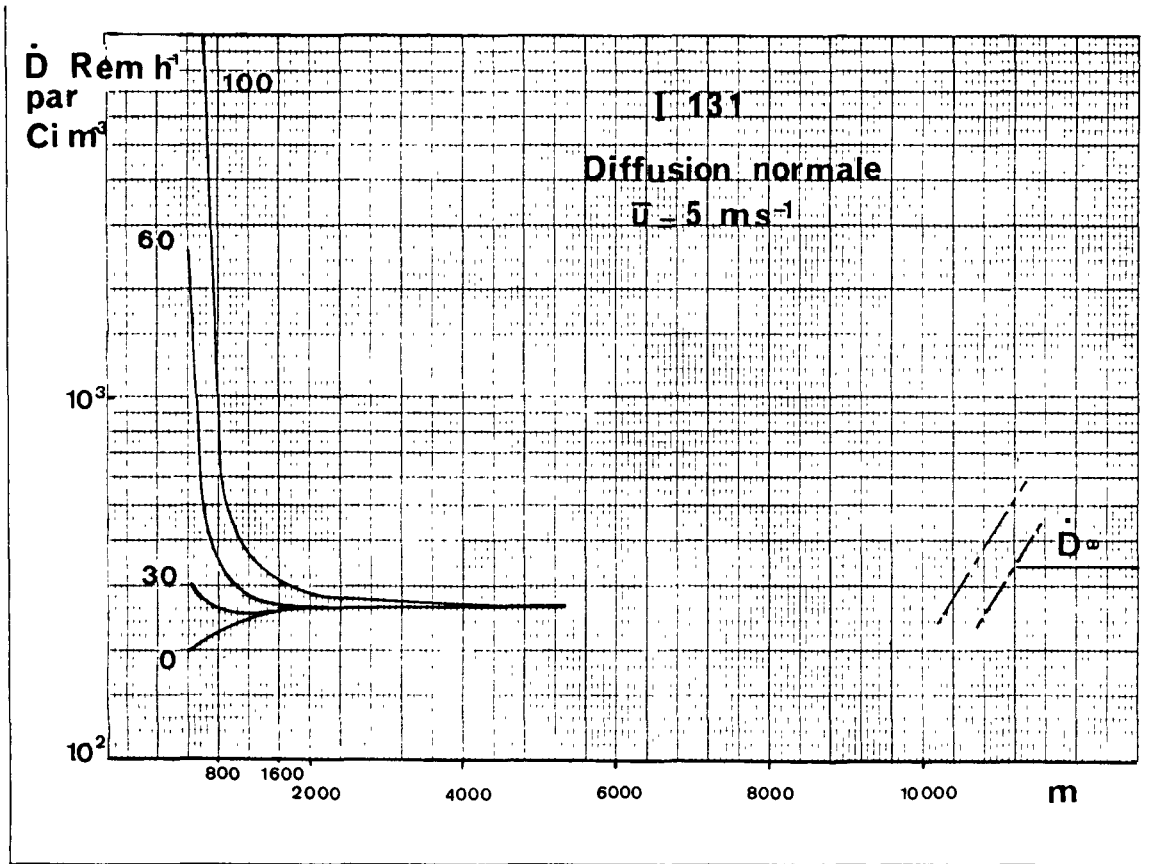


Figure 3. Variation en fonction de la distance du point de rejet du rapport du débit d'équivalent de dose, dû aux photons émis dans la panache, à la concentration d'iode 131 au niveau du sol : a) Diffusion normale $\bar{u} = 5 \text{ m.s}^{-1}$

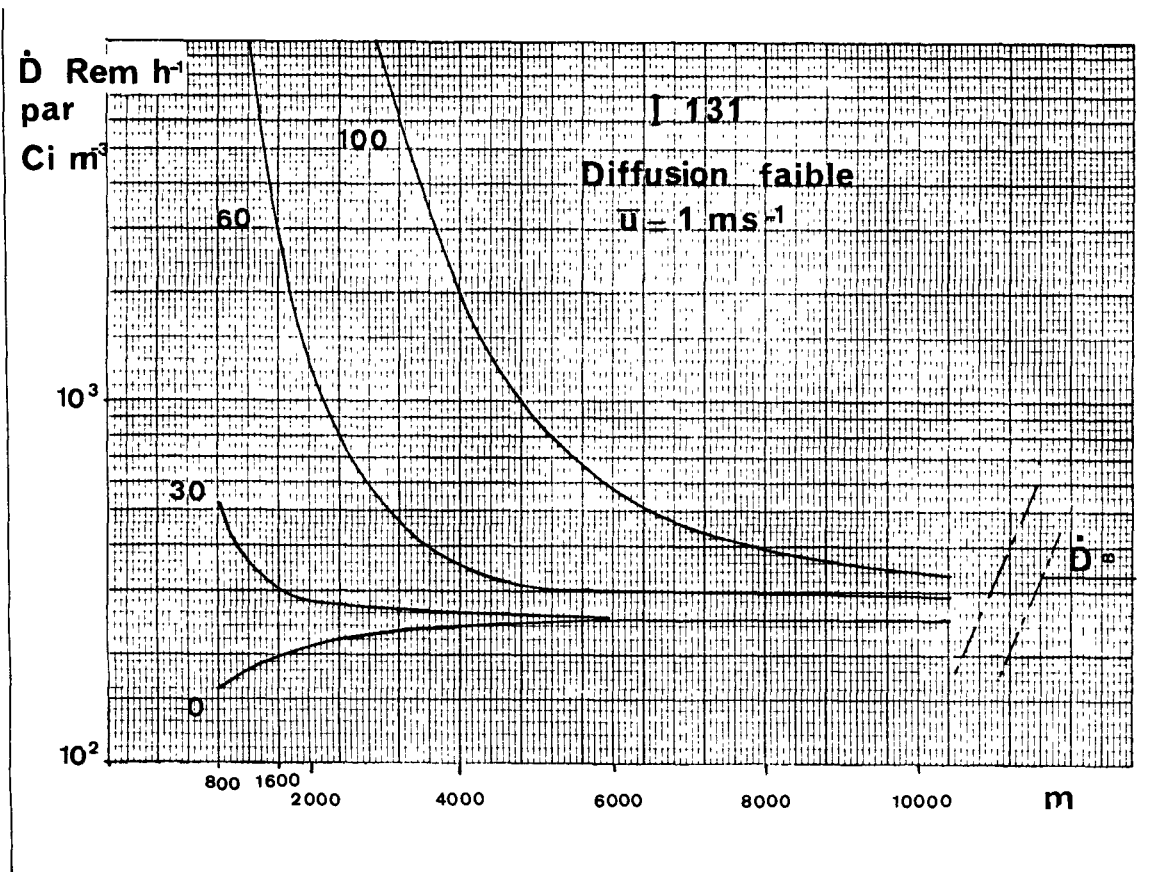


Figure 3. Variation en fonction de la distance du point de rejet du rapport du débit d'équivalent de dose, dû aux photons émis dans la panache, à la concentration d'iode 131 au niveau du sol : b) Diffusion faible $\bar{u} = 1 \text{ m.s}^{-1}$

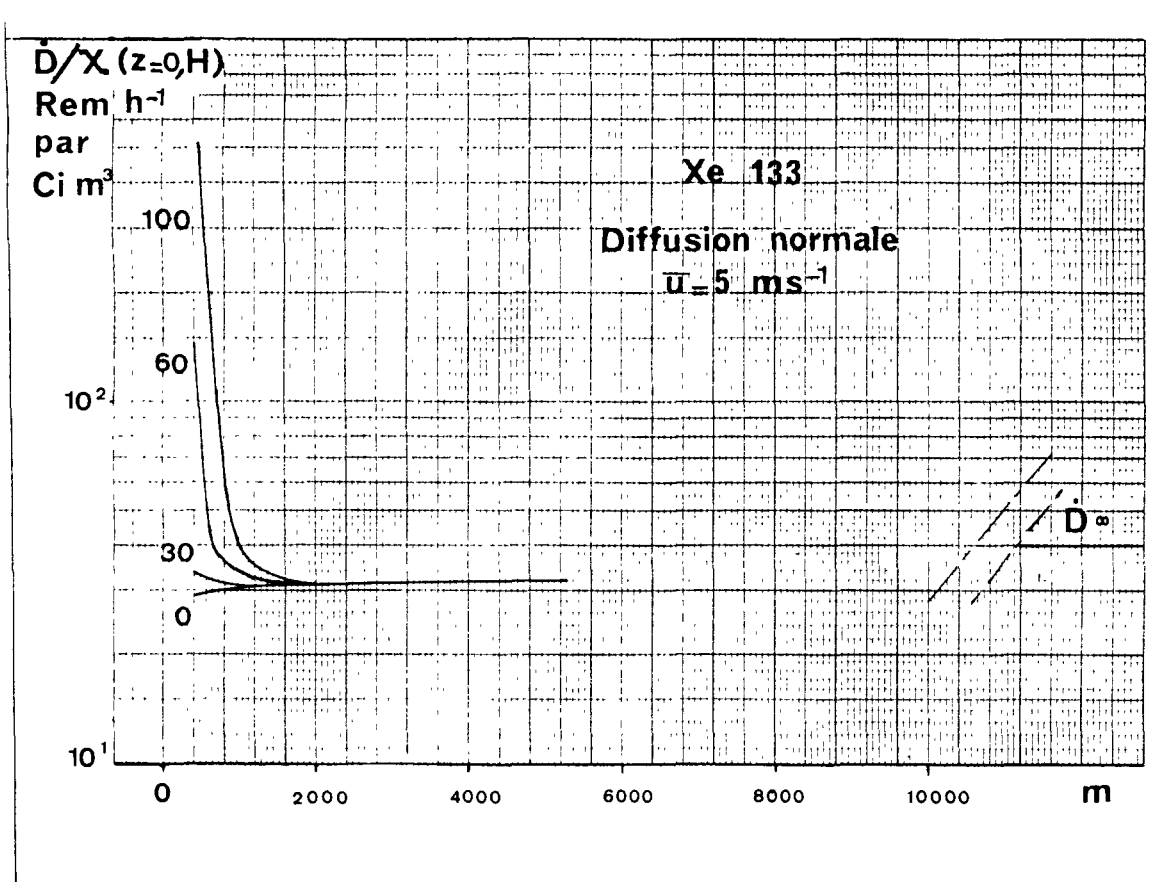


Figure 4. Variation en fonction de la distance du point de rejet du rapport du débit d'équivalent de dose, dû aux photons émis dans le panache, à la concentration de xénon 133 au niveau du sol : a) Diffusion normale $\bar{u} = 5 \text{ m.s}^{-1}$

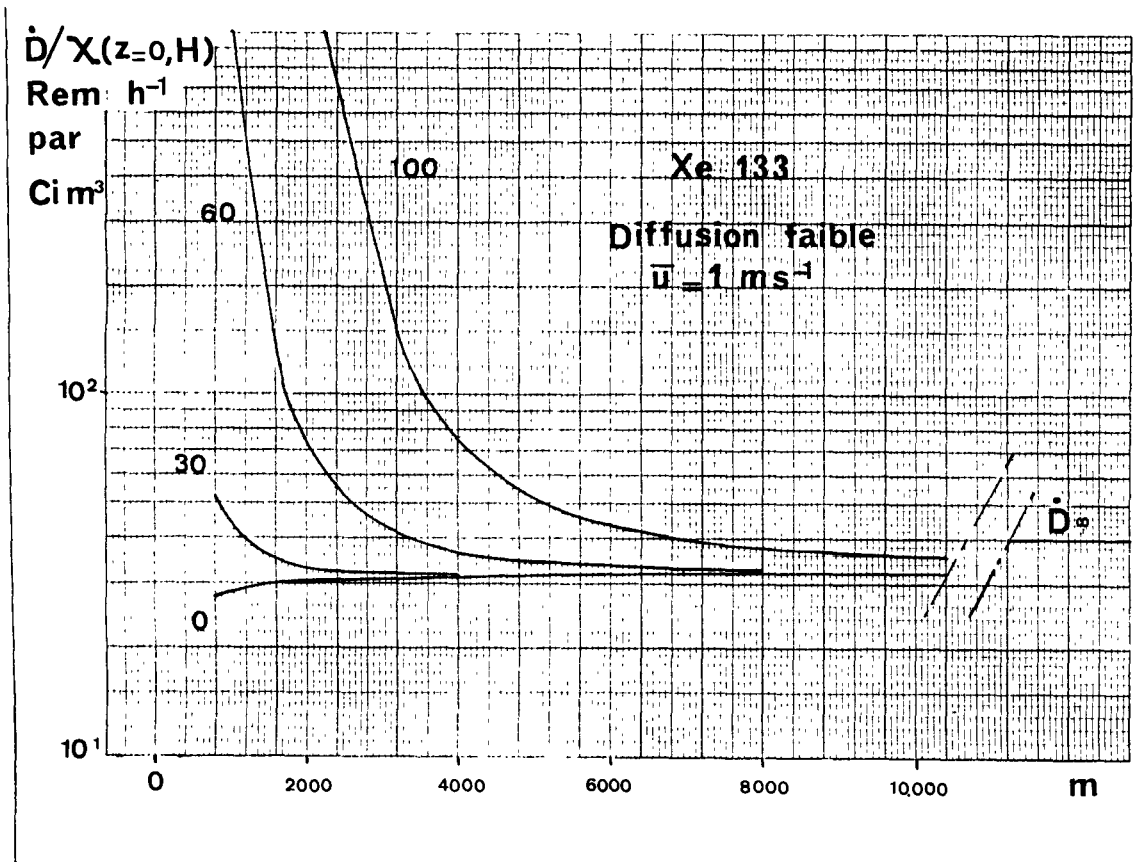


Figure 4. Variation en fonction de la distance du point de rejet du rapport du débit d'équivalent de dose, dû aux photons émis dans le panache, à la concentration de xénon 133 au niveau du sol : b) Diffusion faible $\bar{u} = 1\ m.s^{-1}$

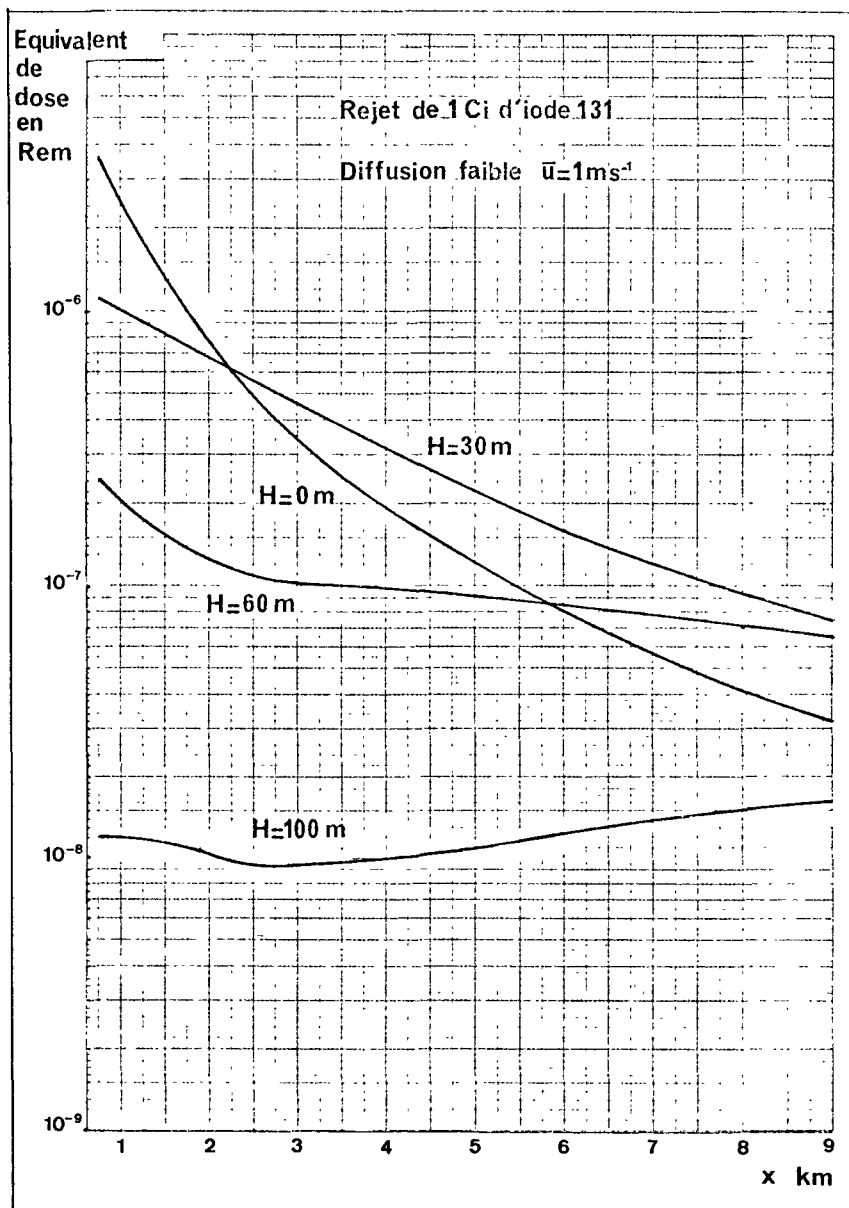


Figure 5. Equivalent de dose, dû aux photons émis dans le panache, dans les conditions de diffusion faible, $\bar{u} = 1 \text{ m.s}^{-1}$ pour un rejet de 1 Ci d'iode 131.

LE PROGRAMME DE CALCUL TALD
POUR L'EVALUATION DES TRANSFERTS ATMOSPHERIQUES A LONGUE DISTANCE
DANS LES BASSES COUCHES DE L'ATMOSPHERE

J. LE GRAND, A. DESPRES et A. DOURY

C.E.A.

Fontenay-aux-Roses - FRANCE

RESUME. Un programme de calcul des Transferts Atmosphériques à Longue Distance au niveau du sol, dénommé TALD, était à l'étude au COMMISSARIAT A L'ENERGIE ATOMIQUE lorsque, dans le cadre de la recherche d'une harmonisation communautaire des méthodes de détermination de la contamination radioactive pouvant provenir des installations d'un Etat-Membre, le Groupe d'Experts en Météorologie pour l'application de l'Article 37 du Traité EURATOM a exprimé son intérêt pour des travaux de ce genre.

En conséquence, la mise au point du programme a été accélérée et réorientée pour tenir compte au mieux des recommandations du Groupe d'Experts et du nouveau domaine d'utilisation possible qui se présentait.

Une caractéristique essentielle de ce programme est la décomposition des opérations en deux phases qui sont:

- le tracé des trajectoires,
- le calcul des concentrations associées aux trajectoires.

Le tracé des trajectoires est effectué à partir de données météorologiques classiques fournies sur des grilles spécialement adaptées, par les Services Météorologiques officiels. Les concentrations sont calculées, moyennant quelques simplifications complémentaires et en tenant compte du dépôt sec et de la décroissance radioactive, à l'aide d'un modèle d'usage courant déjà éprouvé.

La version actuellement disponible est plutôt orientée vers l'évaluation prévisionnelle de doses collectives, ou de probabilités ponctuelles de doses, aux échelles de l'année et d'un territoire analogue à l'Europe Occidentale, à partir d'un rejet continu à débit constant en conditions normales.

Le traitement d'un rejet isolé en conditions accidentelles peut aussi être envisagé sans difficulté particulière, grâce à un aménagement des hypothèses portant plus spécialement sur une discrétisation plus fine de l'émission et sur la réintroduction de la diffusion longitudinale en cas de vents très faibles.

Quelques exemples de présentation des résultats sont donnés, sous forme d'histogrammes de fréquences ou de probabilités cumulées, des concentrations, ainsi que sous forme de graphiques plus synthétiques, d'où l'on a

pu déduire:

- le degré de cohérence, selon qu'il y a ou non décroissance et dépôt, avec l'utilisation d'abaques d'estimation directe sur la plus courte distance entre le point de rejet et le point d'observation,
- la portée exacte de la notion de vent dominant à la source en fonction de la distance de transfert.

KURZFASSUNG. DAS RECHENPROGRAMM TALD ZUR BERECHNUNG DES ATMOSPHERISCHEN TRANSPORTS ÜBER GROSSE ENTFERNUNGEN IN DEN UNTEREN LUFTSCHICHTEN. Die französische Atomenergiebehörde (CEA) arbeitete an einem Rechenprogramm zur Berechnung des atmosphärischen Transports über grosse Entfernungen in Bodennähe, als die Sachverständigengruppe für Meteorologie, die in Anwendung von Artikel 37 EURATOM-Vertrag tätig ist, im Rahmen der gemeinschaftlichen Harmonisierung der Bestimmungsmethoden für eine mögliche radioaktive Kontamination durch die Anlagen eines Mitgliedstaates ihr Interesse für solche Arbeiten zum Ausdruck brachte.

Aus diesem Grunde wurde die Entwicklung des Programms beschleunigt und erweitert, um den Empfehlungen der Sachverständigengruppe und dem eventuell erwachsenden neuen Anwendungsbereich soweit wie möglich Rechnung zu tragen.

Kennzeichnend für das Programm ist die Untergliederung in zwei Phasen:

- Verfolgung der Trajektorien,
- Berechnung der Konzentration längs dieser Trajektorien.

Die Aufzeichnung der Trajektorien erfolgt anhand herkömmlicher meteorologischer Daten, die die amtlichen Wetterdienste auf speziellen Rastern zur Verfügung stellen. Die Konzentrationen werden nach einigen Vereinfachungen unter Berücksichtigung der Trockenablagerung und des radioaktiven Zerfalls mit Hilfe eines erprobten und gängigen Modells berechnet.

Die z.Z. vorliegende Version zielt vor allem ab auf die Vorausberechnung der kollektiven Dosen bzw. der örtlich zu erwartenden Dosen in einem Jahr auf einem Gebiet wie Westeuropa nach kontinuierlicher Ableitung bei konstanter Rate unter normalen Bedingungen.

Auch die Verarbeitung der Daten einer unfallbedingten einmaligen Freisetzung ist durch eine Modifizierung der Hypothesen speziell über eine genauere Analyse der Emissionen und über die Eingabe der Längsausbreitung bei sehr schwachem Wind ohne besondere Schwierigkeiten möglich.

Einige Beispiele für die Darstellung der Ergebnisse werden gegeben in Form von Histogrammen über Häufigkeiten bzw. grösste Wahrscheinlichkeiten der

Konzentrationen sowie in Form von Übersichtsgraphiken, aus denen sich folgendes ablesen lässt:

- der Kohärenzgrad, je nachdem, ob Zerfall und Ablagerung vorliegen oder nicht, mit Nomogrammen für die Direktschätzung für den kürzesten Weg vom Ableitungs- zum Beobachtungspunkt,
- die exakte Bedeutung des an der Quelle vorherrschenden Windes in Abhängigkeit von der Transportentfernung.

SUMMARY. TALD PROGRAMME FOR CALCULATING ATMOSPHERIC TRANSFERS AT A LARGE DISTANCE FROM THE RELEASE POINT IN THE LOWER LAYERS OF THE ATMOSPHERE. A programme for calculating atmospheric transfer over large distances near ground level, called TALD, was being developed by the French COMMISSARIAT A L'ENERGIE ATOMIQUE when, in the context of seeking to harmonize in the Community methods of determining the radioactive contamination which could arise from installations in Member States, the Group of Meteorological Experts concerned with the application of Article 37 of the EURATOM Treaty expressed interest in this type of research.

Consequently, work on the programme was speeded up and reoriented to take fullest account of the Group of Experts' recommendations and the new area of application which had been opened up.

The main feature of the programme is the breakdown of operations into two phases:

- plotting the trajectories,
- calculation of the associated concentrations.

Trajectories are plotted using conventional meteorological data supplied by the official Services Météorologiques on specially-designed grids. The concentrations are calculated, after certain additional simplifications, taking dry deposition and radioactive decay into account, using an already validated model in current use.

The version currently available is more particularly geared to forecasting collective doses, or individual dose probabilities, for one-year periods and an area approximating to that of Western Europe, based on a continuous discharge at a constant rate in normal dispersion conditions.

The method can also be applied to an isolated release in accident conditions without any great difficulty, owing to the incorporation of hypotheses allowing for a more detailed breakdown of the discharge and the reintroduction of longitudinal diffusion in the case of very low wind speeds.

Several examples are given of the results, presented both in histogram form,

showing either the frequency or the cumulative probability of concentrations, and in a more condensed graphical form, allowing estimates of:

- the degree of consistency, in the presence or absence of decay and deposition, with graphs for direct estimation taking the shortest distance between the discharge point and the observation point,
- the full implications, as a function of the transfer distance, of the concept of the wind at the source dominating.

Un programme de calcul des transferts atmosphériques à longue distance au niveau du sol, dénommé TALD [1] [2], était à l'étude au Commissariat à l'Energie Atomique lorsque, dans le cadre de la recherche d'une harmonisation communautaire des méthodes de détermination de la contamination radioactive pouvant provenir des installations d'un Etat-Membre, le Groupe d'Experts en Météorologie pour l'application de l'Article 37 du Traité d'Euratom a exprimé son intérêt pour des travaux de ce genre.

En conséquence, la mise au point du programme a été accélérée et réorientée pour tenir compte au mieux des recommandations du Groupe d'Experts et du nouveau domaine d'utilisation qui se présentait.

La caractéristique essentielle du programme TALD est la recherche d'une réponse statistique au problème de la dispersion atmosphérique à longue distance qui conduit à la décomposition des opérations en deux phases : le tracé des trajectoires et le calcul des concentrations.

Après une description des méthodes de calcul et des données météorologiques utilisées, les principaux résultats obtenus pour les sites de Saclay et de Mol seront présentés.

1. PRINCIPES GENERAUX.

La plupart des modèles de transfert atmosphérique considèrent un vent constant en direction et vitesse à partir du point d'émission. Cette hypothèse ne peut être retenue que si on ne s'intéresse qu'à une zone relativement proche du point d'émission. Les temps de transfert sont alors suffisamment faibles pour que les conditions météorologiques ne changent pas durant ce laps de temps.

Par contre, au-delà de quelques dizaines de kilomètres, ce qui correspond à un temps de transfert de quelques heures, les variations du vent, en vitesse et direction, deviennent plus probables. Par conséquent, à grande distance du point d'émission, il convient de suivre l'évolution des masses d'air dans lesquelles les effluents sont rejetés.

Considérons la situation décrite dans la figure 1 : E est le point d'émission O est le point d'observation où la concentration doit-être calculée ; le centre d'une bouffée émise à l'instant t_0 en E parcourt une trajectoire dont le point le plus proche C du point O est atteint en T_0 .

L'hypothèse principale, sur laquelle sont fondés les calculs effectués par TALD, est que la concentration, instantanée ou intégrée, au point O dépend du temps de transfert $(T_0 - t_0)$ entre le point d'émission et le point C, ainsi que de la distance y_0 séparant les points O et C. Les valeurs de ces deux

grandeurs sont fonction de la séquence de situations météorologiques rencontrées le long de la trajectoire.

Si une seconde bouffée est émise au temps t_1 , postérieur à t_0 , la trajectoire qu'elle suivra sera différente de la précédente et par conséquent le temps de transfert ($T_1 - t_1$) et la distance y_1 le seront aussi. Par suite dans le cas d'un rejet continu, durant un certain temps, et décomposé en bouffées élémentaires, l'évaluation des concentrations en un point d'observation nécessite la détermination des diverses trajectoires correspondant à chacune des bouffées. Il est donc nécessaire de connaître les situations météorologiques à l'échelle de l'Europe en des temps très rapprochés (quelques heures). Ce schéma doit être adopté si l'on cherche à reproduire ou à simuler la dispersion atmosphérique d'effluents rejetés dans une situation accidentelle donnée.

Ceci n'a pas été envisagé dans TALD pour deux raisons principales :

- . la première est que les données météorologiques conservées en archives par la Météorologie Nationale en France, n'existent qu'à 0 h. et 12 h. chaque jour,

- . la seconde est que l'un des objectifs premiers du programme TALD était d'étudier une large période de temps (plusieurs années) permettant d'obtenir un échantillon statistique représentatif des valeurs de concentrations intégrées en n'importe quel point situé sur le territoire européen pour des rejets ponctuels de durée limitée.

Cet échantillon permet, ensuite, de calculer des concentrations annuelles.

Cependant, la simulation d'une situation accidentelle unique pourrait aussi être traitée par TALD, mais exigerait quelques modifications ou adaptations des programmes de calcul.

Avant de décrire les modèles utilisés, il est nécessaire de décrire l'échantillon statistique recherché et surtout de définir l'élément de l'échantillon en un point d'observation donné : c'est la valeur de la concentration intégrée associée à une trajectoire représentative de celles qui pourraient être tracées dans les douze heures séparant deux émissions consécutives ; leur battement n'est pas pris en compte.

2. DESCRIPTION DES MODELES UTILISES.

Les principes et hypothèses de base énoncés ci-dessus conduisent à définir deux étapes :

- . le tracé des trajectoires et des panaches
- . l'évaluation des concentrations.

2.1. Trace des trajectoires.

Le tracé des trajectoires est effectué à partir des données météorologiques.

2.1.1. Données météorologiques.

La Météorologie Nationale nous a fourni, pour les années 1975 et 1976, la vitesse et la direction du vent moyen entre les surfaces isobares 850 mb et 1000 mb, à 0 h et à 12 h chaque jour, en 400 points de la grille de prévision météorologique. Cette grille est approximativement limitée par les méridiens 20° W et 20° E, et par les parallèles 30° N et 65° N (figure 2).

Afin d'éviter les changements brusques qui peuvent apparaître lorsque les situations météorologiques sont prises toutes les douze heures, et de se rapprocher de la réalité, c'est-à-dire d'une variation continue entre deux relevés météorologiques, nous avons établi les situations intermédiaires à 6 h et à 18 h par interpolation entre les situations qui nous ont été fournies à 0 h et à 12 h.

Nous disposons d'autre part de la direction et de la vitesse du vent au point d'émission. Ces vents sont répartis en 9 classes en fonction de leur direction pour les 8 premières ; la neuvième classe représentant les vents calmes dont la direction est mal définie.

2.1.2. Trace des trajectoires et des panaches.

Les trajectoires sont tracées selon le processus suivant :

- . la date de départ (t_0) est fixée à 0 h et à 12 h chaque jour.
- . De t_0 à $t_0 + 3$ h, on utilise la vitesse du vent au point d'émission.

Si l'on suppose que le vent reste constant en vitesse et en direction durant 3 heures, le trajet parcouru par un point de l'axe du panache est, selon les 2 axes u et v :

$$D_x = u_s \cdot m \cdot (3 \times 3600)$$

$$D_y = v_s \cdot m \cdot (3 \times 3600)$$

u_s et v_s sont les composantes du vent, exprimées en $m \cdot s^{-1}$; D_x et D_y sont les distances parcourues sur les deux axes, en unité de grille ; m est un facteur d'échelle fonction de la latitude, et exprimé en m^{-1} .

Les coordonnées de l'extrémité de ce segment de trajectoire sont alors X_1 et Y_1 tels que :

$$X_1 = X_0 + D_x$$

$$Y_1 = Y_0 + D_y$$

Au point de coordonnées (X_1, Y_1) , on calcule les composantes du vent par interpolation linéaire entre les valeurs du vent à la date $t_0 + 6$, aux quatre points qui entourent le point (X_1, Y_1) . Ces valeurs sont appliquées de la date $t_0 + 3$ à la date $t_0 + 9$. Entre les dates $t_0 + 9$ et $t_0 + 15$, il faut considérer la situation météorologique de 12 h., et ainsi de suite jusqu'à ce que la trajectoire sorte de la grille de données.

Il est nécessaire de limiter le nombre de points où on calcule la concentration. Le panache étant gaussien, nous savons que 97 % de la surface de la gaussienne, donc de la quantité totale de radionucléides sont compris à l'intérieur du panache limité à $\pm 2,15 \sigma_y$.

De plus, la largeur 1/10ème est égale à $2,15 \sigma_y$. Pour ces raisons, nous traçons le panache limité à $2,15 \sigma_y$ de manière analytique.

La figure 3 donne deux exemples de trajectoires et de panaches.

2.2. Calcul des concentrations.

Les coordonnées des points où l'on calcule la concentration sont introduites en données dans le programme de calcul, sous forme d'une grille dont le pas résulte d'un compromis entre la précision que l'on souhaite donner aux courbes d'isoconcentrations, et le coût des calculs.

Dans notre cas, et dans un but de simplification, nous avons adopté les points de la grille de données météorologiques.

Pour chaque trajectoire, la concentration est alors calculée en chacun des points de la grille qui sont situés à l'intérieur du panache limité à $2,15 \sigma_y$.

Le modèle mathématique utilisé est basé sur les hypothèses de distributions gaussiennes de la concentration ; la diffusion longitudinale est négligée.

La concentration atmosphérique intégrée, exprimée en Ci.s.m^{-3} , au sol, au point de coordonnées (x, y) est donnée par la relation

$$X(x,y) = \frac{q}{\pi \sigma_y \sigma_z \bar{u}} e^{-\frac{y^2}{2 \sigma_y^2}} \quad (1)$$

Le point de rejet étant pris comme origine des axes.

Dans cette relation :

- q est l'activité rejetée (Ci)
- y est la distance (en m) du point de coordonnées (x,y) à l'axe de la trajectoire
- \bar{u} est la vitesse moyenne du vent (m.s^{-1})

σ_y et σ_z (en m) sont les écarts types de la distribution de la quantité q selon la direction perpendiculaire à l'axe de la trajectoire, dans le plan horizontal et dans le plan vertical.

Ces deux grandeurs sont des fonctions du temps de transfert. Les valeurs utilisées [3] sont déduites d'un ensemble de résultats expérimentaux rassemblés par la SANDIA CORPORATION [4]. Afin d'être utilisée par calcul automatique, des fonctions de la forme :

$$\begin{aligned}\sigma_z &= (A_z t)^{k_z} \\ \sigma_y &= (A_y t)^{k_y}\end{aligned}$$

ont été ajustées par plage de valeurs de temps de transfert aux valeurs expérimentales. A_y , A_z , k_y et k_z sont des constantes dans les plages de temps de transfert considérées.

L'expression (1) tient compte de la réflexion sur le sol. En fait, la diffusion verticale n'est pas infinie. Elle est le plus souvent limitée à une altitude L , variable, qui est la limite de la couche de mélange, et on peut considérer que, une fois cette altitude atteinte, la concentration devient homogène entre les altitudes 0 et L .

A partir de la date T_0 , correspondant à l'homogénéisation à l'intérieur de la couche de mélange, la concentration atmosphérique intégrée s'exprime par :

$$\chi(x,y) = \frac{q}{\sqrt{2\eta} \sigma_y L u} e^{-\frac{y^2}{2\sigma_y^2}} \quad (2)$$

T_0 est obtenu en identifiant les relations (1) et (2), avec une hauteur de mélange supposée constante et égale à 1000 m.

Le dépôt sec peut être pris en compte par l'intermédiaire d'une vitesse de dépôt. Le dépôt par temps de pluie est négligé car nous ne possédons pas, à l'heure actuelle, les données météorologiques nécessaires.

2.3. Définition du terme source.

L'objectif de TALD étant d'obtenir des résultats utilisables tant pour le fonctionnement normal que pour des situations accidentelles d'une installation nucléaire, le rejet est décomposé en rejets élémentaires biquotidiens. Chaque rejet est associé à une trajectoire ; celle-ci est supposée représentative de celles qui pourraient être tracées durant les douze heures séparant l'instant initial de deux trajectoires consécutives.

Dans le cas de situations accidentelles, les concentrations atmosphériques intégrées calculées le long d'une trajectoire correspondent à une activité

rejetée de 1 Ci. La durée du rejet n'est pas définie ; elle est au plus égale à 12 heures et correspond en fait à la persistance au point de rejet des conditions météorologiques qui ont permis le tracé de la trajectoire.

En fonctionnement normal, la concentration moyenne durant une année est obtenue en sommant les concentrations calculées pour chaque trajectoire pour un débit de rejet de 1 Ci en 12 heures.

3 . PROGRAMME DE CALCUL.

Le programme TALD se décompose en fait en deux programmes distincts : TRAJEC et CONCEN.

TRAJEC permet d'établir le fichier des trajectoires partant du point de rejet durant la période considérée. Il utilise en entrée les données météorologiques fournies par la Météorologie Nationale, les vitesses et direction du vent au point de rejet et les coordonnées géographiques de celui-ci. En sortie, il enregistre sur bandes magnétiques les coordonnées des points de la trajectoire, les coordonnées du panache limité à $2,15 \sigma_y$, et la vitesse moyenne du vent en ces points. Les trajectoires sont rangées dans le fichier en fonction des 9 classes de direction du vent au point d'émission ; un programme de calcul permet de rétablir l'ordre chronologique.

CONCEN effectue le calcul des concentrations pour un radionucléide donné.

Les données d'entrée sont :

- . le fichier des trajectoires établi par TRAJEC
- . les paramètres dépendant du radionucléide (vitesse de dépôt, constante de décroissance radioactive)
- . les coordonnées géographiques des points où la concentration doit être calculée.

En sortie, il fournit :

- . pour chaque trajectoire les concentrations intégrées calculées autour d'elle.
- . pour chaque point d'observation les histogrammes de fréquence des concentrations atmosphériques globales sur la période considérée et par classe de direction du vent au point d'émission ainsi que la concentration atmosphérique intégrée sur la période considérée.

4 . PRESENTATION DES RESULTATS.

Le programme TALD a été appliqué aux sites de Saclay et de Mol pour les années 1975 et 1976. Il a permis d'établir sur ces deux années un fichier de trajectoires à partir de ces deux points d'émission. Le fichier de Saclay

compte 670 trajectoires pour l'année 1975 et 689 pour l'année 1976 ; celui de Mol en compte respectivement 680 et 692 pour les mêmes années.

Le point d'observation choisi, pour présenter les principaux résultats obtenus à l'aide de TALD est situé à proximité de Munich, soit à 600 km à l'ouest de Saclay et 530 km au sud-est de Mol.

4.1. Distribution des concentrations intégrées.

Les mêmes types de résultats sont fournis dans deux cas :

. rejet d'un radionucléide à vie longue, ^{239}Pu pour lequel nous avons considéré une vitesse de dépôt par temps sec de $5.10^{-3} \text{ m.s}^{-1}$ (figures 4 et 5 pour Saclay, 8 et 9 pour Mol),

. rejet d'un radionucléide à vie longue, ^{85}Kr pour lequel les effets de dépôt peuvent être négligés (figures 6 et 7 pour Saclay, 10 et 11 pour Mol).

On présente d'abord les résultats bruts obtenus pour 1975 et 1976 sous forme d'histogramme des fréquences des concentrations intégrées :

. en haut et à droite : une petite carte situe le point d'observation par rapport au point d'émission,

. à gauche, et de haut en bas, sont présentés les histogrammes des concentrations intégrées calculées en fonction de la direction du vent au point d'émission. A côté et à droite de la direction du vent, est indiqué entre parenthèses, le nombre de trajectoires tracées. La colonne de gauche de chaque histogramme représente le nombre de fois où le point d'observation est en dehors du panache, c'est-à-dire le nombre de fois où la concentration est nulle. Le dernier histogramme regroupe les résultats relatifs aux vents de vitesses inférieures à 1 m.s^{-1} ,

. en bas et à droite, sous la carte, l'histogramme global pour l'année considérée est la somme des histogrammes décrits ci-dessus.

Certaines situations manquent dans le fichier météorologique et dans les données relatives au site, aussi le total (680 ou 692) indiqué sous l'histogramme est-il inférieur au nombre de trajectoires qu'il serait possible de tracer sur la base des hypothèses formulées en 2.1. Les situations manquantes sont respectivement au nombre de 50 en 1975 et 40 en 1976 pour Mol.

Ensuite on trouve les probabilités cumulées P d'observation de concentration inférieure à une valeur donnée si le point est atteint (figures 12 et 13).

Deux constatations peuvent être faites :

. tant pour le plutonium 239 que pour le krypton 85, les distributions des

concentrations intégrées au point d'observation considéré ne sont pas très différentes.

. l'influence de l'appauvrissement par le dépôt sec apparaît en comparant les distributions des concentrations intégrées de plutonium 239 à celle du krypton 85.

4.2. Influence de la durée de rejet.

L'influence de la durée de rejet a été étudiée en établissant les probabilités cumulées d'observation d'une valeur de la concentration intégrée inférieure à une valeur donnée si le point considéré est atteint dans trois cas:

- . le rejet est associé à une seule trajectoire,
- . le rejet est associé à deux trajectoires consécutives,
- . le rejet est associé à 14 trajectoires consécutives.

Les résultats pour le point d'observation considéré sont présentés dans la figure 14 pour une même activité, de krypton 85, rejetée dans les trois cas.

Pour une même activité rejetée, l'influence de la durée du rejet se traduit par une diminution de la concentration intégrée. Les rapports entre les concentrations intégrées pour un rejet de 12 h et un rejet d'une semaine d'une part, et entre les concentrations intégrées pour un rejet de 12 h et un rejet de 24 h d'autre part, ne dépendent pas du point considéré. Pour tous les points situés en Europe qui ont été étudiés, la valeur du premier rapport est d'environ 5 à 6 et celle du second est voisine de 1,6.

4.3. Comparaison avec les abaques du modèle CEA/IPSN/DSN [5] et influence des vents dominants.

La comparaison des concentrations calculées par TALD avec les abaques du modèle CEA/IPSN/DSN [5] est effectuée pour les rejets éventuels de krypton 85 sur le site de Saclay durant l'année 1976. Elle est présentée dans la figure 15, qui donne une représentation synthétique des histogrammes. En trait fin apparaît la plage de toutes les valeurs observées, avec la convention de limitation au dixième de la valeur maximale dans chaque section transversale du panache, et en trait renforcé la plage des valeurs les plus probables. Sur ces mêmes figures, et à titre de comparaison, on a reporté deux courbes théoriques obtenues par application brutale des abaques du modèle CEA/IPSN/DSN/ 84 [5], au calcul du maximum axial de la concentration dans un panache sans décroissance propre ni dépôt et sans correction de durée d'observation. Tous types de temps confondus et les distances en abscisse étant assimilées aux distances géodésiques, les deux courbes sont donc censées envelopper toutes les valeurs maximales probables de sorte que, sans décrois-

sance ni dépôt, les traits verticaux renforcés devraient se situer dans l'espace intermédiaire.

Notons que pour chaque point, le minimum et le maximum ne sont pas les bornes des intervalles de l'histogramme, mais les valeurs effectivement calculées.

Cette figure appelle les remarques suivantes :

- . les valeurs les plus probables calculées par le programme TALD ne sont jamais supérieures aux valeurs maximales indiquées par les abaques, et dans les conditions de calcul des abaques, c'est-à-dire sans dépôt ni décroissance elles restent comprises entre les deux courbes "abaques",

- . l'ensemble des valeurs calculées par "TALD", ne sort significativement de l'intervalle "abaques" que vers les basses valeurs. Cette circonstance est due essentiellement à la longueur des trajectoires réelles, plus ou moins supérieure à celle des géodésiques correspondantes,

- . sans dépôt ni décroissance, le taux de diminution des valeurs de CTA, en fonction de la distance n'est pas assez importante entre 350 et 1200 km (abaques) pour pouvoir être dégagé de la dispersion inévitable des valeurs calculées par TALD,

- . les valeurs calculées par TALD supérieures au maximum absolu des abaques apparaissent comme exceptionnelles. Elles se situent surtout au-delà de 600 km. Leur fréquence d'apparition est d'environ 1 %. L'existence de ces dépassements provient sans aucun doute de la limitation par "TALD" à 1000 mètres, non prévue par les abaques, de l'expansion verticale des panaches.

Les figures 16 et 17 relatives au même point d'observation résument les données relatives à la probabilité d'observer le panache dont la largeur reste définie par la convention précédemment indiquée.

Dans chacun des huit secteurs considérés, on peut lire directement la probabilité d'observer le panache lorsque le vent à l'origine porte dans le secteur considéré. Le cercle donne le même renseignement pour la classe des conditions initiales où le vent, inférieur à 1 m.s^{-1} , n'a pu figurer dans aucune des huit classes de direction. La flèche rappelle l'azimut du point d'impact vu du point-source.

Dans le cas de rejets effectués à Saclay, la plus grande fréquence est précisément observée lorsque le vent à l'origine est exactement dans l'azimut du point tant en 1975 qu'en 1976 (Figure 16).

Par contre dans le cas de rejets effectués à Mol, la fréquence maximale d'observation du panache correspond généralement à un vent à l'origine soufflant d'une manière significative (avec une déviation de 35 degrés) à gauche de

l'azimut du point d'observation vu du point d'origine (Figure 16). Le cas présenté dans cette figure est le plus fréquent ; pour la plupart des points d'observations qui ont été considérés la déviation, toujours dans le même sens, variait de 8 à 75°. Le cas présenté dans la figure 15 est l'une des exceptions qui ont été constatées.

Cette circonstance peut être due à une influence dominante de situations anti-cycloniques dans la période considérée, ou à l'influence du vent à 850 mb, utilisée conjointement avec le vent au sol après les 6 premières heures, et dont on sait que par suite des effets de Coriolis et de frottement, il subit une déviation systématique à droite par rapport aux vents des couches inférieures.

A ce sujet, une comparaison des vents au sol avec les vents moyens entre 850 et 1000 mbar a été effectuée. Elle a montré que la déviation moyenne était d'environ 30° à Saclay et à Mol.

Enfin, une comparaison de la probabilité d'atteinte P du point d'observation considéré et de la fréquence f des vents à l'origine portant dans le secteur considéré a été effectuée :

	<u>Saclay</u>		<u>Mol</u>	
	1975	1976	1975	1976
Probabilité d'atteinte	0,113	0,091	0,100	0,071
Fréquence des vents portant sur le point d'observation	0,101	0,123	0,087	0,051

Ces deux grandeurs ont des valeurs comparables, mais comme le montrent les figures 16 et 17, seulement 15 à 20 % des vents à l'origine soufflant vers le point d'observation, donnent des trajectoires qui atteignent celui-ci.

5. CONCLUSION.

L'analyse des résultats de TALD pour des rejets éventuels à Saclay et Mol durant les années 1975 et 1976 n'a pas permis de mettre en évidence de différences significatives, ni entre les sites, ni entre les années.

Les probabilités cumulées d'observation des concentrations intégrées si le point est atteint ne semblent pas dépendre du site ni de l'année sauf pour un petit nombre de points. La forme des distributions est presque toujours semblable et la valeur maximale semble varier avec la distance géodésique entre le point d'émission et le point d'observation.

Si les différences entre les résultats de Mol et Saclay en 1975 et 1976 sont relativement peu importantes, cela pourrait être dû au fait que les deux sites

ont un climat soumis surtout à la même influence océanique comme le montre leur rose des vents marquée par la prédominance des vents de Sud-Ouest.

Le fait de considérer les trajectoires réelles, au lieu des distances géodésiques entre source et observation, apparaît plus important pour les calculs de fréquence, de moyennes temporelles et des effets de décroissance et de dépôts, que pour des estimations de CTA purs sans décroissance ni dépôt, en cas de passage de panache à une distance donnée.

Une liaison indiscutable existe, quelle que soit la distance considérée, entre la direction du vent à l'origine et la probabilité d'observer le panache. Celle-ci est plus grande si le vent à l'origine porte dans une direction proche de l'azimut du point d'observation que s'il souffle dans une direction opposée, et ceci indépendamment de la rose des vents.

La prise en compte des trajectoires réelles permet de préciser, comme on pouvait s'y attendre, la portée exacte de la notion de vent dominant à la source en fonction de la distance de transfert. Mais sur ce point, il resterait à s'assurer que les niveaux de vent considérés (100 mètres à l'origine, puis 1000 mb et 850 mb) sont bien ceux qui affecteraient le transfert d'un effluent, ou traceur réel.

REMERCIEMENTS.

Nous remercions les services intéressés du Centre d'Etudes Nucléaires de Saclay et du Centre d'Etudes de l'Energie Nucléaire de Mol qui nous ont fourni les valeurs de la vitesse et de la direction du vent observées en 1975 et 1976 sur leur site et nécessaires à l'exécution de cette étude.

REFERENCES

- [1] LE GRAND J., DESPRES A.
Une méthode d'évaluation des transferts atmosphériques à grandes distances (100 km - 1000 km)
4ème congrès de l'IRPA - 24-30 Avril 1977. Paris
- [2] DESPRES A., LE GRAND J.
Une méthode d'évaluation des transferts atmosphériques à longue distance
Séminaire sur la dispersion en milieu physique naturel.
Cadarache, mars 1978, Paris, Société Française de Radio-protection (1978).
- [3] DOURY A.
Une méthode de calcul pratique et générale pour la prévision numérique des pollutions véhiculées par l'atmosphère.
Rapport CEA-R-4280 (Rev.1) 1976.
- [4] HAGE K.D., ARNASON G., BOWNE N.E., BROWN P.S., ENTREKIN W.D., LEWITZ M., SEKORSKI J.H.
Particle fallout and dispersion in the atmosphere. Final report, SC-CR-66-2031.
Aerospace Nuclear Safety, SANDIA CORPORATION (1966).
- [5] DOURY A., GERARD R., PICOL M.
Abaques d'évaluation directe des transferts atmosphériques d'effluents gazeux.
Rapport DSN 84 - SESSN 07 (mars 1977).

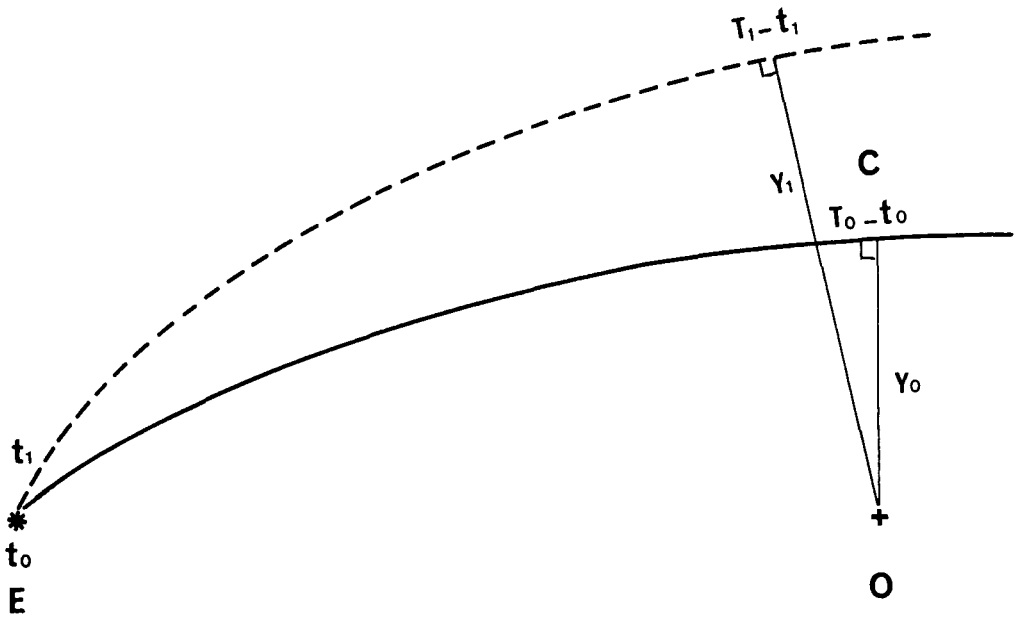


Figure 1. Principe du calcul des concentrations.

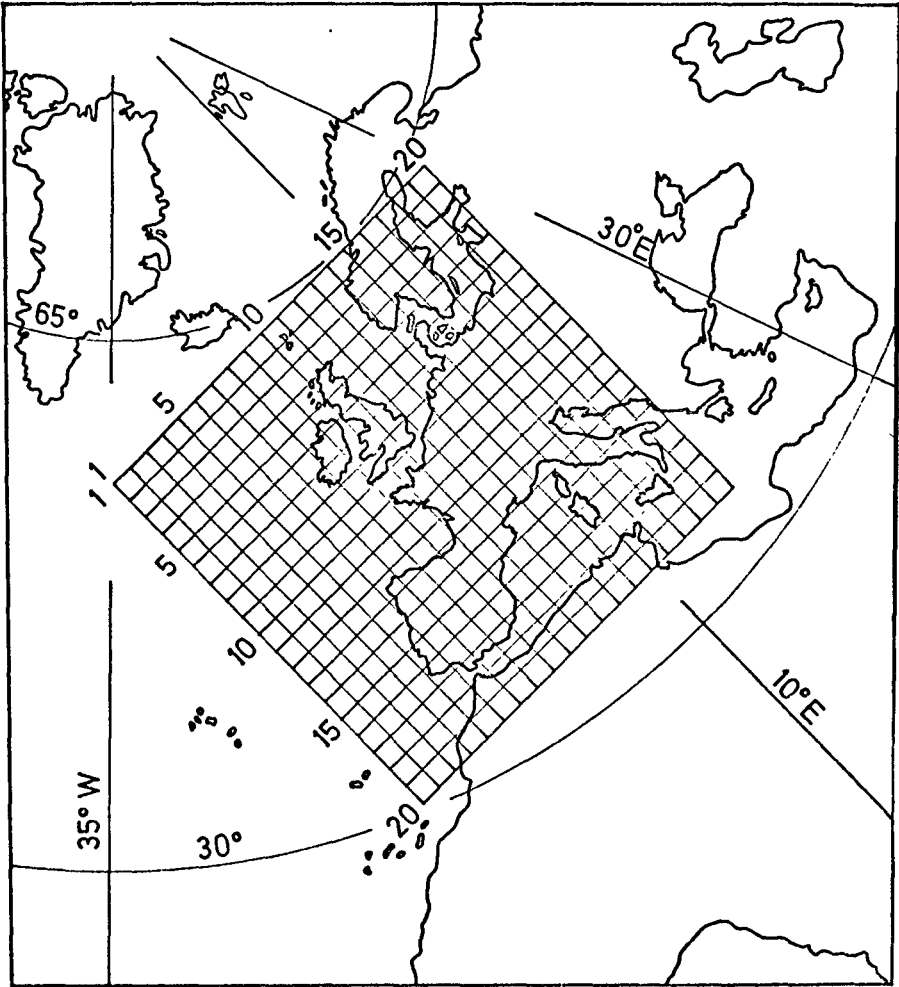


Figure 2. Grille de données météorologiques.

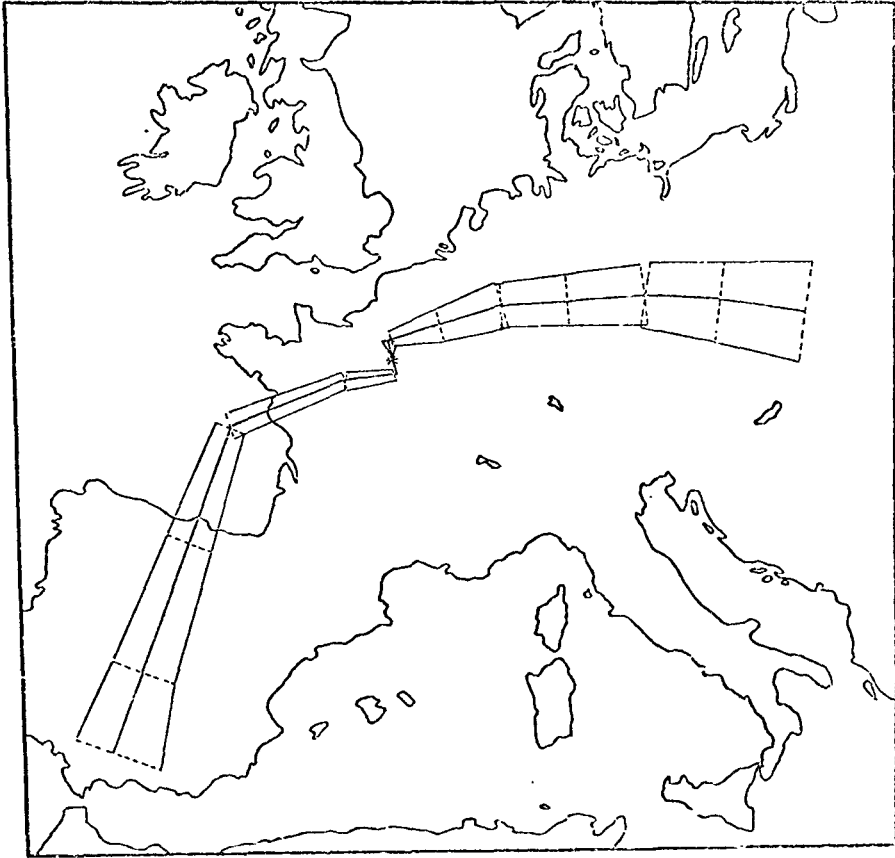
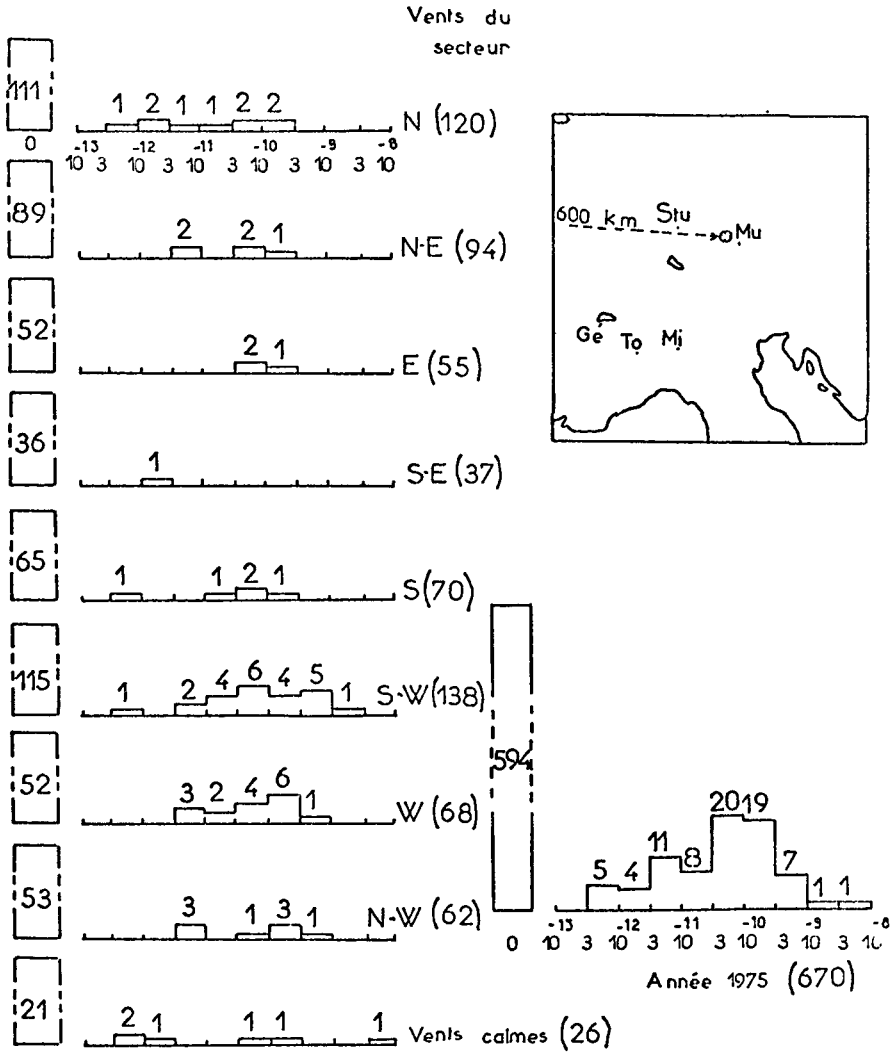
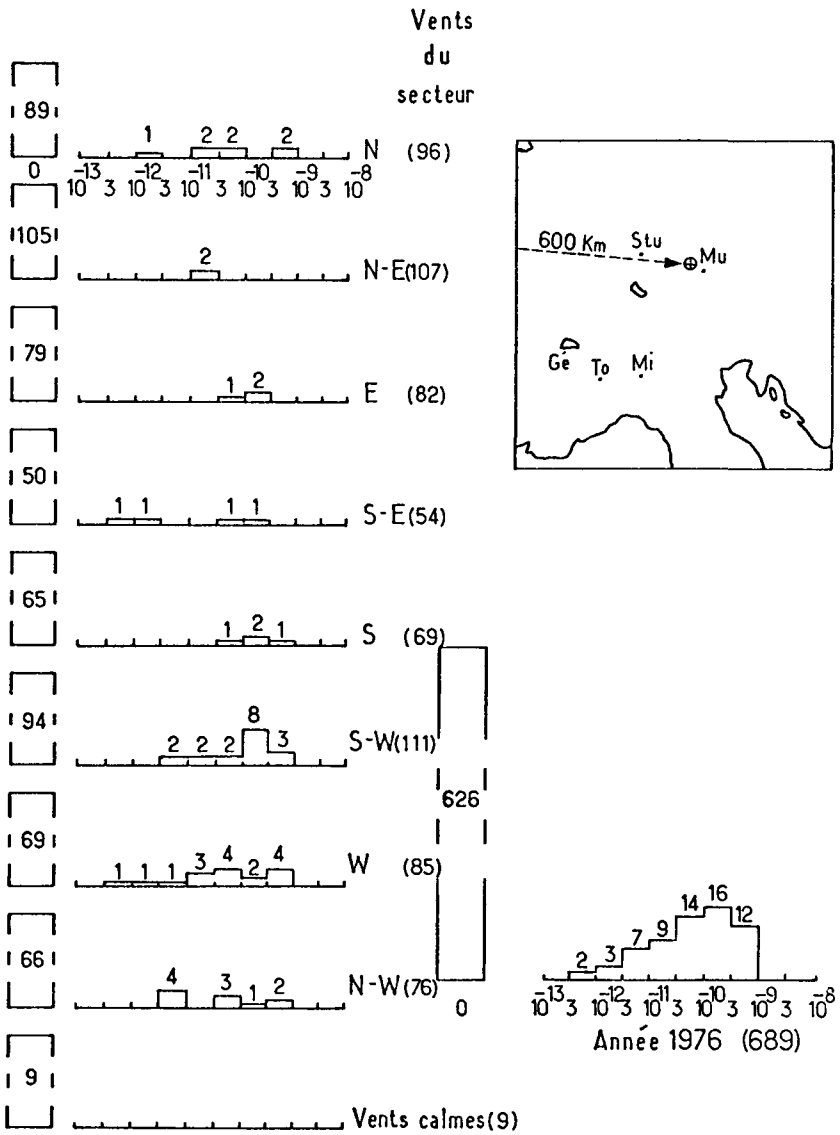


Figure 3. Exemple de trajectoires.



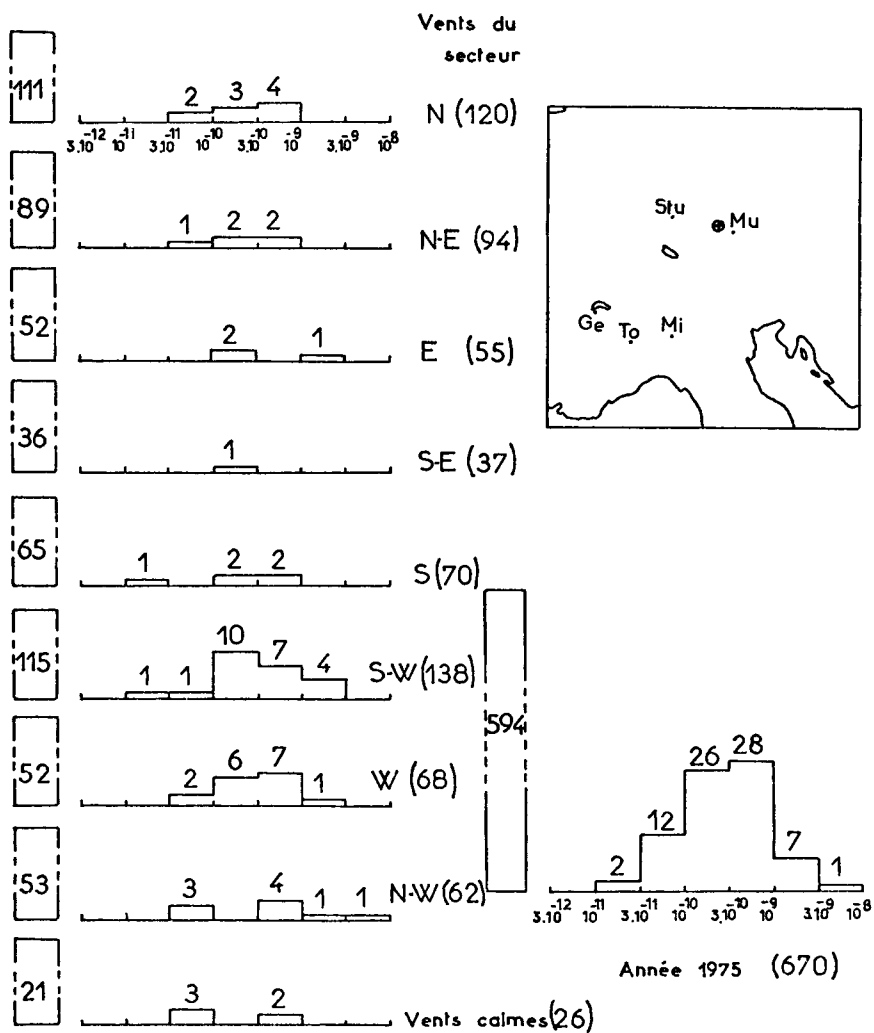
POINT 2 (10, 15) 239 Pu

Figure 4. Histogrammes des fréquences des concentrations intégrées de plutonium 239 en Ci.s.m⁻³ pour des rejets éventuels de 1 Ci à Saclay en 1975.



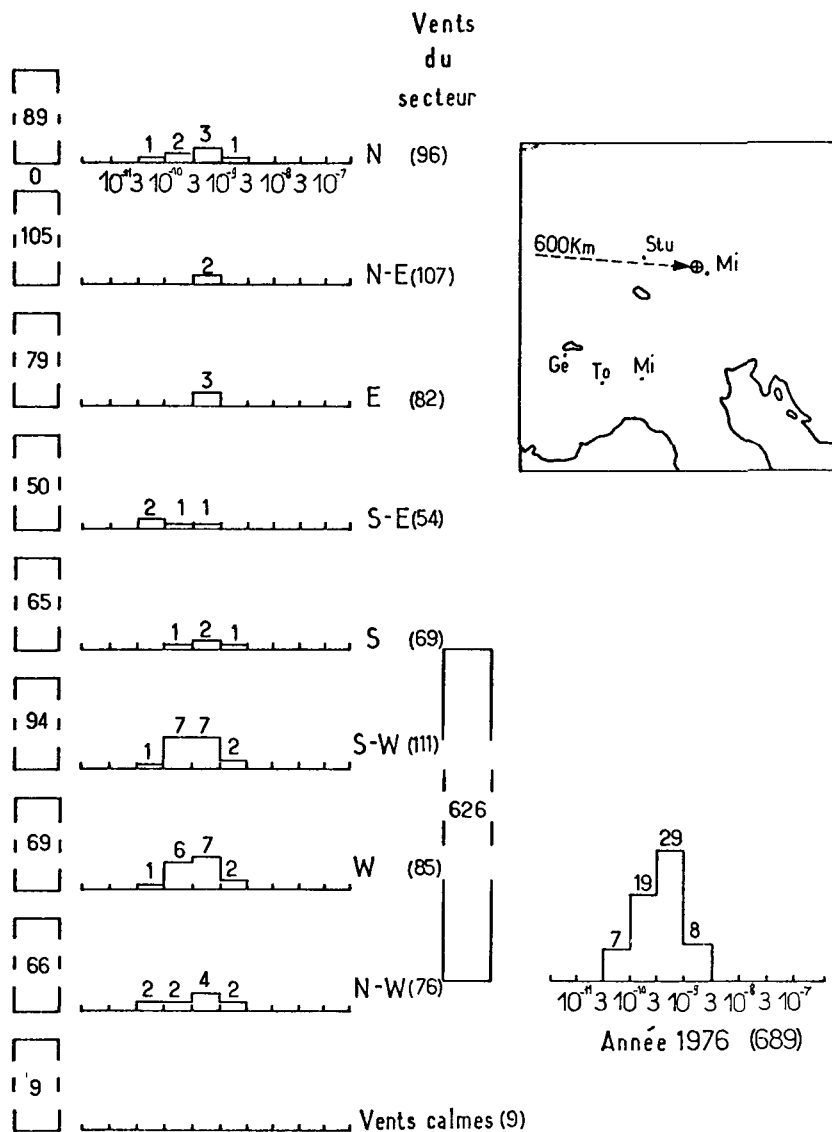
POINT 2 (10,15) 239 Pu

Figure 5. Histogrammes des fréquences des concentrations intégrées de Plutonium 239 en Ci.s.m⁻³ pour des rejets éventuels de l Ci à Saclay en 1976.



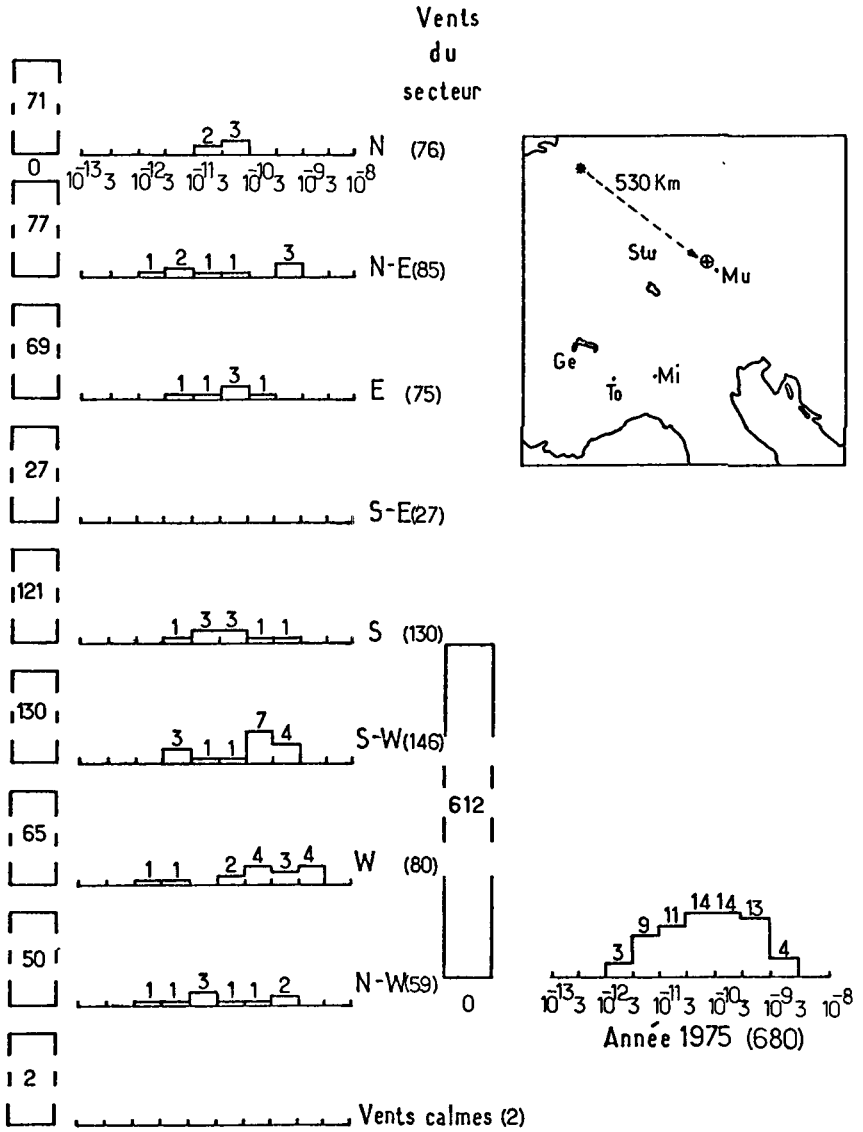
POINT 2 (10,15)

Figure 6. Histogrammes des fréquences des concentrations intégrées de krypton 85 en Ci.s.m⁻³ pour des rejets éventuels de 1 Ci à Saclay en 1975.



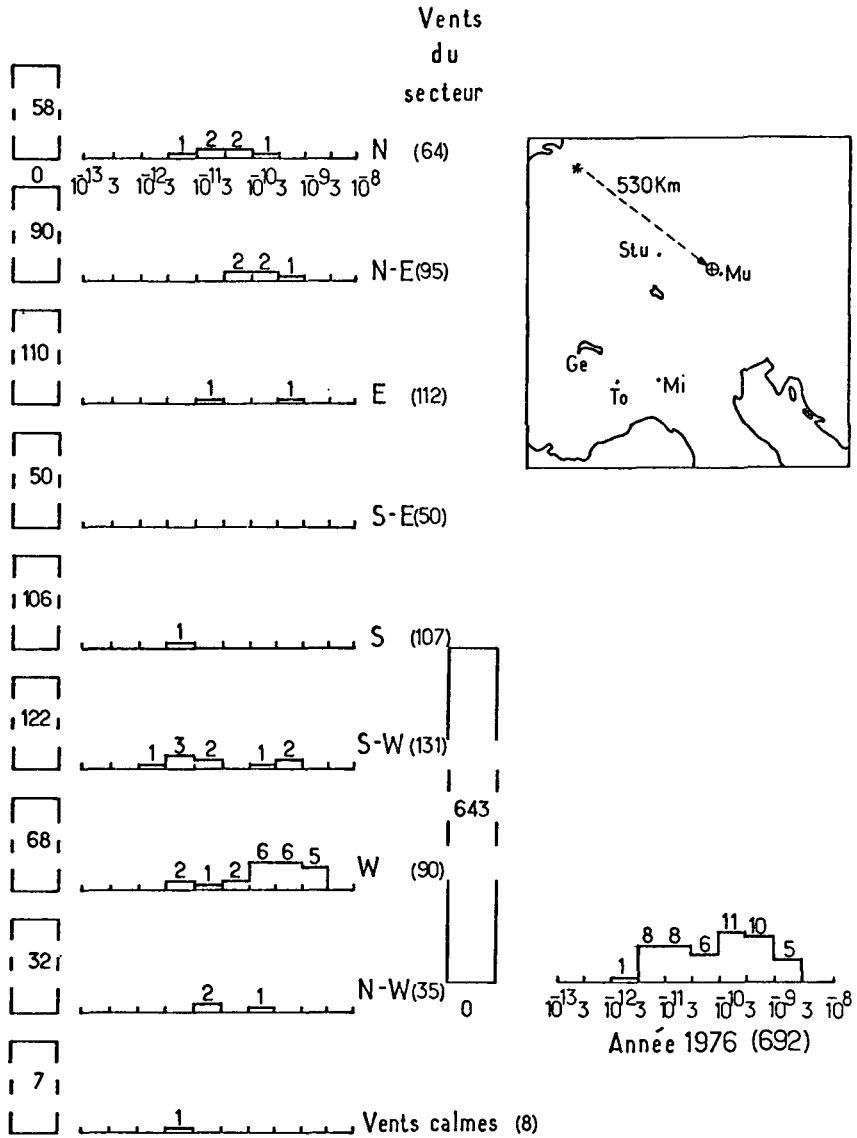
POINT 2 (10,15) 85Kr

Figure 7. Histogrammes des fréquences de concentrations intégrées de krypton 85 en Ci.s.m⁻³ pour des rejets éventuels de 1 ci à Saclay en 1976.



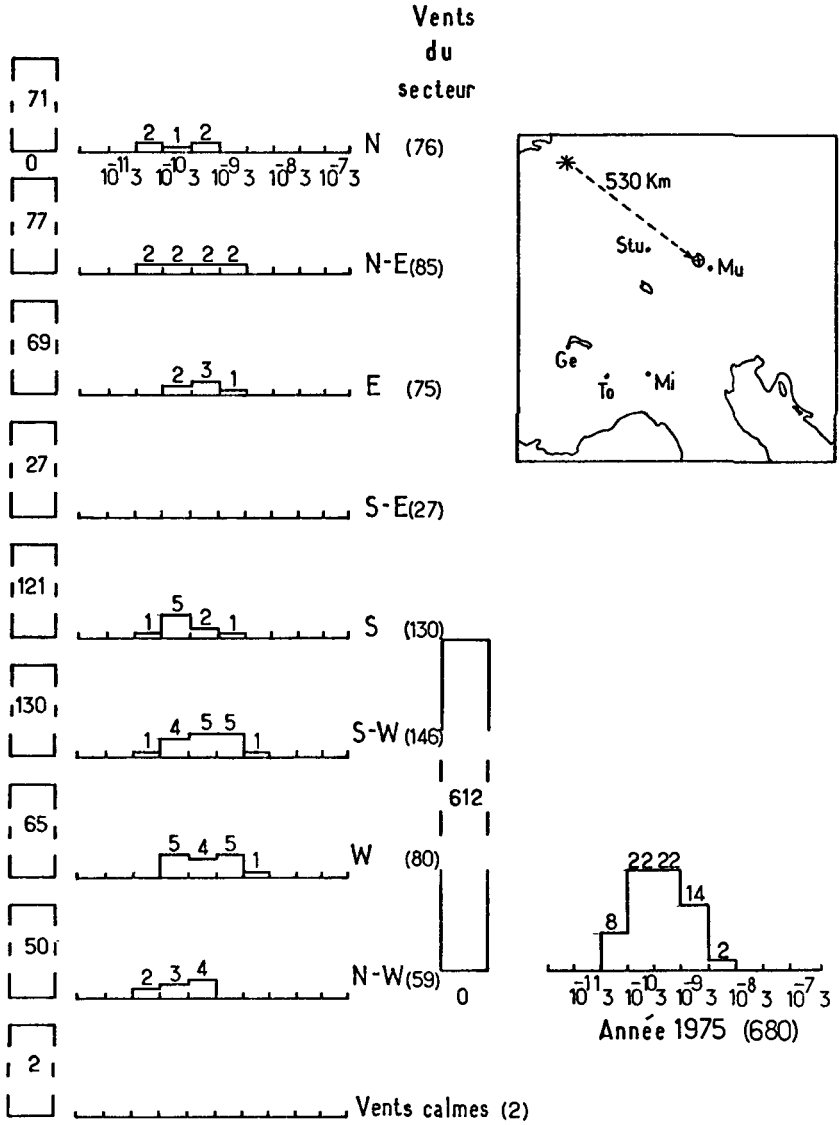
POINT 2,239 Pu

Figure 8. Histogrammes des fréquences des concentrations intégrées de plutonium 239 en Ci.s.m⁻³ pour des rejets éventuels de 1 Ci à Mol en 1975.



POINT 2, 239 Pu

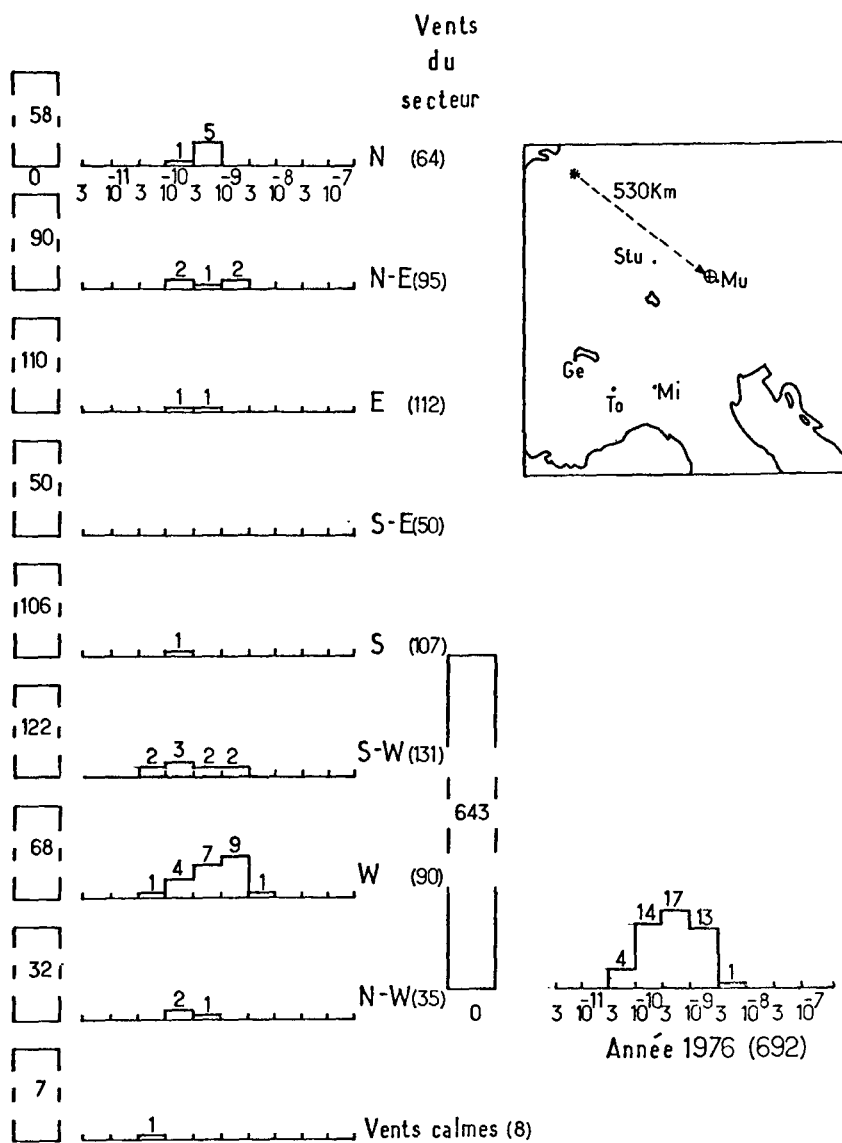
Figure 9. Histogrammes des fréquences de concentrations intégrées de plutonium 239 en Ci.s.m⁻³ pour des rejets éventuels de 1 Ci à Mol en 1976.



POINT 2, 85Kr

Figure 10.

Histogrammes des fréquences des concentrations intégrées de krypton 85 en Ci.s.m⁻³ pour des rejets éventuels de 1 Ci à Mol en 1975.



POINT 2 , 85 Kr

Figure 11. Histogrammes des fréquences des concentrations intégrées de krypton 85 en Ci.s.m⁻³ pour des rejets éventuels de 1 Ci à Mol en 1976.

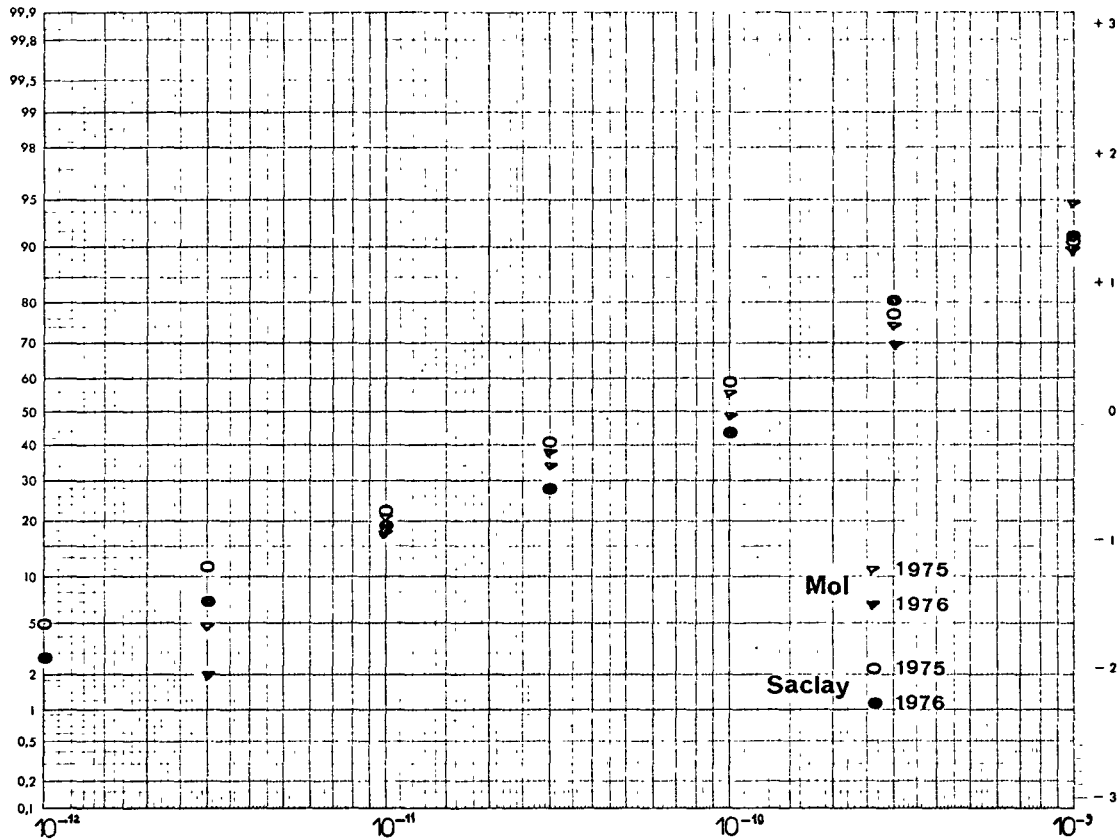


Figure 12.

Probabilités cumulées d'observation d'une valeur de la concentration intégrée de plutonium 239 (Ci.s.m⁻³) inférieure à une valeur donnée si le point d'observation est atteint (Rejet de 1 Ci).

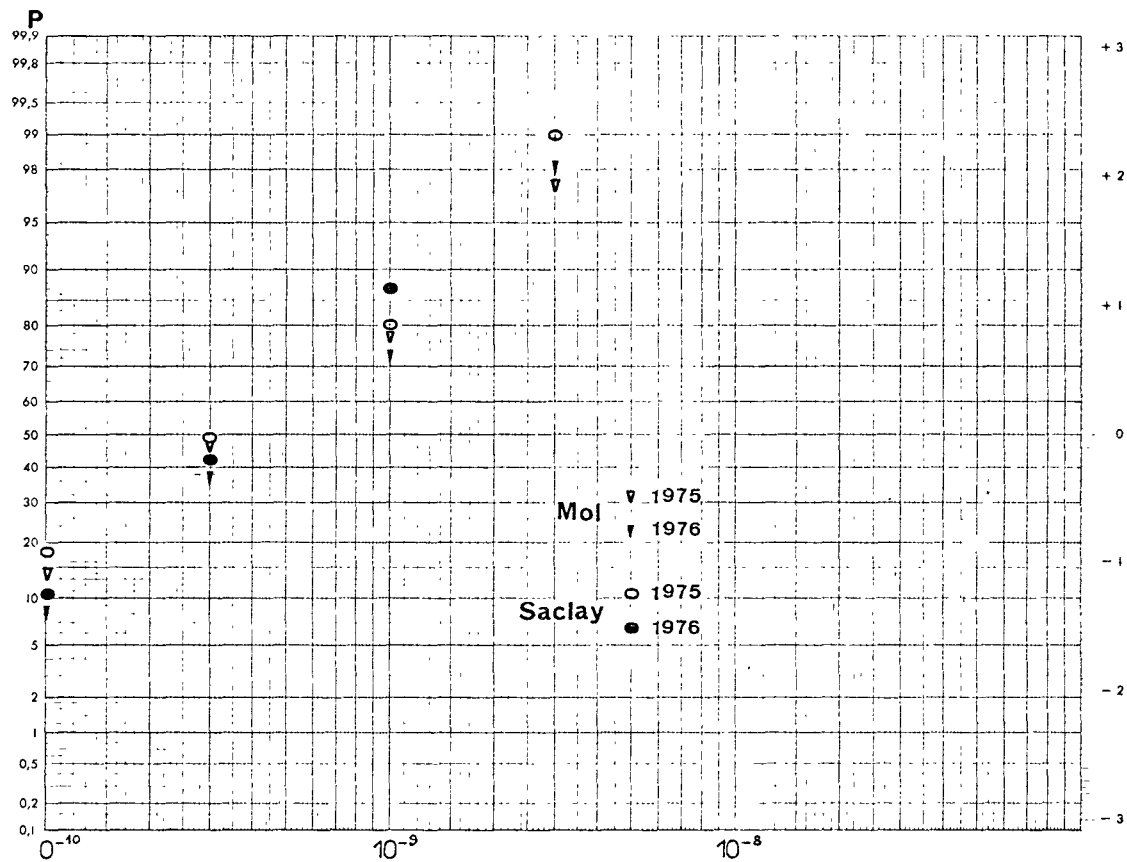


Figure 13

Probabilités cumulées d'observation d'une valeur de la concentration intégrée de krypton 85 (Ci.s.m⁻³) inférieure à une valeur donnée si le point d'observation est atteint (Rejet de 1 Ci).

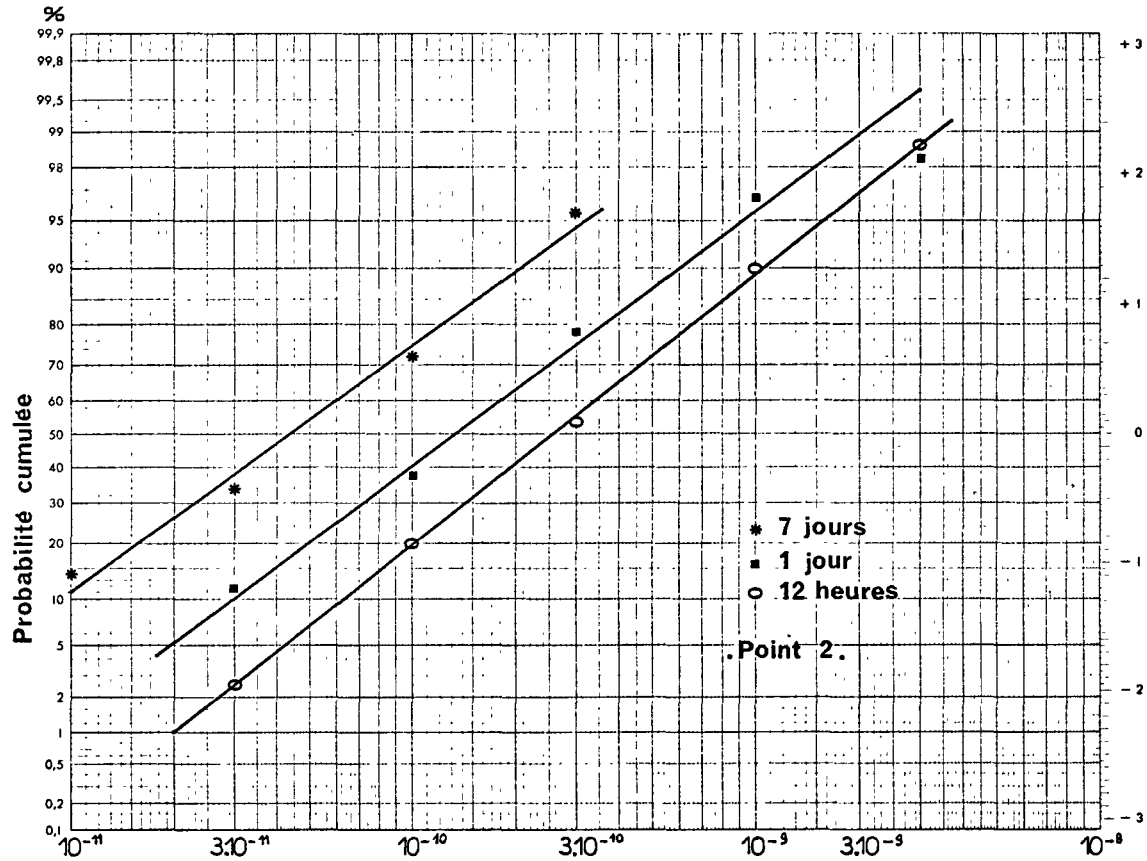


Figure 14. Probabilités cumulées d'observation d'une valeur de la concentration intégrée de krypton 85 (Ci.s.m^{-3}) inférieure à une valeur donnée si le point d'observation est atteint (Rejet de 1 Ci, durée du rejet : 12 h, 1 j et 7 jours).

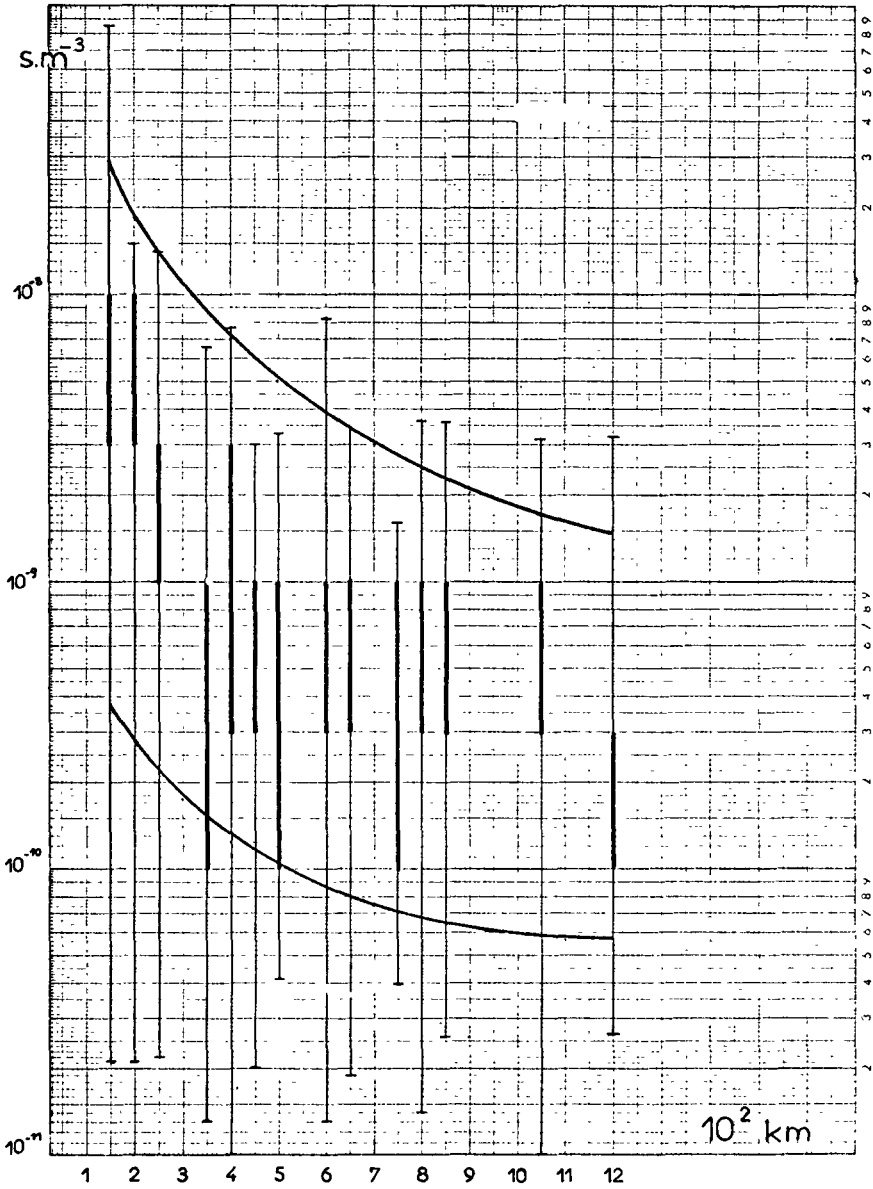
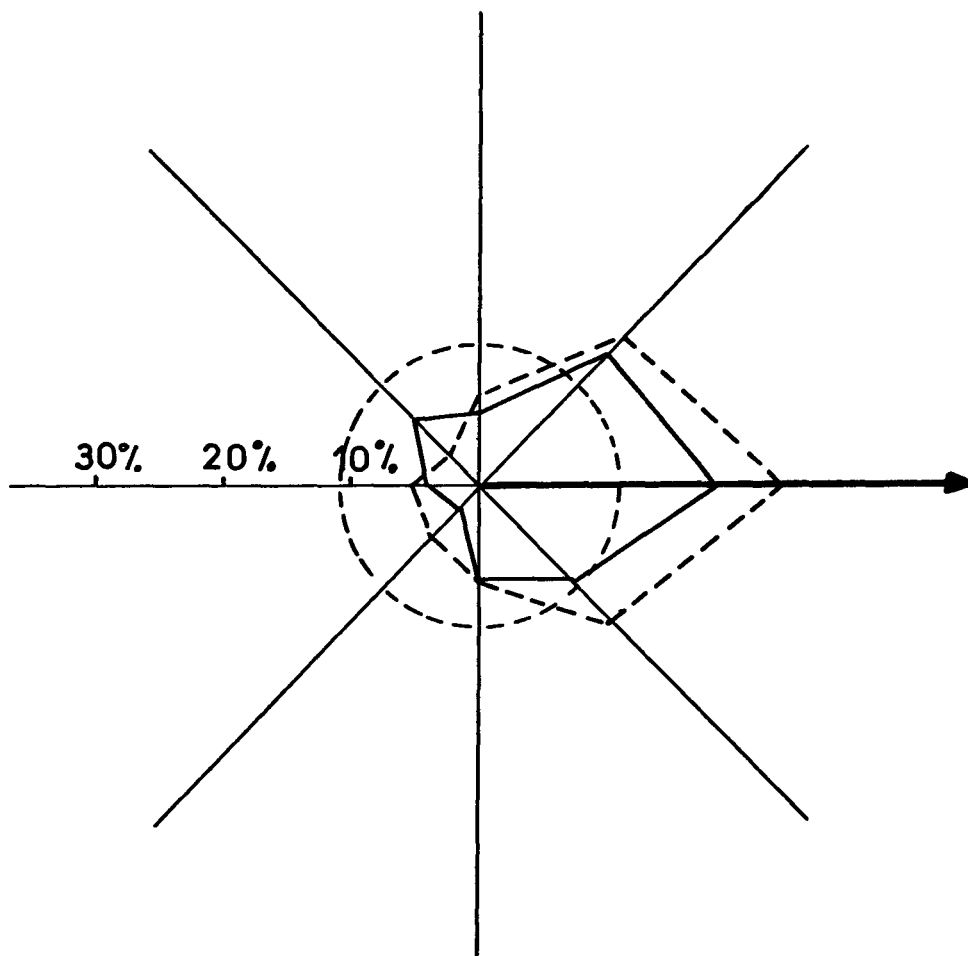
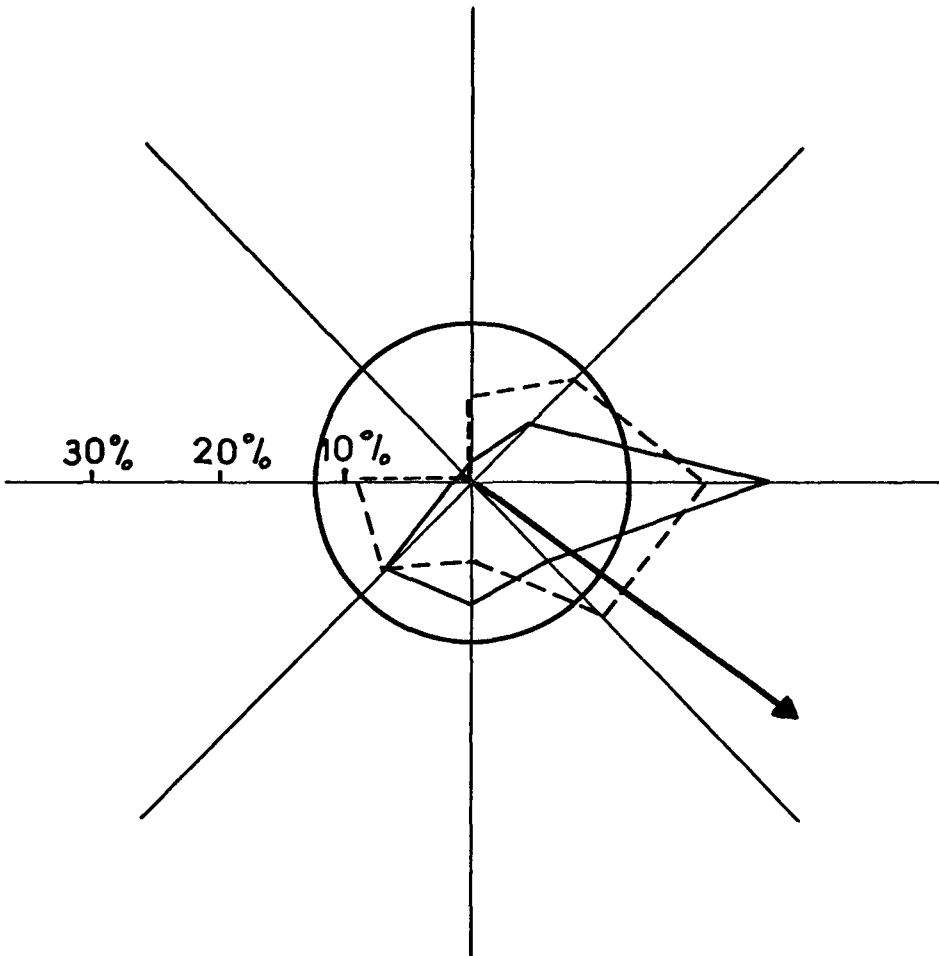


Figure 15. Comparaison des résultats de TALD avec les abaques du modèle CEA/IPSN/DSN / 6 /.



SACLAY 1975 ---
 1976 —

Figure 16. Probabilités d'observer le panache lorsque le vent au point d'émission porte dans le secteur considéré. Saclay 1975 et 1976.



MOL

1975	---
1976	—

Figure 17. Probabilités d'observer le panache lorsque le vent au point d'émission porte dans le secteur considéré. Mol 1975 et 1976.

CONDITIONS METEOROLOGIQUES DEFAVORABLES A LA DIFFUSION
SUR GRANDES DISTANCES DE REJETS AERIFORMES PROLONGES DANS LE TEMPS:
LES SITUATIONS DE BLOCAGE

P. CAGNETTI et V. FERRARA
C.N.E.N. - C.S.N. Casaccia
Rome - ITALIE

A. DESPRES et J. LE GRAND
C.E.A.
Fontenay-aux-Roses - FRANCE

RESUME. Les situations de blocage présentent les conditions les plus défavorables quant à la dispersion des trajectoires suivies par des bouffées successives, dans lesquelles on peut supposer décomposé un rejet prolongé. Après une brève description de l'origine et de l'évolution des situations de blocage, on analyse les résultats obtenus par l'application du modèle TALD à la reconstruction des trajectoires, en présence d'une situation réelle de blocage sur l'Europe Occidentale.

On trouve que, aux grandes distances (500 - 1500 km), la connaissance de la dispersion des trajectoires est un élément essentiel pour une évaluation réaliste des concentrations intégrées dans le temps (CIT) en fonction du temps d'échantillonnage. On remarque en particulier que, pour des temps d'échantillonnage successifs à la première semaine, les valeurs des concentrations moyennes dans l'air diminuent plus lentement qu'au début du rejet.

Une loi empirique a été proposée pour le calcul des CIT en fonction du temps d'échantillonnage. L'exposition des résultats obtenus par cet exemple montre en général l'utilité d'approfondir ce sujet dans le futur par des études sur les situations caractérisées par la persistance des configurations météorologiques à l'échelle synoptique, afin d'améliorer l'expression du modèle proposé.

KURZFASSUNG. UNGÜNSTIGE METEOROLOGISCHE BEDINGUNGEN FÜR DIE AUSBREITUNG GASFÖRMIGER LANGZEITABLEITUNGEN BEI GROSSEN ENTFERNUNGEN - BLOCKIERUNGSSITUATIONEN. Eine "Blockierung" ist die ungünstigste Voraussetzung für die Verteilung mit einer Abfolge von "Ausstößen", in denen eine fraktionierte Langzeitableitung vermutet werden kann. Nach einer kurzen Darstellung von Entstehen und Entwicklung einer Blockierung werden die Ergebnisse des TALD-Modells zur Rekonstruktion der Trajektorien bei einer echten Blockierungssituation in Westeuropa analysiert.

Dabei kann man feststellen, dass man, wenn es sich um grosse Entfernungen handelt (500 - 1500 km), in erster Linie die Verteilung der Trajektorien

kennen muss, um zu einem realistischen Ergebnis für die zeitintegrierten Konzentrationen (CIT) als Funktion der Beobachtungszeit zu gelangen. Vor allem zeigt sich, dass die mittleren Konzentrationswerte der Luft in den auf die erste Woche folgenden Probenahmezeiten langsamer abnehmen als zu Beginn der Ableitung.

Für die Berechnung der zeitintegrierten Konzentrationen als Funktion der Probe nahmenzeit wurde eine empirische Formel vorgeschlagen. Ganz allgemein geht aus den anhand dieses Beispiels gewonnenen Ergebnissen hervor, dass es lohnend erscheint, diese Frage in Zukunft durch Studien der Situationen, die durch Stabilität der synoptischen meteorologischen Konfigurationen gekennzeichnet sind, zu vertiefen, um so die Aussagekraft des vorgeschlagenen Modells verbessern zu können.

SUMMARY. METEOROLOGICAL CONDITIONS UNFAVOURABLE TO THE DIFFUSION OVER LARGE DISTANCES OF PROLONGED GASEOUS DISCHARGES: BLOCKING SITUATIONS.

Blocking situations provide the conditions least favourable to the dispersion of the trajectories followed by the successive puffs into which it can be assumed a prolonged release may be broken down. A summary of the causes and development of blocking situations is followed by an analysis of the results obtained using the TALD model to reconstruct trajectories for a genuine blocking situation over Western Europe.

The results show that at large distances (500 - 1 500 km), a knowledge of dispersion of the trajectories is an essential factor for realistic calculation of time-integrated concentrations (TICs) as a function of sampling time. More specifically, it can be seen that for sampling periods after the first week, the mean airborne concentrations decrease more slowly than at the beginning of the release period.

An empirical law has been proposed for calculating TICs as a function of sampling time. The results thus obtained show that, to improve the proposed model, further studies could usefully be done on situations characterized by the persistence of meteorological situations on the synoptic scale.

1. Introduction

Les accidents de référence prévus pour les LWR comportent en général des rejets dans l'atmosphère qui peuvent se prolonger dans le temps sur quelques semaines. Dans les rapports de surêté il est souvent question d'évaluer préalablement les risques pour les populations des pays avoisinants, parfois éloignés de plusieurs centaines de km de l'installation nucléaire en question. Or, aux grandes distances et pour de longues périodes d'émissions, les conditions les plus défavorables de diffusion se présentent lorsque les trajectoires de bouffées consécutives, simulant un rejet continu, sont très peu dispersées entre elles.

Dans la présente étude nous reconstruirons, au moyen du modèle TALD (1), les trajectoires consécutives dans un cas réel de forte persistance des configurations synoptiques au sol et en altitude, en présence d'une situation météorologique de blocage: le calcul de la dispersion des trajectoires à différentes distances (200-500-1000 km) nous permettra d'exprimer la diminution des concentrations moyennes dans l'air en fonction du temps d'échantillonnage.

2. Influence des différents paramètres sur les valeurs moyennes des concentrations dans l'air, aux moyennes et grandes distances

Nous savons que, au delà d'une certaine distance, ce ne sont plus les conditions de stabilité des couches atmosphériques proches du sol qui régulent la diffusion, mais d'autres mécanismes, tels que le cisaillement du vent, la hauteur effective de la couche de mélange en fonction de l'heure de la journée et des conditions météorologiques, la dispersion des trajectoires, etc. Nous savons aussi que, aux moyennes et grandes distances, ce n'est plus la distance elle-même qui compte aux fins de l'évaluation des concentrations dans l'air, mais le temps employé par le polluant pour rejoindre cette même distance, indépendamment de la trajectoire parcourue. Or il est des paramètres qui, pour des rejets prolongés, agissent physiquement dans les deux sens sur les valeurs des concentrations dans l'air calculées à une distance donnée du point de rejet; c'est le cas par exemple des fluctuations journalières de la

hauteur de la couche de mélange, ou bien les fluctuations des temps de transfert pour rejoindre cette même distance. En conséquence, lorsqu'on évalue les concentrations intégrées dans le temps (CIT) sur une période allant de plusieurs jours à quelques semaines, il est peu important, au niveau prévisionnel, de bien connaître les fluctuations temporelles des concentrations dans l'air. On peut donc, sans aucun inconvénient, utiliser des modèles simplifiés qui ne tiennent pas compte des phénomènes physiques qui sont à la base de ces fluctuations.

Par contre il est des paramètres dont on doit obligatoirement tenir compte, puisque leur influence sur les concentrations moyennes dans l'air est pour ainsi dire systématique, et implique par conséquent une réelle modification de ces valeurs mêmes. C'est le cas de l'effet de la dispersion des trajectoires de bouffées consécutives, qui peuvent simuler un rejet prolongé. Cette dispersion est fonction du temps d'échantillonnage: le but de ce rapport est de montrer dans un cas concret l'influence de ces différents paramètres sur les concentrations moyennes dans l'air sur un temps d'échantillonnage T variable entre quelques heures et quelques semaines.

3. La fréquence et l'évolution des situations météorologiques de blocage

Par définition on appelle situation de blocage toute situation météorologique à l'échelle synoptique qui présente les caractéristiques suivantes:

- les courants zonaux de la troposphère moyenne se divisent en deux branches bien nettes et particulières: l'une fléchit vers le nord, l'autre vers le sud;
- à l'est de cette fourche s'établit une vaste zone, caractérisée au nord par une cellule anticyclonique, et au sud par une cellule cyclonique, souvent toutes les deux alignées sur le même méridien;
- les deux ramifications des courants zonaux enveloppent ces deux cellules et généralement se rejoignent à l'est d'elles mêmes;
- cette configuration persiste souvent pour des périodes supérieures à 5 jours;
- au niveau du sol on retrouve en général la situation présente en altitude.

Des études sur des situations de blocage (2), (3), (4), ont montré que

- de telles situations se forment avec une persistance très élevée sur les océans, à la limite des continents;
- leur durée moyenne est de 10.5 jours environ, tandis que des durées de 7 jours présentent la fréquence maximale; on a observé des situations de blocage jusqu'à un maximum de 36 jours consécutifs;
- les périodes de l'année les plus favorables aux persistances

- les plus longues de ces situations sont les mois de Février, Mars, Mai et Juin, ainsi que le plein automne, tandis que celles des plus courtes se situent en plein été;
- on a remarqué que les fréquences relatives des situations à plus longue persistance se reproduisaient avec une période d'environ 2 ans; par exemple, une fréquence de 77 % a été établie pour les situations de blocage de plus de 14 jours consécutifs dans les années impaires, contre 23 % des années paires;
 - les fréquences des situations de blocage de plus courte durée présentent par contre une période de presque 3 ans;
 - la situation de blocage est enfin caractérisée par un mouvement oscillatoire: à sa formation dans une certaine position fait suite un mouvement rétrograde et enfin une période de retour en avant, après quoi elle se dissout.

La persistance des situations de blocage entraîne naturellement aussi la persistance du régime des courants d'air et des vents dans la couche limite à proximité du sol. En Europe Occidentale, de fortes persistances des vents peuvent se manifester en de telles situations, aussi avons nous décidé de choisir à titre d'exemple une situation de blocage qui a eu lieu entre le 4 et le 21 Décembre 1975. Cette situation, qui s'est prolongée pendant 17 jours, était une des plus persistantes de l'année 1975, pour laquelle on disposait de données météorologiques sous une forme adéquate pour être utilisées avec le modèle TALD. Les figures 1, 2 et 3 montrent l'évolution d'après les trois phases caractéristiques du mouvement oscillatoire des situations de blocage. Dans ce cas particulier la première phase de formation a eu lieu entre l'heure 00 TU du 4 Décembre et 00 TU du 7 (fig.1), ensuite le mouvement rétrograde et de transition entre 12 h TU du 7, et 00 h TU du 12 (fig.2) et enfin la phase de maximum de stabilité, avant la disparition, entre 12 h TU du 11 et 00 h TU du 21 (fig.3).

4. Analyse des trajectoires et discussion des résultats

Le cas analysé couvre une période de 17 jours. Par la méthode TALD les trajectoires ont été calculées chaque 12 h et jusqu'à des distances qui couvrent la méso-échelle et l'échelle sub-synoptique. Partant de Saclay les trajectoires sont orien-

tées vers l'ouest, du fait de la position géographique particulière du site par rapport à la situation de blocage. Nous pouvons donc à juste titre considérer celle-ci comme une des pires situations quant à la persistance des trajectoires, car elles ne sont certainement pas influencées par l'orographie de la région, une partie des trajectoires passant sur la mer.

Afin d'exploiter au maximum les données disponibles, nous avons réuni les trajectoires en groupe de 2 trajectoires consécutives pour un temps d'échantillonnage $T=1$ j, de 6 pour $T=3$ j, etc. Puisque il y a 17 jours consécutifs de disponibles (=34 trajectoires), nous avons obtenu 33 groupes de 2 trajectoires consécutives ($T=1$ j), 26 groupes de 6 trajectoires consécutives ($T=3$ j), etc., jusqu'à 5 groupes de 30 trajectoires consécutives ($T=15$ j). Pour chaque système de groupes nous avons calculé aux trois distances fixées (200-500-1000 km) la dispersion moyenne σ_{θ} des trajectoires, ainsi que le temps de transfert t et sa variance σ_t relative.

Les figures 4, 5 et 6 montrent les zones dans lesquelles se dispersent les trajectoires pour les trois périodes caractéristiques des situations de blocage: on remarque une dispersion des trajectoires plus marquée dans la période transitoire, entre le 7 et le 11 Décembre.

Les valeurs moyennes de la déviation standard σ_{θ} des angles des trajectoires en fonction du temps d'échantillonnage T et de la distance sont indiquées à la fig. 7: à une période de croissance pendant les premiers jours suit, après la première semaine, une variation plus faible, surtout aux grandes distances. Enfin les valeurs de σ_{θ} décroissent en fonction de la distance.

La distribution des différentes trajectoires à l'intérieur de l'angle de persistance suit une loi assez proche d'une gaussienne. Ceci permet d'évaluer le rapport de la concentration moyenne sur un temps d'échantillonnage T (χ_T) à celle sur $T = 1$ h (χ_{1h}), si la valeur σ_y de la dispersion latérale des concentrations dans l'air pour un rejet de la durée d'une heure est connue, et si la valeur moyenne de la dispersion verticale reste indépendante du temps d'échantillonnage T .

On peut montrer (5) que, dans ce cas,

$$R = \chi_T / \chi_{1h} = \frac{\sigma_y}{\sqrt{\sigma_y^2 + x^2 \sigma_\theta^2}} \quad 1)$$

Quant aux temps de transfert moyens, les valeurs sont de l'ordre de 10 h jusqu'à 150 km, de 20 h à 500 km et de 30 h environ à 1000 km: les vitesses sont donc assez élevées. Par exemple les vitesses passent de 2 à 6 m/s entre 10 et 150 km, et atteignent 10 m/s à 500 km: en effet, au fur et à mesure que la distance augmente, le panache envahit toute la couche limite, et, dès ce moment, c'est la vitesse moyenne dans cette couche qui doit être prise en compte pour évaluer les temps de transfert, tandis qu'aux petites distances c'est la vitesse au niveau du sol.

Nous sommes maintenant en mesure de pouvoir analyser de façon quantitative les arguments que nous avons abordés au paragraphe 2. Le temps de vol jusqu'à une certaine distance du point de rejet n'est pas constante pour chaque trajectoire, mais présente des fluctuations soit parce que la trajectoire même peut être plus ou moins tortueuse, soit à cause de la variabilité de la vitesse du vent. Si nous rappelons ici la formule 1), et si nous indiquons par σ_y' l'expression $\sqrt{\sigma_y^2 + x^2 \sigma_\theta^2}$, nous aurons

$$d\sigma_y' = \left(\frac{\partial \sigma_y'}{\partial t} \right)_{\theta = \text{const.}} dt + \left(\frac{\partial \sigma_y'}{\partial \theta} \right)_{t = \text{const.}} d\theta \quad 2)$$

La variation de la concentration lorsque l'angle θ reste constant est liée au premier terme: mais puisque les fluctuations du temps de transfert agissent dans les deux sens, les valeurs réelles des concentrations pour un rejet prolongé peuvent être simplement calculées sur la base du temps de transfert moyen. Le deuxième terme est celui qui, pour un temps de transfert constant, mène à une variation de la concentration du

fait de la dispersion des trajectoires. Ce terme, contrairement au premier, conduit à une réduction des valeurs moyennes de concentration, lorsque augmentent les fluctuations des trajectoires autour de la direction moyenne.

En conclusion la variabilité σ_t du temps de transfert t n'entraîne pas de conséquence sur les valeurs moyennes des concentrations: mais on peut aussi démontrer que les fluctuations mêmes des concentrations, liées à cette variabilité, sont assez réduites. En effet, en admettant que pour un rejet de courte durée la relation suivante, proposée par Heffter (5)(6), soit valable

$$\sigma_y = 1.8 t \quad 3)$$

avec t temps de transfert exprimé en heures, σ_y , exprimé en km, caractérisant la largeur de la bouffée, on a $\Delta\sigma_y/\sigma_y = \sigma_t/t$. On peut voir que les fluctuations relatives du temps de transfert (σ_t/t), et donc de la largeur du panache ($\Delta\sigma_y/\sigma_y$), sont inférieures à l'unité (v. fig. 8), et diminuent en fonction de la distance, de 80 % à 200 km, jusqu'à 30 à 40 % à 1000 km.

Par contre la dispersion des trajectoires donne une contribution à la distribution latérale des concentrations de $x \cdot \sigma_0$, qui est bien plus élevée que celle correspondante à la fluctuation du temps de transfert ($\Delta\sigma_y = 1.8 \sigma_t$): ceci apparaît assez clairement dans la fig. 9; la valeur du rapport $\Delta\sigma_y/\sigma_y$ est toujours inférieure à 30 % pour les trois distances considérées.

On peut finalement conclure que, pour les calculs des concentrations dans l'air en cas de rejet prolongé, il est important de connaître le temps moyen de transfert et la dispersion des trajectoires en fonction de la distance et du temps d'échantillonnage T (fig. 7).

A la fig. 10 nous pouvons comparer les valeurs du σ_y pour un rejet de courte durée, calculées avec la 3) sur la base des valeurs moyennes du temps de transfert trouvées dans notre cas, avec les valeurs $x \cdot \sigma_0$ de la dispersion transversale des trajectoires. On remarque que la dispersion des trajectoires après un jour est déjà du même ordre de grandeur que le σ_y relatif à un rejet de courte durée.

5. Interprétation des résultats pour une évaluation des concentrations moyennes dans l'air en cas de rejet accidentel prolongé dans le temps.

Il est facile maintenant, à partir des résultats donnés à la fig. 10, d'établir les valeurs de R présentées à la fig. 11, qui concernent le rapport de la concentration moyenne sur un temps T d'échantillonnage à la concentration pour un rejet de courte durée (v. formule 1). Nous pouvons constater que, sous cette forme, les données semblent indépendantes de la distance, du moins pour les trois valeurs de distance prises en considération.

Pour les premiers 7 jours une fonction du type $R = 0.7 T^{-0.36}$ approche très bien les valeurs calculées; mais après la première semaine c'est une fonction qui varie comme $T^{-0.14}$ qui semble mieux s'adapter aux données.

Si on extrapole à $R = 1$ les valeurs calculées, on trouve environ $T = 0.33$ j = 8 h. Ceci signifie que des rejets de durée variable entre 0 et 8 h sont vus comme des rejets instantanés à des distances supérieures à 100-200 km. Si on exprime T en jours on a finalement:

$$R = \chi_T / \chi_{8h} = (3 \cdot T)^{-0.36} \quad \text{pour } 0.33j \leq T \leq 7j \quad 4)$$

et

$$R = (3 \cdot 7)^{-0.36} \left(\frac{T}{7} \right)^{-0.14} = 0.34 \left(\frac{T}{7} \right)^{-0.14} \quad \text{pour } T > 7j \quad 5)$$

Ces résultats sont bien sûr liés à une situation particulière de blocage qui présente des caractéristiques remarquables de persistance du vent; on ne peut évidemment pas extrapoler la validité des formules 4) et 5) à d'autres situations, car, dans la plupart des cas, la dispersion des trajectoires sera plus grande.

En attendant des études spécifiques sur ce thème, portant sur un plus grand nombre de cas, on peut retenir la situation

de blocage analysée ici comme une des plus défavorables quant à la dispersion des trajectoires aux grandes distances, et par conséquent applicable comme situation météorologique de référence, par ailleurs réelle, dans les calculs de protection sanitaire.

Bibliographie.

- (1) Desprès A., Le Grand J. (1978) Une méthode d'évaluation des transferts atmosphériques à longue distance. Séminaire sur la dispersion en milieu physique naturel, Société Française de Radioprotection. Cadarache, Paris (mars '78).
- (2) Montalto M., Conte M., Urbani M. (1971) Climatologia sinotica delle situazioni di blocco sulla regione Euro-Atlantica. IFA, CP n° 245, Rome.
- (3) Montalto M., Conte M., Urbani M. (1971) Le situazioni di blocco con durata inferiore a cinque giorni nella regione Euro-Atlantica nel ventennio 1951-1970. Rivista di Meteorologia Aeronautica, anno XXXII, 337-347.
- (4) Montalto M., Conte M., Urbani M. (1972) Le situazioni di blocco nel quadro della circolazione Euro-Atlantica con particolare riguardo alla regione Europa-Mediterraneo. Rivista di Meteorologia Aeronautica, anno XXXII, 119-132.
- (5) Heffter J.L. (1965) The variation of horizontal diffusion parameters with time for travel periods of one hour or longer. J. Appl. Meteorol. 4, 153-156.
- (6) Heffter J.L. (1975) A regional-continental scale transport diffusion deposition model. NOAA-TM-ERL, ARL-50.

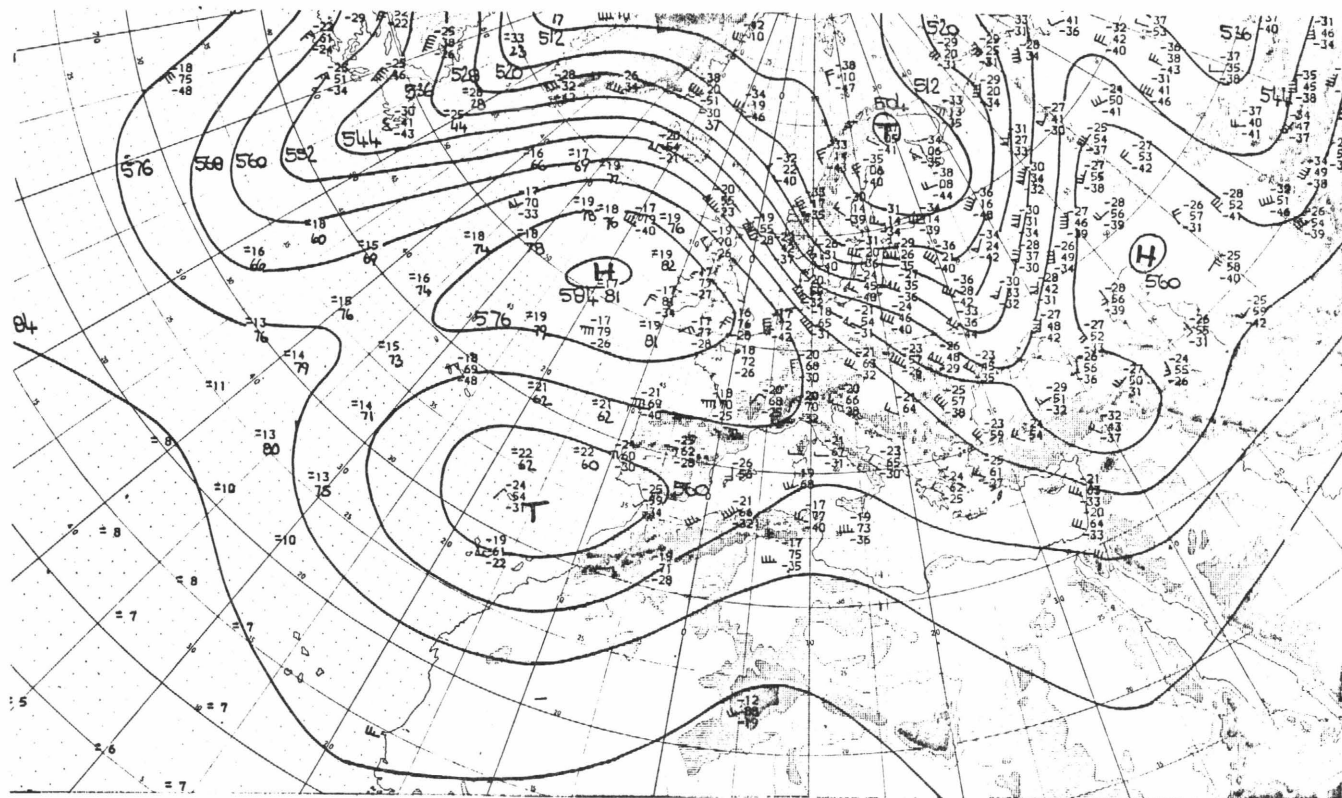


FIG. 1

Topographie absolue à 500 mb - 6 décembre 1975 - 00 h TMG -

(de Täglicher Wetterbericht n.340)

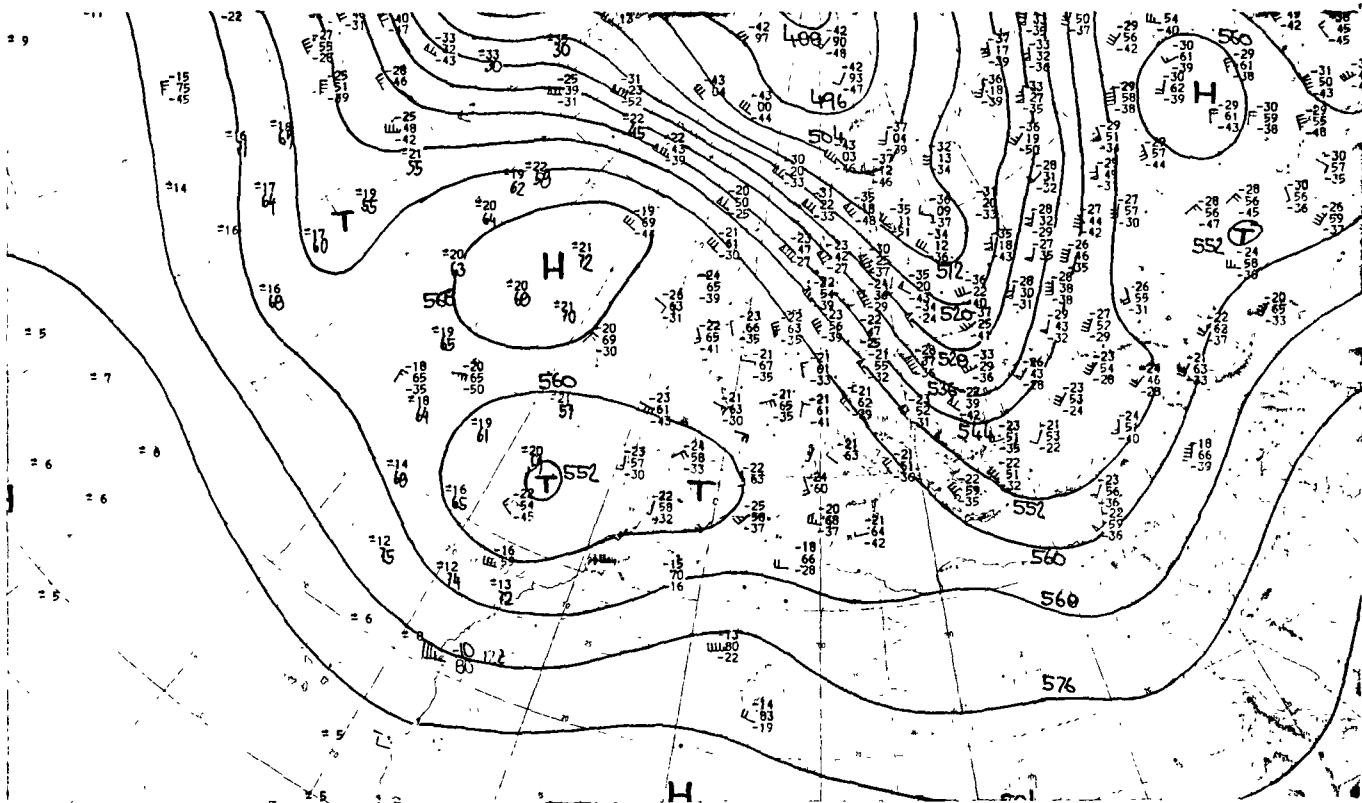


FIG.2

Topographie absolue à 500 mb - 9 décembre 1975 - 00 h TMG -
 (de Täglicher Wetterbericht n.343)

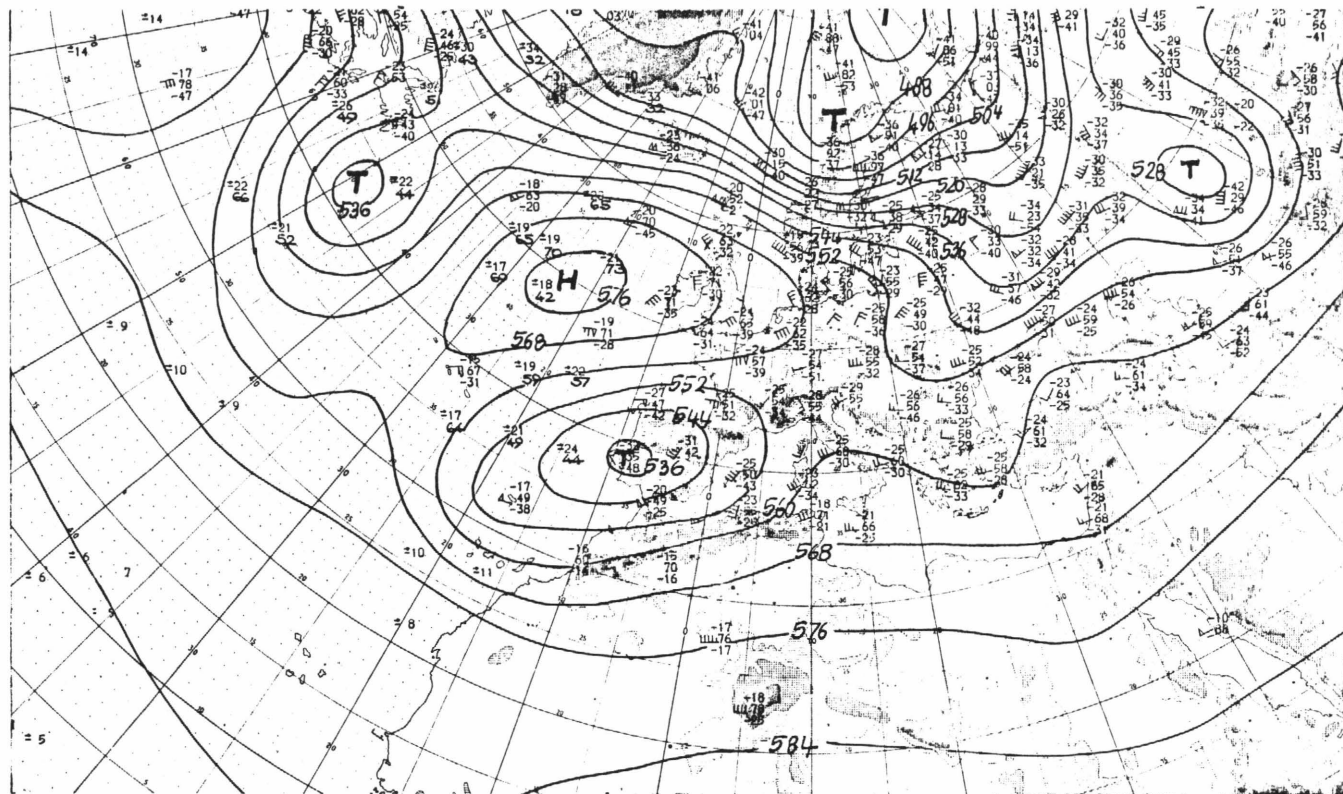


FIG.3

Topographie absolue à 500 mb – 15 décembre 1975 – 00h TMG –

(de Täglicher Wetterbericht n. 349)

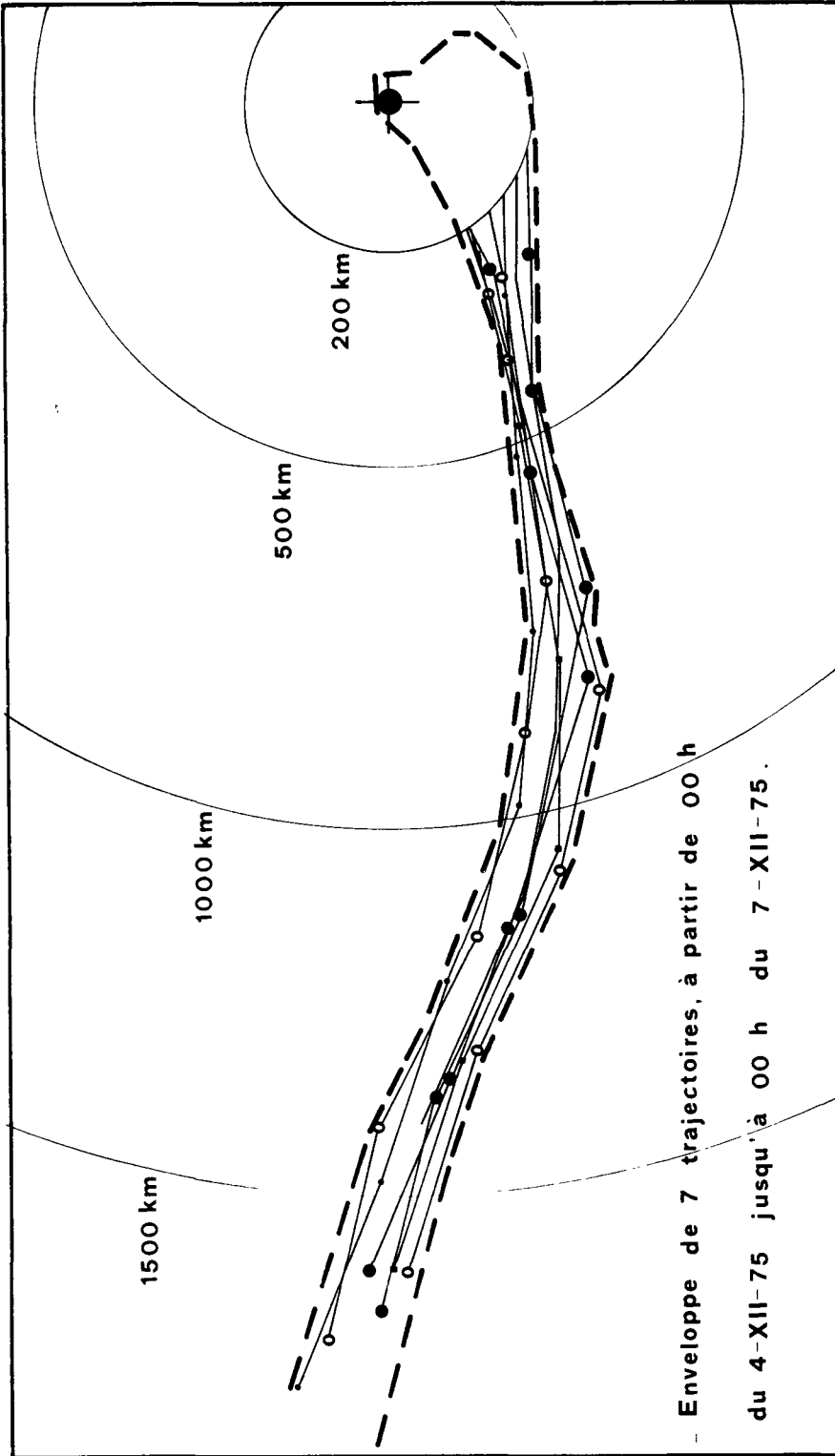
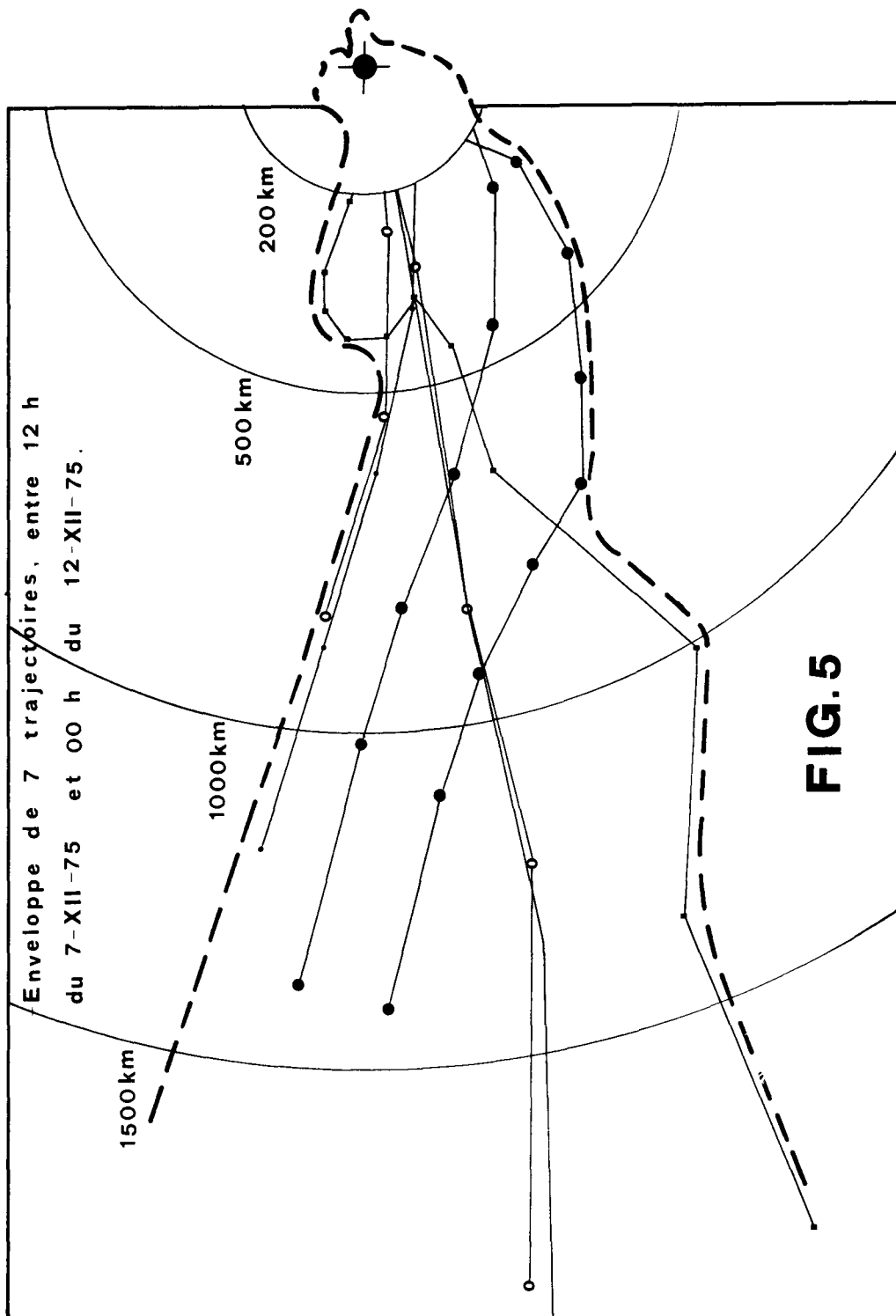
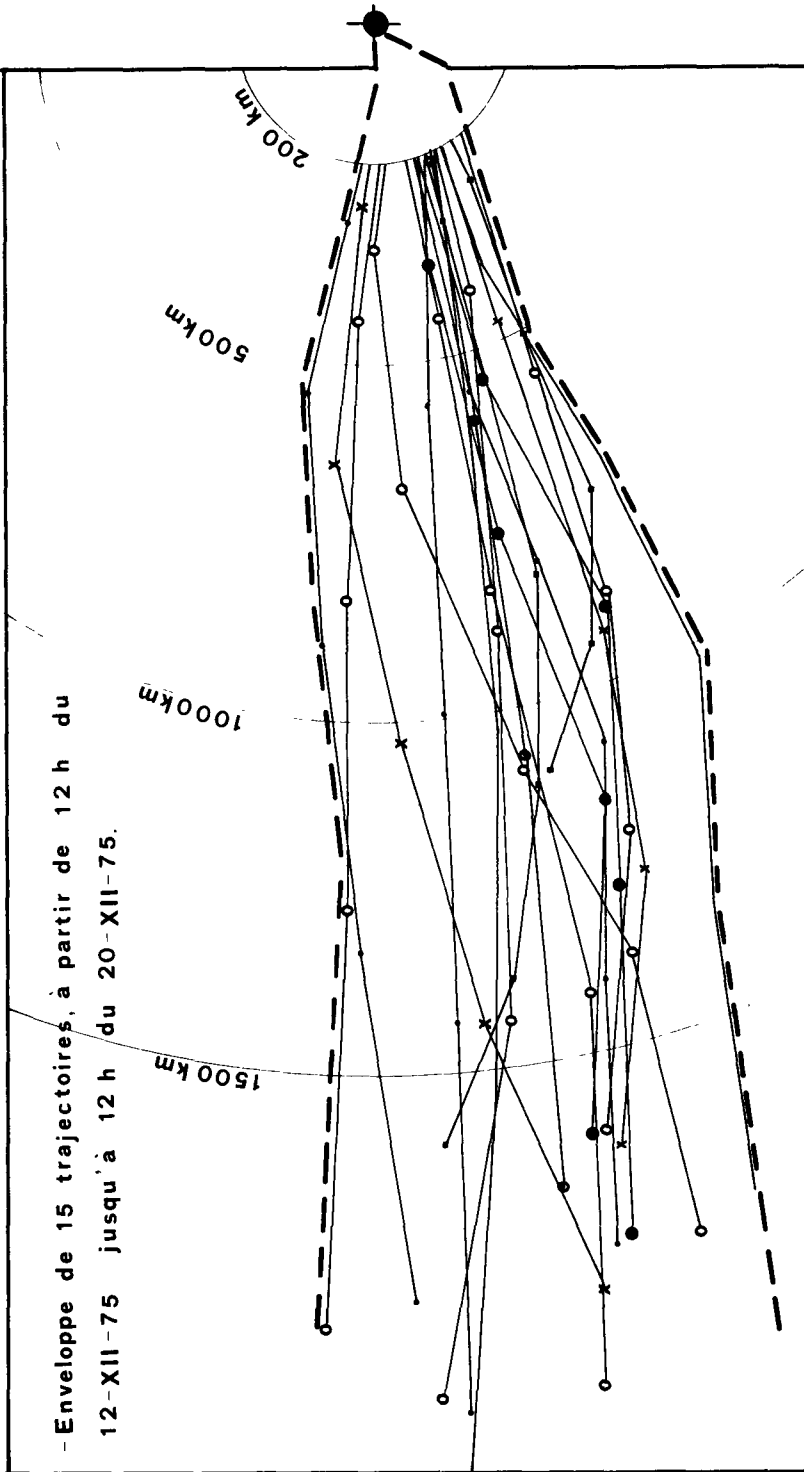


FIG.4





-Enveloppe de 15 trajectoires, à partir de 12 h du
12-XII-75 jusqu'à 12 h du 20-XII-75.

FIG. 6

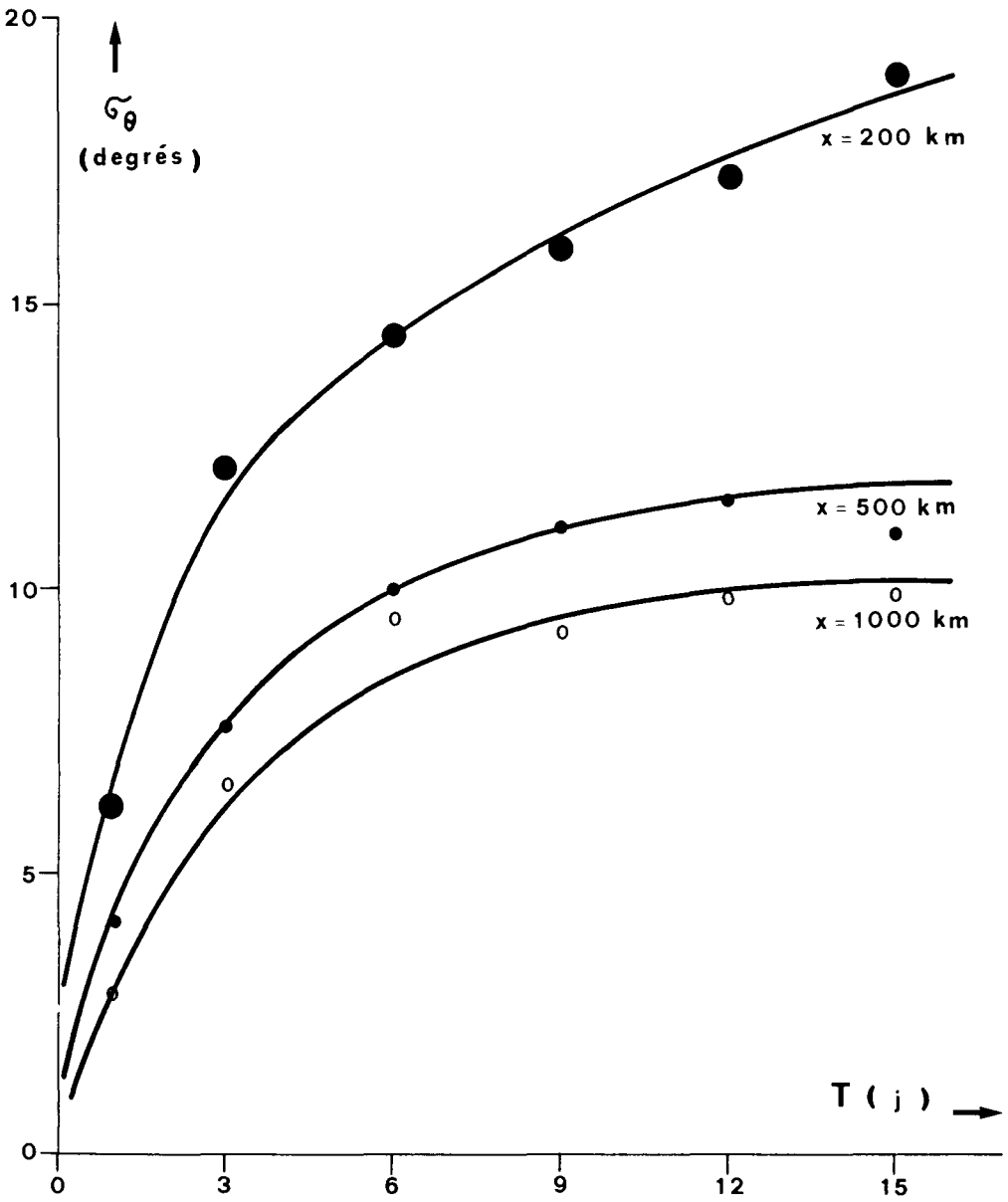
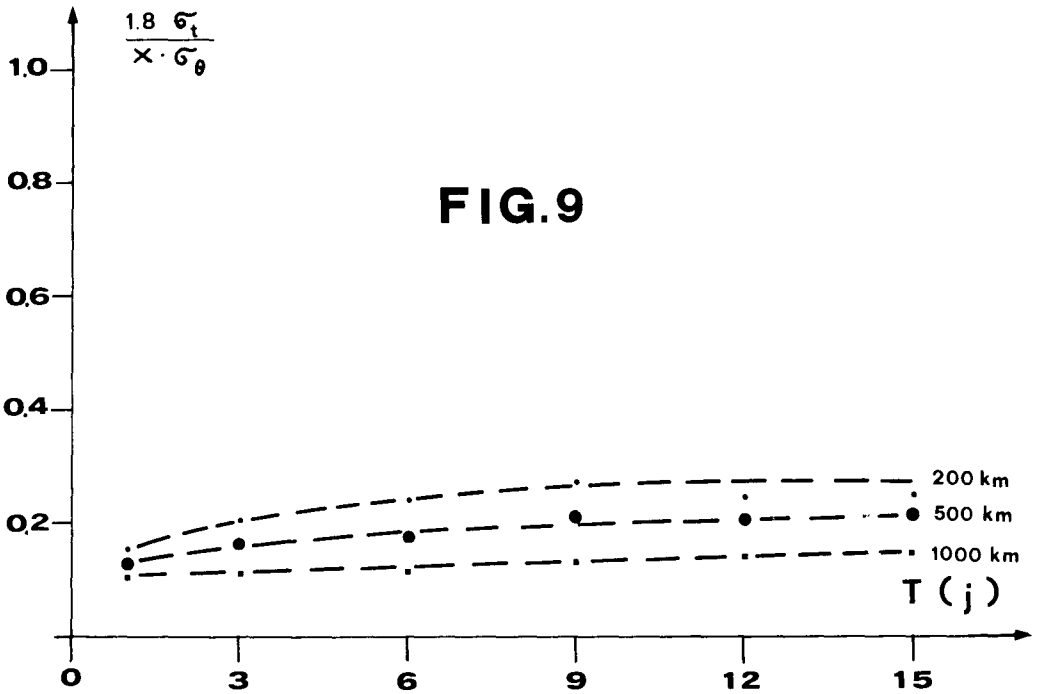
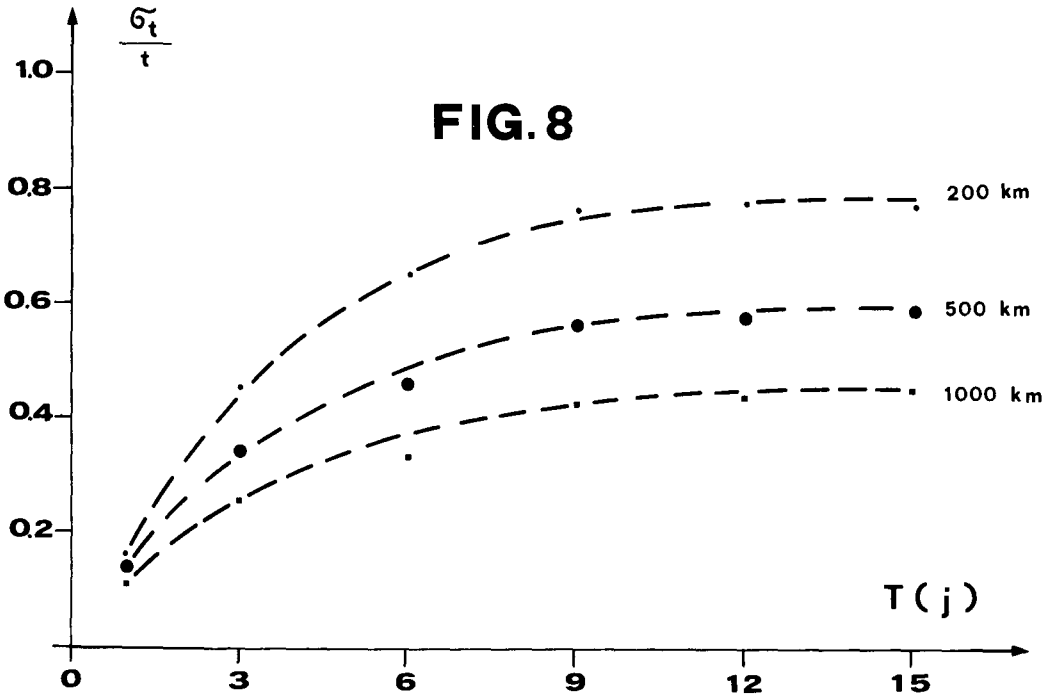


FIG. 7



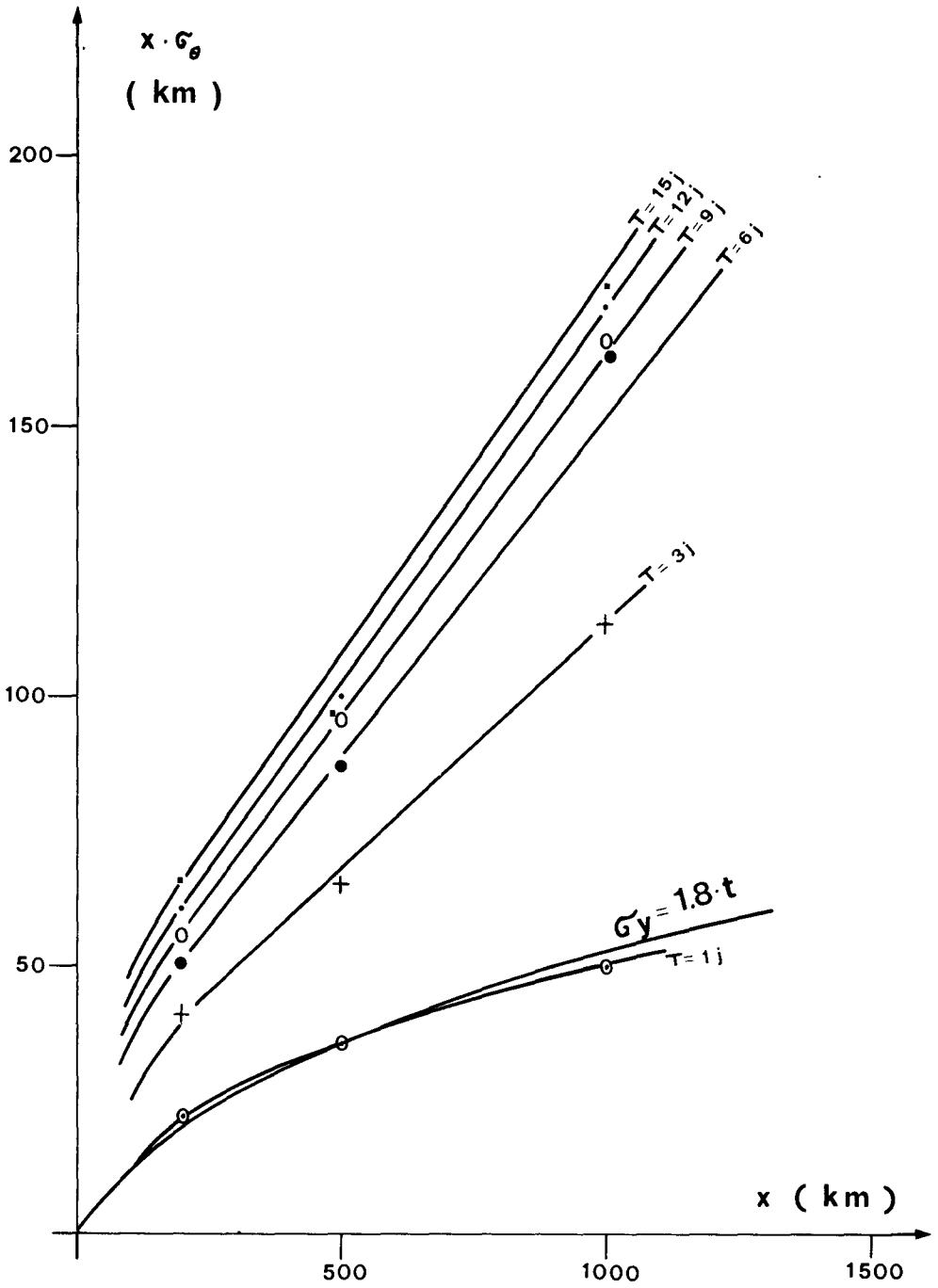


FIG.10

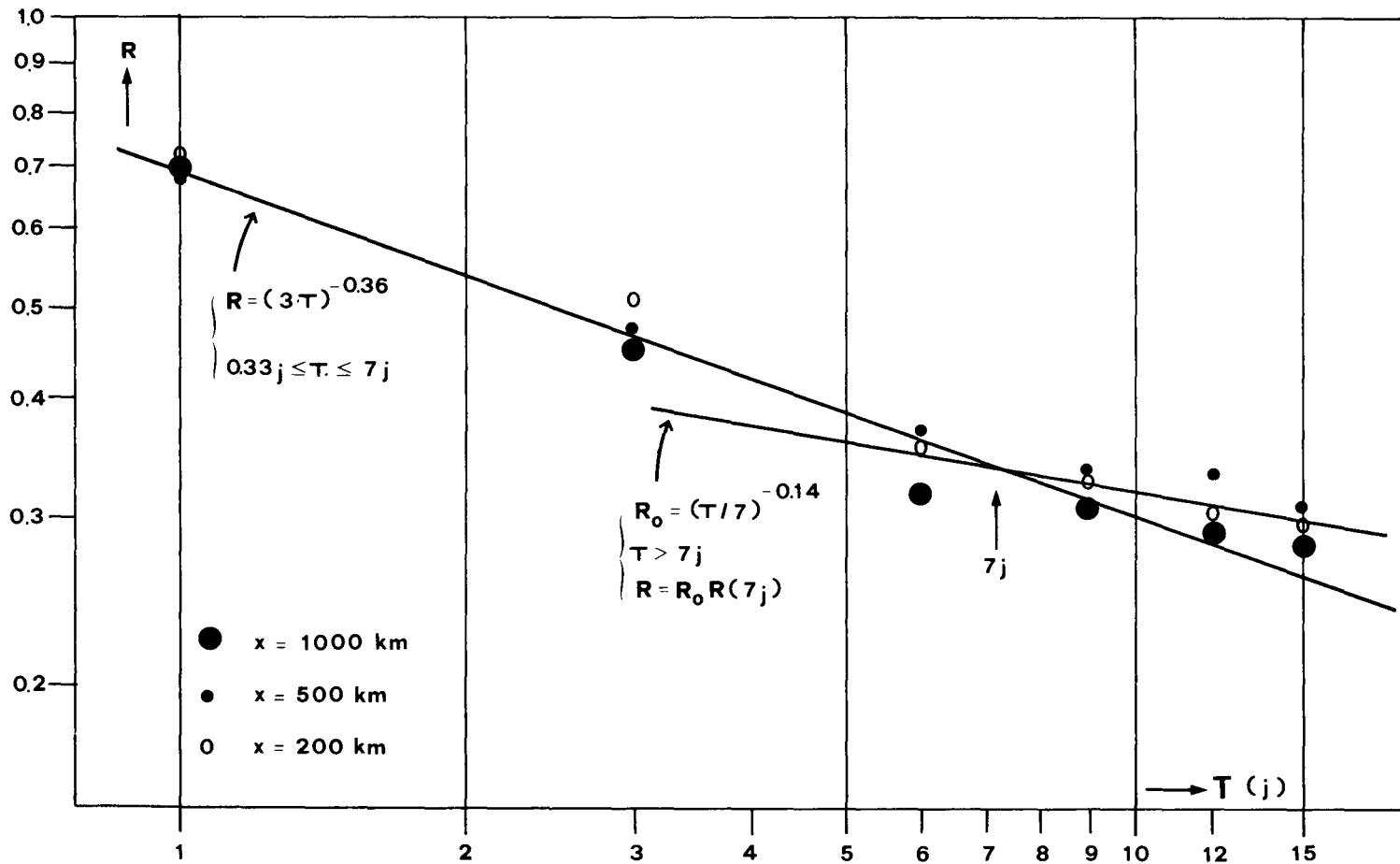


FIG. 11

UNE METHODE PRATIQUE DE CALCUL POUR L'EVALUATION DES CONCENTRATIONS
INTEGREES DANS LE TEMPS AUX MOYENNES ET GRANDES DISTANCES

P. CAGNETTI et V. FERRARA
C.N.E.N. - C.S.N. Casaccia
Rome - ITALIE

RESUME. Nous avons envisagé dans d'autres rapports la possibilité d'évaluer les concentrations intégrées dans le temps (CIT) pour un rejet prolongé, à partir des estimations de concentration pour un rejet de courte durée.

Avec la présente étude nous proposons une méthode simple pour évaluer les concentrations dans l'air aux moyennes et grandes distances, pour un rejet de courte durée. Nous savons que les conditions de stabilité des couches de l'atmosphère proches du sol ont une influence sur la diffusion seulement aux petites distances. Au-delà de quelques dizaines de km, au fur et à mesure que le nuage de polluant atteint les couches supérieures, des phénomènes autres que la stabilité de l'air près du sol interviennent dans la diffusion, tels que le cisaillement du vent, aux distances intermédiaires, et la divergence et le tourbillon des masses d'air, à la limite supérieure de la méso-échelle, et à l'échelle synoptique.

Sur la base des renseignements disponibles dans la littérature, des expressions de σ_y et de σ_z , jusqu'à des temps de transfert correspondants à des distances de quelques milliers de km, ont été proposées dans deux situations caractérisées par stabilité et neutralité de l'atmosphère, quant à la première phase de la diffusion (jusqu'à des distances de 10-20 km). Par cette méthode des calculs simples peuvent être faits à la main pour tout problème lié à la diffusion de polluants radioactifs, jusqu'aux grandes distances.

KURZFASSUNG. PRAKTISCHE BERECHNUNGSMETHODE FÜR ZEITINTEGRIERTE KONZENTRATIONEN ÜBER MITTLERE ODER GROSSE ENTFERNUNGEN. In anderen Berichten haben wir die Möglichkeit geprüft, die zeitintegrierten Konzentrationen (CIT) bei einer Langzeitableitung auf der Grundlage der Konzentrationsabschätzungen für eine kurzzeitige Ableitung zu berechnen.

Hier nun schlagen wir eine einfache Methode zur Berechnung der Konzentrationen in der Luft über mittlere bis grosse Entfernungen für eine kurzzeitige Ableitung vor. Die Stabilität der bodennahen Luftschichten wirkt sich bekanntlich nur bei kleinen Entfernungen auf die Ausbreitung aus. Oberhalb mehrerer Dutzend von Kilometern, und zwar in dem Masse, wie die Schadstoffe höhere Schichten erreichen, wird die Ausbreitung von anderen Fakto-

ren als von der Stabilität der bodennahen Luftschichten beeinflusst, so z.B. über mittlere Entfernungen von der Windscherung und am oberen Ende der Mesoskala und im synoptischen Bereich von der Divergenz und der Turbulenz der Luftmassen.

Der Fachliteratur folgend wurden Ausdrücke für σ_y und σ_z bei bis zu mehreren Tausend Kilometern entsprechenden Transportdauern vorgeschlagen, und zwar für zwei Situationen, die bezüglich der ersten Ausbreitungsphase (bis zu Entfernungen von 10 bis 20 km) durch Stabilität und Neutralität der Atmosphäre gekennzeichnet sind.

Anhand dieser Methode können einfache Berechnungen ohne maschinelle Hilfe für alle Fragen im Zusammenhang der Ausbreitung radioaktiver Schadstoffe auch über grosse Entfernungen durchgeführt werden.

SUMMARY. PRACTICAL METHOD OF CALCULATING TIME-INTEGRATED CONCENTRATIONS AT MEDIUM AND LARGE DISTANCES. Previous reports have covered the possibility of calculating time-integrated concentrations (TICs) for a prolonged release, based on concentration estimates for a brief release.

This study proposes a simple method of evaluating concentrations in the air at medium and large distances, for a brief release. It is known that the stability of the atmospheric layers close to ground level influence diffusion only over short distances. Beyond some tens of kilometers, as the pollutant cloud progressively reaches higher layers, diffusion is affected by factors other than the stability at ground level, such as wind shear for intermediate distances and the divergence and rotational motion of air masses towards the upper limit of the mesoscale and on the synoptic scale. Using the data available in the literature, expressions for σ_y and σ_z are proposed for transfer times corresponding to those for up to distances of several thousand kilometres, for two initial diffusion situations (up to distances of 10 - 20 km), those characterized by stable and neutral conditions respectively.

Using this method simple hand calculations can be made for any problem relating to the diffusion of radioactive pollutants over long distances.

1. Introduction

La connaissance des concentrations dans l'air intégrées dans le temps (GIT), jusqu'aux grandes distances, et pour des rejets de courte durée, est d'importance fondamentale pour toute évaluation des dommages consécutifs à un rejet accidentel potentiel question dans l'accident de référence d'un réacteur du type LWR avec confinement. Nous avons vu en effet (1) (2) comment il est possible de passer des valeurs des GIT pour un rejet de courte durée à celles relatives au cas de rejet prolongé, en présence d'une situation défavorable à la dispersion des trajectoires de bouffées successives, dans lesquelles on peut supposer décomposé un rejet prolongé.

Nous savons par ailleurs que, pour un rejet au niveau du sol, les conditions de forte stabilité des basses couches de l'atmosphère sont incompatibles avec une persistance prolongée de la direction des vents. En effet, lorsque la direction des vents reste inchangée sur des périodes plus longues qu'un jour, on observe en général des valeurs assez élevées de la vitesse moyenne du vent. Par des situations de persistance prolongée sur plusieurs jours il est donc possible de supposer la présence de stabilité seulement pendant les premières 24 h au maximum, après quoi ces sont des conditions de neutralité qui prévalent. Le but du présent rapport est celui de fixer les valeurs des GIT jusqu'aux grandes distances par deux situations caractéristiques: la première par vents faibles avec stabilité dans les basses couches atmosphériques, la deuxième par vents plus intenses avec des conditions de neutralité. À partir de ces données il nous sera possible d'évaluer aussi les GIT, dans des conditions de référence, pour des rejets prolongés dans le temps, en appliquant la simple formule proposée dans le rapport (1), et sur la base d'hypothèses réalisées quant aux situations de persistance de la direction du vent.

2. Rejets de courte durée: hypothèses de base pour la diffusion aux petites distances.

Nous savons que, aux courtes distances (maximum quelques km), les estimations des concentrations dans l'air sont en étroite corrélation avec les conditions de stabilité des basses couches de l'atmosphère et des modalités de rejet. Dans la plupart des rapports de sûreté on suppose que les conditions de diffusion les plus défavorables pour un rejet de courte durée au niveau du sol sont celles caractérisées par une forte stabilité de l'atmosphère. Il est en effet fréquent de choisir les estimations de Pasquill (3) des paramètres de diffusion par catégorie F de stabilité, avec une très basse valeur pour la vitesse moyenne du vent ($U=1$ m/s): on parvient ainsi à des valeurs maximales pour les concentrations dans l'air.

Mais cette position est très discutable, puisque le micrométéorologiste sait très bien que lorsque les valeurs de la vitesse du vent sont aussi faibles, il n'est plus possible de prévoir des trajectoires rectilignes, même pas aux courtes distances, ce qui fait qu'en réalité les valeurs des CIT en fonction de la distance n'atteignent jamais ces valeurs extrêmes. Ceci a d'ailleurs été confirmé récemment par voie expérimentale (4): ces auteurs ont trouvé que, par des vitesses du vent très faibles (< 1 m/s) les valeurs des CIT sur des distances de quelques km au maximum sont jusqu'à 10 fois inférieures à celles prévues en utilisant les estimations de Pasquill.

Ce problème de vents faibles se présente aussi dans le cas de rejets prolongés dans le temps. En effet la diminution des valeurs des CIT en fonction de la distance qui, pour un rejet de courte durée, a lieu du fait de la plus forte tortuosité des trajectoires, est encore plus importante pour un rejet prolongé, puisqu'à cet effet s'ajoute celui lié à la dispersion des trajectoires successives (dans lesquelles on peut imaginer décomposé un rejet prolongé), et qui est naturellement d'autant plus important que la vitesse du vent est faible.

Dans notre modèle de calcul aux courtes distances nous n'avons pas voulu trop nous éloigner de ces méthodes d'estimations extrêmes pour des rejets de courte durée, du moment qu'elles sont assez généralement acceptées encore aujourd'hui dans les calculs pour les analyses de sûreté. Nous avons choisi deux situations initiales, l'une par catégorie F, l'autre par caté-

gorie D. Les valeurs des σ_y et σ_z de Pasquill ont été utilisées jusqu'à des distances correspondantes à des temps de transfert de 1 h, avec une vitesse moyenne du vent de 2 m/s pour la cat. F (au lieu de 1 m/s généralement accepté) et 5 m/s pour la cat. D. Puisque, en vue des calculs des CIT pour des rejets prolongés sur plusieurs jours, nous fixons le temps d'une heure pour la durée d'un rejet de base que nous considérons de courte durée, le fait d'extrapoler les estimations des concentrations dans l'air de Pasquill sur un tel temps d'échantillonnage (bien qu'elles sont valables sur un temps d'échantillonnage d'une dizaine de minutes) contrebalance en quelque sorte l'adoption de 2 m/s pour la vitesse du vent, qui est d'ailleurs essentielle pour limiter la tortuosité des trajectoires.

Nous avons été obligé d'exprimer σ_y et σ_z et les estimations des CIT en fonction du temps de transfert, en premier lieu parce que aux distances intermédiaires et aux grandes distances c'est la façon correcte de traiter la diffusion, et deuxièmement parce que cette forme rend plus aisés les calculs de l'appauvrissement du nuage par décroissance radioactive et par dépôt sec et humide. Enfin, dans la phase de diffusion proche du point de rejet, on a tenu compte de l'effet du bâtiment, comme proposé dans (5), avec $H=L=50$ m.

3. La diffusion à l'échelle intermédiaire: le cisaillement du vent.

Dans la phase de diffusion successive, au-delà de 10-20 km (1 h pour le temps de transfert), et jusqu'à 100-200 km (10-20 h pour le temps de transfert), le nuage envahit lentement toute la couche limite. Pendant ce temps la vitesse moyenne du vent, qui caractérise le transfert du nuage, passe de U aux courtes distances (valeur moyenne dans une couche de quelques dizaines de m au dessus du sol) à 2U aux grandes distances (valeur moyenne sur toute la couche limite). Nous supposerons que la diffu-

sion au-dessus de 1000 m d'altitude soit empêchée par la présence d'une inversion originée par une subsidence de masses d'air en altitude. Dans cette phase intermédiaire c'est le cisaillement du vent qui a l'effet principal sur la diffusion du nuage.

Le cisaillement du vent peut avoir deux origines fondamentales: a) le frottement du flux d'air au contact de la surface terrestre, b) l'atmosphère barocline.

Le frottement terrestre provoque un transfert de tourbillon et de moment cinétique turbulent à partir du niveau du vent géostrophique jusqu'au sol. Le mécanisme de transfert est naturellement lié aussi à la turbulence; ceci fait que pendant le jour, à cause de l'instabilité des basses couches, la turbulence produit un mélange et facilite l'échange de propriétés physiques entre la couche au niveau du sol et la libre atmosphère. Dans ce cas le cisaillement du vent est réduit au minimum, de même que son effet sur la diffusion. Au contraire pendant la nuit la turbulence est limitée par la présence de stabilité atmosphérique, et le cisaillement du vent est favorisé du fait du découplage des couches aux différentes hauteurs. L'effet du cisaillement du vent est par conséquent très important lorsque la diffusion a lieu pendant la nuit en présence de situations de forte stabilité atmosphérique.

La deuxième origine du cisaillement du vent est liée à la dynamique de l'atmosphère à grande échelle: l'atmosphère barocline. Dans ce cas il s'agit de cisaillement du vent géostrophique, dont l'origine est le manque d'équilibre entre gradient de pression et gradient de température. On a des exemples typiques de cisaillement du vent de ce genre dans les advections d'air chaud et froid, les brises locales, les discontinuités de la densité de l'air (ondes de pesanteur), etc.

Quant à l'effet du cisaillement du vent sur les valeurs des concentrations, une étude théorique fondamentale a été menée à terme par Saffman (6): la conclusion était que la dispersion horizontale σ_y est la résultante de l'action combinée des fluctuations horizontales, qui sont proportionnelles au temps de vol, et des fluctuations verticales, qui de leur côté sont proportionnelles à la racine carrée du même temps de vol. Ceci conduit à une loi du type $\sigma_y \propto t^{1.5}$.

Cette loi a été confirmée par beaucoup d'autres auteurs: en particulier par Munn (7), qui la propose pour des temps intermédiaires, par Smith (8), Pasquill (9), Tyldesley et Wallington (10), etc. Ces derniers ont observé que l'effet du cisaille

ment du vent sur la diffusion commence à être important à partir de quelques km. De cette même opinion est aussi Csanady (11), qui trouve qu'après un temps de transfert d'environ une demi heure l'effet du cisaillement du vent devient important, et que cet effet est encore plus significatif en présence de forte stabilité de l'atmosphère, tandis que dans les autres cas cet effet peut à la limite être nul. Ces conclusions se basent sur les données expérimentales de Hilst et al. (12) obtenues au cours des expériences "Woodlot" conduites en Arkansas.

Pasquill plus récemment (13) affirme que le cisaillement du vent commence à dominer la diffusion seulement au-delà de 25 km: il base ses conclusions sur les données de Fuquay (14). Gifford confirme la loi $\sigma_y \propto t^{3/2}$ pour des temps de transfert allant jusqu'à une heure. L'importance du cisaillement du vent sur la diffusion aux temps intermédiaires a été aussi soulignée dans les travaux de Mesinger (15) et Djuric (16).

Enfin Randerson (17), à la suite d'expériences en présence de vents assez intenses, donc par situation de neutralité, trouve une loi du type $\sigma_y \propto t^{1.2}$, pour des temps de transfert allant de 1 h à 10 h environ.

En conclusion, sur la base de ces renseignements, il nous a été possible de choisir pour le coefficient de dispersion horizontale aux temps intermédiaires une loi du type $\sigma_y \propto t^{1.5}$ pour la situation caractérisée au départ par une catégorie F (l'effet du cisaillement du vent est fort par situations de stabilité) et une loi du type $\sigma_y \propto t^{1.2}$ pour la situation caractérisée par la présence aux petites distances de la catégorie D (l'effet du cisaillement du vent est limité par situations de neutralité).

Pour ce qui concerne l'évolution du σ_z depuis un temps de transfert de 1h jusqu'à ce que toute la couche de mélange soit atteinte, il existe très peu de renseignements dans la littérature.

Crawford (18), s'appuyant sur des résultats expérimentaux, affirme que K_z dans les couches atmosphériques plus basses vaut environ $5 \text{ m}^2/\text{s}$, d'où $\sigma_z = \sqrt{10 \cdot t}$, tandis qu'en présence de forte stabilité la valeur de K_z peut descendre jusqu'à $10^{-2} \text{ m}^2/\text{s}$. Doury (19) affirme que le K_z dans la troposphère moyenne augmente en proportion avec le temps de transfert, et après une heure il se stabilise sur une valeur constante d'environ $10 \text{ m}^2/\text{s}$, d'où $\sigma_z = \sqrt{20 \cdot t}$ (puisque $d\sigma_z^2/dt = 2 \cdot K_z$).

Draxler et Elliot (20), dans leur modèle, proposent une valeur de K_z de $0.2 \text{ m}^2/\text{s}$, par situations de stabilité moyenne; en présence de neutralité une valeur de $1 \text{ m}^2/\text{s}$ et enfin par situations d'instabilité $K_z = 5 \text{ m}^2/\text{s}$.

Dans notre modèle nous avons supposé que, en présence de neutralité (premier cas), après un vol de 1 h le σ_z suit une loi du type $\sigma_z = \sqrt{20 \cdot t}$ avec $K_z = 10 \text{ m}^2/\text{s}$, comme proposé par Doury: cette valeur n'est pas en désaccord avec celles proposées par d'autres auteurs, par situations de neutralité.

Quant au deuxième cas (présence de catégorie F à partir du début du rejet) nous avons le problème de passer d'une situation stable à l'instant du rejet à une situation instable après un temps de transfert inférieur à 24 h; par conséquent après une telle intervalle de temps toute la couche limite de 1 km devait être envahie. Ceci nous a mené à supposer une loi du type $\sigma_z = 0.01 \cdot t$ entre 1h et environ 1j, ce qui fait passer progressivement K_z de $0.1 \text{ m}^2/\text{s}$ à $t = 1\text{h}$ jusqu'à $5 \text{ m}^2/\text{s}$ à $t = 1\text{j}$, lorsque toute la couche limite est envahie.

Enfin, pour les grandes distances, toute la couche limite est envahie de façon homogène, il n'est plus essentiel de connaître les valeurs de K_z et σ_z , et quant aux valeurs de σ_y on peut choisir en général la loi proposée par Heffter (21) ($\sigma_y = 0.5 \cdot t$), valable pour des temps de transfert de l'ordre de quelques jours.

4. Évaluations des CIT pour un rejet de courte durée et application du modèle à un rejet prolongé dans le temps.

En conclusion nous pouvons distinguer deux phases de diffusion en fonction du temps de transfert. Pendant la première phase le nuage, à partir du point de rejet, envahit progressivement toute la couche limite; la formule à utiliser pour le calcul des valeurs des CIT est celle correspondante à la diffusion sur trois dimensions:

$$\frac{\text{CIT}(y, z)}{Q} = \frac{\exp\left[-\frac{1}{2}\left(\frac{y^2}{\sigma_y^2} + \frac{z^2}{\sigma_z^2}\right)\right]}{\pi \sigma_y \sigma_z U} \quad 1)$$

Dans la deuxième phase, qui commence à la distance telle que $\sigma_z = \sqrt{2/\pi} \cdot H$, le nuage est reparti de façon homogène sur la verticale, la diffusion se développe seulement sur les deux dimensions horizontales; la formule à adopter pour le calcul des CIT est la suivante:

$$\frac{CIT(\gamma)}{Q} = \frac{\exp - \frac{1}{2} (\gamma / \sigma_y)^2}{H \sqrt{2\pi} \sigma_y U} \quad 2)$$

Quant au calcul de la distance parcourue par le nuage le long de la trajectoire, pendant la première heure on utilise la valeur de la vitesse moyenne du vent U dans une couche de quelques dizaines de mètres au dessus du sol. Entre 1 h et l'instant correspondant à la complète homogénéisation du nuage sur la verticale (lorsque $\sigma_z = H \cdot \sqrt{2/\pi}$) on suppose que la vitesse moyenne de la couche intéressée à la diffusion passe de U à $2U$ linéairement avec le temps. Enfin dans la deuxième phase (diffusion à deux dimensions) le calcul du parcours se base sur une vitesse moyenne de transfert sur toute la couche limite de $2U$. La correspondance entre temps de transfert t et distance x_t parcourue sur la trajectoire, dans les deux cas considérés, est montrée à la fig. 1. Les figures 2 et 3 montrent les valeurs de σ_y et σ_z sélectionnées dans les paragraphes précédents; ces mêmes valeurs ont été utilisées pour calculer, avec les formules 1) et 2), les valeurs des CIT montrées à la fig. 4. Le passage à la fig. 5 (les CIT sont en fonction de la distance parcourue sur la trajectoire) est obtenu simplement en utilisant les données de la fig. 1. Dans cette même figure est montré aussi l'effet produit par la présence d'un bâtiment de 50 m x 50 m, évalué sur la base de la formule proposée dans une autre étude (5), et la diminution des valeurs des CIT pour un rejet de 100 m de hauteur.

Considérons maintenant un rejet prolongé dans le temps, au niveau du sol, près d'un bâtiment, en présence d'une situation de blocage météorologique; nous pouvons fixer comme hypothèses

de travail, sur la base des considérations développées dans (1), (2) et (5), la présence d'une catégorie F pendant les premières 24 h, suivie d'une catégorie D pendant les jours successifs, jusqu'à trois semaines. Nous rappelons (1) que dans ce cas la concentration intégrée sur un temps T peut être calculée avec la formule suivante, sur la base des valeurs des CIT pour des rejets de courte durée (CIT(1h)), montrées aux figures 4 et 5:

$$\frac{CIT(T)}{CIT(1h)} = \left(\int_0^T I dt / \int_0^{1h} I dt \right)^{1-\alpha} \quad 3)$$

où - I = \dot{Q} = intensité du rejet, exprimé en Ci/h;

- $\alpha = 1/3$ pour les petites distances et pour un site terrestre plat (1), tandis que $\alpha = 0.36$ entre 8h et 7j, et $\alpha = 0.14$ entre 7j et 21j, pour les grandes distances (2).

Pendant les premières 24 h il suffit de calculer $CIT(T)_F$ avec la 3), en utilisant les valeurs de $CIT(1h)_F$ relatives à la catégorie F (v. fig. 2). Successivement aux premières 24h le calcul de $CIT(T)$ est fait en ajoutant à $CIT(24h)_F$ la différence $CIT(T)_D - CIT(24h)_D$, calculée sur la base des valeurs de $CIT(1h)_D$ relatives à la catégorie D (v. fig. 2).

Les résultats de ces calculs, pour un rejet d'intensité I = 1 Ci/h, sont montrés à la fig. 6.

Il est facile maintenant de tenir compte de la décroissance radioactive, si c'est à un radioisotope à courte demi-vie qu'on a à faire, ou bien de l'appauvrissement du nuage à cause du dépôt sec, si le radioisotope rejeté est sous forme d'aérosol.

Dans ce deuxième cas on peut, par exemple, appliquer la méthode d'appauvrissement de la source de Van Der Hoven (22): la formule qu'il propose peut être facilement transformée en fonction du temps de transfert:

$$\dot{Q}(t) = \dot{Q}(0) \cdot \exp\left(-\sigma_d \sqrt{\frac{2}{\pi}} \cdot \int_0^t \frac{e^{-\frac{1}{2}\left(\frac{h}{\sigma_z}\right)^2}}{\sigma_z} dt\right) \quad 4)$$

On obtient un appauvrissement du terme intensité de la source $I (=Q)$ selon les courbes montrées aux figures 6 et 7, dans les deux cas de stabilité et de neutralité considérés, et en présence de l'effet du bâtiment, pour un rejet au niveau du sol. Il suffit de multiplier les valeurs des CIT par des facteurs correspondants au même temps de transfert, déduit des figures 6 et 7, pour obtenir les valeurs des CIT en présence de dépôt sec.

En conclusion cette méthode présente l'avantage qu'elle est assez facile à appliquer, sans devoir recourir à l'usage d'un ordinateur. Les valeurs qu'on obtient sont associées à des situations météorologiques de référence qui se présentent avec une fréquence de l'ordre de quelques pourcent. Mais l'hypothèse pessimiste de concomitance d'une situation de stabilité pendant les premières 24 h, avec persistance de la direction du vent, suivie par une situation de blocage météorologique, diminue certainement la probabilité que dans la réalité des telles valeurs des CIT puissent se présenter. Pour un site moyen et en absence d'effets locaux particuliers, ce modèle peut être considéré des plus pessimistes et donc applicable pour les évaluations de protection dans les rapports de sûreté.

Bibliographie.

- (1) Cagnetti P., Ferrara V. (1980) Wind persistence influences on the time averaged concentrations at short distances. Relation N° 5, présentée à ce même Séminaire.
- (2) Cagnetti P., Desprès A., Ferrara V., Le Grand J. (1980) Conditions météorologiques défavorables à la diffusion sur grandes distances de rejets aériformes prolongés dans le temps: les situations de blocage. Relation N° 37, présentée à ce même Séminaire.
- (3) Pasquill F. (1974) Atmospheric Diffusion. Ellis Horwood Limited, London.

- (4) Wilson R.B., Start G.E., Dickson C.R., Ricks N.R. (1976) Diffusion under low windspeed conditions near Oak Ridge, Tennessee. NOAA/TM-FRL-ARL-61.
- (5) Cagnetti P., Ferrara V. (1980) A simple formula for estimating airborne concentrations downwind of buildings for discharges near ground level. Relation N° 48, présentée à ce même Séminaire.
- (6) Saffman P.G. (1962) The effect of wind shear on horizontal spread from an instantaneous ground source. Q. J. R. Met. Soc., 88, 382-393.
- (7) Munn R. E., Bolin B. (1971) Global air pollution-meteorological aspects. Atmospheric Environment, 5, 393-402.
- (8) Smith F.B., Hunt R.D. (1978) Meteorological aspects of the transport of pollution over long distances. Atmospheric Environment, 12, 461-477.
- (9) Pasquill F. (1962) Some observed properties of medium-scale diffusion in the atmosphere. Q. J. R. Met. Soc., 88, 70.
- (10) Tyldesley J.B., Wallington C.E. (1965) The effect of wind shear and vertical diffusion on horizontal dispersion. Q. J. R. Met. Soc., 91, 158-174.
- (11) Csanady G.T. (1972) Crosswind shear effects on atmospheric diffusion. Atmospheric Environment, 6, 221-232.
- (12) Hilst G.R. et al. (1969) Final report on "woodlot" experiments. Travelers Research Center, Hartford, Conn.
- (13) Pasquill F. (1969) Meteorological aspects of air pollution: the influence of the turning of wind with height on crosswind diffusion. Phil. Trans. R. Soc., A 265, 173-181.
- (14) Fuquay J.J., Simpson C.L., Hinds W.T. (1964) Prediction of environmental exposures from sources near the ground based on Hanford experimental data. J. Appl. Met., 3, 761-770.
- (15) Mesinger F. (1965) Behavior of a very large number of constant volume trajectories. J. Atm. Sci., 5, 479-492.
- (16) Djuric D. (1966) The role of deformation in the large scale

- dispersion of clusters. Q. J. R. Met. Soc., 92, 231-238.
- (17) Randerson D. (1972) Temporal changes in horizontal diffusion parameters of a single nuclear debris cloud. J. Appl. Met., 11, 670-673.
- (18) Crawford T.V. (1967) Long range diffusion of the NRX/EST EP-4A effluent cloud. UCRL-50299, TID 4500/UC 35.
- (19) Doury A. (1974) Principes de traitement numérique complet des transferts physiques dans l'atmosphère et l'hydrosphère. IAEA-SM-181/10.
- (20) Draxler R.R., Elliot W.P. (1977) Long range travel of airborne material subjected to dry deposition. Atmospheric Environment, 11, 35-40.
- (21) Heffter L.J., Ferber G.J. (1975) A regional continental scale transport, diffusion and deposition model. NOAA/TM-ARL-50.
- (22) Van der Hoven I. (1968) Deposition of particles and gases. Slade ed. Meteorology and atomic energy. USAEC, TID-24190, 202-208.

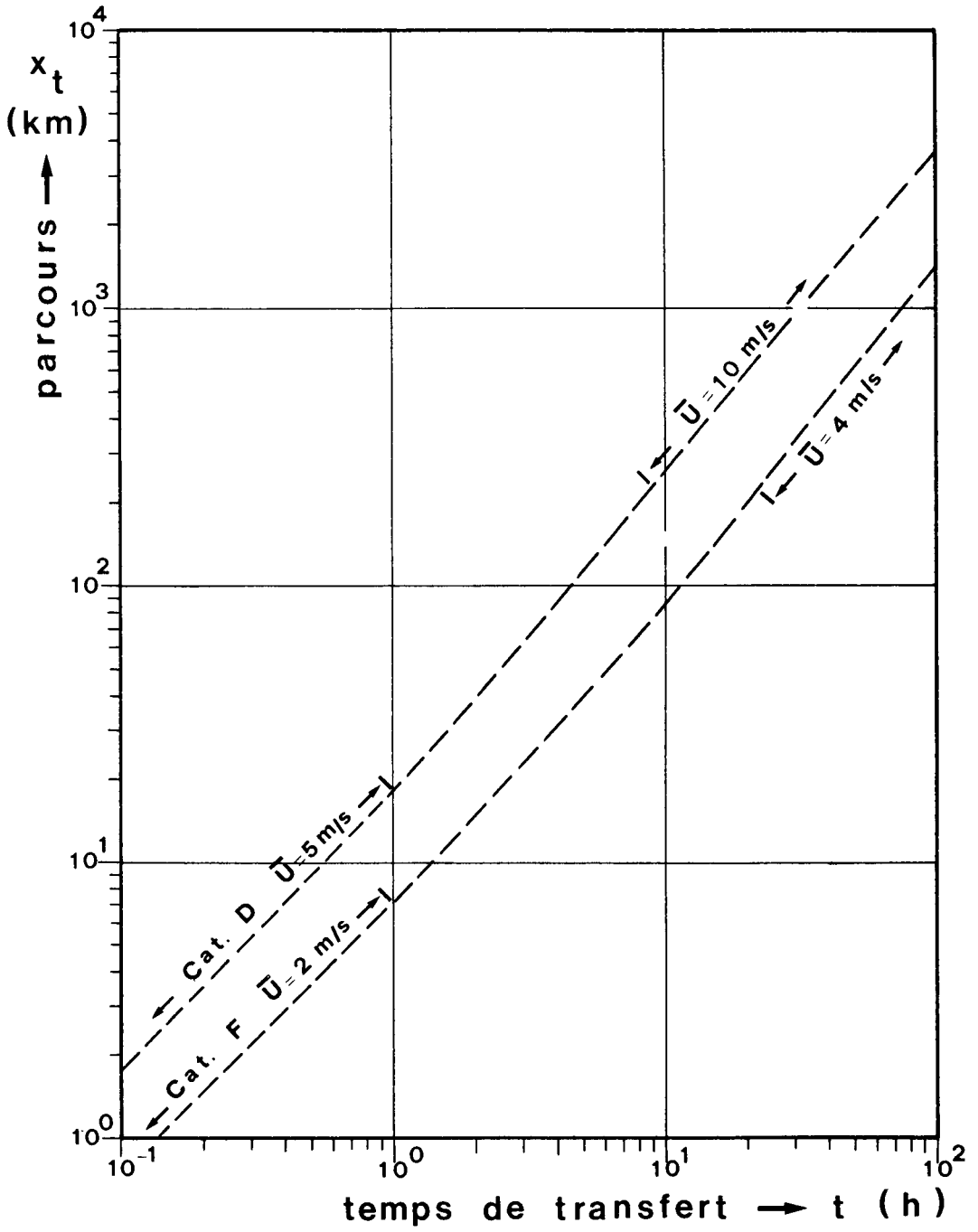


FIG. 1

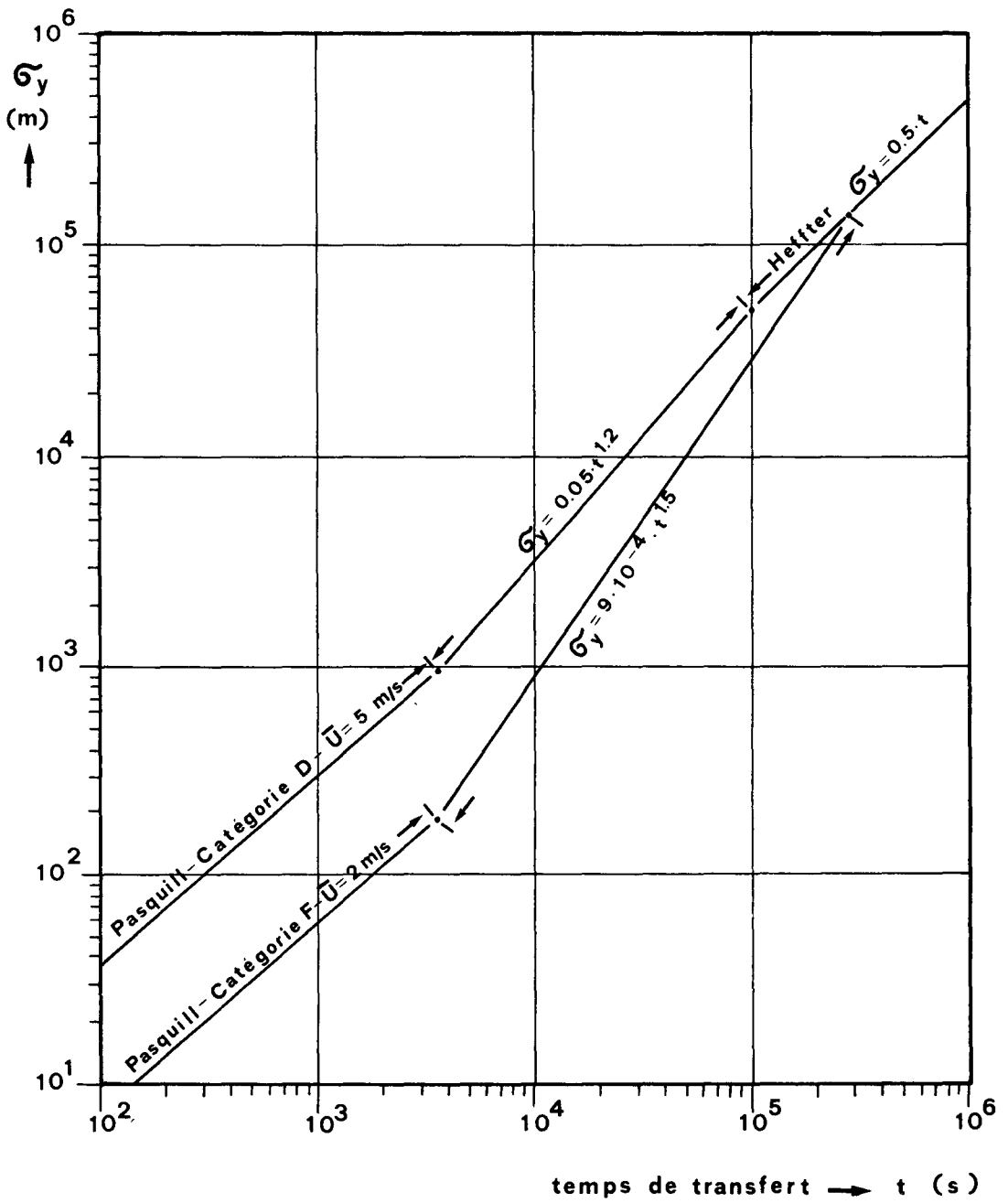


FIG.2

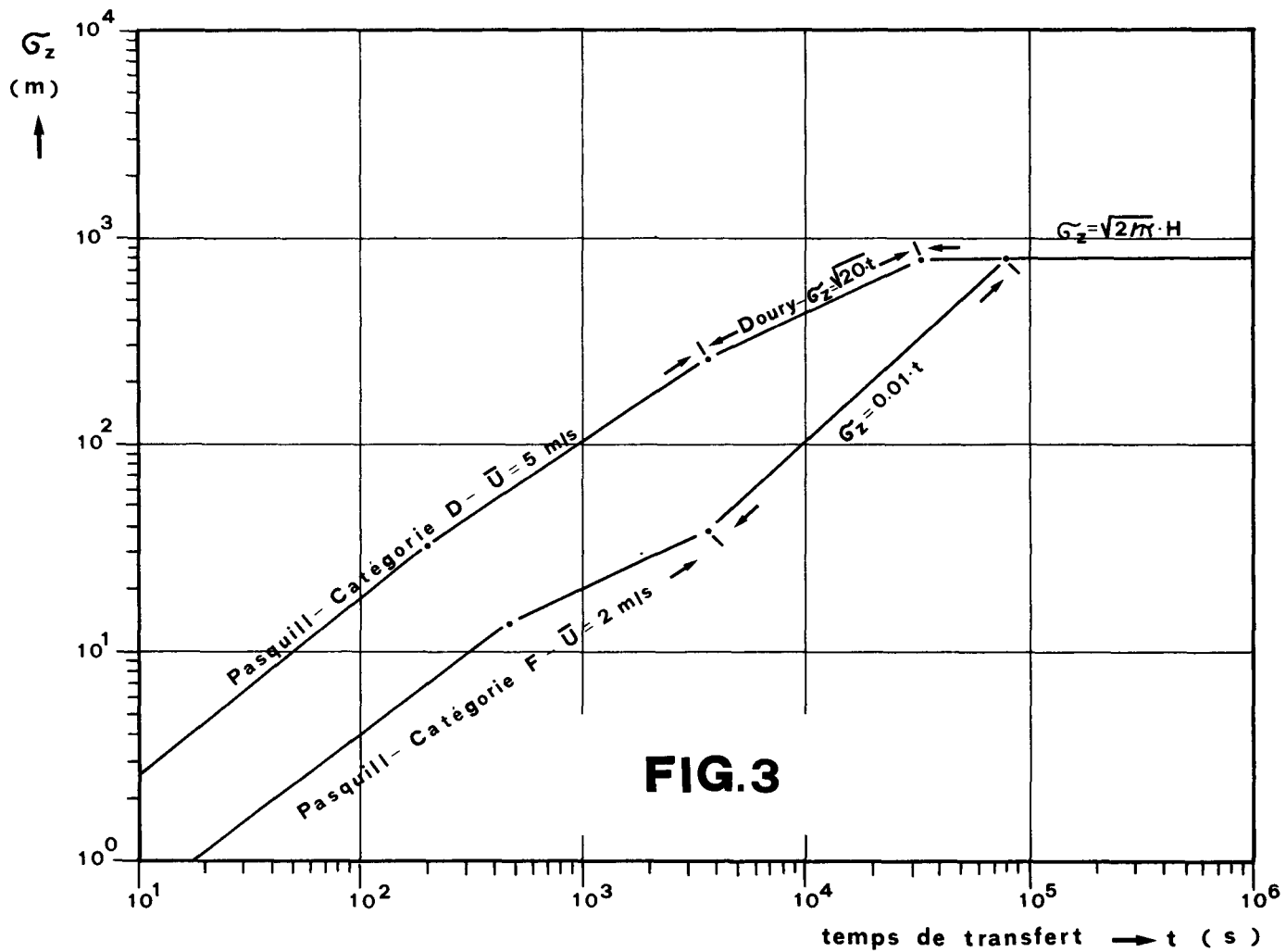
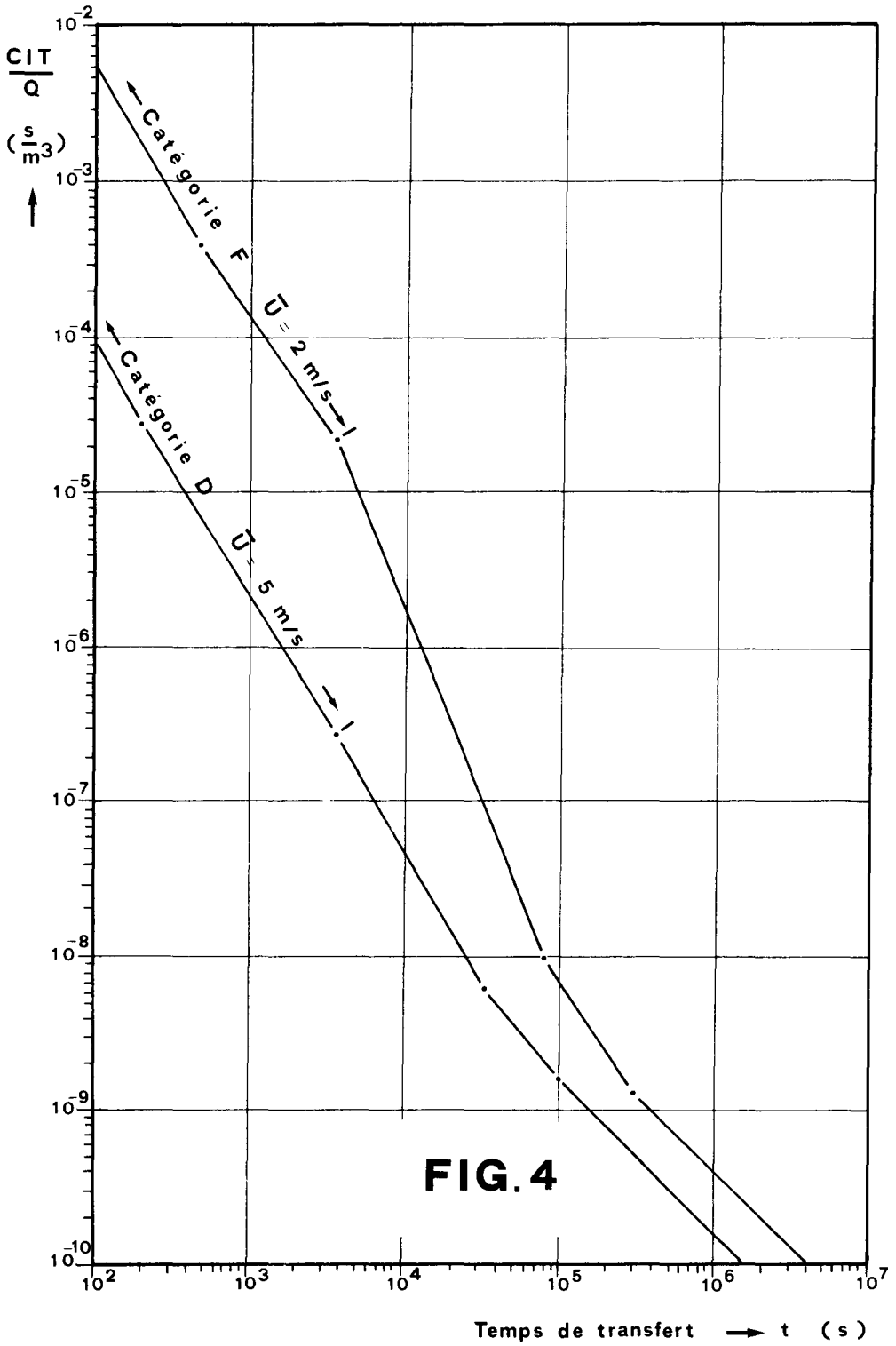
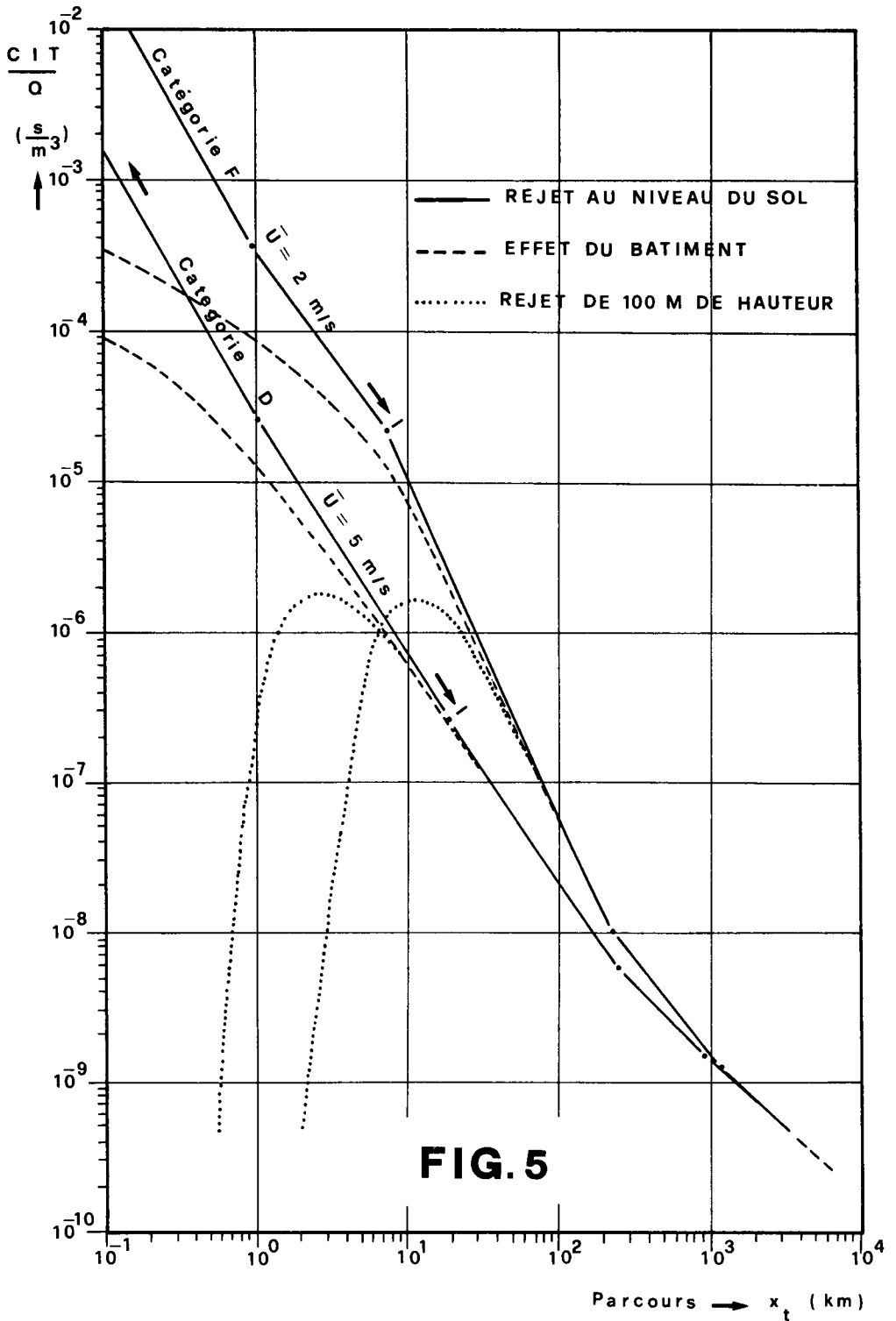
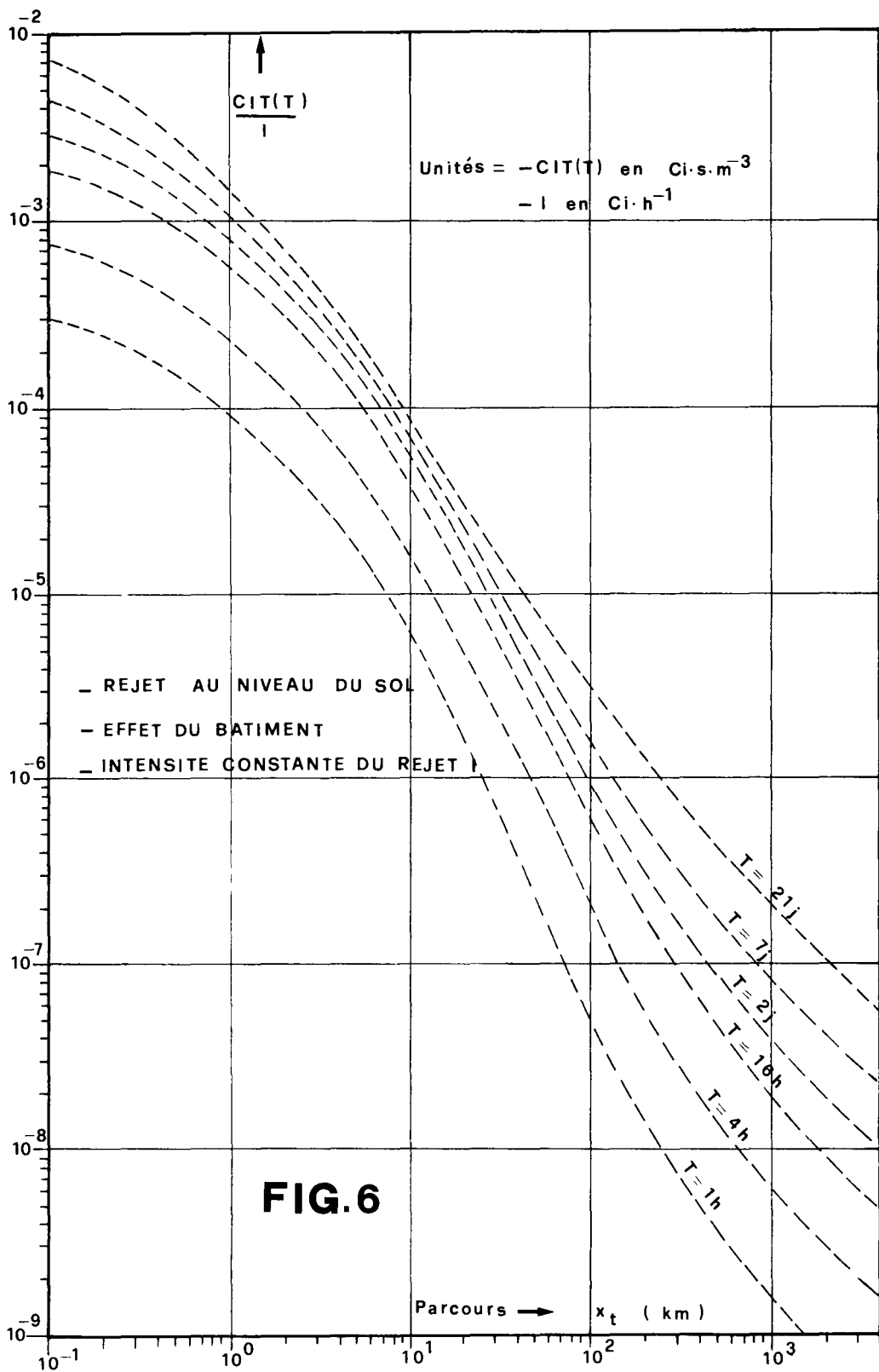


FIG.3







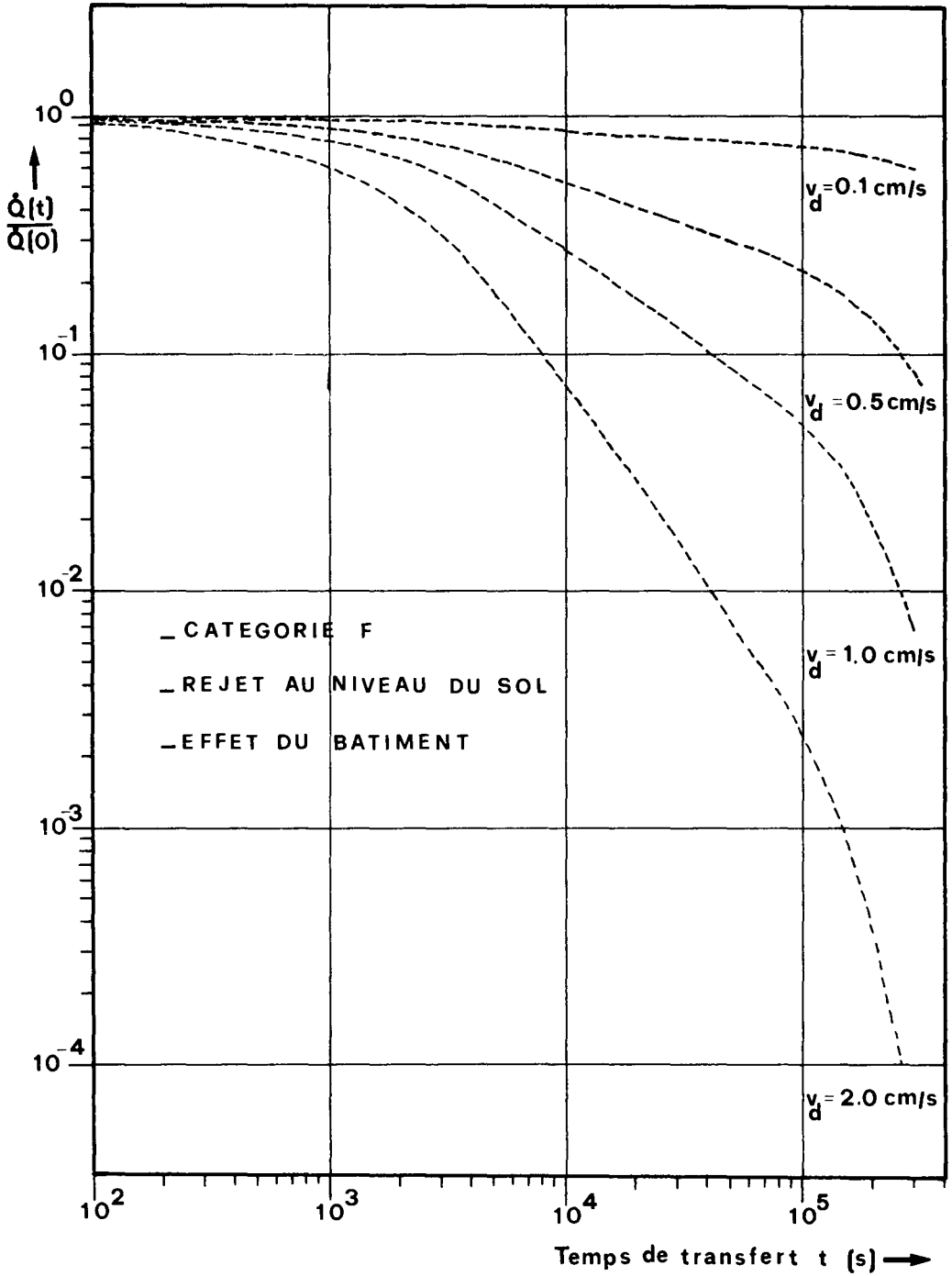


FIG. 7

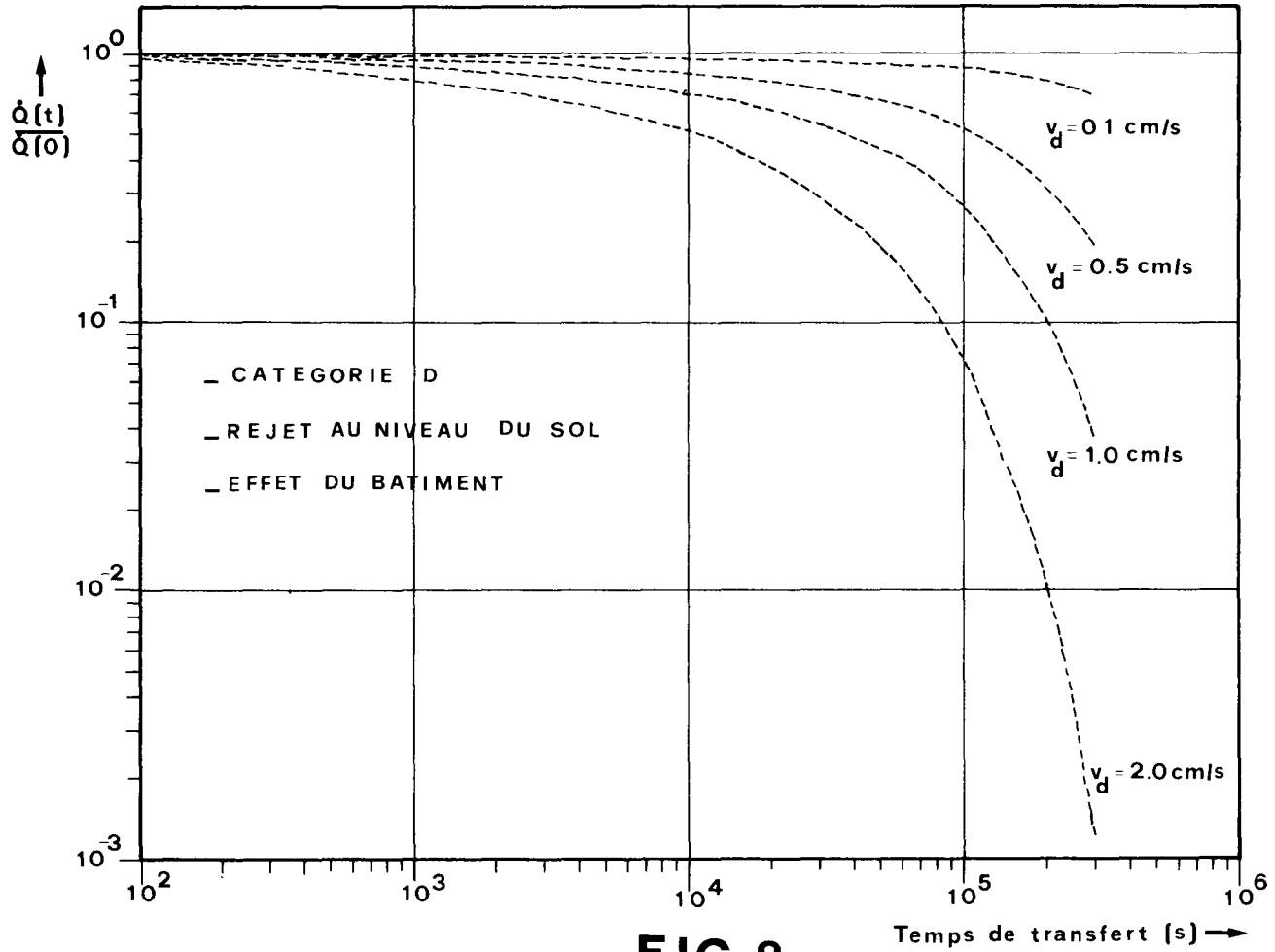
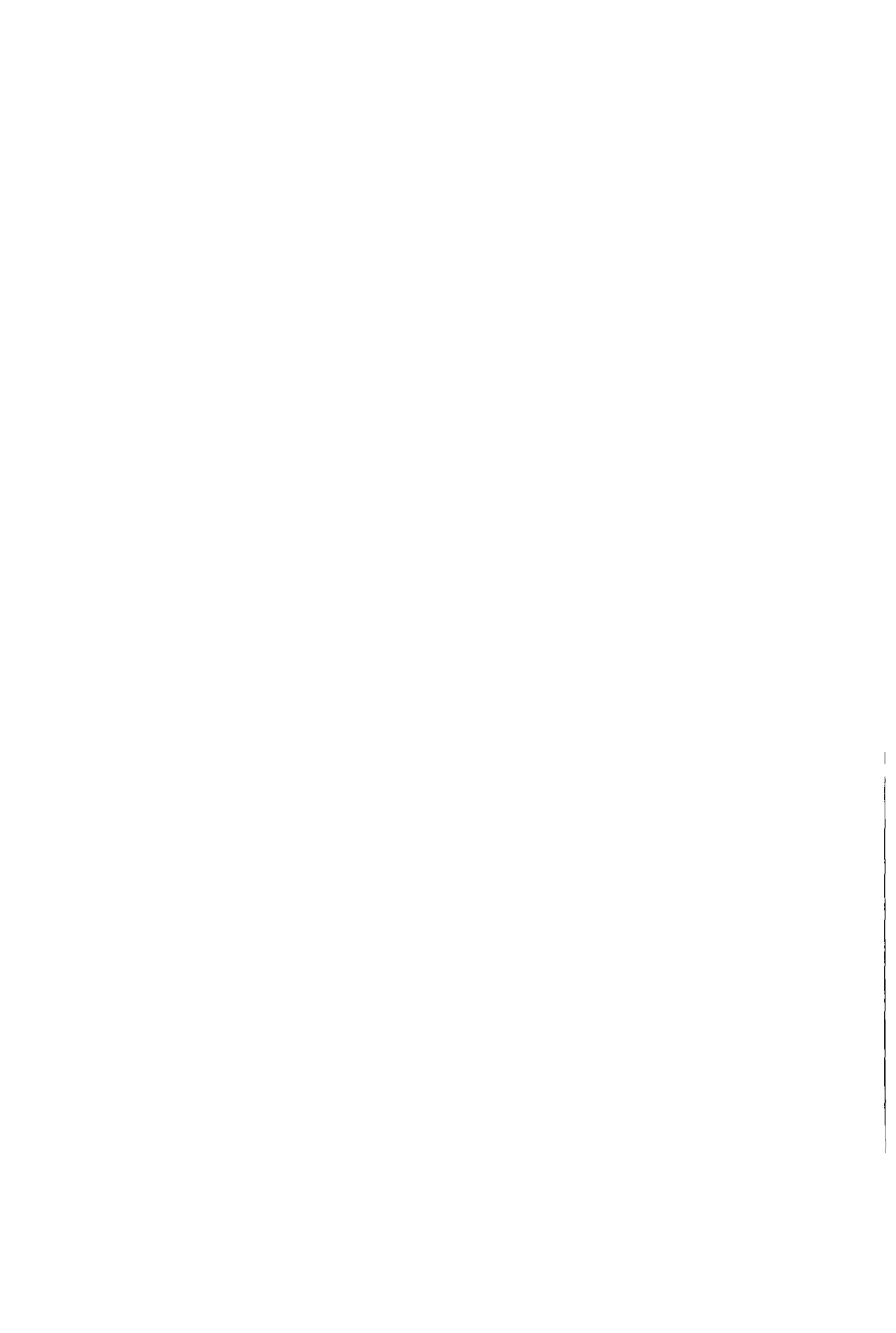


FIG.8



ESTIMATING THE POSSIBLE TRANSFRONTIER CONSEQUENCES OF ACCIDENTAL RELEASES:
THE MESOS MODEL FOR LONG RANGE ATMOSPHERIC DISPERSAL

H.M. APSIMON, A. GODDARD and J. WRIGLEY
Imperial College of Science and Technology
London - UNITED KINGDOM

SUMMARY. Because of the requirement under Article 37 of the Euratom treaty to consider the possible transfrontier effects of an accidental release it is important to model dispersion in the atmosphere out to distances of several hundred kilometres. Unfortunately it is difficult to extrapolate with confidence the simple modelling techniques used at short range based on source meteorology: in general puffs of material released will not follow straight line trajectories and both spreading and dilution and also depletion by dry and wet deposition will vary along each trajectory in accordance with changing meteorological conditions. In the framework of a contract with the CEA/EURATOM Association and with added support from the Commission of the European Communities, the MESOS model has been developed to treat these problems more realistically, using a database giving meteorological data across Europe at 3 hour intervals. By tracing the histories and dispersal of a large number of sequential short period releases through a wide variety of synoptic situations, and by considering a few selected nuclides, it is possible to derive statistics on the possible consequences of a variety of hypothetical accidental releases of different durations. In accordance with the aims of the METEO group of experts these statistics are produced in the form of probability distributions at various selected exposure points, giving the probability that the time integrated atmospheric concentration, dry deposition or wet deposition at the exposure point for a given release, exceeds a series of different values.

In this paper the MESOS model is described briefly, and predictions of the model when applied to the WINDSCALE incident of 1957 compared with measurements of I-131 made at the time. Finally application of the model to a few selected sites in Europe is illustrated by the statistics derived for unit releases of different nuclides, for use in estimating accident consequences.

RESUME. ESTIMATION DES CONSEQUENCES TRANSFRONTALIERES POSSIBLES DE REJETS ACCIDENTELS: LE MODELE MESOS DE DISPERSION ATMOSPHERIQUE A GRANDE DISTANCE. L'article 37 du traité Euratom imposant de déterminer les effets transfrontaliers éventuels d'un rejet accidentel, il importe de modéliser la dispersion atmosphérique jusqu'à des centaines de kilomètres de distance. On ne saurait hélas extrapoler fiablement les techniques de modélisation simple

en usage à courte distance et basées sur les conditions météorologiques à la source: en général, les bouffées de substances libérées ne suivent pas des trajectoires rectilignes et tant la dispersion que la dilution et l'appauvrissement du nuage par dépôt sec et humide varient le long de chaque trajectoire selon l'évolution des conditions météorologiques.

Dans le cadre d'un contrat avec l'Association CEA/EURATOM, et avec un appui complémentaire de la Commission des Communautés Européennes, on a développé le modèle MESOS qui étudie ces problèmes avec plus de réalisme partant d'une base de données fournissant des données météorologiques à travers l'Europe à intervalles de 3 heures. En étudiant l'histoire et la dispersion d'un grand nombre de rejets successifs de courte durée dans une grande variété de situations synoptiques et en considérant un nombre restreint de nucléides sélectionnés, il est possible d'établir des statistiques sur les conséquences possibles de toute une gamme de rejets accidentels hypothétiques de différente durée. Conformément aux objectifs du groupe d'experts "METEO", ces statistiques se présentent sous forme de distributions de probabilité en divers points d'exposition choisis et indiquent la probabilité de trouver, au point d'exposition et pour un rejet donné, des valeurs de concentration atmosphérique intégrée dans le temps ou du dépôt sec ou humide qui excède une série de valeurs.

Le rapport décrit brièvement le modèle MESOS et compare les résultats prévus - si appliqué à l'accident de WINDSCALE de 1957 - aux valeurs d'iode-131 mesurées alors. Enfin, à titre d'exemple on a appliqué le modèle à un petit nombre de sites européens choisis en donnant des statistiques dérivées pour des rejets unitaires de différents nucléides, destinées à prévoir les conséquences d'un accident.

KURZFASSUNG. ABSCHÄTZUNG DER MÖGLICHEN GRENZÜBERSCHREITENDEN AUSWIRKUNGEN UNFALLWEISER ABLEITUNGEN: DAS MESOS-MODELL FÜR WEITRÄUMIGE ATMOSPHÄRISCHE AUSBREITUNG. Da im Rahmen des Artikels 37 des Euratom-Vertrages mögliche grenzüberschreitende Auswirkungen einer unfallbedingten Freisetzung betrachtet werden, ist es wichtig, die Dispersion in der Atmosphäre für Entfernungen bis zu mehreren Hundert Kilometern zu verfolgen. Leider ist es schwierig, die einfachen Modellverfahren für kurze Entfernungen aufgrund der meteorologischen Situation an der Quelle zuverlässig zu extrapolieren, denn im allgemeinen folgt stossweise freigesetztes Material nicht geradlinigen Bahnen, und sowohl Verteilung und Verdünnung als auch Verarmung durch Trocken- und Nassablagerung verändern sich längs jeder Bahn mit wechselnden meteorologischen Bedingungen.

Im Rahmen eines Vertrages mit der Assoziation CEA/EURATOM und mit Unterstützung der Kommission der Europäischen Gemeinschaften wurde das MESOS-Modell entwickelt, mit dem diese Fragen auf realistischere Weise behandelt werden sollen, wobei meteorologische Daten für ganz Europa in Dreistundenintervallen verfügbar sein müssen. Wenn die Entwicklung und Verteilung einer grossen Anzahl von kurzen aufeinanderfolgenden stossweisen Freisetzungen in einer breiten Skala synoptischer Situationen verfolgt und einige ausgewählte Nuklide näher betrachtet werden, ist es möglich, statistische Aussagen über die möglichen Auswirkungen einer Reihe hypothetischer unfallweiser Freisetzungen unterschiedlicher Dauer zu machen. Entsprechend den Zielen der METEO-Sachverständigengruppe werden diese Statistiken in Form von Wahrscheinlichkeitsverteilungen an ausgewählten Expositionspunkten erstellt; so kann die Wahrscheinlichkeit dafür ermittelt werden, dass die zeitintegrierte Konzentration in der Luft, die Nass- oder die Trockenablagerung an diesem Aufpunkt bei einer bestimmten Freisetzung gewisse vorgegebene Werte übersteigt.

Das MESOS-Modell wird kurz beschrieben und durch einen Vergleich der Aussagen des Modells bei nachträglicher Anwendung auf den WINDSCALE-Unfall im Jahre 1957 mit den damals durchgeführten Jod-131-Messungen ergänzt. Und schliesslich wird die Anwendung des Modells auf eine Reihe ausgewählter Standorte in Europa durch statistische Aussagen für Einheitsfreisetzungen verschiedener Nuklide veranschaulicht, die für die Abschätzung der möglichen Auswirkungen eines Unfalls bedeutsam sind.

1. INTRODUCTION

Over the last few years a Working Group of the European Communities has undertaken a study of the transport and dispersal of hypothetical accidental releases of radioactivity originating from European sites out to distances of a few hundred kilometres or more. This is relevant to Article 37 of the Euratom treaty, which requires assessments of the possible transfrontier consequences of a nuclear accident in one state for a neighbouring state. To be consistent with the methods of risk analysis applied in reactor safety assessments, the objective set was the production of cumulative probability distributions giving the probability that any degree of contamination would not be exceeded at selected receptor points, assuming unit releases of important nuclides. To permit application of these distributions to a range of hypothetical accidents it was necessary to consider a range of release durations from a few hours to a few days.

A model capable of predicting the required probability distributions has to be more detailed than a model giving average or representative values. For example the maximum mixing layer depths attained during transit along the trajectories, which determines the overall vertical dispersion, can vary by an order of magnitude or more, and it is not sufficient to assume average dispersion with some average mixing layer height and typical boundary layer conditions. Changes within the boundary layer can be even more important, especially during the first 24 hours of travel, in determining the fraction of the material surviving deposition and leading to exposure at greater distances (2). Trajectories are important, not only because they are not necessarily straight or traversed at constant speed, but also because lateral spreading over longer travel distances is generally dominated by the divergence of trajectories in the synoptic scale windfield. Wet deposition will also vary considerably with the location, intensity, and duration of rain which in turn depends on meteorological conditions and topography.

The model, MESOS (1,3,4) has been developed at Imperial College to treat these problems more realistically, and produce the required probability distributions. Using a data base of meteorological observations from synoptic stations and ships every 3 hours across Western Europe, the histories and dispersal of a large number of sequential short period releases are traced through a wide variety of synoptic situations. The model has also been used to study population dose out to 1000 km or more for routine continuous releases of selected nuclides, using population and food production data.

In this paper the MESOS model is described briefly, together with a

simulation of the Windscale incident of 1957 and comparison of the predictions with observations made at the time. In the context of the Article 37 requirements the model has now been applied to unit hypothetical releases from MOL in Belgium and Heysham in the United Kingdom using a data base covering most of the period from March 1973 to February 1974. A range of 5 nuclides with different depletion parameters and decay rates has been studied. Selected results obtained from these calculations are given in the second part of this paper; these are chiefly for I^{131} since this nuclide is subject to depletion by dry and wet deposition as well as natural decay, and hence can illustrate all aspects of the model. The effect of release duration is discussed, and comparison made for receptor points at different distances and in different directions from the source, together with some observations on conditions leading to higher exposures.

2. DESCRIPTION OF THE MESOS MODEL

In the MESOS model the tracks and evolution of specimen puffs emitted at 3 hourly intervals throughout the release period are followed in detail. (see Figure 1). Puffs emitted continuously between these tracked puffs are assumed to follow intermediate tracks such that their positions, dispersion and depletion may be found by interpolation between tracked puffs after the same travel time. Along each trajectory a puff is considered as a single vertical rectangular column, expanding laterally, and evolving vertically according to the changing state of the boundary layer (i.e. the lowest one or two km of the atmosphere); the likely structure of the boundary layer at each point is based on the meteorological data at the time of passage. The model is described more fully in references (1) to (5) and only a brief summary is given here.

The trajectories of the puff are calculated from geostrophic winds obtained from the 1000mb pressure fields every 3 hours over Europe. Adjustment is made to the strength of the wind and a small backing angle included to allow for the wind profile in the boundary layer; these adjustments vary with the Pasquill stability of the atmosphere and the vertical range over which the puff is spread.

To model the vertical dispersion of material (Figure 1), the boundary layer of the atmosphere is treated in a simple fashion as a well mixed lower layer - the mixing layer - surmounted by a series of stratified layers of stable air with negligible turbulence. The changing depth of the mixing layer is modelled taking account of wind strength, underlying surface, cloud

cover and insolation, and following a diurnal cycle. Suppose that radioactivity is initially spread over a range of height from h_b to h_t within the mixing layer as it leaves the site. Then the initial vertical spreading of the cloud is treated as though activity is uniformly spread between a downwards moving base plane limited by the ground, and an upwards moving ceiling limited at any time by the current top of the mixing layer. The rate of movement of base and ceiling, subject to these limitations, is proportional to the rate of change of σ_z for the appropriate Pasquill category at the time. Eventually the puff will fill the whole of the current mixing layer. Once this stage is reached σ_z values are no longer used and subsequent vertical development depends purely on changes in the depth of the mixing layer. If the mixing layer increases in height then the material is diluted over the increased depth: if the mixing layer shrinks then air above becomes isolated in the stable layers above and cannot then be depleted by dry deposition at the ground. Depletion by rain, dry deposition and natural decay are allowed for in the model.

Dry deposition is not operative until material reaches the ground; resistance terms are included to reduce the effective deposition velocity when turbulent diffusion is very low, but this generally makes little difference to the statistical results for deposition velocities less than 1 cm s^{-1}

except when surface inversions form over a cold sea. Stable conditions of this sort are detected by comparing air temperature on leaving the land with sea temperature. Wash out depends on a rain index reflecting the intensity and nature of precipitation deduced from observations of present weather.

The rectangular puff columns increase in breadth to represent lateral spreading of material due to smaller scale eddies and wind shear, but the lateral spreading is generally dominated by the divergence between puff trajectories in the large scale synoptic wind fields. Treating a 3 hour release as a series of puffs fanning out along trajectories between the puffs tracked at the beginning and end of the release, leads to contamination between as well as along these limiting trajectories.

It is possible to make the model more complex to allow for large scale vertical motion, determined for example from the vorticity equation using the pressure field. This can be important in some situations. Unfortunately difficulties can arise with automated computing techniques, for example in the neighbourhood of a front, so that each trajectory needs detailed checking. This was not possible with the large number of trajectories calculated in the

statistical applications of the MESOS model to date, but may be incorporated for any more detailed study of a specific accident situation.

The data base, and the manner in which parameters describing the boundary layer and dispersion and depletion of material, are deduced, is described in Reference (4).

3. SIMULATION OF THE WINDSCALE INCIDENT - A VALIDATION STUDY

The Windscale incident at no.1 pile on October 10th 1957, (6) is one of the very few instances in which detailed monitoring of I^{131} over Europe provides measurements over a long range of travel to compare with predictions from the MESOS model. Unfortunately the amount of I^{131} released in the Windscale incident is somewhat uncertain but various estimates indicate a release of the order of 20,000 to 30,000 Ci. The time pattern of the release is also not well defined but reports suggest that it is probable that the serious emissions occurred between 1600 hours on October 10th and mid-day on October 11th with peaks in the release late on the 10th and again after 9 hours on October 11th when water was poured on the pile. The results given in this paper assumed a total release of 30,000 Ci with one third of this in each of the peak release periods and the remaining third distributed over the rest of the release duration.

The meteorological situation has been discussed by Crabtree (7). At midday on October 10th a cold front lay to the N.W of Windscale gradually moving S.E and crossing Windscale shortly after midnight. The release can roughly be divided into 2 parts, that released ahead of the front and that released following passage of the front. The early part of the release took place from the top of a 120 metre stack at about the height of an inversion, and seems to have been carried away above the inversion, penetrating to ground level on the Eastern side of the country the next morning. This fumigation effect is predicted by the model. The second part gave rise to a plume down the Cumberland coast. The release was influenced by an anti-cyclone moving slowly across South East England to the continent, and eventually left the map area with moderate Westerly winds.

In applying the MESOS model to the Windscale release the meteorological conditions had to be deduced from sources such as the daily weather reports instead of from a more detailed and precise data base, and trajectories were calculated by hand from hourly pressure charts. The predicted patterns of integrated atmospheric concentration of I^{131} , assuming a basic dry deposition velocity of $.3\text{cm s}^{-1}$, are compared with measurements in Figure 2.

The model predictions are quite sensitive to the exact trajectories so that, for example, small changes of 5° in backing angle from the geostrophic wind direction can alter levels at individual grid points considerably; ageostrophic effects could also be important. Nevertheless the trajectories and predicted pattern of concentration are in reasonable agreement with the measurements. The predicted times of arrival of the radioactivity in Europe are also consistent with observation. This validation exercise is described in more detail in (3).

4. ILLUSTRATIVE RESULTS

The MESOS model has recently been applied to hypothetical unit releases from MOL in Belgium and Heysham in England. More sites will be considered in due course, including more Southerly sites when a new data base for 1976, extending further South than the existing 1973 data base and covering the Mediterranean region is complete. For MOL 16 receptor points were considered in detail. These are shown in Figure 4c together with the area of Europe studied with the 1973 data base; these points are at distances of approximately 100 km, 300 km, 500 km, and 800 km in directions N,E,S, and W, except for the outermost point to the South which is only 700 km from MOL to remain within map limits. Five nuclides were included - Kr^{85} , Xe^{133} , Xe^{135} , Cs^{137} , and two forms of I^{131} (denoted $I^{131}(P)$ and $I^{131}(G)$ with different values of the wash-out coefficient. The nuclide parameters are shown in Table I. For the inert gases Kr^{85} , Xe^{133} , and Xe^{135} , which are not easily deposited, only time integrated atmospheric concentrations are calculated; for Cs^{137} and I^{131} dry and wet deposition are also assessed separately. All the results given in this section are normalised to total releases of 1 Ci of one of these nuclides, irrespective of the release duration, and a release height between 50 and 100 metres.

In Figure 3a histograms are shown for the 16 receptor points in Figure 4c, giving the predicted frequencies of experiencing different ranges of integrated atmospheric concentrations for 250 releases of 1 Ci of $I^{131}(P)$ each spread over a different day in the 1973 data base. The distributions are quite skew with the most probable level of contamination generally between a factor 10 and 100 less than the maximum found. The prevalence of Westerly winds and general tendency of weather systems to move Eastwards is reflected in the greater probability of exposure of points to the East of the source. The probability of some degree of exposure decreases with distance from the source because in general the lateral spread of the material

released increases rather less than linearly with distance. $I^{131}(P)$ is a nuclide which deposits (and decays to some extent) so that there is a considerable range in the flux surviving, particularly at large distances. This increases the overall range of contamination likely to be encountered. For a nuclide like Kr^{85} which is undepleted during transit, the histograms are more compact and concentrated within a smaller range.

Dry deposition is proportional to atmospheric concentration near ground level, except in persistent stable conditions of low turbulence where resistance terms are included in the model to allow for reduced depletion rates. For the deposition velocities considered ($\ll 3 \text{ cm s}^{-1}$) this makes little difference to the shape of the histograms, except perhaps over the sea, and the shapes of the histograms for dry deposition are very similar to those in Figure 3a for integrated atmospheric concentrations.

In Figure 3b similar results are presented for wet deposition of $I^{131}(P)$.

Here the higher number of situations with contamination to the East is even more marked, and the distributions are more irregular, partly due to the different removal rates in different types and intensities of rainfall. There is not necessarily the same decrease in the frequency of contamination with distance as in Figure 3a for integrated atmospheric concentrations, because of the spatial variation in rainfall, which may well be considerably more frequent over a mountainous area further from the source than over a flatter region nearby. Although the probability of exposure at any site from wet deposition is less than that from dry deposition (since it only rains a fraction of the time) the maximum exposure from wet deposition can be up to an order of magnitude greater than the corresponding maximum values for dry deposition. Thus realistic prediction of wet deposition is particularly important in estimating possible accident consequences.

The average dry deposition and wet deposition for $I^{131}(P)$ may be compared in Figure 4 which shows the calculated annual average atmospheric concentrations, dry deposition and wet deposition per Ci released, and the map area in Figure 4c. Contours of integrated atmospheric concentrations and dry deposition are very similar in shape. The contours of wet deposition are not so symmetric around the source; there is less rain in trajectories to the South West and more in Easterly and Northerly trajectories. The wet deposition contours are much more complex due to the localised regions of higher rainfall - over Norway for example.

The effect of release duration is illustrated in Figure 5. The graphs apply to releases over different periods from 3 hours to 7 days (whereas

the histograms all referred to 24 hour releases). Each graph shows the probability that the integrated atmospheric concentration at a point 300 km East of MOL does not exceed the level marked on the abscissa for a 1 Ci release of I^{131} (P) spread over the relevant period. The point at which each curve meets the ordinate gives the probability that no part of the release will pass over the point to give some contamination. The greater the release duration, the greater is the lateral spread of the release, and hence the greater the probability of some exposure at the point. The variation of probability of some degree of contamination with release duration is shown in Table II for the 16 sites in Figure 4c.

The point at which each graph in Figure 5 crosses the top of the figure corresponds to the maximum exposure encountered. This is likely to be greater for releases of shorter duration with less lateral spreading. Thus the curves for the different release durations cross each other. In Table III the maximum contamination calculated for different release durations at the 16 points is compared with the corresponding average contamination on those occasions when the point is exposed; generally the maximum contamination predicted is roughly an order of magnitude greater than the average value. Such statistics are useful since it may be possible to calculate average levels of contamination using simpler models.

A survey has been made of the situations leading to the ten highest integrated atmospheric concentrations found at the 16 points in Figure 4c. for 3 hour releases of various nuclides. The meteorological conditions which lead to the highest levels of contamination are not necessarily the same for different nuclides, although in general there is a considerable overlap, especially close to the source. Low lateral spread leads to higher concentrations for all nuclides and is correlated with narrowly spaced parallel isobars and quite strong winds. This is particularly evident for points to the East. For longer release durations this can mean that persistent wind conditions lead to the highest degree of contamination, although of course the area affected is correspondingly smaller. On the other hand slowly moving clouds take longer to pass overhead giving longer exposure times.

The other factors which contribute to high exposures at longer distances may be illustrated by considering three different nuclides with rather different behaviour - Kr^{85} an inert gas with a long half-life which is negligibly depleted as it crosses the map area (for such a nuclide the main contribution to population exposure will in fact result from general global circulation),

Xe^{135} which is still an inert gas but which decays at a constant rate with a half-life of 5.1 hours, and I^{131} which in addition to decay is removed from the atmosphere by dry and wet deposition at a rate which varies with meteorological conditions in the boundary layer. At distances out to 100 km from the source, the time of day at which the release takes place can have a considerable effect on concentrations for all three nuclides. Material released soon after dusk can travel this far in stable nocturnal conditions with relatively small vertical dispersion.

At longer distances high concentrations of Kr^{85} tend to occur with longer travel times than for Xe^{135} . This is because the faster nuclides decay, the more likely it is that greater contamination will arise with higher mean wind speeds and lower transit times, when higher fluxes survive at the receptor point. The travel times for high concentrations of Xe^{135} do not in general increase in proportion to the distance between receptor point and source; that is the high concentrations of Xe^{135} increasingly correspond to faster trajectories and higher mean velocities for receptor points further away. This is consistent with the simple reasoning given in the Appendix.

For I^{131} high concentrations occur when meteorological conditions minimise depletion rates along the trajectory; for example a release on a sunny afternoon with immediate rapid vertical dispersion minimises deposition close to the source for low level releases; this followed by a dry anticyclonic trajectory leads to relatively high fluxes after long travel times; low level nocturnal inversions may also partially shield the release from dry deposition in such circumstances. Trajectories which lead to high time-integrated concentrations of the other two nuclides Kr^{85} and Xe^{135} may yield very low concentrations of I^{131} because heavy rain has removed almost all the latter. The combination of circumstances leading to high levels of all three nuclides at longer distances can be quite complex.

CONCLUSION

In this paper the MESOS model, and its application to the particular instance of the Windscale release have been described. Statistical results for contamination at various receptor points from unit releases of different nuclides over different release durations, have been illustrated from the calculations performed for hypothetical releases from MOL in Belgium. In the near future more source locations will be considered; also when the 1976 data base becomes operative comparison of results for different years

will be possible. Reports on this work and on population dose for continuous releases should be available towards the end of 1980.

ACKNOWLEDGMENTS

Thanks are due to the Meteorological Office at Bracknell for their help in supplying the data for the construction of the data base used with the MESOS model; and also to Dr F B Smith for his helpful discussions in the initial stages of constructing the MESOS model and deciding what factors might be important. This work was done under contracts placed by the Association EURATOM-CEA, Fontenay aux Roses, with additional help from the European Commission.

REFERENCES

- 1) ApSimon and Goddard. Modelling the Atmospheric Dispersal of Radioactive Pollutants beyond the first few hours of travel. Proc. 7th NATO/CCMS Conference Airlie Virginia, Sept. 1976
- 2) ApSimon, Earnshaw, Goddard and Wrigley. On the Importance of the Vertical Structure of the Boundary layer in modelling the long-range transport following an accidental release of pollutant. WMO Symposium on Boundary layer Physics applied to specific problems of air pollution. Norrkoping Sweden June 1978.
- 3) ApSimon, Earnshaw, Goddard and Wrigley. Modelling of Mesoscale Atmospheric Dispersion and the Application of the MESOS model to the 1957 Windscale Release. Final report Contract 113-77-10-L/V. Environmental Safety Group (SAF013). October 1978.
- 4) Wrigley, ApSimon and Goddard. Meteorological data and the MESOS model for the long-range transport of atmospheric pollutants. WMO Symposium no. 536. Sofia October 1979.
- 5) ApSimon, Goddard and Wrigley. Long range transport of radioisotopes in the atmosphere and the calculation of collective dose. 5th International Congress IRPA Jerusalem 1980.
- 6) Atomic Energy Office (1957). Accident at Windscale. No.1 Pile on 10 October 1957. HMSO 302.
- 7) Crabtree, Quart. J. Roy. Met. Soc. 85 (1959) pp 363-371.

APPENDIX

SIMPLE APPROXIMATE ANALYSIS FOR MAXIMUM INTEGRATED ATMOSPHERIC CONCENTRATIONS

The time integrated concentration due to a quantity of material $Q(t)$ in a cloud of width $B(t)$, passing over a point at a considerable distance R from the source after travel time t with speed $U \text{ m.s}^{-1}$ is

$$I = \frac{Q(t)}{R \cdot B(t) \cdot U \cdot H} \quad (1)$$

Here H is the effective vertical depth of the cloud. If we ignore complications introduced by the onset of low level nocturnal inversions when surface concentrations may be reduced by depletion due to dry deposition, we can assume a fairly uniform vertical distribution over the maximum depth of mixing attained during transit. If the material is advected in fairly uniform strong winds then $H \approx U(\tau \approx 10^2 \text{ s})$, whereas in other situations H may be independent of U and depend on atmospheric stability and insolation during transit. In either case we can approximate for H by writing

$$H = H_0 \left(\frac{U}{U_0} \right)^p \quad (2)$$

where p is 1 in the former strong wind case, and zero in the second. H_0 and U_0 will be of the order of 1000 m and 10 m.s^{-1} respectively.

Suppose also that $B(t)$ is a simple power law

$$B(t) = At^m \quad (3)$$

where A and m will vary with the duration of the release T ; in general m will probably lie between $\frac{1}{2}$ and 1.

We may express the fraction of material still airborne at time t in terms of an effective decay rate function $\lambda^*(t)$ such that

$$Q(t) = Q(0) e^{-\lambda^*(t)t} \quad (4)$$

$\lambda^*(t)$ is the mean rate of depletion during transit so that if λ_N is the rate of decay, $\Lambda(t)$ the wash out rate at time t and v_d the dry deposition velocity, then

$$\frac{d}{dt} (\lambda^*(t)t) = \lambda_N + \Lambda(t) + \frac{v_d}{H} \quad (5)$$

With fairly uniform winds the time of transit will be proportional to R and inversely proportional to U . Suppose therefore that we write

$$R = gUt \quad (6)$$

where the factor g corrects for changes in velocity during transit.

Substituting from equations 2 to 4 in equation (1) and using equation (6) to eliminate t.

$$I_R = \frac{Q(o) e^{-\lambda^*(t)R/gU}}{A(R/gU)^m H_o \left(\frac{U}{U_o}\right)^p U} \quad (7)$$

If we now differentiate with respect to U, assuming that g is roughly constant

$$\frac{dI_R}{dU} = I_R \left(\frac{\lambda^* R}{gU^2} - \frac{R}{gU} \cdot \frac{d\lambda^*}{dU} - \frac{1+p-m}{U} \right) \quad (8)$$

If for the moment we ignore the term $\frac{d\lambda^*}{dU}$, valid for an inert non depositing nuclide, then I_R will be a maximum when

$$U = \frac{\lambda^* R}{g(1+p-m)} \quad (9)$$

Thus the larger the travel distance, and the faster the rate of depletion λ^* , the higher the mean wind speed corresponding to the maximum contamination at that distance, will be. In situations where λ^* depends on U through the third term on the r.h.s of equation (5), $\frac{d\lambda^*}{dU}$ is negative, increasing the wind speed for the maximisation of I_R even further. As an example if $\lambda^* \sim 10^{-5} s^{-1}$ corresponding to a half-life of the order of a day, $R \sim 1000$ km, $g \sim 1$ for a fairly uniform trajectory, then U_{max} will be about $10 m s^{-1}$.

Clearly this is not the only criterion for a maximum value of I_R . For example $\lambda^*(t)$ given by equation (5) will be lower on a trajectory with no rain ($\Lambda(t)=0$); also when the dry deposition is minimised, as for example with very rapid vertical dispersion close to the source so that H is large along almost the entire trajectory. Some synoptic situations will also lead to much less lateral spreading than others; however when B(t) is small the probability of the release passing directly over a given receptor point is correspondingly lower.

NB This appendix is a generalisation of a note from Dr Scriven of CERL (private communication).

TABLE I NUCLIDE PARAMETERS

Nuclide	Decay constant (s ⁻¹)	Deposition vel. (cm s ⁻¹)	Washout coeff (s ⁻¹)
I ¹³¹ (P)	0.990.10 ⁻⁶	.3	5.10 ⁻⁵ J ^{0.8}
I ¹³¹ (G)	0.990.10 ⁻⁶	.3	1.5.10 ⁻⁵ J ^{0.8}
Cs ¹³⁷	0.785.10 ⁻⁹	.1	5.10 ⁻⁵ J ^{0.8}
Kr ⁸⁵	0.219.10 ⁻⁸	-	-
Xe ¹³³	0.151.10 ⁻⁵	-	-
Xe ¹³⁵	0.212.10 ⁻⁴	-	-

TABLE II Probability of release leading to contamination at 16 points for different release durations from 3 hours to 7 days

Point	Probability of contamination (%)					
	3h	6h	12h	1d	3d	7d
100km N	11	14	20	26	50	75
300	7	10	14	19	39	59
500	5	8	11	16	33	53
800	4	5	9	13	26	41
100km E	18	25	35	48	75	95
300	16	23	33	47	73	93
500	14	20	27	40	69	90
800	10	14	21	31	58	89
100km S	11	16	23	34	58	81
300	12	17	23	30	50	75
500	11	16	22	30	51	74
700	9	14	20	29	52	74
100km W	13	16	21	30	53	75
300	9	13	18	25	48	71
500	9	13	16	24	43	68
800	7	8	11	15	31	50

TABLE III Comparison of maximum levels of contamination calculated, with average contamination, on occasion when receptor point is exposed. Time integrated conc. in air for 1 Ci releases of $I^{131}(P)$ for various release durations.

Point	Average contamination when exposed $pCi\ s/m^3$							Maximum contamination $pCi/s/m^3$						
	3h	6h	12h	1d	3d	7d		3h	6h	12h	1d	3d	7d	
100km N	28000	21000	15000	11000	580	380		39000	20000	15000	8100	4800	2200	
300	680	490	350	250	120	78		6400	4500	3000	1900	1300	580	
500	290	190	130	95	46	30		3100	1600	1000	800	400	170	
800	160	110	73	49	24	15		2000	1400	690	430	160	72	
100km E	3000	2100	1500	1100	720	580		39000	28000	21000	11000	4400	3100	
300	600	410	280	210	130	100		5300	2900	2300	1400	710	360	
500	250	170	120	85	49	38		1400	1100	850	460	260	130	
800	150	110	72	49	26	20		2000	1300	950	590	200	100	
100km S	2400	1700	1200	790	460	360		76000	38000	19000	9500	5400	2700	
300	330	240	180	140	81	57		3700	2600	1800	1200	550	250	
500	200	140	99	72	41	30		1600	1000	630	530	310	170	
700	100	70	48	32	18	13		850	660	380	320	170	78	
100km W	3600	2800	2100	1400	850	620		42000	32000	22000	12800	4600	3400	
300	740	540	390	250	140	92		9900	5900	3100	1800	810	520	
500	480	360	280	190	110	71		7800	6500	4300	2100	750	430	
800	200	160	120	84	45	31		950	640	460	380	260	150	

Figure Captions

Figure 1 Illustration of some features of the MESOS model.

Figure 2 Comparison of calculated (contour labels) with time integrated I^{131} atmospheric concentrations measured after the 1957 Windscale incident ($\mu\text{Ci}\cdot\text{d}\cdot\text{m}^{-3}$).

Figure 3(a) Calculated frequency distributions of time integrated atmospheric concentrations of $I^{131}(\text{P})$ for hypothetical 24 hour 1 Ci releases from Mol.

Figure 3(b) Calculated frequency distributions of wet deposition of $I^{131}(\text{P})$ for hypothetical 24 hour 1 Ci releases from Mol.

Figure 4 Annual average air exposure and deposition per Ci of $I^{131}(\text{P})$ released, and map area.

Figure 5 Cumulative probability distributions at point 300 km East of Mol for 1 Ci releases of $I^{131}(\text{P})$ over periods from 3 hours to 7 days.

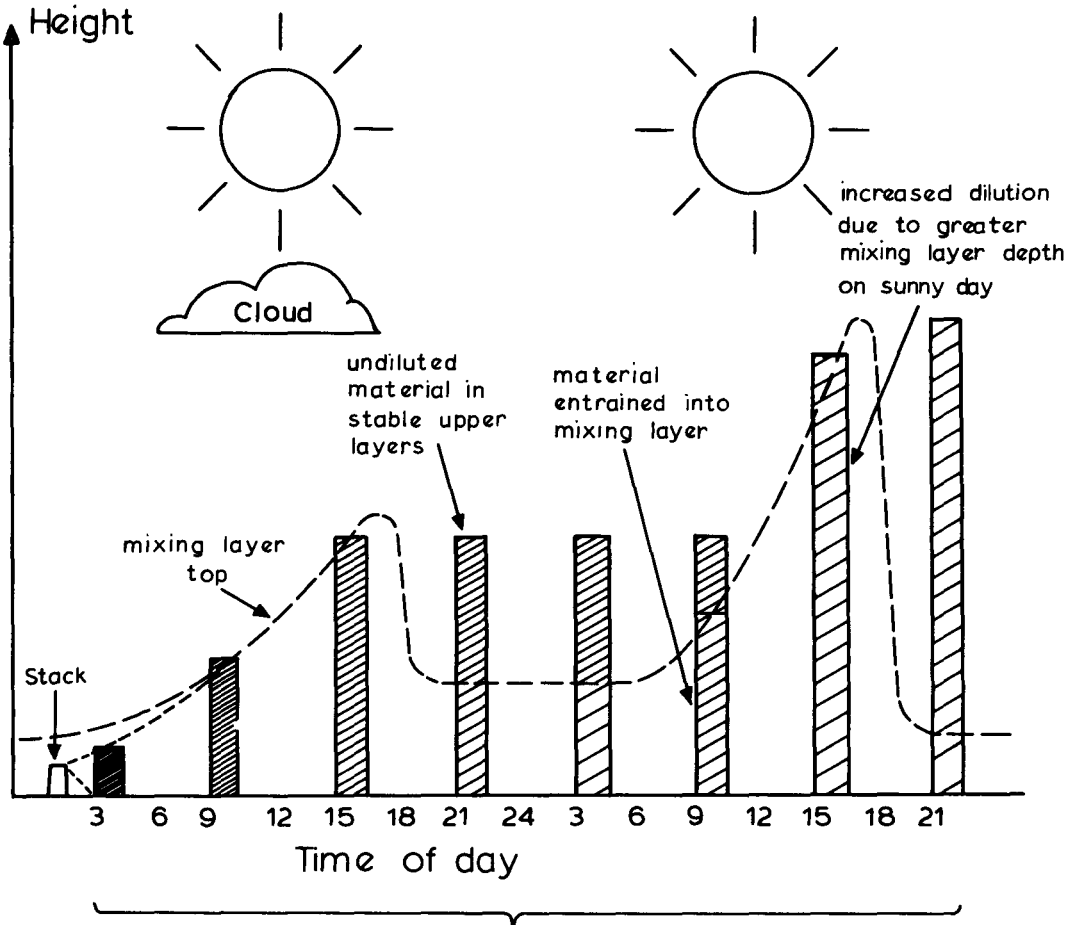


FIG. 1

material deposited
by dry deposition

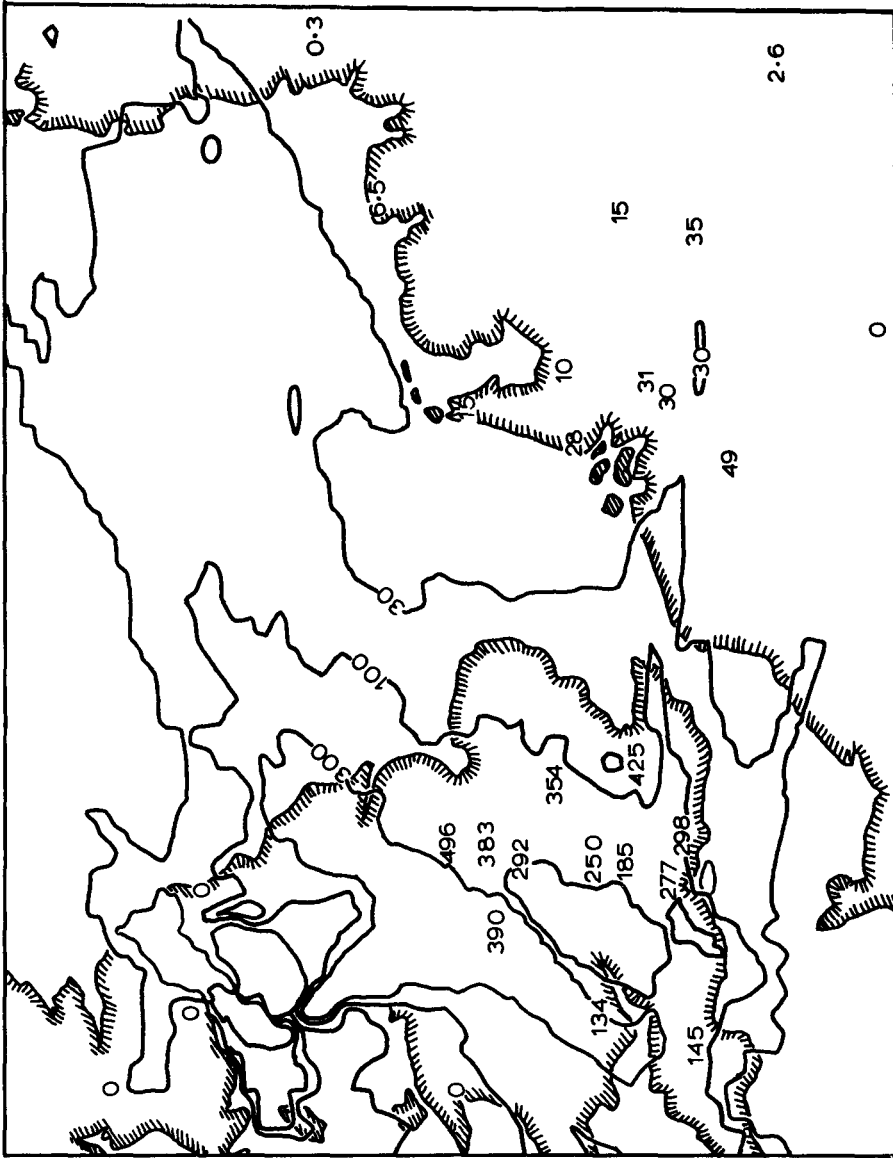


FIG. 2

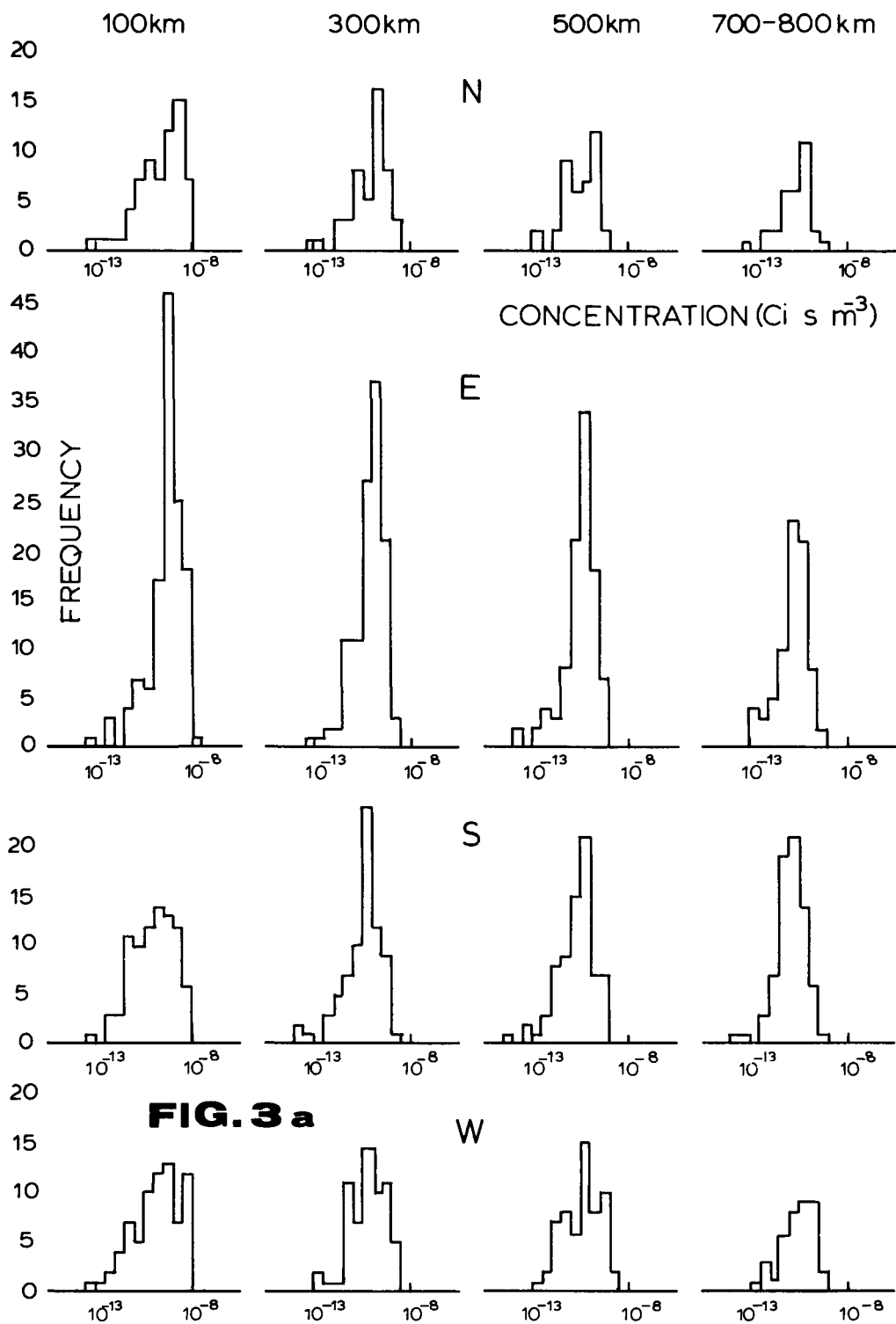
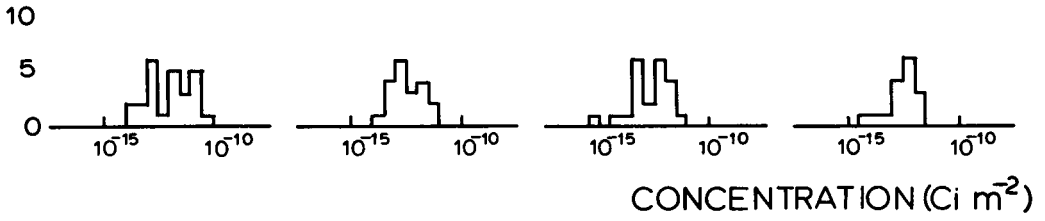


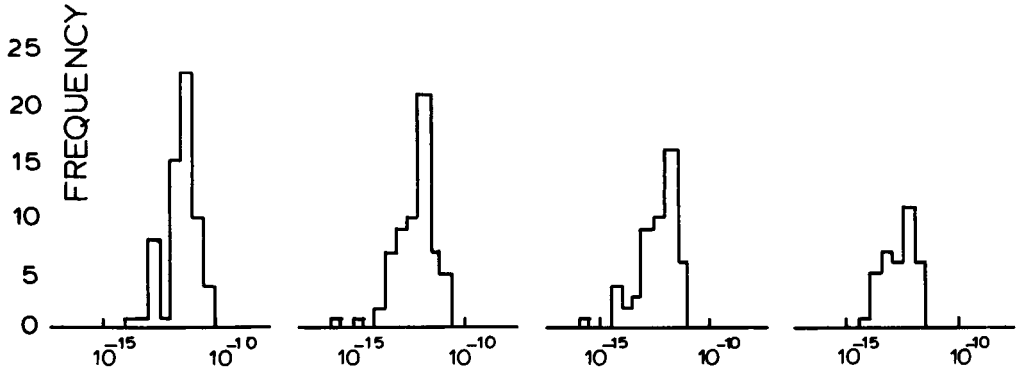
FIG. 3 a

100km 300km 500km 700-800km

N



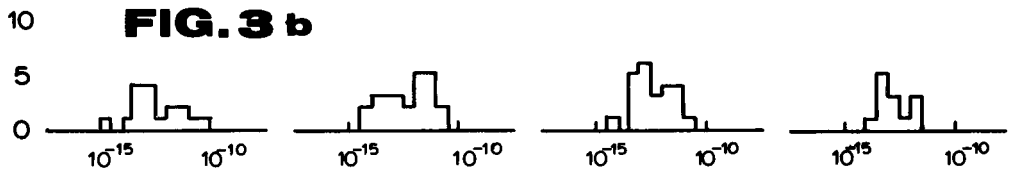
E



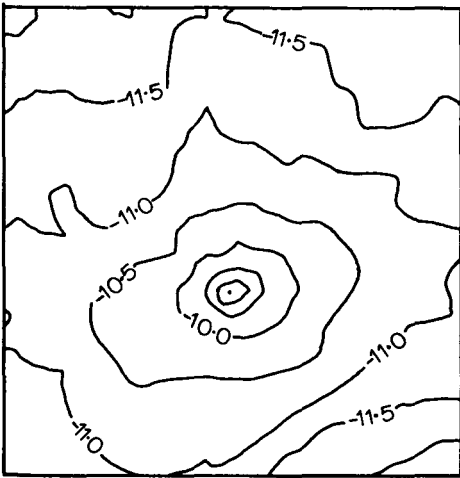
S



W

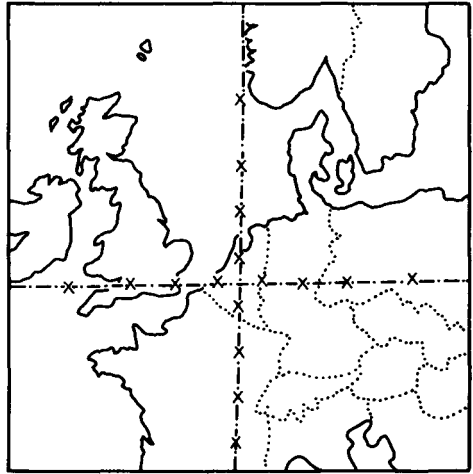


(a)



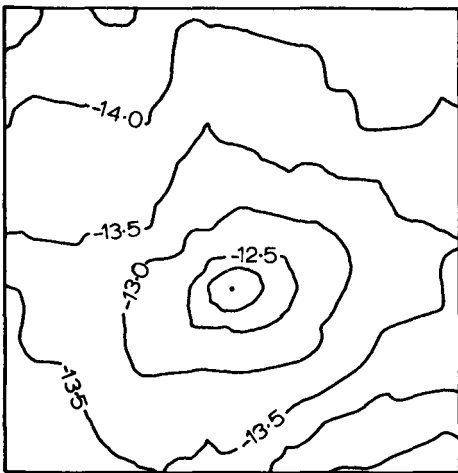
AIR EXPOSURE
($\log_{10}(\text{Ci s m}^{-3})$)

(c)



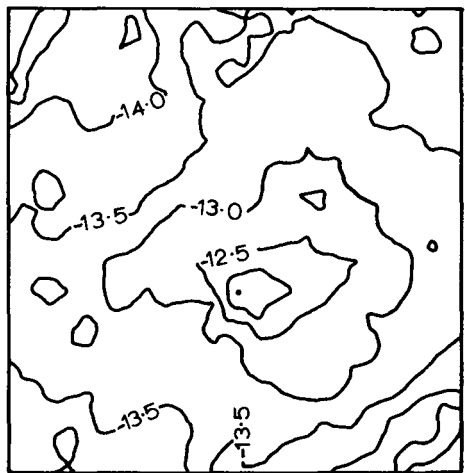
MAP AREA
(and receptor points)

(b)



DRY DEPOSITION
($\log_{10}(\text{Ci m}^{-2})$)

(d)



WET DEPOSITION
($\log_{10}(\text{Ci m}^{-2})$)

FIG. 4

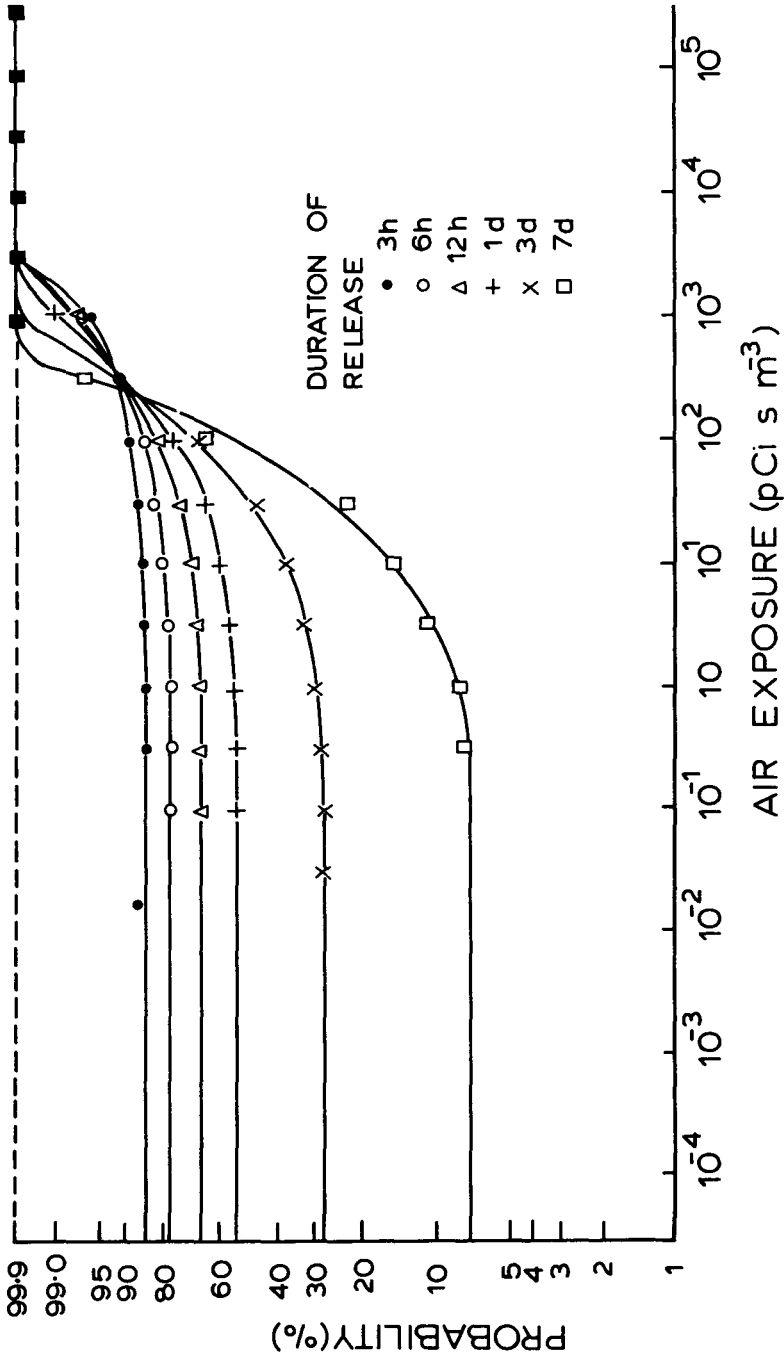


FIG. 5

TRAJEKTORIEN UNTER EINER STARKEN TEMPERATUR-
INVERSION IN GEBIRGIGEM GELÄNDE

H.J. KOPPERT und F. WIPPERMANN

Technische Hochschule
Darmstadt - B.R. DEUTSCHLAND

KURZFASSUNG. Es werden die Strömungsverhältnisse untersucht, die sich unter starken Temperaturinversionen in gebirgigem Gelände einstellen, wie das häufig bei Schwachwindbedingungen in winterlichen Hochdruckgebieten der Fall ist.

Durch eine Integration über die Vertikale wird das Problem auf ein zweidimensionales reduziert; da die höchsten Berge in die Inversion hineinragen können, müssen allerdings die Rechnungen in einem mehrfach zusammenhängenden Gebiet durchgeführt werden.

Bei der Vertikalintegration sind die Grenzschichteigenschaften ausser Betracht geblieben; es wird lediglich eine Gleitreibung am Erdboden eingeführt.

Es werden 3 Gleichungen für die 3 Modellvariablen (vertikal gemittelte Stromfunktion, vertikal gemitteltes Geschwindigkeitspotential und vertikal gemittelte Vorticity) aufgestellt und die Randbedingungen an äusseren und inneren Rändern spezifiziert. An äusseren Rändern werden Einström- und Ausströmränder des betrachteten Areal unterschieden; die Bedingungen an ersteren sind durch die grossräumigen (= synoptischen) Windverhältnisse festgelegt.

Als Anwendungsbeispiel werden die Strömungsverhältnisse im RHEIN-MAIN-Gebiet bei einer Inversionshöhe von 300m NN berechnet. Als Nebenergebnis kann man Trajektorien von einem beliebigen Punkt aus erhalten. Hier werden solche für 16 verschiedene Richtungen des grossräumigen Windes gegeben, die am Standort des Kernkraftwerkes BIBLIS beginnen.

Sensitivitätsanalysen wurden durchgeführt für verschieden starke Reibung am Erdboden, verschiedene Höhe der Temperaturinversion und verschiedene Gestalt des Geländes.

SUMMARY. TRAJECTORIES IN A MARKED TEMPERATURE INVERSION IN MOUNTAINOUS COUNTRY. This study investigates the flow conditions occurring in marked temperature inversions in mountainous country, which frequently arise in winter in high-pressure areas with low wind speeds. The problem is reduced to a two-dimensional one by vertical integration; since the highest mountains may extend into the inversion, the calculations must of course be carried out on a multi-compartment interdependent basis.

The properties of the boundary layer are not taken into account in the vertical integration; only surface friction with the ground is introduced. Three comparisons are made for the three variables in the model (vertically averaged stream function, vertically averaged velocity potential and vertically averaged vorticity) and the conditions at the external and internal boundaries are defined. For the external boundaries, a distinction is drawn between the inflow and outflow boundaries of the area considered; the conditions for the former being determined by the overall (i.e. synoptic) wind conditions.

As an example of application of the method, the flow pattern is calculated for the RHINE-MAIN area for an inversion height of 300 m above mean sea level. Trajectories from any chosen point can be obtained as subsidiary results and are given for 16 different overall wind directions, starting from the site of the BIBLIS nuclear power station.

Sensitivity analyses were carried out for various degrees of surface friction, heights of temperature inversion and topographies.

RESUME. TRAJECTOIRES SOUS L'EFFET D'UNE FORTE INVERSION DE TEMPERATURES EN ZONE MONTAGNEUSE. Les études portent sur les conditions d'écoulement provoquées par les fortes inversions de températures en zone montagneuse telles qu'on les rencontre souvent en hiver par vent faible dans des zones de haute pression.

L'intégration verticale réduit le problème à deux dimensions; comme les sommets des plus hautes montagnes peuvent atteindre la zone où se produit l'inversion, il convient toutefois d'effectuer les calculs dans une région à connexions multiples.

L'intégration verticale ne tient pas compte des couches limites; elle introduit uniquement la rugosité de surface.

On établit trois équations pour les trois variables du modèle (fonction de courant moyen vertical, potentiel de vitesse moyenne verticale et vorticité moyenne verticale) et on détermine les conditions limites aux bords extérieurs et intérieurs. Aux bords extérieurs on distingue les marges d'infiltration et d'écoulement de la zone considérée; les conditions qui gouvernent les premières sont déterminées par les conditions des vents à grande échelle (= synoptique).

A titre d'exemple, on calcule les conditions d'écoulement dans la région du RHIN et du MAIN avec une hauteur d'inversion de 300 m par rapport au niveau de la mer. Accessoirement, ce type de calcul peut fournir des trajectoires à partir d'un point quelconque. Dans notre exemple, on obtient des trajectoires pour 16 directions différentes du vent à grande échelle;

celles-ci prennent naissance au lieu d'implantation de la centrale nucléaire de BIBLIS.

On a procédé à des analyses de sensibilité pour différentes rugosités du sol, différentes altitudes de l'inversion de température et différentes configurations du terrain.

1. Einleitung: Das Problem

Die ungünstigsten Wetterbedingungen für den Unfall eines Atomkraftwerkes sind kräftige, meist längeranhaltende winterliche Hochdruckgebiete, die von einer sehr starken Temperaturinversion in einigen hundert Metern über Grund und schwachen Winden in der Schicht unterhalb der Inversion begleitet werden.

Die sehr stabile Schichtung der Luft zwischen dem Erdboden und der Inversion bedingt, daß die turbulente Diffusion in der Vertikalen verschwindend klein und in der Horizontalen nur sehr schwach ist. Radioaktives Gas, das bei einem hypothetischen Unfall unter den angegebenen Verhältnissen freigesetzt wird, wird in einer Wolke mit langsam wachsendem Durchmesser konzentriert bleiben und sich nur langsam von den vorherrschenden schwachen Winden advehiert bewegen.

In einem solchen Fall wäre es wichtig, den Weg zu kennen, den diese Wolke nach ihrer Freisetzung nimmt; Entscheidungen für eine eventuelle Evakuierung der Bevölkerung des durch den Weg der Wolke gefährdeten Sektors sollten auf solchen Kenntnissen basieren.

Der Weg der Wolke kann durch die Trajektorie ihres Schwerpunktes beschrieben werden oder genauer durch die Projektion dieser Trajektorie auf die Erdoberfläche.

Man könnte die Trajektorie in einer sehr groben Näherung durch die Richtung des aus den synoptischen Daten erhaltenen großräumigen Windes gewinnen. Die wahre Trajektorie wird jedoch von der Topographie der Erdoberfläche beeinflusst, da z.B. eine stabile Schichtung die Strömung zwingt, die topographischen Hindernisse zu umfließen und ihr nur zu einem kleinen Teil erlaubt, sie zu überströmen.

Das Ziel dieser Arbeit ist die Entwicklung einer Methode, die die Berechnung der Trajektorien in einem gebirgigen Gelände unter den beschriebenen Wetterverhältnissen erlaubt. Dabei wird angenommen, daß eine sehr starke Temperaturinversion existiert, die praktisch die Schicht unterhalb der Inversion von der freien Atmosphäre entkoppelt.

Das Gebiet, das wir betrachten, soll ein mesoskaliges Areal mit einer Ausdehnung von etwa $100 \times 100 \text{ km}^2$ sein.

2. Das Modell

2.1 Das vertikale Mittel

Die Strömung soll in der betrachteten Schicht vertikal gemittelt (v.g.) werden, was zu einem zweidimensionalen Problem führt; das vertikale Intervall der Mittelung reicht von $z = h(x,y)$, der Höhe des Erdbodens, bis zu $z = H$, der konstanten Höhe der Inversion über NN (siehe Abb. 1) und variiert natürlich mit den horizontalen Koordinaten x und y . Da zugelassen wird, daß die Höhe H der Temperaturinversion kleiner als die höchsten Erhebungen des untersuchten Areals ist, muß die Strömung ggf. in einem mehrfach zusammenhängenden Gebiet betrachtet werden.

Das Mittel soll mit einem Zirkumflex bezeichnet werden:

$$\hat{v} = \frac{1}{H-h} \int_h^H v(z) dz \quad v = (u, v) \quad (1)$$

Da die untere Grenze der Integration von den horizontalen Koordinaten abhängt, erhält man für die gemittelten Ableitungen der Geschwindigkeit v oder der relativen Vorticity ζ :

$$\widehat{\nabla \cdot v} = \nabla \cdot \hat{v} - \frac{\hat{v} - v_h}{H-h} \cdot \nabla h, \quad \widehat{\nabla \times v} = \nabla \times \hat{v} + \frac{\hat{v} - v_h}{H-h} \times \nabla h \quad (2a)$$

$$\widehat{\nabla^2 \zeta} = \nabla^2 \hat{\zeta} - \frac{\hat{\zeta} - \zeta_h}{H-h} \nabla^2 h - \frac{2}{H-h} \nabla h \cdot \{\hat{\zeta} - \zeta_h\} \quad (2b)$$

mit $\nabla = (\frac{\partial}{\partial x}, \frac{\partial}{\partial y})$, dem horizontalen Nabla-Operator.

Die horizontale Geschwindigkeit $v(x,y,z)$ werde durch ihr vertikales Mittel \hat{v} und die Abweichung v^* von diesem ausgedrückt. Die Abweichung sei null.

$$v(x,y,z) = \hat{v}(x,y) + v^*(x,y,z) \quad (3)$$

2.2 Parameterisierungen

Wenn man zum Erhalt der Modellgleichungen die Vorticitygleichung gemäß (1) vertikal mittelt, so erscheinen Terme, welche die Geschwindigkeitskomponenten (u,v,w) an der unteren und an

der oberen Grenze enthalten (bezeichnet mit dem Index h oder H), und andere, in denen Korrelationsprodukte der Art $\widehat{v^* \zeta^*}$ und $\widehat{w^* \frac{\partial \zeta^*}{\partial z}}$ auftauchen.

Für diese Terme müssen Parameterisierungen verwendet werden. Mit der Bedingung, daß am Erdboden eine Gleitreibung vorliegt, sollen die Geschwindigkeitskomponenten u_h und v_h durch einen festzulegenden Anteil α des vertikal gemittelten Wertes der jeweiligen Komponente parameterisiert werden; wenn man zusätzlich annimmt, daß der Wind nicht mit der Höhe dreht (eine der fundamentalen Modellannahmen), ist dieser Anteil für die u - und die v -Komponente der gleiche.

Der Wert von α hängt jedoch von der Dicke der Schicht ab; es muß nämlich für $h \rightarrow H$ $\alpha \rightarrow 1$ sein. Diese Abhängigkeit wird als linear vorausgesetzt:

$$v_h = \alpha \widehat{V} \quad , \quad \alpha = \alpha_0 + (1 - \alpha_0) \frac{h - h_m}{H - h_m} \quad (4)$$

mit h_m , der in dem betrachteten Gebiet geringsten Seehöhe. α_0 ist von der Größenordnung $1/10$.

Die Festsetzung der horizontalen Geschwindigkeit an der oberen Grenze geschieht analog zu der an der unteren Grenze:

$$v_h = \beta \widehat{V} \quad , \quad \beta = \beta_0 - (\beta_0 - 1) \frac{h - h_m}{H - h_m} \quad (5)$$

wobei $1 \leq \beta \leq \beta_0$ mit Werten für β_0 um $6/5$.

α und β sind Funktionen von x und y ; trotzdem werden Terme, die horizontale Ableitungen von α und β enthalten, als sehr klein, verglichen mit anderen, vernachlässigt.

Die beiden Koeffizienten α und β sind die einzigen Größen, mittels derer wenigstens etwas dem Umstand Rechnung getragen wird, daß über dem Erdboden eine Grenzschicht existiert; außer der Festsetzung einer Gleitreibung ist die Grenzschicht nicht berücksichtigt.

Die Vertikalgeschwindigkeit an der unteren Grenze ist bei Gleitreibung durch die kinematische Randbedingung gegeben, d.h. für eine nicht horizontale Erdoberfläche durch

$$w_h = w_h \cdot \nabla h \quad (6a)$$

In der Höhe der Inversion H soll die Vertikalgeschwindigkeit verschwinden, in der Schicht zwischen Erdboden und Inversion soll w linear abnehmen:

$$w(z) = w_h \left\{ 1 - \frac{z-h}{H-h} \right\} \quad (6b)$$

woraus folgt:

$$\widehat{w} = \frac{1}{2} w_h \quad (6c)$$

Die Korrelationsprodukte werden wie folgt parameterisiert:

$$\widehat{w^* \zeta^*} = q_1 \widehat{v} \widehat{\zeta} \quad (7)$$

$$\widehat{w^* \frac{\partial \zeta^*}{\partial z}} = q_2 \widehat{w} \widehat{\frac{\partial \zeta}{\partial z}} \quad (8)$$

wobei die Koeffizienten durch numerische Experimente bestimmt werden müssen. Es hat sich jedoch gezeigt, daß die Ergebnisse, die mit dem Modell erhalten werden, sehr unempfindlich gegenüber einer Variation von q_1 und q_2 sind.

2.3 Modellgleichungen

Das Modell besteht aus der stationären vertikal gemittelten Vorticitygleichung, der v.g. Kontinuitätsgleichung und der v.g. Definition der Vorticity.

Das ist ein System von drei Gleichungen für die drei Variablen \widehat{u} , \widehat{v} und $\widehat{\zeta}$.

Die vertikal gemittelte Vorticitygleichung lautet:

$$(9)$$

$$\begin{aligned}
 (1+q_1) \left\{ (\hat{v} \cdot \nabla) \hat{\zeta} + \hat{\zeta} (\nabla \cdot \hat{v}) \right\} - (\hat{v} \cdot \nabla) h \left\{ \frac{\lambda}{H-h} \hat{\zeta} + \frac{\mu}{(H-h)^2} k \cdot [\hat{v} \times \nabla h] \right\} - \quad (9) \\
 - K_m \left\{ \nabla^2 \hat{\zeta} - \frac{1-\alpha}{H-h} \left[2 (\nabla \hat{\zeta} \cdot \nabla h) + \hat{\zeta} \nabla^2 h \right] - \right. \\
 - \frac{\alpha(1-\alpha)}{(H-h)^2} \left[k \cdot (\hat{v} \times \nabla h) \nabla^2 h + 2 \nabla h \cdot k \times [\nabla \times (\hat{v} \times \nabla h)] \right] - \\
 \left. - 2 \frac{\alpha(1-\alpha)}{(H-h)^2} (\nabla h)^2 k \cdot (\hat{v} \times \nabla h) \right\} = 0
 \end{aligned}$$

mit K_m , dem (horizontalen) turbulenten Diffusionskoeffizienten, der als konstant angesehen wird. λ und μ sind Abkürzungen:

$$\lambda = 1 + q_1 - (1 + q_2) \frac{\alpha}{2} (\beta - \alpha) - \alpha^2 \quad (10a)$$

$$\mu = (1 - \alpha) \left\{ (1 + q_2) \frac{\alpha}{2} (\beta - \alpha) + \alpha^2 \right\} \quad (10b)$$

Bei der Ableitung von Gleichung (9) ist wegen der Kleinräumigkeit der Vorgänge die Erdrotation unberücksichtigt geblieben; in der ursprünglichen Form der Vorticitygleichung wurde der sogenannte Twisting-term wie auch der vertikale Anteil der Reibung vernachlässigt.

Die v.g. Form der Kontinuitätsgleichung lautet:

$$(\nabla \cdot \hat{v}) - \frac{\sigma}{H-h} (\hat{v} \cdot \nabla h) = 0 \quad (11)$$

wobei σ eine Abkürzung ist:

$$\sigma := 1 - \frac{\alpha}{2} \ln(\rho_H / \rho_h) \quad (12)$$

mit ρ_H und ρ_h , den Dichten an der oberen und der unteren Grenze.

Um die vertikal gemittelte Kontinuitätsgleichung in der Form

(11) zu erhalten, mußte angenommen werden, daß das System anelastisch ist und die Dichte nur von der vertikalen Koordinate abhängt. σ variiert ebenso wie α und ρ_h mit x und y ; die Variation mit ρ_h soll jedoch vernachlässigt werden.

Die dritte Gleichung ist die vertikal gemittelte Definition der Vorticity:

$$\hat{\zeta} = k \cdot [\nabla \times \hat{v}] + \frac{1-\alpha}{H-h} k \cdot [\hat{v} \times \nabla h] \quad (13)$$

Die zweidimensionale v.g. Geschwindigkeit wird in einen divergenzfreien und in einen rotationsfreien Anteil aufgespalten:

$$\hat{v} = k \times \nabla \hat{\psi} + \nabla \hat{\phi} \quad (14)$$

Hiermit lauten die Modellgleichungen:

$$\begin{aligned} \nabla^2 \hat{\zeta} - \frac{1+\alpha}{K_m} \left\{ k \cdot [\nabla \hat{\psi} \times \nabla \hat{\zeta}] + \nabla \hat{\phi} \cdot \nabla \hat{\zeta} + \hat{\zeta} \nabla^2 \hat{\phi} \right\} + \frac{1}{K_m} \left\{ k \cdot [\nabla \hat{\psi} \times \nabla h] + \right. \\ \left. + (\nabla \hat{\phi} \cdot \nabla h) \right\} \left[\frac{\lambda}{H-h} \hat{\zeta} - \frac{\mu}{(H-h)^2} \left\{ (\nabla \hat{\psi} \cdot \nabla h) - k \cdot [\nabla \hat{\psi} \times \nabla h] \right\} \right] = 0 \end{aligned} \quad (15)$$

$$\nabla^2 \hat{\phi} - \frac{\sigma}{H-h} \left\{ k \cdot [\nabla \hat{\psi} \times \nabla h] + \nabla \hat{\phi} \cdot \nabla h \right\} = 0 \quad (16)$$

$$\nabla^2 \hat{\psi} + \frac{1-\alpha}{H-h} \left\{ k \cdot [\nabla \hat{\psi} \times \nabla h] - \nabla \hat{\phi} \cdot \nabla h \right\} - \hat{\zeta} = 0 \quad (17)$$

Dabei wurde der Reibungsterm in Gleichung (9) aus Gründen der Vereinfachung auf $K_m \nabla^2 \hat{\zeta}$ reduziert; alle anderen Terme mit K_m sollen vernachlässigt werden, da sie lediglich den Einfluß der Erdoberfläche ($\nabla h \neq 0$) auf die horizontale Reibung wiedergeben. Die Gleichungen (15), (16) und (17) bilden ein vollständiges System von drei elliptischen Differentialgleichungen für die drei Variablen $\hat{\zeta}$, $\hat{\phi}$ und $\hat{\psi}$; die zugehörigen Randbedingungen müssen noch formuliert werden.

2.4 Randbedingungen

An den inneren Rändern soll die Strömung parallel zum Rand sein:

$$\mathbf{v}(\mathbf{x}_{IR}) \cdot \mathbf{n}_L = 0 \quad (18a)$$

mit \mathbf{n}_L , dem Einheitsvektor senkrecht zu einem inneren Rand. Gleichung (18a) bedeutet für $\hat{\psi}$ und φ :

$$\hat{\psi}(\mathbf{x}_{IR}) = \text{const.}, \quad \nabla \hat{\psi}(\mathbf{x}_{IR}) \cdot \mathbf{n}_L = 0 \quad (18b)$$

(Der Index IR bezeichnet einen inneren, AR einen äußeren Rand)

Man stößt bei der Bestimmung der konstanten Werte der Stromfunktion für verschiedene innere Ränder auf erhebliche Schwierigkeiten, besonders wenn die Ränder vielzählig und unregelmäßig sind. Zusätzliche Bedingungen (z.B. verschwindende Zirkulation entlang eines Randes, keine Änderung der Enstrophie oder / und andere) sind erforderlich, doch kann hier darauf nicht eingegangen werden.

Die v.g. Vorticity wird an inneren Rändern wie folgt festgelegt:

$$\hat{\zeta}(\mathbf{x}_{IR}) = 0 \quad (18c)$$

An äußeren Rändern muß die einfließende ebenso wie die ausfließende Strömung festgelegt werden.

$$\hat{\psi}(\mathbf{x}_{AR}) = \text{GEGEBEN} \quad (19a)$$

Es erscheint wünschenswert, die Strömung am Einflußrand (Index EF) senkrecht zum Rand vorzugeben:

$$\hat{\psi}(\mathbf{x}_{EF}) = \text{GEGEBEN} \quad \hat{\psi}(\mathbf{x}_{EF}) = 0 \quad (19b)$$

Am Ausflußrand (Index AF) werden die Bedingungen (19c)

$$\frac{\partial^2 \hat{\psi}}{\partial n^2}(\mathbf{x}_{\text{RF}}) = 0 \quad , \quad \hat{\psi}(\mathbf{x}_{\text{RF}}) = 0 \quad (19c)$$

benutzt, wobei $\frac{\partial}{\partial n} = \mathbf{n}_i \cdot \nabla$ sei. Die v.g. Vorticity soll am Einflußrand verschwinden und am Ausflußrand keinen Gradienten in Richtung der Normalen zum Ausflußrand besitzen:

$$\hat{\zeta}(\mathbf{x}_{\text{EF}}) = 0 \quad , \quad \frac{\partial \hat{\zeta}}{\partial n}(\mathbf{x}_{\text{RF}}) = 0 \quad (19d)$$

3. Das Lösungsverfahren

Die drei Modellgleichungen (15), (16) und (17) werden diskretisiert, wozu über das betrachtete Areal ein Gitternetz mit 40 x 40 Gitterpunkten bei einer Maschenweite von $\Delta x = 2500$ m gelegt wird. Der Wert der Topographie h_{ij} , d.h. die für ein Areal von Δx^2 repräsentative Höhe der Erdoberfläche, muß dazu an jedem Gitterpunkt (i,j) gegeben sein.

Die Modellgleichungen stellen ein System von drei gekoppelten Differentialgleichungen zweiter Ordnung elliptischen Typus dar; die entsprechenden Differenzgleichungen werden mit einem Relaxationsverfahren numerisch gelöst. Die Kopplung macht ein iteratives Vorgehen erforderlich, welches aus drei Schritten je Iteration (r) besteht:

1. Schritt

Bestimmung von $(\hat{\psi}_{ij})^{(r+1)}$ unter Verwendung von $(\hat{\psi}_{ij})^{(r)}$ und $(\hat{\zeta}_{ij})^{(r)}$ durch Lösung der diskretisierten Form von Gleichung (17).

2. Schritt

Bestimmung von $(\hat{\psi}_{1j})^{(r+1)}$ unter Verwendung von $(\hat{\psi}_{ij})^{(r+1)}$ und $(\hat{\zeta}_{ij})^{(r)}$ durch Lösung der diskretisierten Form von Gleichung (16).

3. Schritt

Bestimmung von $(\hat{\zeta}_{ij})^{(r+1)}$ unter Verwendung von $(\hat{\psi}_{ij})^{(r+1)}$ und $(\hat{\psi}_{1j})^{(r+1)}$ durch Lösung der diskretisierten Form von Gleichung (15)

Das Verfahren beginnt mit $(\hat{\psi}_{ij})^{(0)} = (\hat{\psi}_{1j})^{(0)} = (\hat{\zeta}_{ij})^{(0)} = 0$ und gleichzeitiger Vorgabe von $(\hat{\psi}_{ij})$ am Einflußrand und auf den

inneren Rändern. Durch die Vorgabe der $\hat{\Psi}_{ij}$ am Einflußrand wird der großräumige Wind berücksichtigt, der durch das betrachtete meso-skalige Areal weht.

4. Ein Beispiel für eine praktische Anwendung

4.1 Die topographischen Gegebenheiten

Als Beispiel für eine praktische Anwendung des Modells wird das Rhein-Main-Gebiet, das im mittleren Teil der BRD liegt, gewählt. Abbildung 2a gibt eine perspektivische Sicht dieser Region ($100 \times 100 \text{ km}^2$); sie zeigt den nördlichen Teil des Oberrheins. Der Rhein tritt etwa auf der Höhe von Mannheim/Ludwigshafen an der südlichen Berandung in das Gebiet ein, fließt bis zur Mitte nach Norden und wendet sich bei Mainz nach Westen. Die Bergkette im Norden ist der Taunus mit dem Feldberg als höchster Erhebung (878 m NN). Im südöstlichen Teil sieht man den Odenwald mit Bergen, die bis zu 605 m NN hinaufreichen. Der tiefste Punkt im gesamten Areal ist 90 m NN.

4.2 Die Eingabedaten

Das Gebiet ist mit einem rechtwinkligen Gitternetz der Maschenweite $\Delta x = 2500 \text{ m}$ überzogen. Für jeden Gitterpunkt (i, j) sind die topographischen Höhenwerte gemäß Abbildung 2a gegeben. Die Höhe der Inversion H wird mit 300 m angenommen. Die Abbildung 2b zeigt das gleiche Gebiet wie Abbildung 2a, nur sind alle Teile, die über der Inversion liegen, ausgespart geblieben. Die Ränder dieser ausgesparten Teile sind leicht verändert worden, um sie dem Gitter anzupassen.

Das in der Nordwestecke verbliebene Gebiet soll nicht betrachtet werden, da es mit dem wesentlichen Teil nicht in Verbindung steht.

In dem Gebiet herrsche ein großräumiger Druckgradient, der eine (großräumige) Geschwindigkeit verursacht, deren Betrag 2 m/sec sei. Dieser Betrag bestimmt die an den beiden Einflußrändern festzusetzende Stromfunktion.

Die Richtung dieser Geschwindigkeit wird durch das Verhältnis der beiden Einflußanteile in das Gebiet durch die beiden Ein-

flußseiten bestimmt. Das Verhältnis des Ausflusses durch die beiden Ausflußseiten muß den gleichen Wert haben.

Die Konstanten werden wie folgt festgelegt:

$$\alpha_0=0.25, \beta_0=1.2, \sigma_0=1.25, q_1=0.5, q_2=0.5$$

4.3 Ergebnisse

Für das oben beschriebene Gebiet sind Berechnungen für 16 verschiedene Richtungen (alle 22.5°) des großräumigen Windes durchgeführt worden. Für einen dieser Fälle -Strömung aus NE- werden die Ergebnisse hier dargestellt.

Abbildung 3 zeigt die durch die irregulären lateralen Ränder und die topographischen Gegebenheiten beeinflusste Strömung. Das Modell gestattet es, die Strömung in einen divergenzfreien und in einen rotationsfreien Anteil aufzuspalten. Die beiden Anteile werden als Felder in den Abbildungen 4a($\hat{\psi}$) und 4b($\hat{\phi}$) durch Isolinien dargestellt.

Die errechneten Strömungsfelder erlauben auch die Bestimmung von Trajektorien, welche an vorgegebenen Punkten beginnen. Für die 16 verschiedenen Richtungen des großräumigen Windes sind Trajektorien berechnet worden, die am Standort des Kernkraftwerkes (Biblis), das am Rhein im südlichen Teil des betrachteten Gebietes gelegen ist, beginnen.

Die Abbildung 5 zeigt die Trajektorien für diese 16 Fälle. Man kann erkennen, wie die lateralen Ränder ebenso wie die topographische Struktur erhebliche Abweichungen der Trajektorien von der Richtung des großräumigen Windes bewirken.

4.4 Diskussion des Einflusses geänderter Parameter

a) Variation der Inversionshöhe H

Zusätzlich zu den Rechnungen für 300 m Inversionshöhe sind solche für 200 m und 400 m Inversionshöhe durchgeführt worden. In Abbildung 6 werden die Trajektorien, beginnend in Biblis, gezeigt, die sich für den Fall eines großräumigen ESE-Windes und unterschiedliches H ergeben.

Während man für die Fälle mit 300 m und 400 m Inversionshöhe keine sehr großen Unterschiede erkennen kann, weicht die Trajektorie für 200 m Inversionshöhe stark von den übrigen ab;

in diesem Fall weist der westliche Ausströmrand nur eine geringe Ausströmfläche auf.

b) Einfluß der geänderten Bodentopographie

Um den Einfluß der lateralen Ränder und der Bodentopographie trennen zu können, wurden wieder Rechnungen für einen großräumigen Wind aus ESE durchgeführt ($H = 300$ m NN).

Im ersten Fall wird die Topographie $h(x,y)$ berücksichtigt (entsprechend Abbildung 5). Im zweiten Fall wird $h(x,y)$ als konstant angenommen; es wird der Wert des Startpunktes benutzt ($h = 90$ m NN). In diesem Fall wird die Strömung in einem Kanal mit einer ebenen Unterseite und irregulären festen Wänden betrachtet.

Bild 7 zeigt die beiden erhaltenen Trajektorien. Die nördlichere ist die des zweiten Falls; die Zahlen geben die Reisezeit in Stunden an und zeigen, daß die Luft in diesem Fall schneller als in demjenigen mit Topographie strömt.

Für verschiedene topographische Bedingung kann dies jedoch unterschiedlich sein.

c) Variation der Koeffizienten α_0 und β_0

In Abbildung 8a werden die Trajektorien (für einen großräumigen Wind aus SE) für zwei extreme Werte von α_0 ($\alpha_0 = 0.05$ und $\alpha_0 = 0.25$) und in Abbildung 8b für zwei verschiedene Werte von β_0 ($\beta_0 = 1.1$ und $\beta_0 = 1.2$) dargestellt.

Die Ergebnisse zeigen sich gegenüber einer Variation von α_0 relativ unempfindlich (die Absolutgeschwindigkeit ändert sich für das Beispiel um maximal 10 %), gegenüber einer Variation von β_0 sind sie gänzlich insensitiv (die Absolutgeschwindigkeit ändert sich maximal nur um 0.1 %).

d) Variation der Koeffizienten q_1 und q_2

Die Parameterisierung der Korrelationsprodukte $\widehat{v_z^{*2}}$ und $\widehat{w^* \frac{dz^*}{dz}}$ hat nur einen geringen Einfluß auf die Modellergebnisse. Die Absolutgeschwindigkeit ändert sich gegenüber $q_1 = q_2 = 0$ für $q_1 = 1.5$ um maximal 3 %, für $q_2 = 1.5$ um maximal 1 %.

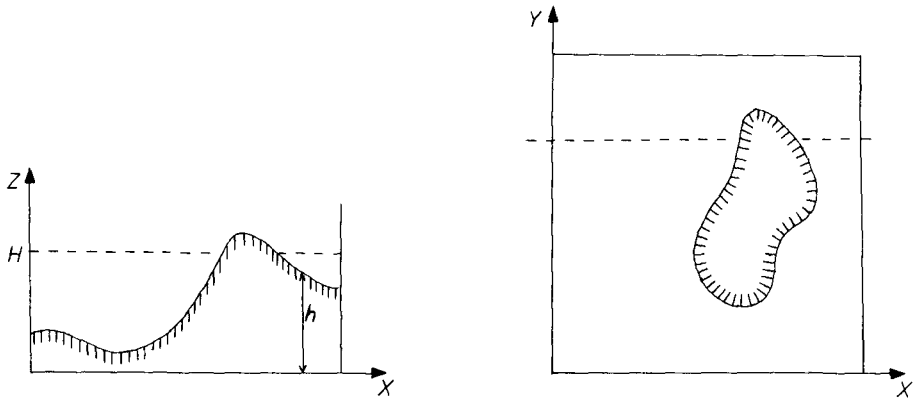
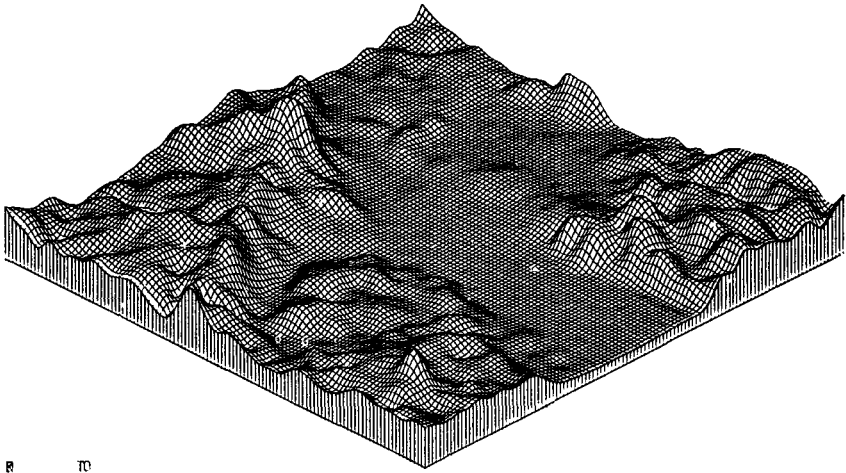


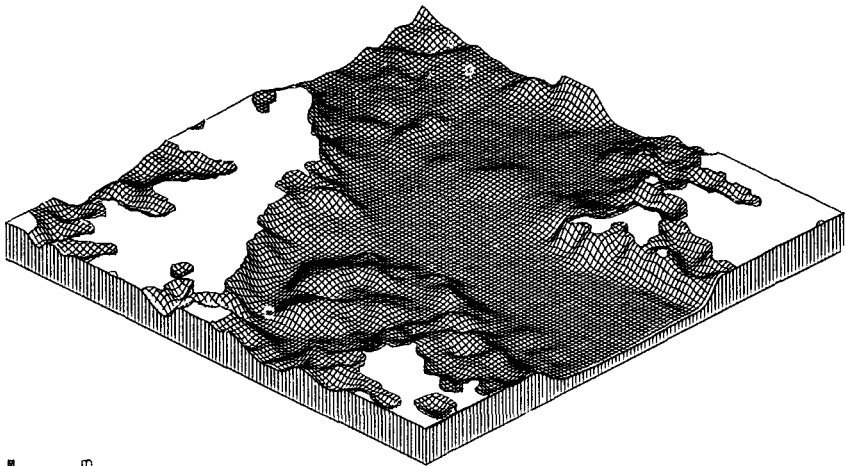
Abb.1 Koordinatensystem, äußere und innere Ränder

Eine perspektivische Sicht des Rhein-Main-Gebietes



R M

Abb.2a Die topographischen Gegebenheiten (siehe Abschnitt 4.1)



R M

Abb.2b Das für eine Strömung unter einer Inversion von 300 m verbleibende Gebiet.

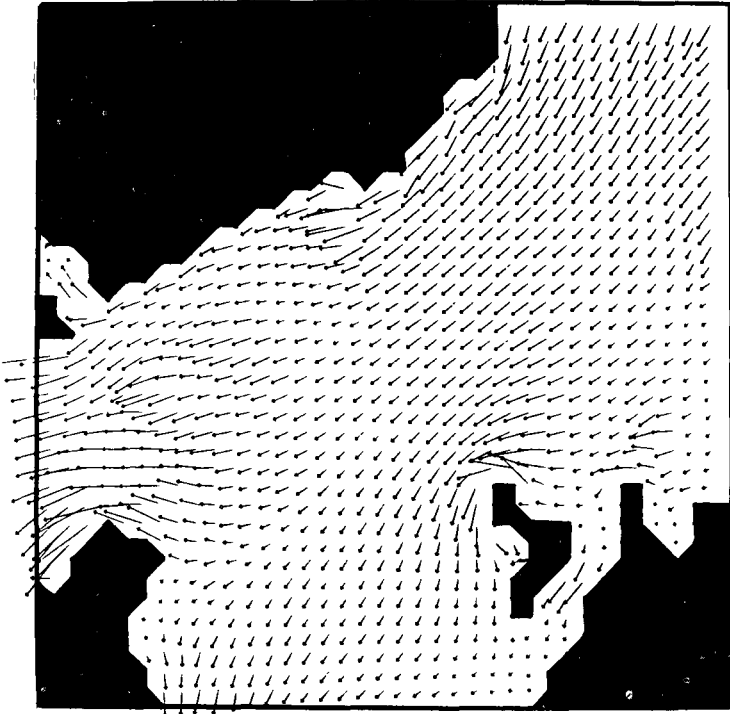


Abb.3 Die Strömung unter der Inversion für einen (großräumigen) Wind aus NE. Die Teile des Gebiets, die über der Inversionsschicht liegen, sind schwarz dargestellt.

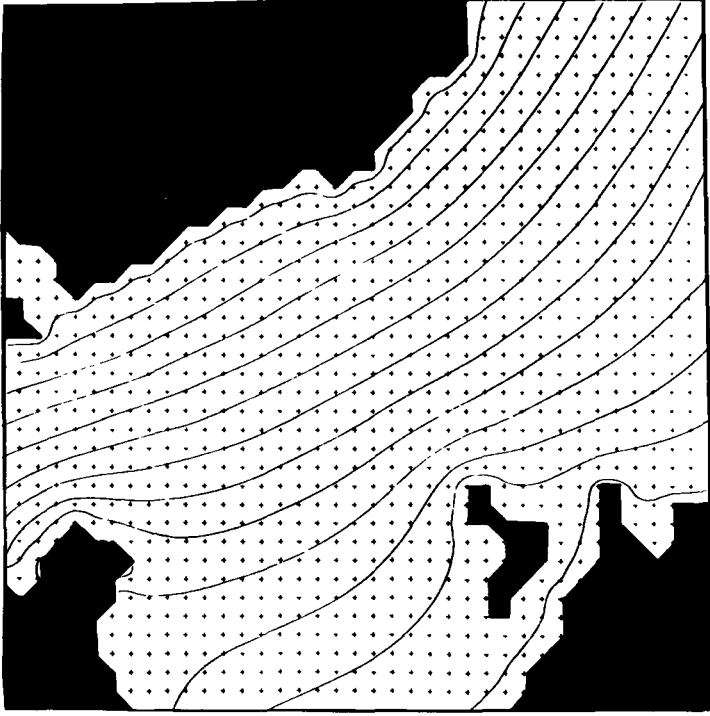


Abb.4a Der divergenzfreie Teil $\hat{\psi}(x,y)$ der in Abbildung 3 gezeigten Strömung.

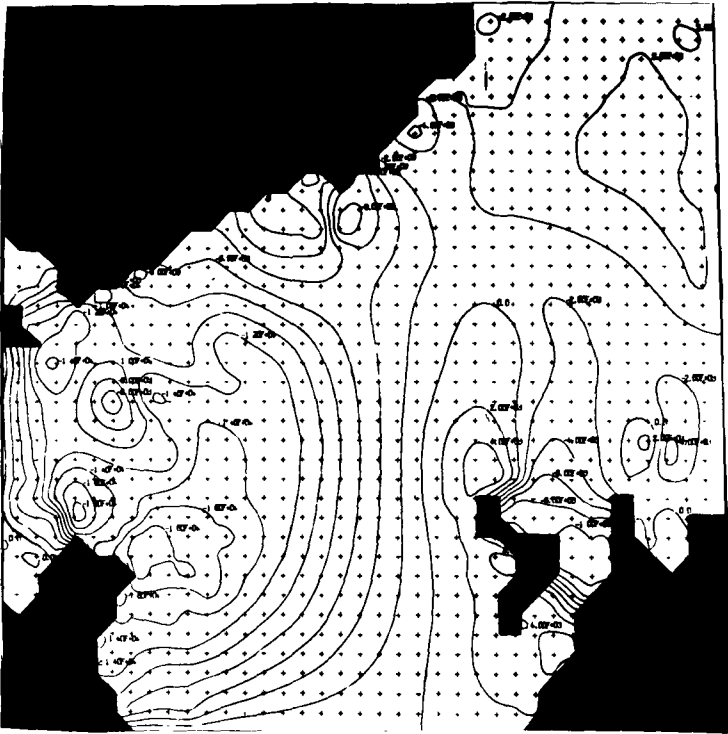


Abb.4b Der rotationsfreie Teil $\hat{\phi}(x,y)$ der in Abbildung 3 gezeigten Strömung.

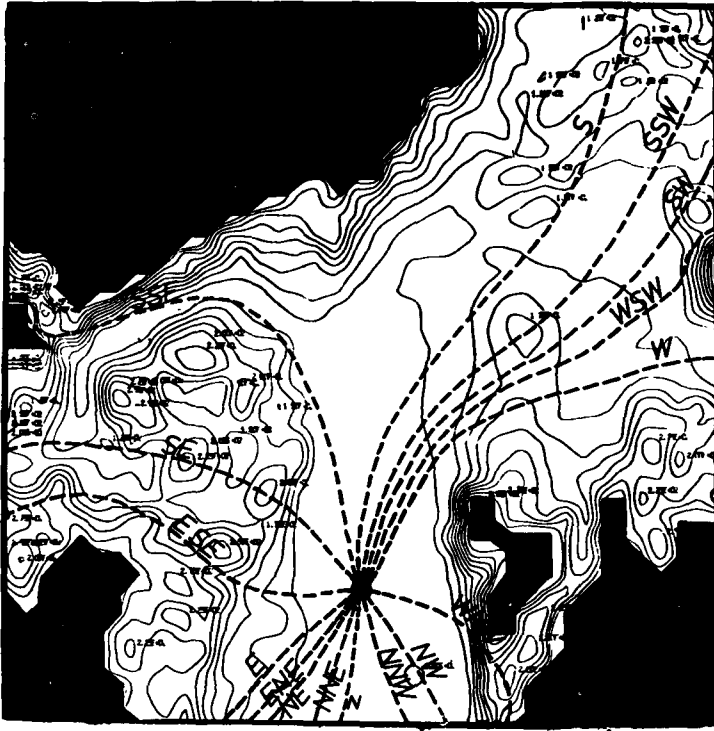


Abb.5 Trajektorien (---) für 16 verschiedene Richtungen des großräumigen Windes. Durchgezogene Linien sind Isohypsens der Topographie der Erdoberfläche (Abstand 25 m).

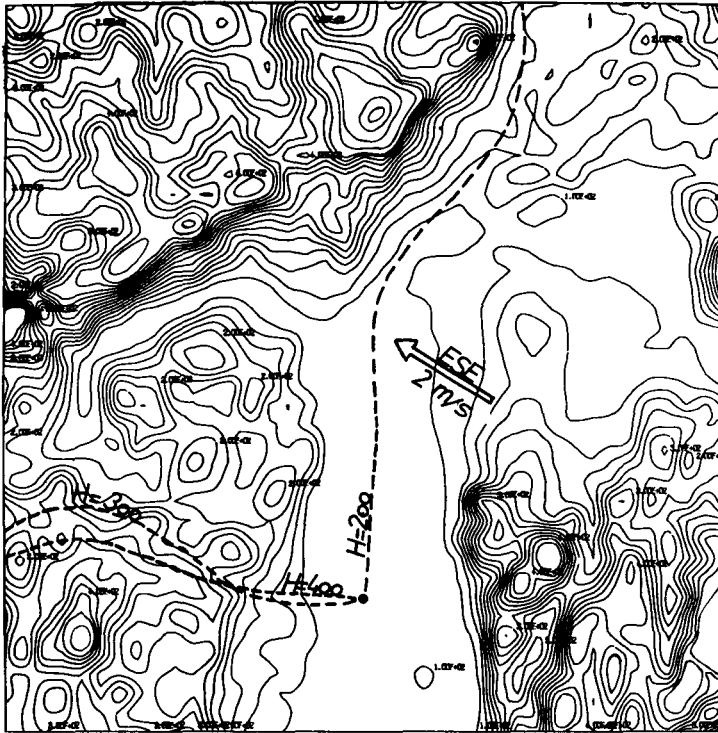


Abb.6 Trajektorien des großräumigen Windes aus ESE für drei verschiedene Inversionshohen (H=200 m, H=300 m, H=400 m).



Abb.7

Trajektorien für 2 verschiedene topographische Strukturen ($H=300$ m)

- die südlichere:

$h(x,y)$, wie in Abb. 5 bereits durch gebrochene Isolinien (---) gezeigt

- die nördlichere:

$h(x,y)=\text{const.}=h$ des Startpunktes

Die Zahlen an den Trajektorien geben die Reisezeit in Stunden an.



Abb.8a

Variation des Koeffizienten α_0 für Trajektorien des grossräumigen Windes aus SE ($H = 300$ m) :

- die nördlichere (o) bezeichnet die Trajektorie für $\alpha_0 = 0.25$
- die südlichere (▲) bezeichnet die Trajektorie für $\alpha_0 = 0.05$



Abb.8b

Variation des Koeffizienten β_0 für Trajektorien des gross-
räumigen Windes aus SE (H = 300 m):

- (o) bezeichnet die Trajektorie für $\beta_0 = 1.2$
- (Δ) bezeichnet die Trajektorie für $\beta_0 = 1.1$

EIN MODELL ZUR BERECHNUNG DER AUSBREITUNG VON
LUFTEMISSIONEN BEI VARIIERENDEN WETTERBEDINGUNGEN

K.J. VOGT, H. GEISS und J. STRAKA
Kernforschungsanlage
Jülich - B.R. DEUTSCHLAND

KURZFASSUNG. Die GAUSS'sche Normalverteilung wird aufgrund ihrer Einfachheit in vielen Anwendungsbereichen zur Beschreibung der atmosphärischen Diffusion verwendet, obwohl sie in ihrer konventionellen Form nur bei konstanten Wetterbedingungen anwendbar ist. Eine Verallgemeinerung für den Fall variierender Wetterbedingungen wird in diesem Beitrag diskutiert. Dazu wurde ein sogenanntes "Volumenquellenmodell" entwickelt, um die Ausbreitung eines einzelnen Puffs bei sich ändernden Wetterbedingungen zu berechnen. Die Grundidee dabei ist, dass die Schadstoffinventare der Volumenelemente der am Ende eines Zeitintervalls mit konstanten Wetterbedingungen sich ergebenden Schadstoffwolke als neue Punktquellen für die Ausbreitung im nächsten Zeitintervall mit geänderten Wetterbedingungen aufgefasst werden können. Nach der Überlagerung der Beiträge aller Punktquellen und der Integration über die Expositionszeit erhält man als Resultat eine verallgemeinerte GAUSS'sche Normalverteilung für die zeitintegrierte Schadstoffkonzentration. Bei konstanter Windrichtung lässt sich die Ausbreitung im Falle einer kontinuierlichen Freisetzung durch ein "Flächenquellenmodell" beschreiben, das die Ausbreitung der Abluftfahne bei variierender Windgeschwindigkeit und Diffusionskategorie behandelt. Für die Berechnung der Ausbreitung von Abluftfahnen bei variierender Windrichtung nähert man die Abluftfahne durch eine endliche Zahl von aufeinanderfolgenden Puffs an, wobei jeder einzelne Puff, dessen Ausbreitung mit Hilfe des Volumenquellenmodells beschrieben wird, bei Windrichtungswechsel seiner individuellen Trajektorie folgt. Abschliessend wird eine Beispielsrechnung zum Vergleich dieser verallgemeinerten Modelle mit dem konventionellen GAUSS'schen Modell durchgeführt.

SUMMARY. A MODEL FOR CALCULATING THE DISPERSION OF ACCIDENTAL DISCHARGES IN VARYING WEATHER CONDITIONS. The normal Gaussian distribution is of wide-ranging application to describe atmospheric diffusion because of its simplicity, although in its conventional form it can be used only for constant weather conditions. A generalization for the case of varying weather conditions is discussed in this paper. For this purpose a so-called "volume-source model" was developed, in order to calculate the dispersion

of a single emission, a puff, in changing weather conditions. The underlying idea is that the pollutant inventories of the volume elements of the cloud which forms at the end of a certain time interval in constant weather conditions can be regarded as new point sources for dispersion in the next time interval in the changed weather conditions. By superimposing the contributions of all point sources and integrating over the time of exposure the result is obtained for a generalized normal gaussian distribution for the time-integrated concentration of pollutants. Given constant wind direction, dispersion can be described, in the case of a continuous release, using a "surface-source model" which deals with the dispersion of the plume with varying wind velocity and diffusion categories. To calculate the dispersion of plumes with varying wind direction, an approximation of the plume is obtained using a number of successive puffs in which each single puff, whose dispersion is described with the help of the volume-source model, follows its individual trajectory with the change in wind direction. Finally a sample calculation is made for comparison of this generalized model with the conventional gaussian model.

RESUME. UN MODELE DE CALCUL DE LA DIFFUSION DES EMISSIONS ACCIDENTELLES DANS DES CONDITIONS VARIABLES DE TEMPS. Vu sa simplicité, la distribution normale de GAUSS est utilisée dans de nombreux domaines pour décrire la diffusion atmosphérique, bien que, sous sa forme classique, elle ne soit applicable que dans des conditions constantes de temps. Le présent article traite de sa généralisation à des conditions variables. A cet effet, un modèle dit "de source volumétrique" a été mis au point pour calculer la diffusion d'une bouffée unique dans des conditions variables. L'idée de base est de considérer l'inventaire en polluants des volumes élémentaires à la fin d'un intervalle de temps formés sous des conditions météorologiques constantes comme de nouvelles sources ponctuelles de diffusion, pendant l'intervalle de temps suivant, sous des conditions climatiques différentes. En superposant les effets de toutes les sources ponctuelles et en les intégrant sur la base de la durée d'exposition, on obtient comme résultat une distribution normale de GAUSS généralisée pour la concentration en polluants intégrée dans le temps. Avec une direction du vent constante, la diffusion en cas de dégagement continu peut être décrite à l'aide d'un "modèle de source plane" qui permet de déterminer la diffusion du panache lorsque la vitesse du vent et le type de diffusion varient. Pour calculer la diffusion des panaches d'effluents lorsque la direction

du vent varie, on simule le panache d'effluents par un nombre limité de bouffées successives, chacune des bouffées dont la diffusion est décrite à l'aide du modèle de source volumétrique poursuivant sa propre trajectoire lorsque la direction du vent change. A titre d'exemple, on compare en conclusion un calcul par ce modèle généralisé à celui par le modèle classique de GAUSS.

1. Ausbreitung eines Puffs bei sich ändernden Wetterbedingungen

Die Konzentrationsverteilung, die im Lee einer Punktquelle nach einer momentanen Freisetzung eines Puffs entsteht, kann durch eine Gaußsche Normalverteilung der Form

$$\chi(x,y,z,t) = \frac{Q}{(2\pi)^{3/2} \sigma_x \sigma_y \sigma_z} \exp \left\{ - \frac{(x-\bar{u}t)^2}{2\sigma_x^2} - \frac{y^2}{2\sigma_y^2} \right\} \\ \times \left\{ \exp \left[- \frac{(z-H)^2}{2\sigma_z^2} \right] + \exp \left[- \frac{(z+H)^2}{2\sigma_z^2} \right] \right\} \quad (1.1)$$

σ_i : Ausbreitungsparameter $i = x, y, z$
 H : Emissionshöhe
 Q : Quellstärke
 u : Windgeschwindigkeit
 t : Ausbreitungsdauer

beschrieben werden, wie aus der Literatur bekannt ist [1,2]. Diese Gleichung, die einerseits aus der statistischen Theorie der turbulenten Diffusion hergeleitet werden kann, während sie andererseits eine Lösung der Fickschen Diffusionsgleichung darstellt, hat aufgrund ihrer Einfachheit trotz einiger Einschränkungen eine breite Anwendung zur Berechnung der Umweltbelastung durch die Emission von Schadstoffen gefunden.

Die Ermittlung der Ausbreitungsparameter, die experimentell bestimmt werden müssen, wird später kurz diskutiert.

Die Gl.(1.1) ist allerdings nur für konstante Wetterbedingungen, d.h. für konstante Windrichtung, Windgeschwindigkeit und Diffusionskategorie, gültig, so daß sie nur zur Berechnung der Schadstoffkonzentration bei Ausbreitungsvorgängen benutzt werden kann, die nicht länger als eine Stunde dauern. Bei Problemstellungen, die die regionale Ausbreitung von Schadstoffen untersuchen, muß man jedoch auf Grund der wesentlich längeren Transportzeiten von einigen Stunden die Änderung von Windrichtung,

Windgeschwindigkeit und Diffusionskategorie berücksichtigen. Für diesen Fall mit sich ändernden Wetterbedingungen wurde unter Berücksichtigung der üblichen Gaußschen Diffusionsgleichung (1.1) ein sog. "Volumenquellenmodell" entwickelt.

Sind der Windvektor \bar{u} sowie die Ausbreitungsparameter σ_x , σ_y und σ_z für aufeinander folgende Zeitintervalle Δt_k (z.B. Stundenintervalle) bekannt, kann man die Konzentrationsverteilung in jedem Zeitintervall als eine Überlagerung infinitesimaler Beiträge aller infinitesimalen Volumenelemente der Abluftfahne am Ende des abgelaufenen Zeitintervalls darstellen. Das Inventar dieser Volumenelemente wird bei den Ausbreitungsrechnungen mit den geänderten Wetterbedingungen als neue Punktquelle betrachtet. Die Quellstärke dieser Punktquelle,

$$dQ(x_k, y_k, z_k, t_k) = \chi_k(x_k, y_k, z_k, t_k) dx dy dz \quad (1.2)$$

welche sich aus den Überlagerungen in den vorhergehenden k Zeitintervallen ergibt, wird in die Ausbreitungsgleichung für das $(k+1)$ -te Zeitintervall

$$\begin{aligned} d\chi_{k+1}(x, y, z, t) &= \frac{dQ(x_k, y_k, z_k, t_k)}{(2\pi)^{3/2} \sigma_{x,k+1} \sigma_{y,k+1} \sigma_{z,k+1}} \\ &\times \exp \left\{ - \frac{[x-x_k - \bar{u}_{x,k+1}(t-t_k)]^2}{2\sigma_{x,k+1}^2} - \frac{[y-y_k - \bar{u}_{y,k+1}(t-t_k)]^2}{2\sigma_{y,k+1}^2} \right\} \quad (1.3) \\ &\times \left\{ \exp \left[- \frac{(z-z_k)^2}{2\sigma_{z,k+1}^2} \right] + \exp \left[- \frac{(z+z_k)^2}{2\sigma_{z,k+1}^2} \right] \right\} \end{aligned}$$

eingesetzt. Als Ergebnis einer dreidimensionalen Integration über den gesamten Raum, die, wie in einer früheren Publikation [3] gezeigt wurde, analytisch durchgeführt werden kann, erhält man wieder eine Gaußsche Normalverteilung, die die Konzentrationsverteilung im Puff im Laufe des (k+1)-ten Zeitintervalls darstellt.

In [3] wurde ausführlich gezeigt, daß eine (k-1)-malige Wiederholung dieser Prozedur unter Verwendung der Gl. (1.1) den folgenden Ausdruck für die Konzentrationsverteilung in einem Puff im Laufe des k-ten Zeitintervalls liefert

$$\begin{aligned}
 x_n(x, y, z, t) = & \frac{Q}{(2\pi)^{3/2} \sigma_{x,eff} \sigma_{y,eff} \sigma_{z,eff}} \left(\exp\left[-\frac{(z-\bar{z})^2}{2\sigma_{z,eff}^2}\right] + \exp\left[-\frac{(z+\bar{z})^2}{2\sigma_{z,eff}^2}\right] \right) \\
 & \times \exp\left\{ -\frac{\left[x - \bar{x}_{x,n}(t-t_{n-1}) - \sum_{k=1}^{n-1} \bar{u}_{x,k}(t_k - t_{k-1}) \right]^2}{2\sigma_{x,eff}^2} - \frac{\left[y - \bar{y}_{y,n}(t-t_{n-1}) - \sum_{k=1}^{n-1} \bar{u}_{y,k}(t_k - t_{k-1}) \right]^2}{2\sigma_{y,eff}^2} \right\} \quad (1.4)
 \end{aligned}$$

Die effektiven Ausbreitungsparameter $\sigma_{i,eff}$ werden sukzessive aus den Ausbreitungsparametern $\sigma_{i,k,eff}$ ($k=1\dots,n$) berechnet, die in einer Reihe von n aufeinanderfolgenden Zeitintervallen herrschten.

$$\sigma_{i,eff}^2 = \sum_{k=1}^n \sigma_{i,k}^2 \quad (i=x, y, z) \quad (1.5)$$

Dividiert man das Zeitintegral der Konzentration nach Gl.(1.1) durch die Quellstärke Q, so bekommt man den sog. Ausbreitungsfaktor

$$\begin{aligned} \tilde{\chi}_n(x, y, z) &= \frac{1}{Q} \int_{-\infty}^{\infty} \chi_n(x, y, z, t) dt \\ &= \frac{\exp\left[-\frac{(z-H)^2}{2\sigma_{z,eff}^2}\right] + \exp\left[-\frac{(z+H)^2}{2\sigma_{z,eff}^2}\right]}{2\pi \sigma_{z,eff} (\bar{u}_{x,n}^2 \sigma_{y,eff}^2 + \bar{u}_{y,n}^2 \sigma_{x,eff}^2)^{1/2}} \\ &\times \exp\left\{ \frac{\{\bar{u}_{x,n} [y - \sum_{k=1}^{n-1} \bar{u}_{y,k} (t_k - t_{k-1})] - \bar{u}_{y,n} [x - \sum_{k=1}^{n-1} \bar{u}_{x,k} (t_k - t_{k-1})]\}^2}{2(u_{x,n} \sigma_{y,eff}^2 + u_{y,n} \sigma_{x,eff}^2)} \right\} \end{aligned} \quad (1.6)$$

Diese Form hat allerdings den Nachteil, daß der Ausbreitungsparameter σ_x benötigt wird, der i.a. nicht bekannt ist. Deshalb wurde ein alternatives sog. Trajektorienmodell entwickelt. Im ersten Zeitintervall wird die Windrichtung als konstant angenommen, so daß bei der Berechnung des Ausbreitungsfaktors angenommen wird, daß die Bewegung des Schwerpunkts des Puffs entlang der Richtung des Windvektors im ersten Zeitintervall erfolgt. Dann liefert Gl. (1.6)

$$\hat{\chi}_n^+(x, y, z) = \frac{\exp\left[-\frac{v^2}{2\sigma_{y,eff}^2}\right] \left\{ \exp\left[-\frac{(z-H)^2}{2\sigma_{z,eff}^2}\right] + \exp\left[-\frac{(z+H)^2}{2\sigma_{z,eff}^2}\right] \right\}}{2\pi \sigma_{y,eff} \sigma_{z,eff} \bar{u}_n} \quad (1.7)$$

Die Windrichtungsänderungen wurden anschließend in der Form berücksichtigt, daß die ursprünglich geradlinige Ausbreitungsachse am Ende jedes Zeitintervalls in die Richtung der echten Trajektorie "gebogen" wird, wie es Abb. 1 anschaulich zeigt. Diese Vorgehensweise führt zu

$$\hat{\chi}_n(x, y, z) = \frac{\exp\left[-\frac{\eta_n^2}{2\sigma_{y,eff}^2}\right] \left\{ \exp\left[-\frac{(z-H)^2}{2\sigma_{z,eff}^2}\right] + \exp\left[-\frac{(z+H)^2}{2\sigma_{z,eff}^2}\right] \right\}}{2\pi \sigma_{y,eff} \sigma_{z,eff} \bar{u}_n} \quad (1.8)$$

wobei

$$\eta_n = \frac{1}{\bar{u}_n} \left\{ \bar{u}_{x,n} \left[y - \sum_{k=1}^{n-1} \bar{u}_{y,k} (t_k - t_{k-1}) \right] - \bar{u}_{y,n} \left[x - \sum_{k=1}^{n-1} \bar{u}_{x,k} (t_k - t_{k-1}) \right] \right\} \quad (1.9)$$

die azimutale Entfernung von der Trajektorie in Bezug auf die im n-ten Zeitintervall herrschende Windrichtung bedeutet. Die Gleichung der Trajektorie im n-ten Zeitintervall folgt aus der Bedingung $\eta_n = 0$ und lautet

$$y = \frac{\bar{u}_{y,n}}{\bar{u}_{x,n}} \left[x - \sum_{k=1}^{n-1} \bar{u}_{x,k} (t_k - t_{k-1}) \right] + \sum_{k=1}^{n-1} \bar{u}_{x,k} (t_k - t_{k-1}) \quad (1.10)$$

Gl. (1.8) für den Ausbreitungsfaktor bei sich ändernden Wetterbedingungen ist demnach ähnlich aufgebaut wie die ursprüngliche Gl. (1.1) bis auf den Unterschied, daß die konstante Windgeschwindigkeit u durch den Wert u_n im n-ten Zeitintervall, y durch η_n und die Ausbreitungsparameter durch ihre effektiven Werte nach Gl. (1.5) ersetzt wurden.

Da die Anisotropie des Ausbreitungsprozesses ($\sigma_x \neq \sigma_y$) bei der Drehung des Puffs in die neue Windrichtung (wie in Abb. 2 dargestellt) nicht berücksichtigt wurde, bzw. erst die Berechnung der Konzentrationsverteilung und dann die Drehung erfolgte, stellt Gl. (1.8) nur einen Näherungswert für den Ausbreitungsfaktor dar.

Man kann zeigen, daß der relative Fehler bei der Anwendung der Näherungsformel Gl. (1.8) statt der genaueren Formel Gl. (1.6)

$$E = \left| \frac{\tilde{\chi}_n - \hat{\chi}_n}{\chi_n} \right| = \left| (\cos^2 \alpha_{n+p} \sin^2 \alpha_n)^{1/2} - 1 \right| \quad (1.11)$$

(berechnet in der vertikalen Ebene entlang der Trajektorie) von der Windrichtungsänderung im n-ten Intervall gegenüber dem (n-1)-ten Intervall und vom Verhältnis der horizontalen Ausbreitungsparameter σ_x und σ_y abhängt. Aus Gl. (1.11) und Abb. 3

kann man erkennen, daß beide Gleichungen für kleine Winkel α_n nur geringfügige Abweichungen in den Ergebnissen liefern. Der größte Fehler, der für $\alpha_n=90$ Grad erreicht wird, überschreitet 30 % nicht, falls sich σ_x und σ_y um nicht mehr als den Faktor 2 unterscheiden.

Experimentelle Untersuchungen von LAMB et al. [4] haben zudem gezeigt, daß sich σ_x und σ_y nicht wesentlich unterscheiden, so daß man ohne weiteres die Näherung Gl. (1.8) anwenden kann.

Zum Schluß muß noch die Parametrisierung der Ausbreitungsparameter durchgeführt werden.

Die Gaußsche Normalverteilung stellt nach Batchelor [5] eine Lösung der Fickschen Diffusionsgleichung dar, falls die Bedingung

$$K_i(t) = \frac{1}{2} \frac{d\sigma_i^2(t)}{dt} \quad (i=x,y,z) \quad (1.12)$$

gilt. Die turbulenten Diffusionskoeffizienten K_i im Laufe eines Zeitintervalls mit konstanten Wetterbedingungen als von der Zeit unabhängig angenommen, so daß das Zeitintegral von Gl.(1.2)

$$\sigma_{i,k}^2 = \sigma_{i,k}^2(t_k) - \sigma_{i,k}^2(t_{k-1}) \quad \begin{matrix} (i=x,y,z) \\ (k=1,\dots,n) \end{matrix} \quad (1.13)$$

liefert.

Die Ausbreitungsparameter im k-ten Zeitintervall hängen demnach nur noch von der Diffusionskategorie und der Diffusionszeit (d.h. der Länge des Intervalls) ab. Andererseits ist bekannt, daß die turbulente Diffusion mit Hilfe der Fickschen Diffusionsgleichung nicht exakt beschrieben werden kann [6]. Infolge des Taylorschen Theorems [7], erwartet man für kleine Diffusionszeiten eine Proportionalität $\sigma \sim t \sim x$ und für große Diffusionszeiten $\sigma \sim \sqrt{t} \sim \sqrt{x}$.

Dagegen wurde die Quelldistanzabhängigkeit der Ausbreitungsparemeter in Form von Potenzfunktionen

$$\sigma_{i,k} = p_{i,k} x^{q_{i,k}} = p_{i,k} (\bar{u} \cdot t)^{q_{i,k}} \quad (i=y,z) \quad (1.14)$$

wie in der Literatur üblich angenommen. Die Koeffizienten p und q wurden in Feldexperimenten ermittelt [8,9].

Mit den Diffusionskoeffizienten nach Gl. (1.12) erhält man dann

$$\sigma_{i,k}^2 = p_{i,k}^2 \left\{ \left[\sum_{m=1}^k \bar{u}_m (t_m - t_{m-1}) \right]^{2q_{i,k}} - \left[\sum_{m=1}^{k-1} \bar{u}_m (t_m - t_{m-1}) \right]^{2q_{i,k}} \right\} \quad (1.15)$$

oder im Falle einer konstanten Windrichtung

$$\sigma_{i,k}^2 = p_{i,k}^2 \{ x_k^{2q_{i,k}} - x_{k-1}^{2q_{i,k}} \} \quad (i=y,z) \quad (1.16)$$

2. Ausbreitung einer Abluftfahne bei konstanter Windrichtung

Die Konzentrationsverteilung im Lee einer kontinuierlichen Punktquelle (später auch als Fahne bezeichnet) kann bei konstanten Wetterbedingungen durch die stationäre Verteilung

$$\chi_c(x,y,z) = \frac{q \exp\left[-\frac{y^2}{2\sigma_y^2}\right]}{2\pi \sigma_y(x) \sigma_z(x) u} \left\{ \exp\left[-\frac{(z-H)^2}{2\sigma_z^2}\right] + \exp\left[-\frac{(z+H)^2}{-2\sigma_z^2}\right] \right\} \quad (1.17)$$

beschrieben werden. Eine Erweiterung dieses Ansatzes zur Berücksichtigung variabler Windgeschwindigkeit und Diffusionskategorie bei konstanter Windrichtung wurde in einer vorangegangenen Publikation [3] bereits im Detail beschrieben. Dieses

sog. "Flächenquellenmodell" geht in Analogie zum "Volumenquellenmodell" davon aus, daß am Ende eines jeden Zeitintervalls die infinitesimalen Flächenelemente einer Ebene senkrecht zur Ausbreitungsrichtung als neue Punktquellen mit der differentiellen Quellstärke

$$dq_k(x_k, y_k, z_k) = \bar{u}_k \chi_k(x_k, y_k, z_k) dy dz \quad (1.18)$$

angenommen werden.

Mit diesen Punktquellen wird dann die Ausbreitungsrechnung im nächsten Zeitintervall mit einer neuen Windgeschwindigkeit und Diffusionskategorie durchgeführt. Integriert man über die Beiträge

$$\begin{aligned} d\chi_{k+1}(x, y, z) &= \frac{dq_k(x_k, y_k, z_k)}{2\pi\sigma_{y, k+1}\sigma_{z, k+1}\bar{u}_{k+1}} \exp\left[-\frac{(y-y_k)^2}{2\sigma_{y, k+1}^2}\right] \\ &\times \left\{ \exp\left[-\frac{(z-z_k)^2}{2\sigma_{z, k+1}^2}\right] + \exp\left[-\frac{(z+z_k)^2}{2\sigma_{z, k+1}^2}\right] \right\} \quad (1.19) \end{aligned}$$

zur Konzentration im nächsten Zeitintervall unter Berücksichtigung der Gl. (1.17), so erhält man nach n-maliger Wiederholung dieses Verfahrens die Konzentration im n-ten Zeitintervall

$$\chi_n(x, y, z) = \frac{q \cdot \exp\left[-\frac{y^2}{2\sigma_{y, \text{eff}}^2}\right] \left\{ \exp\left[-\frac{(z-H)^2}{2\sigma_{z, \text{eff}}^2}\right] + \exp\left[-\frac{(z+H)^2}{2\sigma_{z, \text{eff}}^2}\right] \right\}}{2\pi \sigma_{y, \text{eff}} \sigma_{z, \text{eff}} \bar{u}_n} \quad (1.20)$$

Um das Zeitintegral der Konzentration (die Dosis) zu berechnen, muß q in Gl. (1.20) durch $Q=q \cdot dt$ ersetzt werden, wobei dt die Andauer des Zeitintervalls bedeutet. Der resultierende Ausbreitungsfaktor für die Abluftfahne, d.h. die durch die Emissionsrate dividierte Konzentration oder das durch die Quellstärke dividierte Zeitintegral der Konzentration, ist dann identisch mit dem Ausbreitungsfaktor für den Puff in Gl. (1.7). Die effektiven Ausbreitungsparameter können mit Hilfe von Gl. (1.5) und Gl. (1.6) berechnet werden.

3. Ausbreitung einer Abluftfahne bei Änderung der Windrichtung

Eine Fahne im herkömmlichen Sinn kann sich nur entwickeln, solange sich die Windrichtung nicht ändert, d.h. innerhalb des ersten Zeitintervalls. An dem Ende des Intervalls muß man die Fahne als eine Reihe unendlich vieler infinitesimaler Puffs mit individuellen Freisetzungzeiten betrachten, wobei jeder Puff im ersten Zeitintervall der Trajektorie des vorhergehenden folgt. Dieser "Gänsemarsch" von Puffs wird infolge der Windrichtungsänderung am Ende des ersten Zeitintervalls unterbrochen, so daß jeder Puff nunmehr einer eigenen Trajektorie folgt, wie das anschaulich in Abb. 4 dargestellt ist.

Im Gegensatz zu den Ausbreitungsrechnungen für einen einzelnen Puff liefert die Anwendung des Volumenquellenmodells im Falle variierender Windrichtung keine analytische Lösung für die Überlagerung der Beiträge von infinitesimalen Volumenquellen, weil die von den entsprechenden Diffusionszeiten abhängigen Ausbreitungsparameter für die einzelnen Puffs verschieden sind. Um eine numerische Integration zu vermeiden, kann die Fahne durch eine Überlagerung von N aufeinanderfolgenden Puffs mit der Quellstärke $(dq)_\ell = Q/N$ und den individuellen Freisetzungzeiten

$$t_0^{(\ell)} = t_0 + \frac{t_1 - t_0}{N} (\ell - 1) \quad (\ell = 1, 2, \dots, N) \quad (1.21)$$

angenähert werden. Der Ausbreitungsfaktor für den l-ten Puff folgt aus Gl. (1.8) durch Einsetzen der durch Gl. (1.21) bestimmten Freisetzungszeit $t_0^{(\ell)}$ an Stelle von t_0 .

Indem man diesen Faktor mit der individuellen Quellstärke $(dq)^{(\ell)}$ multipliziert und die Beiträge aller N Puffs überlagert bekommt man nach Division durch Q den Ausbreitungsfaktor

$$\hat{\chi}_n(x, y, z).$$

$$= \frac{1}{N} \sum_{\ell=1}^N \frac{\exp\left[-\frac{\eta_n^{(\ell)2}}{2\sigma_{y,eff}^{(\ell)2}}\right]}{2\pi\sigma_{y,eff}^{(\ell)}\sigma_{z,eff}^{(\ell)}\bar{u}_n} \left\{ \exp\left[-\frac{(z-H)^2}{2\sigma_{z,eff}^{(\ell)2}}\right] + \exp\left[-\frac{(z+H)^2}{2\sigma_{z,eff}^{(\ell)2}}\right] \right\} \quad (1.22)$$

welcher der Ausbreitung einer Abluftfahne im Laufe von n Zeitintervallen mit unterschiedlichen meteorologischen Bedingungen entspricht, wobei

$$\eta_n^{(\ell)} = \frac{1}{\bar{u}_n} \left\{ \bar{u}_{x,n} \left[y - \sum_{k=2}^{n-1} \bar{u}_{y,k} (t_k - t_{k-1}) - \bar{u}_{y,1} (t_1 - t_0^{(\ell)}) \right] \right. \\ \left. - \bar{u}_{y,n} \left[x - \sum_{k=2}^{n-1} \bar{u}_{x,k} (t_k - t_{k-1}) - \bar{u}_{x,1} (t_1 - t_0^{(\ell)}) \right] \right\} \quad (1.23)$$

das Azimut bezogen auf die Trajektorie des l-ten Puffs im n-ten Zeitintervall bedeutet. Die effektiven Ausbreitungsparameter für den l-ten Puff haben die Form

$$\sigma_{i,eff}^{(\ell)2} = \sum_{k=1}^n \sigma_{i,k}^{(\ell)2} \quad \begin{matrix} (i=y, z) \\ (\ell=1, 2, \dots, N) \end{matrix} \quad (1.24)$$

Sie sind von der individuellen Freisetzungszeit $t_0^{(\ell)}$ abhängig und man erhält zusammen mit Gl. (1.15)

$$\sigma_{i,1}^{(\ell)2} = p_{i,1}^2 \{ \bar{u}_1(t_1 - t_0^{(\ell)}) \}^{2q_{i,1}} \quad (\ell=1,2,\dots,N) \quad (1.25)$$

$$\begin{aligned} \sigma_{i,k}^{(\ell)2} = & p_{i,k}^2 \left\{ \left[\sum_{m=2}^k u_m(t_m - t_{m-1}) + u_1(t_1 - t_0^{(\ell)}) \right]^{2q_{i,k}} \right. \\ & \left. - \left[\sum_{m=2}^{k-1} u_m(t_m - t_{m-1}) + u_1(t_1 - t_0^{(\ell)}) \right]^{2q_{i,k}} \right\} \end{aligned} \quad (1.26)$$

Abb. 4 zeigt anschaulich, daß die Puffs im Laufe der Zeit zusammenwachsen, so daß die Approximation einer kontinuierlichen Abluftfahne durch eine endliche Anzahl von separaten Puffs mit anwachsender Diffusionszeit immer besser wird.

Das Volumenquellenmodell für die Abluftfahne ist bisher nur auf den Fall einer konstanten Emissionsrate im Laufe des ersten Zeitintervalls angewendet worden. Das Modell kann aber leicht für Emissionen mit in verschiedenen Zeitintervallen variierenden Emissionsraten verallgemeinert werden. Ist die Emissionsrate während eines Zeitintervalls mit konstanten meteorologischen Bedingungen nicht konstant, so teilt man dieses Zeitintervall in kleinere Intervalle mit konstanten Emissionsraten bei gleichen meteorologischen Bedingungen. Wenn sich die Emission über mehrere Intervalle mit unterschiedlichen meteorologischen Bedingungen erstreckt, ergibt sich die Gesamtdosis durch Überlagerung.

Der Einfluß der stundenweise wechselnden Wetterbedingungen auf die Verteilung der im 1. Zeitintervall freigesetzten Schadstoffe wird in Abb. 5 für einen ausgewählten Wetterablauf veranschaulicht. Hier werden die Ausbreitungsparameter $\hat{\sigma}_y$ und $\hat{\sigma}_z$ und der Ausbreitungsfaktor $\hat{\chi}$, die sich nach dem Volumenquellenmodell für einen mit der Diffusionskategorie F und der Windgeschwindigkeit 1 m/s beginnenden Wetterablauf entlang der Trajektorie errechnen, mit den Ausbreitungsparametern σ_y^C und σ_z^C und dem Ausbreitungsfaktor $\hat{\chi}_C$ verglichen, die sich bei Anwendung der konventionellen Gaußschen Ausbreitungsgleichung unter der konstant gehaltenen Ausbreitungsachse im 1. Zeit-

intervall ergeben, wobei die zur Emissionszeit vorliegende Diffusionskategorie und Windgeschwindigkeit für die weitere Ausbreitungsrechnung konstant gehalten wurden. Zur Erleichterung der Interpretation wird am oberen Rand die Abfolge der Diffusionskategorien und Windgeschwindigkeiten während des speziellen Wetterablaufs angegeben. Es zeigt sich, daß im vorliegenden Beispiel für größere Entfernungen die Anwendung des konventionellen Modells zu einer Überschätzung der zeitintegrierten Konzentration und damit der Dosis um mehr als eine Größenordnung führen würde, weil damit unberücksichtigt bleiben würde, daß sich die Turbulenz und die Windgeschwindigkeit nach dem 1. Zeitintervall vergrößern.

Bei der "realistischen" Kurve $\hat{\chi}$ fallen zwei Spitzenwerte auf

- der Spitzenwert zu Anfang des zweiten Zeitintervalls ergibt sich, nachdem durch eine Verstärkung der Turbulenz die Abluftfahne schneller den Boden erreicht
- der zweite Spitzenwert in der 6. Stunde ergibt sich infolge einer Verminderung der Windgeschwindigkeit bzw. der damit verbundenen Erhöhung der Einwirkungszeit der vorbeiziehenden Abluftfahne.

In Abb. 6 wird das Verhältnis des konventionellen Ausbreitungsfaktors zum Ausbreitungsfaktor nach dem Volumenquellenmodell zunächst für 3 ausgewählte Wetterabläufe gezeigt, die mit den Diffusionskategorien A, D und F beginnen. Es wird deutlich, daß das konventionelle Modell die nach dem Volumenquellenmodell berechneten Umgebungsbelastungen unter der Ausbreitungsachse in der Regel

- unterschätzt, wenn der Wetterablauf mit einer labilen Diffusionskategorie beginnt
- überschätzt, wenn der Wetterablauf mit einer stabilen Diffusionskategorie beginnt.

Um die mittlere Abweichung der beiden Modelle zu vergleichen, wurden dann 1000 Wetterabläufe statistisch aus den Jülicher Wetterdaten herausgegriffen. Kurve M zeigt das Verhältnis der damit nach den beiden Modellen berechneten mittleren Ausbreitungsfaktoren. (Um den Vergleich überhaupt durchführen zu können, mußte dabei die Windrichtung auch im Falle des Volumenquellenmodells konstant gehalten werden.) Es zeigt sich, daß das konventionelle Modell bei einer Anwendung auf Langzeitfreisetzungen oder im statistischen Mittel über Kurzzeitfreisetzungen zu einer Überschätzung der Umgebungsbelastung führt, die bei großen Quelledistanzen etwa dem Faktor 2 entspricht. Dies gilt zumindest für die in Mitteleuropa typische Ausbreitungsklimatologie.

Literatur

- [1] F. Pasquill
Atmospheric diffusion
Ellis Horwood Limited, Chichester (1974)
- [2] G.T. Csanady
Turbulent Diffusion in the Environment
D. Reidel Publishing Co., Dordrecht (1973)
- [3] J. Straka, H. Geiß, F. Rohloff, K.J. Vogt
Die Ausbreitung von Abluftfahnen bei sich ändernden Wetterbedingungen
PSE-Bericht Nr. 79/5 (1979)
- [4] R.G. Lamb, W.H.Chen, J.H. Seinfeld
Numerico-Empirical Analysis of Atmospheric Diffusion Theories
J.Atmos.Sci., 32, 1795-1807 (1975)
- [5] G.K. Batchelor
Diffusion in a Field of Homogeneous Turbulence
Australian J.Sci.Res. 2, 437 (1949)
- [6] F. Wippermann
Die Ausbreitung luftfremder Stoffe in der Atmosphäre
TH Darmstadt; Skriptum zur Vorlesung im WS 67/68 (1967)
- [7] G.J. Taylor
Diffusion by Continuous Movements
Proc. London Math. Soc. A20, 196 (1922)
- [8] K.J. Vogt
Empirical Investigations of the Diffusion of Waste Air Plumes in the Atmosphere
Nuclear Technology, 34, 43-57 (1977)
- [9] K.J. Vogt, H. Geiß, G. Polster
New Sets of Diffusion Parameters Resulting from Tracer Experiments in 50 and 100 Metres Release Heights
9th International Technical Meeting on Air Pollution Modeling and its Application (NATO/CCMS Air Pollution Pilot Study "Assessment Meteorology and Modeling"),
Toronto, 28-31.8.1978

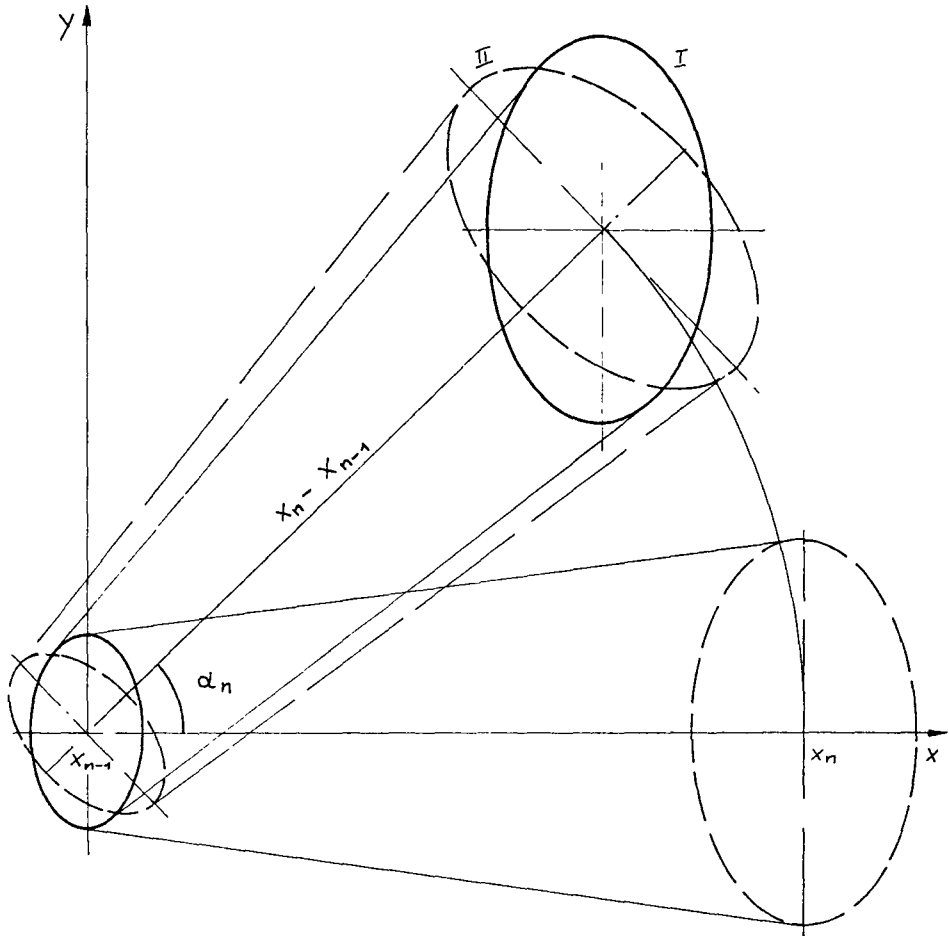


Abb. 2

Darstellung der Puffs I und II entsprechend den Ausbreitungsmodellen in Gl. (6) bzw. Gl. (8) unter Berücksichtigung horizontaler Anisotropie

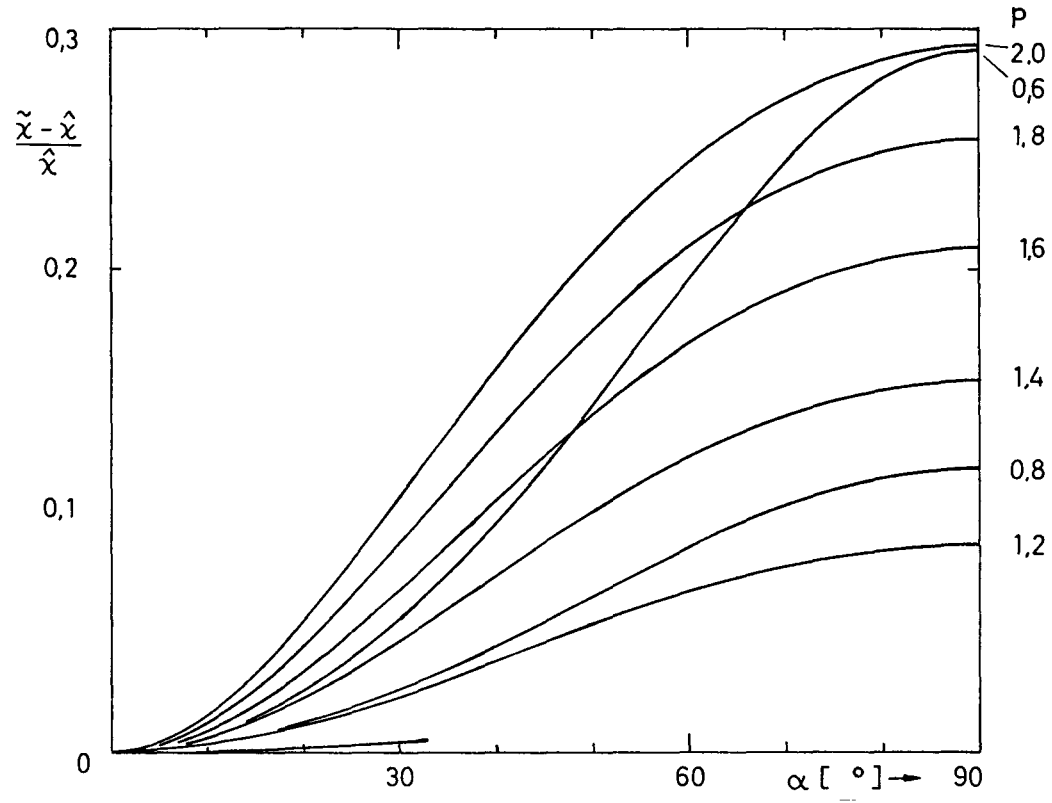


Abb. 3

Fehler der Näherung in Abhängigkeit vom Winkel zwischen zwei Windrichtungen α und dem Verhältnis p der horizontalen Ausbreitungsparameter

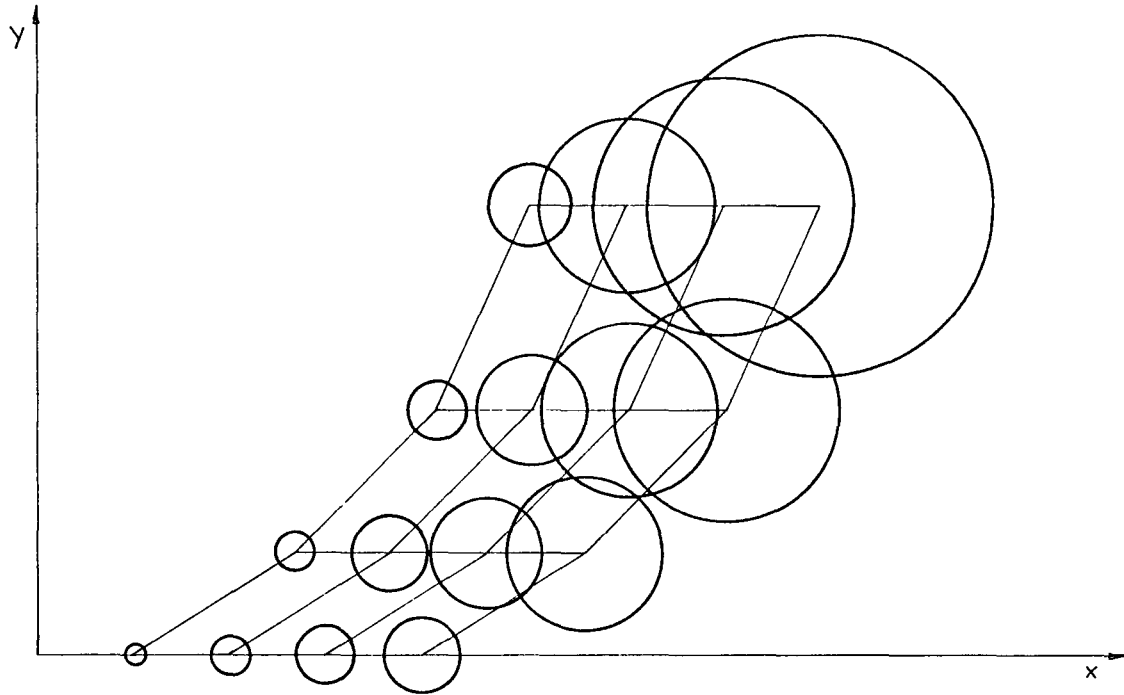


Abb. 4

Darstellung der Ausbreitung einer Abluftfahne, die durch eine endliche Zahl von Puffs dargestellt wird, bei sich ändernder Windrichtung

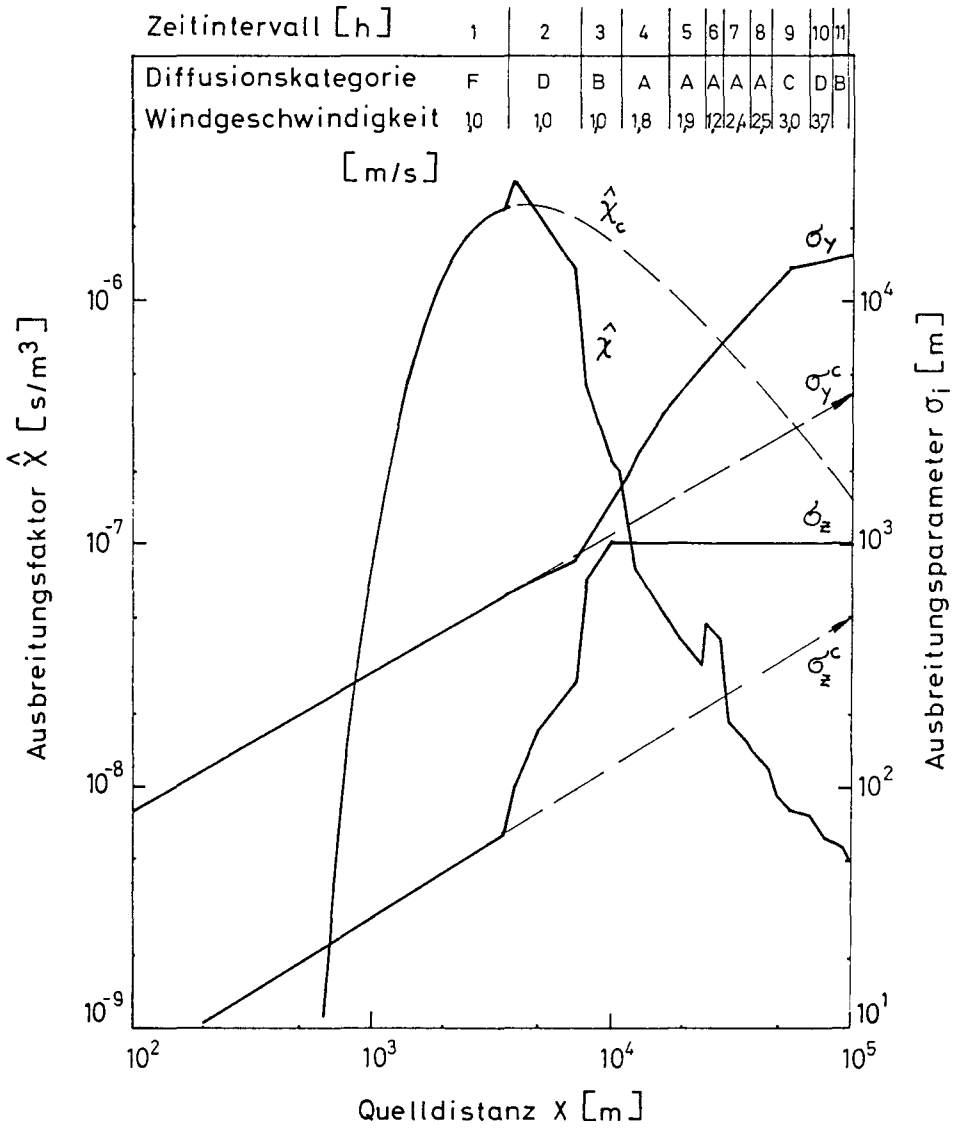


Abb. 5

Ausbreitungsparameter σ und Ausbreitungsfaktoren $\hat{\chi}$ für eine Emissionshöhe von 100 m entsprechend dem üblichen Gaußmodell im Vergleich zum Volumenquellenmodell unter Berücksichtigung von sich ändernder Diffusionskategorie und Windgeschwindigkeit

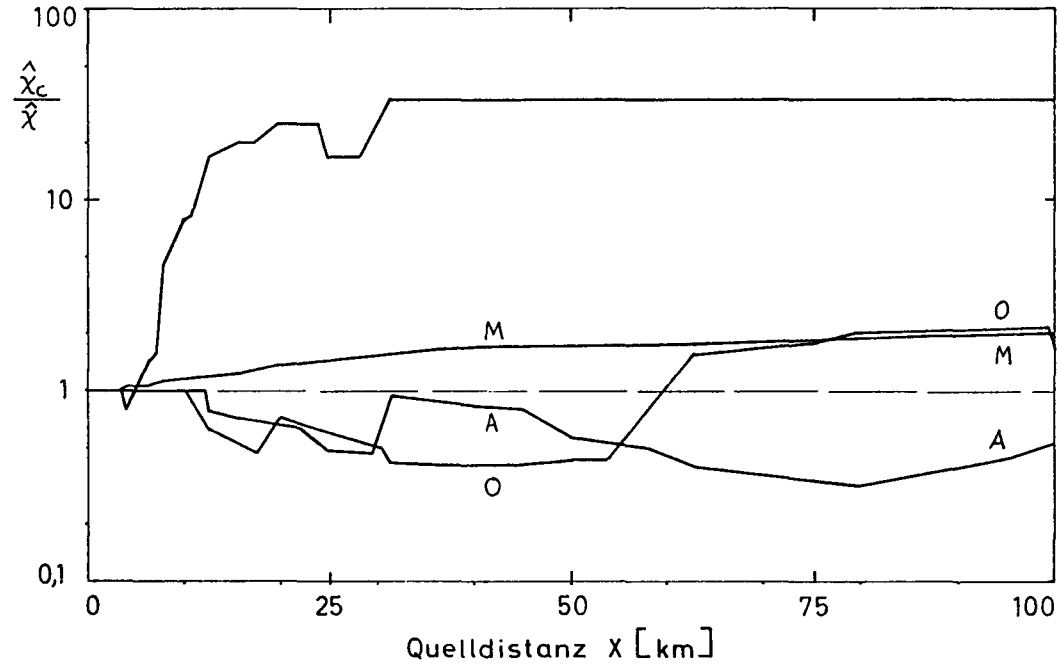


Abb. 6

Verhältnis des Ausbreitungsfaktors $\hat{\chi}_c$ für das übliche Gaußmodell (bei konstanter Windgeschwindigkeit und Diffusionskategorie) und des Ausbreitungsfaktors $\hat{\chi}$ des Volumenquellenmodells (mit sich ändernder Windgeschwindigkeit und Diffusionskategorie) für 100 m Emissionshöhe für drei verschiedene Diffusionskategorien

ATMOSPHERISCHE AUSBREITUNGSVERSUCHE AM
KERNFORSCHUNGSZENTRUM KARLSRUHE

P. THOMAS

Kernforschungszentrum
Karlsruhe - B.R. DEUTSCHLAND

KURZFASSUNG. Am Kernforschungszentrum KARLSRUHE werden atmosphärische Ausbreitungsexperimente durchgeführt, um die Ausbreitungsparameter in Abhängigkeit von Quellhöhe, Quellabstand und Ausbreitungskategorie zu bestimmen. Die eingesetzten Tracer sind tritiiertes Wasserdampf und halogenierte Kohlenwasserstoffe, die zum Teil simultan in Höhen von 60 m und 100 m bzw. 160 m und 195 m von Plattformen eines meteorologischen Mastes freigesetzt werden. Die Probennahme erfolgt im Lee des Mastes an bis zu 50 Positionen in mehreren aufeinanderfolgenden Perioden à 30 Min. Dauer. Mit der Methode der kleinsten Fehlerquadrate wird eine doppelte GAUSS-funktion an die gemessenen Konzentrationswerte angepasst und die horizontalen und vertikalen Ausbreitungsparameter σ_y und σ_z ermittelt. Die Abhängigkeit der Ausbreitungsparameter von der Quellentfernung x wird durch den Potenzansatz $\sigma = \sigma_0 x^p$ ausgedrückt. Die Ausbreitungsparameter werden den Ausbreitungskategorien A bis F zugeordnet. Die Bestimmung der Kategorien erfolgt über die Streuung σ_ϕ der vertikalen Windrichtung, die mit einer Vektorfahne in 100 m Höhe über Grund gemessen wird.

Die aus den einzelnen Experimenten ermittelten Ausbreitungsparameter, die zur gleichen Ausbreitungskategorie und den Quellhöhen 60 m und 100 m bzw. 160 m und 195 m gehören, werden durch Bildung des geometrischen Mittels zusammengefasst. Die so ermittelten Sätze von Ausbreitungsparametern zeigen in Abhängigkeit von den Kategorien keinen monotonen Verlauf. Um in praktischen Ausbreitungsrechnungen die Ausbreitungsparameter auf Emissionshöhen und Quellentfernungen auszudehnen, die durch die Experimente nicht unmittelbar abgedeckt sind, ist ein monotoner Verlauf jedoch zweckmässig. Dies wird durch Glättung der unmittelbar gewonnenen Ausbreitungsparameter erreicht. Dazu werden die Faktoren σ_0 und Potenzen p in eine funktionale Abhängigkeit zur Streuung σ_ϕ gebracht. Quellentfernung und Betrag der Maximalkonzentration bleiben dabei weitgehend erhalten.

Die den Ausbreitungsparametern bzw. den einzelnen Kategorien zugehörigen Streuungen σ_ϕ sind nur über die Zeiten der Experimente gemittelt. Die langjährigen Mittelwerte von σ_ϕ für jede Kategorie sind damit nicht identisch. Deswegen werden die Ausbreitungsparameter noch so verschoben, dass sie sich auf die langjährigen Mittelwerte der σ_ϕ beziehen.

SUMMARY. ATMOSPHERIC DISPERSION EXPERIMENTS PERFORMED AT THE KARLSRUHE NUCLEAR RESEARCH CENTRE. At the KARLSRUHE Nuclear Research Centre tracer experiments are performed to determine the atmospheric dispersion parameters as a function of source height, source distance and diffusion category. The tracers used are tritiated water vapor and halogenated hydrocarbons. In most cases two different tracers are released simultaneously from the platforms of a meteorological tower at 60 m and 100 m or 160 m and 195 m height. Sampling is performed downwind of the tower at up to 50 locations and during several successive periods of 30 minutes duration each.

By the least squares method a double Gaussian function is fitted to the concentration values measured, and the horizontal and vertical dispersion parameters σ_y and σ_z are determined. The dependence of the dispersion parameters on the source distance x is expressed by a power function $\sigma = \sigma_0 x^p$. The dispersion parameters are assigned to the diffusion categories A through F. The categories are determined via the standard deviation σ_ϕ of the vertical wind direction which is measured with a vector vane 100 m above ground level.

The results for emission heights of 60 m and 100 m belonging to the same weather category have been combined in a similar way as those obtained at 160 m and 195 m. The sets of dispersion parameters so determined are not a monotonic function of the diffusion categories. However, to be able to extend the dispersion parameters in practical diffusion calculations to emission heights and to distances not directly covered by the experiments, a monotonic dependence is appropriate.

This is achieved by smoothing out the directly derived dispersion parameters. For this purpose, the factors σ_0 and the powers p are expressed as a function of σ_ϕ . The distance to and the concentration at the point of maximum concentration are largely unchanged by this process.

The standard deviations σ_ϕ related to the dispersion parameters and weather categories have been averaged over the sampling intervals of the experiments. These standard deviations are not identical with the long-term mean values for each category. For this reason, the dispersion parameters are modified so that they relate to the long-term mean values of σ_ϕ .

RESUME. ESSAIS DE DISPERSION ATMOSPHERIQUE AU CENTRE DE RECHERCHE NUCLEAIRE DE KARLSRUHE. Au Centre de recherche nucléaire de KARLSRUHE, on procède à des expériences de dispersion atmosphérique pour déterminer les paramètres

de dispersion en fonction de la hauteur de la source, de la distance de celle-ci et de la catégorie de dispersion. Les traceurs utilisés sont la vapeur d'eau tritiée et les hydrocarbures halogénés, se dégageant simultanément pour partie de plateformes d'un mât météorologique, à des hauteurs de 60 et 100 m ou de 160 et 195 m. Des échantillons sont prélevés jusqu'en 50 points différents sous le vent du mât, pendant plusieurs périodes successives de 30 minutes.

Par la méthode des moindres carrés, on ajuste une double fonction de GAUSS aux valeurs de concentration mesurées et l'on détermine les paramètres horizontaux et verticaux de dispersion σ_y et σ_z . La dépendance des paramètres de dispersion à l'égard de la distance de la source x est exprimée par l'équation $\sigma = \sigma_0 x^p$. Les paramètres de dispersion sont classés selon les catégories de dispersion A à F. Celles-ci sont déterminées par la dispersion σ_ϕ de la direction verticale du vent, mesurée à l'aide d'une girouette à une hauteur de 100 m au-dessus du sol.

En établissant la moyenne géométrique, on regroupe les paramètres de dispersion obtenus à la suite des diverses expériences, pour une même catégorie de dispersion et pour les hauteurs de source de 60 et 100 m ou de 160 et 195 m. Les groupes de paramètres de dispersion ainsi obtenus ne présentent pas une suite monotone en fonction des catégories. Toutefois, pour extrapoler ces paramètres dans des calculs pratiques de dispersion, aux hauteurs d'émission et distances de source qui ne sont pas directement couvertes par les expériences, une suite monotone est utile.

Celle-ci est obtenue par un lissage des paramètres de dispersion établis directement. A cet effet, les facteurs σ_0 et les puissances p sont mis en dépendance fonctionnelle de la dispersion σ_ϕ , la distance de la source et le taux de concentration maximale étant maintenus dans une large mesure. Les moyennes de dispersion σ_ϕ relatives aux paramètres ou aux diverses catégories de dispersion ne sont établies que pour la durée des expériences. Les valeurs moyennes annuelles de σ_ϕ pour chaque catégorie ne sont donc pas identiques. C'est pourquoi les paramètres de dispersion ont encore été décalés de façon à se rapporter aux valeurs annuelles de σ_ϕ .

1. Einleitung

Kerntechnische Anlagen setzen bei Störfällen, aber auch im Routinebetrieb, Radionuklide in die Atmosphäre frei. Um die daraus resultierende Strahlenbelastung der in der Umgebung wohnenden Bevölkerung abschätzen zu können, müssen die atmosphärischen Ausbreitungsvorgänge modellmäßig durch mathematische Formeln dargestellt werden. Im allgemeinen dient dazu eine doppelte Gaußverteilung senkrecht zur mittleren Ausbreitungsrichtung. Die vertikale und horizontale Ausdehnung der Schadstoffe wird durch die Ausbreitungsparameter σ_y und σ_z , die Standardbreiten der Gaußverteilung, beschrieben. Sie hängen von meteorologischen und topographischen Gegebenheiten des jeweiligen Standortes der kerntechnischen Anlage ab. Zur Bestimmung der Ausbreitungsparameter eignen sich am besten Tracerexperimente, bei denen Emission und Immission an dem interessierenden Standort bei verschiedenen meteorologischen Bedingungen gemessen werden.

Im Jahre 1969 wurde am Kernforschungszentrum Karlsruhe mit Tracerexperimenten begonnen, da bezweifelt werden mußte, ob sich die Ergebnisse damals vorliegender Tracerexperimente (1), (2) auf ein heterogenes Gelände wie das des Kernforschungszentrums Karlsruhe und seiner Umgebung übertragen läßt. Inzwischen sind 69 Experimente am Kernforschungszentrum Karlsruhe durchgeführt worden, bei denen die Ausbreitungsparameter in Abhängigkeit von folgenden Größen bestimmt worden sind:

- Quellentfernung x (100 m - 10 km)
- Quellhöhe H (60 m, 100 m, 160 m, 195 m)
- Ausbreitungskategorie (A, B, C, D, E, F)

2. Experimentelle Durchführung der Versuche

2.1 Verwendete Tracer und Emissionstechnik

Als Tracer kamen zum Einsatz

tritiiertes Wasserdampf	HTO ,
Tetrachlorkohlenstoff	CCl_4 ,
Difluordibrommethan	CF_2Br_2 und
Frigen 11	CFC_3 .

Die Emission erfolgte durch elektrisches Heizen und Verdampfen der flüssigen Tracer aus wärmeisolierten Kesseln. Die Emissionsrate ließ sich über die zugeführte elektrische Heizleistung einstellen und konstant halten. Die Emissionsrate war von Experiment zu Experiment verschieden und betrug rund 1 mCi/s bei H₂O bzw. 2 g/s bis 25 g/s bei den halogenierten Kohlenwasserstoffen. Der Fehler der Emissionsrate lag unter 6 %. Nach Erreichen einer konstanten Emissionsrate begann die Probenahme mit einer zeitlichen Verzögerung, wobei Quellentfernung und Transportgeschwindigkeit berücksichtigt wurden.

2.2 Probenahme und Ermittlung der Konzentration

Die Probenahme erfolgte im Lee der Quelle: früher an ca. 25 Positionen, heute an bis zu 70 Positionen; früher in mehreren unmittelbar aufeinanderfolgenden Perioden à 20 min Dauer, dann in zwei oder drei aufeinanderfolgenden Perioden à 30 min Dauer. Das Probenahmefeld wurde für jeden Versuch neu in Abhängigkeit der zu erwartenden Ausbreitungsrichtung und Ausbreitungskategorie festgelegt. Die Kategorie bestimmte dabei den Öffnungswinkel des Probenahmesektors sowie die minimale und maximale Entfernung der Probenahmestellen von der Quelle. Die Probenahmestellen waren annähernd auf fünf Kreisbögen angeordnet, die konzentrisch um den Fußpunkt der Quelle lagen. Die Radien aufeinanderfolgender Kreisbögen verdoppelten sich jeweils. Eine typische Anordnung der Probenahmestellen zeigt Abb. 1.

2.2.1 Tritiiertes Wasserdampf

Die Probenahme erfolgte durch Ausfrieren der Luftfeuchtigkeit an Aluminiumplatten, die auf Trockeneis lagen. Der sich auf den Platten bildende Reif wurde manuell abgekratzt und in Probeflaschen gefüllt. Die Bestimmung der Konzentration geschah im Labor mit einem Flüssig-Szintillationsspektrometer (3). Die Nachweisgrenze lag bei 1 pCi/g.

2.2.2 Halogenierte Kohlenwasserstoffe

Bei der Probenahme wird Luft über eine kalibrierte Kapillare in evakuierte Glasgefäße gesaugt, deren Volumen ca. 1 l beträgt. Früher erfolgte die Probenahme manuell, heute automatisch (Abb. 2). Ein elektronisches Leitgerät (Abb. 3) steuert Stromstoßventile, die die Kapillaren öffnen und schließen. An dem Leitgerät kann eine beliebige Vorwahlzeit zwischen 0 und

6 Stunden in Schritten von einer halben Stunde eingestellt werden. Nach Ablauf dieser Vorwahlzeit, während der die Probenahmegeräte ins Gelände gebracht werden, erhält das Stromstoßventil des ersten Probenahmegefäßes einen positiven Impuls und öffnet. Nach einer halben Stunde erhält das Stromstoßventil des ersten einen negativen Impuls und das Stromstoßventil des zweiten Probenahmegerätes einen positiven Impuls; d.h. das erste Gefäß schließt und das zweite öffnet. Jedes Leitgerät kann maximal vier Ventile mit aufeinanderfolgenden Öffnungszeiten von jeweils einer halben Stunde steuern.

Zu den Leitgeräten gehört ein Wartungsschrank. Die Leitgeräte sind mit einer Diagnosebuchse ausgestattet. Beim Einschieben der Leitgeräte in den Wartungsschrank werden sie mit dem Schrank über die Diagnosebuchse elektrisch verbunden. In dem Wartungsschrank werden die Leitgeräte gelagert und ihre Akkus geladen. Außerdem werden vor jedem Ausbreitungsversuch die Leitgeräte in dem Schrank einem Funktionstest unterzogen und simultan gestartet.

Im Labor wird die Konzentration der Tracer mittels Gaschromatographie bestimmt. Bei der simultanen Emission von zwei Tracern liefert ein Gaschromatogramm die Konzentrationswerte beider Tracer in einem Arbeitsgang. Mit den Tracern CCl_4 und CFCl_3 ist die Atmosphäre vorbelastet. Deshalb werden im Luv der Quelle an ca. fünf Positionen Nullproben genommen. Der Mittelwert der gemessenen Untergrundkonzentrationen wird von den im Lee ermittelten Meßwerten abgezogen. Eine typische gemessene Konzentrationsverteilung zeigt Abb. 1. Die auf der Peripherie eingezeichnete Treppenkurve gibt die während der Probenahme gemessene Verteilung der Ausbreitungsrichtung an.

3. Bestimmung der Ausbreitungsparameter

Die Ausbreitungsparameter σ_y und σ_z werden durch die Methode der kleinsten Fehlerquadrate bestimmt. Dazu wird die doppelte Gaußverteilung /1/ an die gemessenen Konzentrationswerte angepaßt. Die Abhängigkeit der Ausbreitungsparameter von der Quellentfernung x wird durch einen Potenzansatz /2/ ausgedrückt.

$$C(x,y) = \frac{\dot{A} \cdot \chi(x)}{u} \exp \left(- \frac{y^2}{2 \sigma_y^2} \right) \quad /1/$$

$$\sigma_y(x) = \sigma_{0y} x^{p_y}; \quad \sigma_z(x) = \sigma_{0z} x^{p_z} \quad /2/$$

$$\chi(x) = \frac{1}{\pi \sigma_y(x) \cdot \sigma_z(x)} \exp \left(- \frac{H^2}{2 \sigma_z^2} \right) \quad /3/$$

Es bedeuten:

- $C(x,y)$ = bodennahe Konzentration,
- \dot{A} = gemessene Emissionsrate,
- u = Windgeschwindigkeit,
- $\chi(x)$ = Ausbreitungsfaktor,
- H = Emissionshöhe,
- x,y = rechtwinklige Koordinaten in und quer zur Ausbreitungsrichtung.

Bei der Windgeschwindigkeit handelt es sich um Meßwerte, die über die Probenahmedauer gemittelt sind. Da als charakteristische Geschwindigkeit die bis zur Emissionshöhe gemittelte verwendet wird, ergibt sich etwa die in der Tabelle angegebene Zuordnung zwischen der Emissionshöhe und der Höhe, in der die Geschwindigkeit gemessen wird.

Emissionshöhe in m	60	100	160	195
Meßhöhe von u in m	40	60	100	100

Die mittlere Ausbreitungsrichtung wird nicht aus der gemessenen Windrichtung abgeleitet, sondern bei der Auswertung in 1⁰-Schritten variiert. Es gilt die Richtung als repräsentativ, zu der die kleinste Fehlerquadratsumme gehört. Die gemessenen Konzentrationswerte werden in Abhängigkeit der Quellentfernung proportional zum reziproken Ausbreitungsfaktor χ

(s. Gleichung /3/) gewichtet. Meßwerte am Maximum des Ausbreitungsfaktors erhalten die kleinste Wichtung. Die Auswertemethode liefert auch die Fehlerbreiten der Ausbreitungsparameter. Die Fehler sind ein Maß für den Unterschied zwischen der gemessenen Verteilung und der Gaußverteilung. Im Vergleich zu diesen Unterschieden sind die Meßfehler bedeutungslos. Die Auswertemethode ist detailliert in (5) beschrieben.

4. Erstellen der Sätze von Ausbreitungsparametern

Die Ausbreitungskategorie, die während eines Versuches herrschte, wird aus der mit einer Vektorfahne (Abb. 4) in 100 m Höhe gemessenen Standardabweichung σ_ϕ der vertikalen Windrichtung ermittelt (6). Die Zusammenfassung der Ausbreitungsparameter, die zur gleichen Kategorie gehören, erfolgt durch Bildung des geometrischen Mittels entsprechend den Gleichungen /4/ bis /6/.

$$\overline{\sigma_0} = \left(\prod_{i=1}^N \sigma_{0i} \right)^{1/N} \quad /4/$$

$$\overline{p} = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N p_i \quad /5/$$

$$\overline{\sigma} = \overline{\sigma_0} \times \overline{p} \quad /6/$$

σ_{0i} und p_i sind in Gleichung /2/ definiert. N ist die Zahl der Versuche innerhalb einer Kategorie. Die Gleichungen /4/ bis /6/ gelten für σ_y und σ_z .

Nach der Zusammenfassung stellte sich heraus, daß die Unterschiede der Ausbreitungsparameter, die zu den Emissionshöhen 60 m und 100 m bzw. 160 m und 195 m gehören, bezüglich der Fehlerbreiten der Einzelversuche gering sind. Deshalb wurden die zu den Emissionshöhen 60 m und 100 m bzw. 160 m und 195 m gehörenden Parameter jeweils zusammengefaßt. Die Zusammenfassung erfolgte entsprechend den Gleichungen /4/ bis /6/.

Die so ermittelten Sätze von Ausbreitungsparametern zeigen in Abhängigkeit von den Kategorien keinen monotonen Verlauf. Um in praktischen Ausbreitungs-

rechnungen die Ausbreitungsparameter auf Emissionshöhen und Quellentfernungen auszudehnen, die durch die Experimente nicht unmittelbar abgedeckt sind, ist ein monotoner Verlauf jedoch zweckmäßig.

Dies wird durch Glättung der Ausbreitungsparameter erreicht, die bezüglich der Ausbreitungskategorien und der jeweils zwei Emissionshöhen bereits zusammengefaßt sind. Dazu werden die Faktoren σ_0 und Potenzen p in eine funktionale Abhängigkeit zur Standardabweichung σ_ϕ gebracht. Quellentfernung und Betrag der Maximalkonzentration bleiben dabei weitgehend erhalten. Das Glättungsverfahren ist in (7) ausführlich beschrieben.

Die Zahl der Experimente ist natürlich begrenzt. Die während der Experimente gemessenen Standardabweichungen σ_ϕ überdecken deshalb nicht gleichmäßig das gesamte Turbulenzspektrum bzw. das zu jeder Kategorie gehörende Band der σ_ϕ -Werte. Aus diesem Grunde wurden die Ausbreitungsparameter noch so verschoben, daß sie sich auf die langjährigen Mittelwerte der σ_ϕ innerhalb jeder Kategorie beziehen. Diese "Zentrierung" ergibt sich zwanglos bei Anwendung des oben erwähnten Glättungsverfahrens(7).

Die geglätteten und zentrierten σ -Kurven sind in den Abbn. 5 und 6 dargestellt. Die in der Abb. 6 (Emissionshöhen 160 m und 195 m) für die stabilen Kategorien E und F angegebenen σ -Kurven wurden extrapoliert. Die Extrapolation folgt ebenfalls aus dem in (7) beschriebenen Glättungs- und Zentrierungsverfahren. Bei den Kategorien E und F und Emissionshöhen von 160 m und 195 m wurden keine Experimente durchgeführt. Die entsprechenden Tracerkonzentrationen hätten unter der Nachweisgrenze gelegen.

5. Diskussion der Ergebnisse

Im Gegensatz zu den Ergebnissen anderer Autoren (1, 2 und 8) liegen die σ_y -Kurven bei den Kategorien E und F höher als bei der Kategorie D. Das liegt an Schwankungen der Windrichtung während einer Sammelperiode und Windscherungen, die bei stabilen Ausbreitungsbedingungen häufig sind, und zu einer Vergrößerung des σ_y führen.

Die σ_z -Kurven der Kategorie B zeigen keine Abhängigkeit von der Emissionshöhe. Bei der Kategorie A liegt die zu den größeren Emissionshöhen gehörende Kurve bei höheren Werten. Das zeigt, wie bei stark labiler Schich-

tung die Konvektionszellen mit der Höhe zunehmen. Bei den Kategorien C bis F liegen die σ_z -Kurven für die größeren Emissionshöhen dagegen niedriger als die σ_z -Kurven, die zu den kleineren Emissionshöhen gehören. Das gleiche gilt für die σ_y -Kurven aller Kategorien. Der Grund dafür ist, daß die Ausbreitungsparameter, die zu größeren Emissionshöhen gehören, durch Bodenrauigkeit und topographische Strukturen weniger beeinflußt werden.

Die vorgenommene Zentrierung ist vor allem bei Kategorie D wichtig. Diese Kategorie kommt am Tage und in der Nacht annähernd gleich häufig vor. Dennoch wurden die Experimente mit den kleineren Emissionshöhen überwiegend am Tage, mit den größeren Emissionshöhen nur am Tage durchgeführt. Da die turbulente Diffusion im allgemeinen bei Nacht kleiner ist als bei Tage, liefert die Zusammenfassung der experimentell bestimmten Ausbreitungsparameter ohne Zentrierung zu große σ_z -Werte. Das wirkt sich dann in zu großen Beträgen und zu kleinen Quellentfernungen der Maximalkonzentration aus. Durch die Zentrierung erhöht sich die Quellentfernung um ca. 15 % und vermindert sich der Betrag um 12 % bzw. 28 % bei Emissionshöhen von 100 m bzw. 195 m.

Literaturverzeichnis

- (1) Gifford, L.A. Jr.; F. Hilsmeier;
Graphs for Estimating Dispersion, ORO-545 (1962)
- (2) Singer, I.A.; M.E. Smith;
An Improved Method of Estimating Concentrations and Related Phenomena
from a Point Source Emission,
J. of Appl. Meteorol. 5 (1966) S. 631-639
- (3) Kiefer, H.; L.A. König; M. Winter;
Study of Propagation of Atmospheric Pollutants with the Aid of Tritium,
Kerntechnik 12 (1970) Nr. 5/6, S. 212
- (4) Thomas, P. et al.;
Experimental Determination of the Atmospheric Dispersion Parameters
over Rough Terrain. Part 1, Measurements at the Karlsruhe Nuclear
Research Center,
KFK 2285 (1976)

- (5) Thomas, P.; K. Nester;
Experimental Determination of the Atmospheric Dispersion Parameters
over Rough Terrain. Part 2, Evaluation of Measurements, KFK 2286 (1976)
- (6) Becker, M. et al.;
Meteorologische Messungen, in Jahresbericht 1978 der Abteilung Sicher-
heit, KfK 2775 (1979), S. 181-186
- (7) Nester, K.; P. Thomas;
Im Kernforschungszentrum Karlsruhe experimentell ermittelte Ausbreitungs-
parameter für Emissionshöhen bis 195 m,
Staub-Reinh. Luft 39 (1979), S. 291-295
- (8) Mc. Elroy, J.;
A Comparative Study of Urban and Rural Dispersion,
J. of Appl. Meteorol. 8 (1969), Nr. 1, S. 19-31

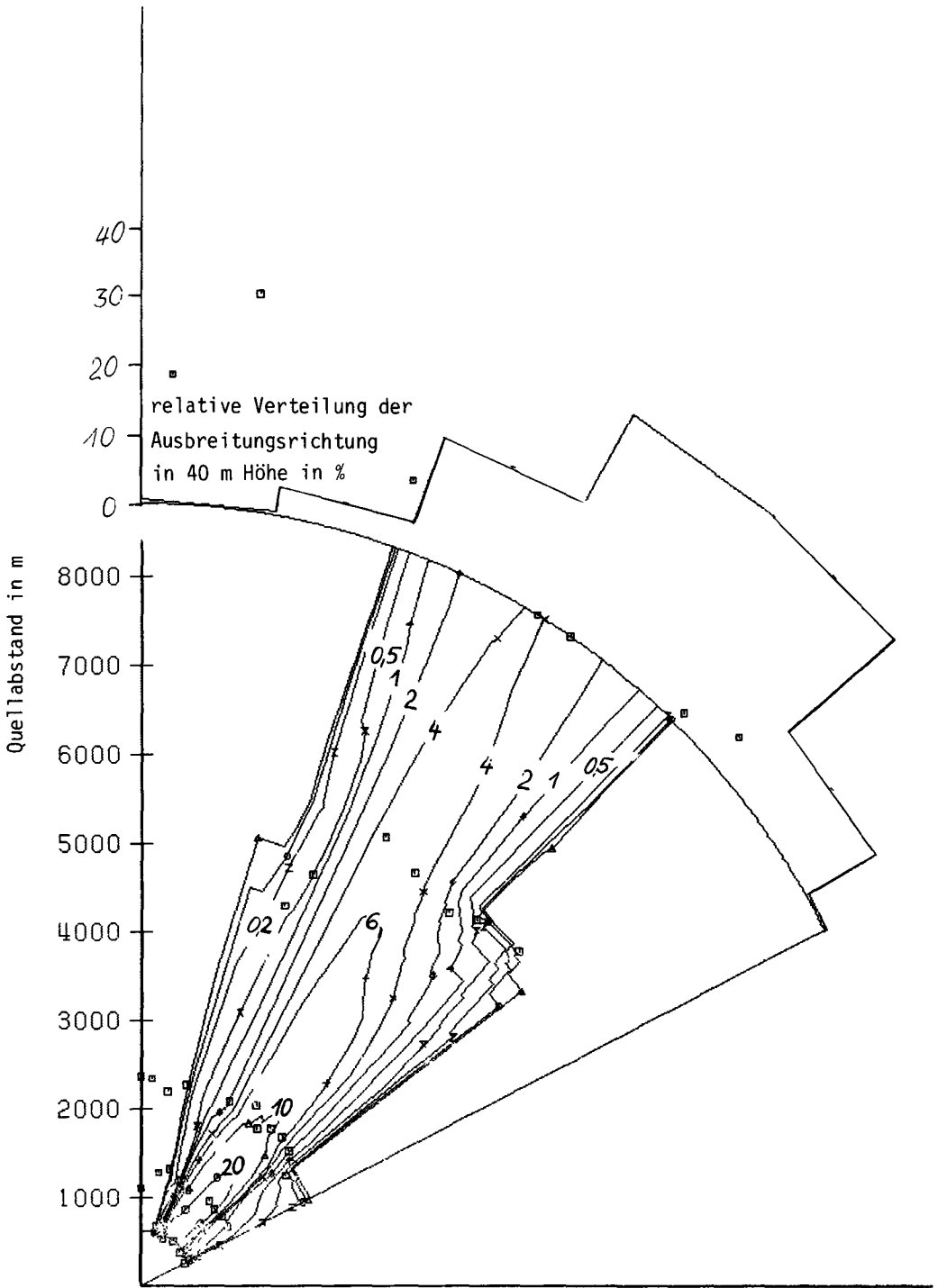


Abb. 1 : Konzentrationsverteilung von CBr_2F_2 in $\mu\text{g}/\text{m}^3$, Versuch 44
Emissionshöhe 60 m, Sammelperiode 2
□ Probenahmestelle



Abb. 2 : Probenahmegerät für halogenierte Kohlenwasserstoffe

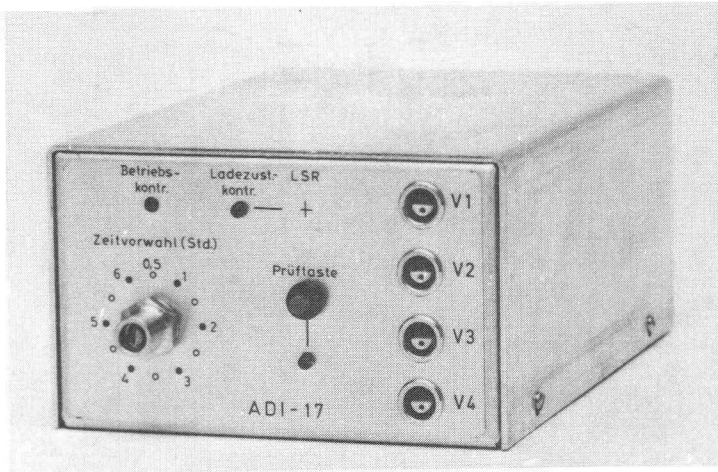


Abb. 3 : Elektronisches Leitgerät für Probenahme

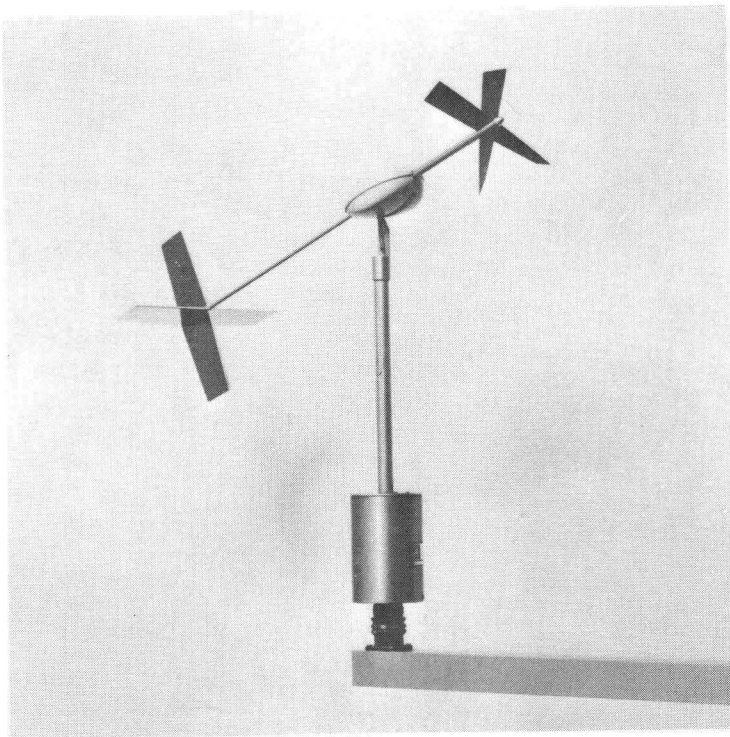


Abb. 4 : Vektorfahne

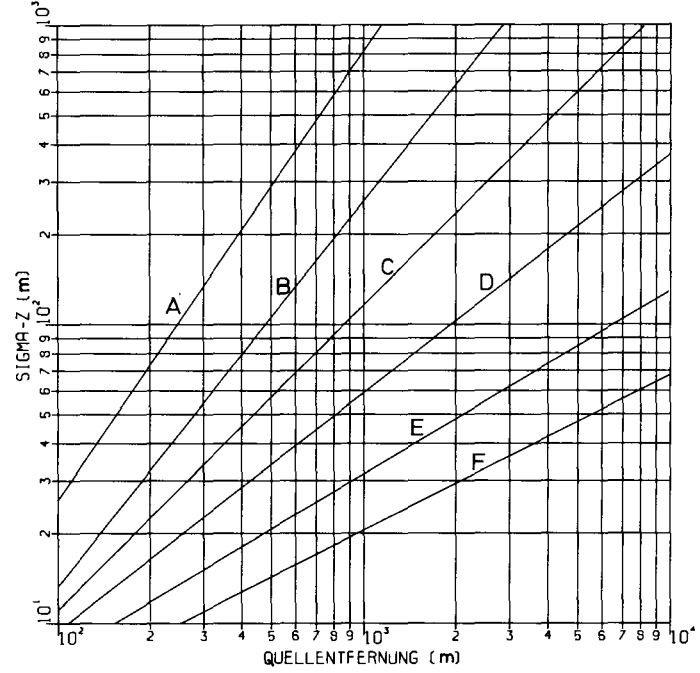
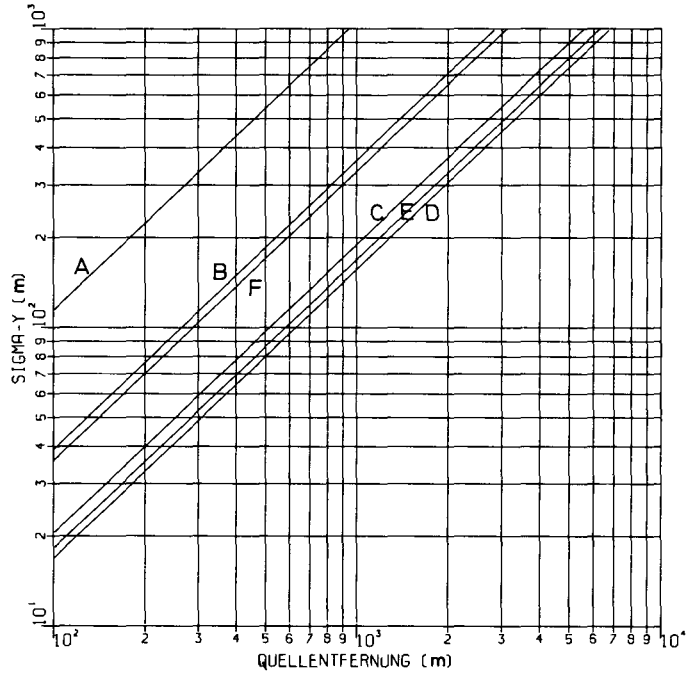


Abb. 5 : Ausbreitungsparameter σ_y und σ_z ,

Emissionshöhen 60 m und 100 m, geglättet und zentriert

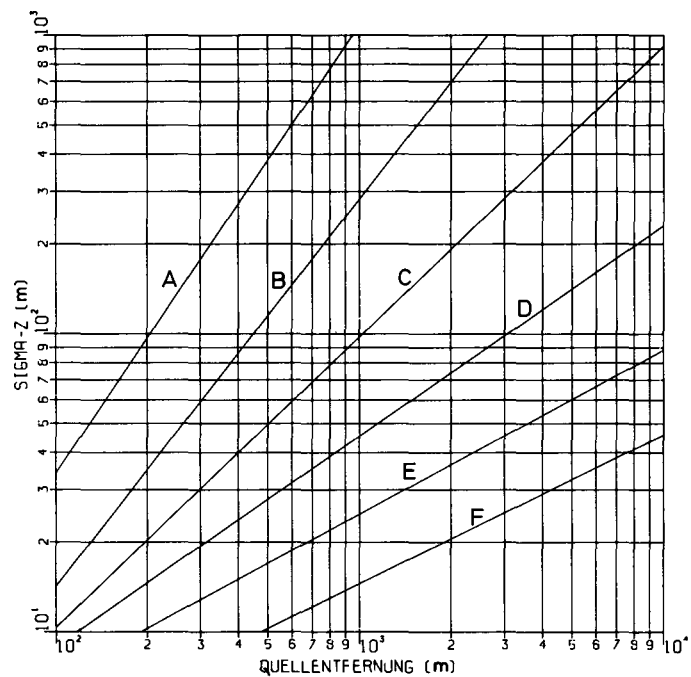
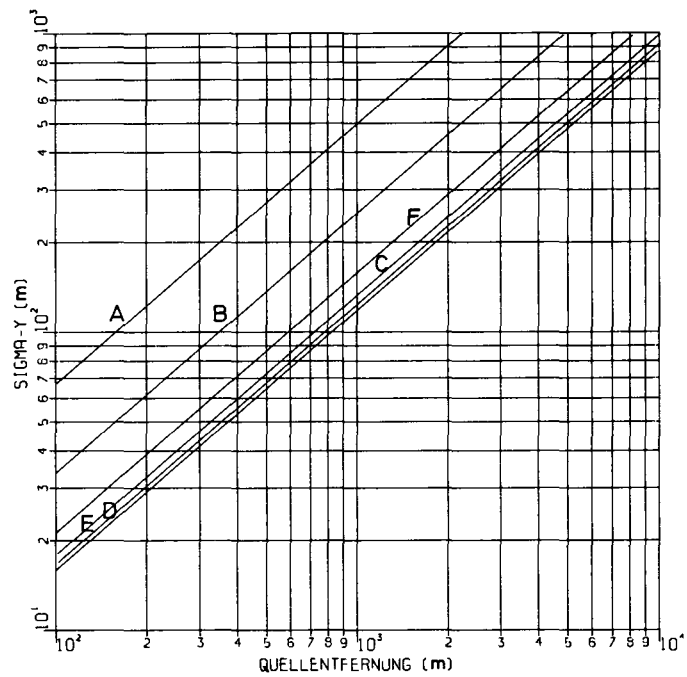


Abb. 6 : Ausbreitungsparameter σ_y und σ_z ,

Emissionshöhen 160 m und 195 m, geglättet und zentriert

ELEVATED SOURCE SF₆-TRACER DISPERSION
EXPERIMENTS IN THE COPENHAGEN AREA.
PRELIMINARY RESULTS II

S.E. GRYNING and E. LYCK
Risø National Laboratory
Roskilde - DENMARK

SUMMARY. The results from 10 experiments, performed in neutral to unstable meteorological conditions, are reported from an ongoing series of elevated-source, urban-scale tracer dispersion experiments in the Copenhagen area. The tracer is released at a height of 115 m from the TV-tower in GLADSAXE, a suburb of Copenhagen, with tracer sampling units positioned at ground-level in 1 to 3 crosswind series, 2 to 6 km downwind of the tower. The lateral dispersion parameter, σ_y , was estimated from the measured tracer concentration distribution and compared with values of σ_y , computed by 1) methods based on wind variance measured during the experiments and 2) methods based on a stability classification of the atmospheric conditions.

The wind-variance based methods proved superior in predicting the variation of σ_y compared with the stability based methods. Moreover, some of the former methods produced significantly biased estimates of σ_y . The measured tracer concentration distributions were also crosswind integrated, χ_{CWI} . Estimates of χ_{CWI} were computed using σ_z -values derived from the aforementioned computations assuming a Gaussian-type vertical tracer concentration distribution. A comparison of measured and calculated values of χ_{CWI} showed no significant differences in the ability of the methods to predict the variation of χ_{CWI} . Only one method, the EPA, came out with a mean fractional error outside the range $\pm 20\%$ which constitutes the uncertainty in the absolute tracer concentration associated with the calibration of the gas chromatograph for tracer analysis. The value of the mean fractional error of the EPA-method suggests that the corrections on σ_z recommended in the EPA-method are due to the heat island effect, too large for the residential area where the experiments are performed.

RESUME. EXPERIENCES DE DISPERSION DU TRACEUR SF₆ A PARTIR D'UNE SOURCE ELEVEE DANS LA REGION DE COPENHAGUE - RESULTATS PRELIMINAIRES - PARTIE II. Le rapport présente les résultats de 10 expériences effectuées par des conditions météorologiques neutres à instables, dans la région de Copenhague, sur la dispersion à l'échelle urbaine d'un traceur émis en continu par une source élevée. Le traceur est rejeté à 115 m de haut depuis la tour TV de GLADSAXE, faubourg de Copenhague, et échantillonné à l'aide d'appareils in-

stallés au sol, en séries de 1 à 3 transversalement au vent à des distances sous le vent de 2 à 6 km de la tour.

Le paramètre de dispersion latérale (σ_y) est estimé à partir de la distribution des concentrations de traceur et comparé aux valeurs de σ_y calculées selon

- 1) des méthodes basées sur la variance du vent mesurée lors des expériences et
- 2) des méthodes reposant sur une classification de la stabilité atmosphérique.

Les méthodes fondées sur la variance du vent s'avèrent supérieures à celles basées sur la stabilité pour prévoir la variation de σ_y . Toutefois, quelques méthodes ci-dessus aboutissent à des estimations significativement biaisées de σ_y .

Les valeurs mesurées de la distribution des concentrations de traceur ont été intégrées transversalement au vent (χ_{CWI}). Des estimations de χ_{CWI} ont été calculées en utilisant des valeurs de σ_z obtenues selon les méthodes de calcul susmentionnées et en supposant une distribution verticale de type gaussien des concentrations de traceur. Une comparaison des valeurs mesurées et calculées de χ_{CWI} ne montre aucune différence significative quant à l'adéquation des méthodes en cause pour prédire la variation de χ_{CWI} . Seule une méthode (EPA) aboutit à une erreur fractionnaire moyenne en dehors de l'intervalle de $\pm 20\%$ qui représente l'incertitude sur la concentration absolue de traceur résultant de l'étalonnage du chromatographe en phase gazeuse servant à analyser le traceur. La valeur de l'erreur fractionnaire moyenne de la méthode EPA donne à penser que les corrections de σ_z recommandées dans cette méthode eu égard à l'effet d'flot de chaleur sont excessives pour la zone résidentielle où ont lieu les expériences.

KURZFASSUNG. AUSBREITUNGSVERSUCHE IM RAUM KOPENHAGEN MIT SF₆-TRACER UND HOCHGELEGENER QUELLE - ZWISCHENERGEBNISSE II. Dargestellt werden die Ergebnisse von zehn Experimenten im Kopenhagener Raum zur Tracer-Dispersion von erhöhten Quellen im Stadtgebiet, die unter neutralen bis unstabilen meteorologischen Bedingungen durchgeführt wurden. Der Tracer wurde in 115 m Höhe vom Fernsehturm in GLADSAXE, einem Vorort von Kopenhagen, abgeblasen. Tracer-Messgeräte in Bodennähe wurden in 1-3 Reihen quer zur Windrichtung in 2-6 km Entfernung vom Turm - unter Wind - aufgestellt.

Der laterale Dispersionsmeter σ_y wurde anhand der gemessenen Tracer-Konzentrationsverteilung abgeschätzt und mit den Werten für σ_y verglichen, die mit Verfahren

1) auf der Grundlage der bei dem Experiment gemessenen Windvarianz und
2) auf der Grundlage einer Stabilitätsklassifikation der Atmosphäre
errechnet worden waren. Die auf der Windvarianz basierenden Verfahren er-
wiesen sich im Hinblick auf die Voraussage der σ_y -Schwankungen den auf der
Stabilität beruhenden Verfahren überlegen. Einige der erstgenannten Ver-
fahren erbrachten allerdings signifikant verfälschte Schätzungen von σ_y .
Die gemessenen Tracer-Konzentrationsverteilungen wurden ausserdem quer zur
Windrichtung integriert: χ_{CWI} . Schätzungen von χ_{CWI} wurden unter Zuhilfe-
nahme der nach dem erwähnten Berechnungsverfahren erstellten σ_z -Werte errechnet,
wobei vertikal eine GAUSS'sche Verteilung der Tracer-Konzentration angenom-
men wurde. Ein Vergleich der gemessenen und der errechneten χ_{CWI} -Werte
zeigte keine signifikanten Unterschiede in der Eignung der Verfahren für
die Vorhersage der χ_{CWI} -Variation auf. Lediglich das EPA-Verfahren ergab
eine durchschnittliche Abweichung, die über $\pm 20\%$ hinausgeht, die als Ab-
weichung von der absoluten Tracer-Konzentration aufgrund der Eichung des
Gas-Chromatographen für Tracer-Analysen unterstellt werden muss. Die Ge-
ringfügigkeit der Abweichungen im EPA-Verfahren lässt vermuten, dass die
bei diesem Verfahren erforderlichen Korrekturen an σ_z , die wegen des Ein-
flusses von Wärmeinseln vorzunehmen sind, für die Wohngegend, in der die
Experimente durchgeführt wurden, zu gross sind.

1. INTRODUCTION

In order to gain further insight on the ability of the atmosphere to disperse nonbuoyant effluents released from elevated point sources in an urban environment, and in an attempt to refine the methods to estimate the environmental impact caused by pollution from high sources in an urban area, sulphurhexafluoride tracer dispersion experiments are being carried out in the Copenhagen area. The tracer is horizontally released from a TV-tower at Gladsaxe, a suburb of Copenhagen, at a height of 115 m, and is then sampled at ground-level positions in crosswind series downwind from the point of release, Figure 1. In order to characterize the meteorological conditions a number of meteorological measurements were performed during the experiments. These measurements include the 3-dimensional wind velocity fluctuations at the height of release. The ground-level sampling of the tracer allowed the study of the lateral dispersion of the tracer plume directly, whereas the vertical dispersion could be only indirectly estimated. Preliminary results from the dispersion experiments in Copenhagen have been reported in [1]; the results in this paper are also to be considered as preliminary, as the experimental campaign is not yet finished.

2. DESCRIPTION OF EXPERIMENT

The experimental site is a mainly residential area in the northern part of Copenhagen. The roughness length for the area has been estimated to 0.6 m from measurements of vertical wind variance as well as from mean wind profiles. The site, the experimental procedure, the tracer analysis techniques and the tracer sampling-units are described in [1] and [2].

In addition to the routine measurements of wind speed (10, 60, 120, 200 m; 10 minutes' average), direction (10, 120, 200 m; 10 minutes' average), and temperature (2, 40, 80, 120, 160, 200; 10 seconds every 10th minute), at the tower at Gladsaxe, the turbulent wind velocity components were measured during the experiments. These measurements at the height of release were performed with a combination of a light-weight cup anemometer, vane sensor and vertical propeller, [3].

In the experiments about 20 tracer sampling-units were used in each series, 40 of the sampling-units are radio-controlled, the rest have a preselected starting time. The sampling-units take three consecutive air samples, each

collected over 20 min., so that the total averaging time of the three samples was 60 min. The distance between the sampling-units in the three series corresponds to an angular separation of about 2 degrees. Tracer samples were analyzed for content of SF_6 by use of electron capture detector gas chromatography. The uncertainty of the absolute tracer concentrations is about 20% and the short-term reproducibility is about 2%. The calibration results show that SF_6 -concentrations could be detected down to about $2 \cdot 10^{-12}$ ppp (parts SF_6 per parts of air) with a signal-to-noise ratio of 4.

3. ANALYSIS

3.1. Analysis of tracer concentrations

The tracer sampling-units during the experiments were placed near ground-level at preselected positions along roads. Therefore, the measured tracer concentrations primarily allowed for an estimate of the lateral standard deviation of the tracer concentration distribution, $(\sigma_y)_{mea}$, and for an estimate of the crosswind integrated concentration distribution at ground-level, $(X_{CWI})_{mea}$. The lateral standard deviation, $(\sigma_y)_{mea}$, was derived as the square root of the second-order moment of the tracer concentration distribution projected on a cross-wind line through the centre of the tracer concentration distribution. The cross-wind integrated concentration distribution, $(X_{CWI})_{mea}$, was approximated by $(X_{CWI})_{mea} = 1/2 \sum (X_{i-1} + X_i) \cdot \Delta y_i$, where X_i is the tracer concentration at position i and Δy_i is the cross-wind distance between position $i-1$ and i .

The estimated values of $(\sigma_y)_{mea}$ and $(X_{CWI})_{mea}$ will be compared to values, derived by methods that are based on a stability classification of the meteorological conditions and methods that are based on measured wind variances during the experiments.

Whereas $(\sigma_y)_{..}$ results directly from the computational methods, $(X_{CWI})_{...}$ was calculated by assuming a Gaussian type vertical tracer concentration distribution, using σ_z -values derived from the actual computational methods. The subscript $..$ indicates the actual methods. Then the cross-wind integrated tracer concentration at ground-level can be expressed in terms of the height of release, h , the transport velocity of the plume, u , herein taken

as the mean wind speed at height h , the source strength of the tracer, Q , the inversion height, z_i , and the vertical standard deviation, $(\sigma_z)_{..}$, in the Gaussian plume model, as

$$\begin{aligned}
 (X_{CWI})_{..} = & \sqrt{\frac{2}{\pi}} \frac{Q}{u \cdot (\sigma_z)_{..}} \left\{ \exp \left[-\frac{1}{2} \left(\frac{h}{(\sigma_z)_{..}} \right)^2 \right] + \right. \\
 & \left. \exp \left[-\frac{1}{2} \left(\frac{h}{(\sigma_z)_{..}} \right)^2 \left(1 - \frac{2z_i}{h} \right)^2 \right] + \exp \left[-\frac{1}{2} \left(\frac{h}{(\sigma_z)_{..}} \right)^2 \left(1 + \frac{2z_i}{h} \right)^2 \right] \right\} \quad (1)
 \end{aligned}$$

This expression implies specular reflection of the tracer at the ground and at the inversion.

3.2. Methods based on stability classification

Methods to determine σ_y and σ_z , based on an indirect description of the atmospheric stability, have been put forward in the workbook by Turner, [4], hereafter called $(\sigma_y)_{PGT}$ and $(\sigma_z)_{PGT}$, and in ASME's Recommended Guide for the Prediction of Airborne Effluents, edited by Smith [5], $(\sigma_y)_{Sm}$ and $(\sigma_z)_{Sm}$. The dispersion parameters are given as functions of downwind distance as curves, separated according to a stability classification. In Turner [4], the classification is based on the mean wind speed at 10 m and insolation, according to Pasquill [6]. No classification scheme has been recommended for the use of the Smith curves, [5], we choose to put Smith's unstable class equal to B and C, and the neutral class equal to D in the Pasquill classification.

The dispersion parameters that can be estimated from Turner, [4], are characteristic for rather low level sources, a rather smooth area, (grass), and an averaging time of 3-10 min. The values that can be derived from Smith [5], are for elevated sources, rough terrain ($z_0 \sim 1$ m) and 1 hour averaging time.

3.3 Methods based on wind variances

From the measurements of the turbulent wind velocity fluctuations performed with the instrument package at the release height, we determined the standard deviations of the turbulent wind fluctuations in the cross-wind and vertical direction, σ_θ and σ_ϕ (deg).

Taylor's formula for the second moment of the displacement of a continuously released tracer from a point source in stationary, homogeneous turbulence can be written, Pasquill [6], as

$$\sigma_j^2 = \sigma_i^2 \cdot T^2 \int_0^\infty F_{L,i}(n) \left(\frac{\sin(\pi n T)}{\pi n T} \right)^2 dn \quad (i,j)=(v,y), (w,z) \quad (2)$$

where σ_v^2 and σ_w^2 are the variances of the turbulent wind velocity components in the cross-wind and vertical direction. $F_{L,i}$ are the normalized Lagrangian variance spectrum functions, T the travel time, and n the frequency. Practical use of Equation (2) is inconvenient because the equation is based purely on a Lagrangian description of the flow field. Hay and Pasquill [7] proposed a working approximation to circumvent this difficulty by adopting the simple hypothesis

$$R_{L,i}(\beta_j t) = R_{E,i}(t) \quad (i,j)=(v,y), (w,z) \quad (3)$$

where $R_{L,i}$ is the Lagrangian and $R_{E,i}$ the Eulerian autocorrelation functions. β_j is a purely, empirical, dimensionless Lagrangian-Eulerian time scale ratio. Thus Equation (2) may be rewritten as

$$(\sigma_j)_\beta = T \cdot (\sigma_i)_{\tau, T/\beta_j} \quad (i,j)=(v,y), (w,z) \quad (4)$$

where the double subscript $\tau, T/\beta_j$ indicates that the measured wind velocity record over the period τ has been smoothed over the time interval T/β_j prior to the calculation of the square root variance. The subscript β indicates that σ_j is derived from this working approximation, which will be called the β -method.

A value of β_j is derived using the formula of Wandel and Kofoed-Hansen [9]

$$\beta_j = 0.44 \frac{u}{\sigma_i} \quad (i,j)=(v,y), (w,z) \quad (5)$$

The travel time, T , is derived by Taylor's hypothesis

$$T = \frac{x}{u} \quad (6)$$

where x is the downwind distance from the point of release.

Because the integral in Equation (2) is basically a function of $T/\xi_{L,j}$, where $\xi_{L,j}$ is the Lagrangian integral time scale, Equation (2) generally can be written

$$\sigma_j = \sigma_i \cdot T \cdot f_j(T/\xi_{L,j}) \quad (i,j) = (v,y), (w,z) \quad (7)$$

This formulation of Equation (2) is the starting point in the methods, proposed by Pasquill [8] and Draxler [10], for estimating σ_y and σ_z from the variance of the wind fluctuations.

Pasquill [8] argues that Equation (7) within fairly close limits follows the relation

$$\sigma_y = \sigma_\theta \cdot x \cdot f_y(x) \quad (8)$$

Pasquill [8] lists a number of discrete values of $f_y(x)$ for x less than 10 km; for greater x , a formula has been suggested. For the determination of σ_z , Pasquill [8] recommends use of the workbook curves [4]. For dispersion over a city [8] further suggests that the heat island effect can be taken into account by changing the estimated stability class one half class towards more unstable conditions. The roughness at the area is taken into account directly by enhancement of the σ_z -values by a factor which can be estimated from [11]. Parameters derived from Pasquill's method, [8], have been assigned the subscript EPA.

Draxler [10] rearranges Equation (7) in the form

$$\sigma_y = \frac{\pi}{180} \cdot \sigma_\theta \cdot x \cdot f_y(T/T_y)$$

$$\sigma_z = \frac{\pi}{180} \cdot \sigma_\phi \cdot x \cdot f_z(T/T_z)$$

where the travel time, T , is normalized with T_j , being proportional to the Lagrangian time scale. Values of T_j are given in Draxler as function of the stratification. Parameters derived from this method are assigned the subscript Dr.

In the ASME guide, [5], formulas for σ_y and σ_z , based on σ_θ and σ_ϕ , are suggested. The formulas are not, as Pasquill's and Draxler's, based on Taylor's formula, but on empirical power functions of distance and wind variances. For neutral and unstable conditions, the formulas read

$$\sigma_y = 0.045 \cdot \sigma_\theta \cdot x^{0.86}$$
$$\sigma_z = 0.045 \cdot \sigma_\phi \cdot x^{0.86}$$
(10)

The parameters, calculated according to this method, are denoted $(\sigma_y)_{S\theta}$ and $(\sigma_z)_{S\theta}$.

4. EXPERIMENTAL RESULTS

In all experiments but one, the 60 min. averaged tracer plume was well covered by the sampling-units and is Gaussian in appearance. In the experiment of April 30, due to wind direction shift in run 3, only run 1 + 2 (averaging time 40 min.) were well covered. This experiment was excluded from the analysis of the lateral dispersion parameter because of the instationarity. However, the 40 min. averaged tracer distribution was used in the analysis of the cross-wind-integrated tracer concentration distribution, as these are less sensitive to instationarities.

4.1. Meteorological conditions

In Table I important parameters for the 10 experiments are shown. Three experiments are performed in near neutral conditions (Pasquill stability class D), 5 experiments in slightly unstable conditions (Pasquill C) and 2 in slightly unstable to unstable conditions (Pasquill B-C). The stability is based on the mean wind speed at 10 m and insolation. We note that whereas the experiments assigned Pasquill class D are associated with large negative values of the Monin-Obukhov length, L , as expected, the range of the values of L in Pasquill stability class C (-24 to -244 m) covers completely the values of L in Pasquill stability class B-C (-71 and -161 m). Thus the separation of the experiments in stability classes C and B-C is not coincident with a classification according to the Monin-Obukhov length. In the various experiments, the mean wind velocity (one hour average) at the height of release varied from 3.4 to 13.1 m/s and the stability,

expressed through the Monin-Obukhov length, varied from -24 to -1150 m. Table I also shows the height of the lowest inversion estimated from the routine radiosonde launches, which are performed only 5 km from the TV-tower. The synoptic times are quite close to the time of the experiments. Except for the experiment on November 3 where $z_i = 390$ m, the height of the lowest inversion is seen to be far larger than the height of tracer release.

4.2. Lateral dispersion

Available for the analysis of the lateral dispersion parameter are 21 values of $(\sigma_y)_{\text{mea}}$, (60 min. averaged tracer concentrations). These values were used in the comparison regardless of the different downwind distances they have been assigned.

The deviation between $(\sigma_y)_{\text{mea}}$ and $(\sigma_y)_{\text{..}}$, predicted from the computational methods, is evaluated by the fractional error, defined as

$$\text{fractional error} = \frac{(\sigma_y)_{\text{..}} - (\sigma_y)_{\text{mea}}}{1/2 [(\sigma_y)_{\text{..}} + (\sigma_y)_{\text{mea}}]} \quad (11)$$

This quantity is used, because it is logarithmically unbiased, i.e. a predicted value which is n times the measured value produces the same fractional error as a predicted value which is $1/n$ of the measured value.

Table II shows the fractional error between $(\sigma_y)_{\text{mea}}$ and σ_y derived from the computational methods. The main results are further illustrated in Figure 2. The β - and Dr-methods (based on wind-variances) as well as the PGT- and Sm-methods (based on stability classification) are seen on the average to estimate well the lateral dispersion parameter, whereas the EPA-method produces estimates of σ_y that on the average are 37% too low. In these experiments only one value of $(\sigma_y)_{\text{EPA}}$ out of 21 is larger than the corresponding value of $(\sigma_y)_{\text{mea}}$. The S θ -method in the mean overpredicts $(\sigma_y)_{\text{mea}}$ by 27%, in the present experiment all values of $(\sigma_y)_{\text{S}\theta}$ are greater than $(\sigma_y)_{\text{mea}}$. It should be noted that $(\sigma_y)_{\text{PGT}}$ actually is characteristic for a sampling-time of 3-10 min. and therefore must be expected to be smaller than $(\sigma_y)_{\text{mea}}$. This is well in accordance with our average findings.

The root mean square (r.m.s.) fractional error clearly shows that the methods based on wind variances have the smaller scatter, a r.m.s. fractional error of about 20%, whereas the PGT- and Sm-methods based on stability classification produce results with an r.m.s. fractional error of $\approx 30\%$ (PGT) and $\approx 40\%$ (Sm). It is noted that the β - and Dr-methods, which have the smallest r.m.s. fractional error of all, are both based on Taylor's diffusion formula. The EPA-method, which has the greatest r.m.s. fractional error of the wind variance-based methods, also is based on Taylor's diffusion formula, but theoretical considerations, [12], as well as experimental results as reported in [12] and [1], indicate a significant wind-velocity dependence on the f_y -function. This is not included in the method and might explain the enhanced scatter. The r.m.s. fractional error in the empirical S θ -method lies in between that of β -, Dr- and the EPA-method.

The methods based on an atmospheric stability classification have, as expected, large scatter compared to the wind variance methods. From the comparison it is evident that although the methods based on wind variances produce estimates with the smaller r.m.s. fractional error, and therefore, might serve as a promising basis for further attempts to refine the methods to estimate σ_y from relatively simple measurements, it is equally evident that the use of certain of the wind variance-based methods in the Copenhagen area came out with biased estimates of σ_y . It is at present not obvious to the authors, whether this is because the methods intentionally are calibrated to produce biased results in order, for instance, to be conservative, as could be the case for EPA-method, or the methods to some degree are site specific and therefore need adjustment according to the individual sites.

4.3. Cross-wind integrated concentrations

The measured tracer concentration distribution for all experiments was cross-wind integrated, $(X_{CWI})_{mea}$. From Equation (1) values of X_{CWI} were found by the use of σ_z -values derived from the computational methods. The fractional errors between the computed values of X_{CWI} and the actually measured ones are shown in Table III and illustrated in Figure 3. As the average fractional error between $(X_{CWI})_{mea}$ and $(X_{CWI})_{..}$ derived from the β -, Dr-, S θ , PGT- and Sm-methods are less than 20%, which constitutes the uncertainty in the absolute tracer concentrations that is associated with the calibration of the gas chromatograph for tracer-concentration analysis,

the 5 methods cannot be judged individually with respect to their ability to predict $(X_{CWI})_{mea}$. It is noted that the σ_z -values that are used in the EPA-method, -34% fractional error, and the PGT-method, -1% fractional error, are based on the workbook values. However, in the EPA-method the values have been corrected for the enhanced roughness and the heat islands effect at the experimental site. Without these corrections, of which the heat island effect is the dominant one, the EPA-method will produce exactly the same value of X_{CWI} as the PGT-method. This suggests that the enhancement of σ_z , as recommended in [8] for the EPA-method, due to the heat island effect, are too large for the residential area in Copenhagen, where the experiments are performed.

The r.m.s. fractional error is seen to be rather equal for all methods, ranging from 34% to 44%, which indicates that none of the methods, based on this analysis and the results from these dispersion experiments in the Copenhagen area, can be seen to be superior in predicting the variation of $(X_{CWI})_{mea}$.

Due to the greater roughness in the urban area as compared to a rural area, larger values of σ_z are expected in cities in comparison with σ_z for rural areas. It turned out to be difficult to evaluate this effect by estimating σ_z from Equation (1) by the use of $(X_{CWI})_{mea}$, u , Q , z_i , and h from the experiments and then comparing the σ_z -values with those already published values for rural areas, for instance [4]. The problem arises from the $\pm 20\%$ uncertainty in the absolute tracer concentrations. To investigate this effect values of σ_z derived by increasing/decreasing the measured trace concentrations by 20% were calculated and σ_z was seen to be very sensitive to variations in the absolute tracer concentrations, especially for the series closest to the source. At present the effect on σ_z , that arises from the uncertainty in the absolute tracer concentrations, is believed to hide the effect of the surface roughness. The point has been discussed in more detail in [1].

5. ACKNOWLEDGEMENT

The authors appreciate the continuing support of H. Flyger and comments on the manuscript from N.O. Jensen. E. Lund Thomsen carried out the calibration of the gas chromatograph and performed the tracer analyses. U. Torp collected meteorological information. H.S. Buch of the Danish Meteorological

Institute, provided forecasts for the experiments. The technical staff at the Air Pollution Laboratory and Meteorological Section provided practical support. The routine meteorological measurements at the TV-tower are performed by the Danish Meteorological Institute. The TV-tower belongs to the Danish Department of Post and Telecommunication. The study was sponsored by the Danish National Agency of Environmental Protection and Risø National Laboratory.

6. REFERENCES

- [1] Gryning S.E., Petersen E.L. and Lyck E. (1979). Elevated source SF₆-tracer dispersion experiments in the Copenhagen area. Preliminary results I. Proceeding of the 10th International Technical Meeting on Air Pollution Modeling and its Application. NATO/CCMS Air Pollution Pilot Study, Rome, October 23-26.
- [2] Gryning S.E., Lyck E. and Hedegaard K. (1978). Short-range diffusion experiments in unstable conditions over inhomogeneous terrain. Tellus **30**, 392-403.
- [3] Gryning S.E. and Thomsen D.W. (1979). A tall tower instrument system for mean and fluctuating velocity, fluctuating temperature and sensible heat flux measurements. J. Appl. Met. **18**, December Issue.
- [4] Turner D.B. (1970). Workbook of atmospheric dispersion estimates, pp. 84. Public Health Service Pub. No. 999-AP-26. U.S. Department of Health, Education and Welfare.
- [5] Smith M. (1973). Recommended Guide for the Prediction of the Dispersion of Airborne Effluents. No. 68-31123, New York, Am. Soc. Mech. Eng., 84 pp.
- [6] Pasquill F. (1974). Atmospheric Diffusion, pp. 429, John Wiley and Sons, New York.

- [7] Hay J.S. and Pasquill F. (1959) Diffusion from a continuous source in relation to the spectrum and scale of turbulence. Atmospheric diffusion and air pollution (eds. F.N. Frenkiel and P.A. Sheppard), Advances in Geophysics 6, pp. 345-365, Academic Press, London.
- [8] Pasquill F. (1976). Atmospheric dispersion parameters in Gaussian plume modelling. Part II. Possible Requirements for Change in the Turner Workshop Values, pp. 44. EPA-600/4-76-030b U.S. Environmental Protection Agency.
- [9] Wandel C.F. and Kofoed-Hansen O. (1962). On the Eulerian-Lagrangian Transform in the Statistical Theory of Turbulence. J. Geophys. Res. 67, 3089-3093.
- [10] Draxler R.R. (1976). Determination of atmospheric diffusion parameters. Atmospheric Environment 10, 99-105.
- [11] Smith F.B. (1972). A Scheme for Estimating the Vertical Dispersion of a Plume from a Source Near Ground Level. Proceeding of the Third Meeting of the Expert Panel on Air Pollution Modeling. NATO/CCMS. Paris. October 2-3.
- [12] Doran J.C., Horst T.W. and Nickola P.W. (1978). Variations in Measured Values of Lateral Diffusion Parameters. J. Appl. Met. 17, 825-831.

Table I. Meteorological conditions.

Experi- ment 1978/ 1979	Mean wind speed 115 m u (m/s)	Lateral standard deviation 115 m σ_{θ} (deg)	Vertical standard deviation 115 m σ_{ϕ} (deg)	Inversion height z_j (m)	Monin- Obukhov length L (m)	Pasquill stabi- lity class, Heat island effect not incl. incl.
Sep. 14	8.9	7.5	4.5		-1100	D C-D
Sep. 20	3.4	16.0	12.1	1980	-24	C B-C
Sep. 26	10.6	7.7	5.5	1920	-244	C B-C
Oct. 19	5.0	9.6	6.6	1120	-51	C B-C
Nov. 3	4.6	6.0	4.7	390	-67	C B-C
Nov. 9	6.7	6.9	5.2	820	-169	C B-C
Apr. 30	13.1	9.8	5.5	1300	-1150	D C-D
Jun. 27	7.6	11.8	5.2	1750	-161	B-C B
Jul. 6	9.4	8.8	3.3	810	-71	B-C B
Jul. 19	10.5	9.7	4.4	2090	-550	D C-D

Table II. Lateral dispersion parameters.

Experi- ment	Distance (km)	Fractional error (%)					
		β -mea	Dr-mea	EPA-mea	S θ -mea	PGT-mea	Sm-mea
1978/ 1979							
Sep. 14	3.9	-4	-16	-58	10	-44	-60
Sep. 20	1.9	29	22	6	61	-29	-7
	3.7	8	18	-4	62	-27	-5
Sep. 26	2.1	-16	-17	-52	5	-15	8
	4.2	-19	-19	-65	4	-12	7
Oct. 19	1.9	5	11	-13	43	3	26
	3.7	34	25	-6	60	18	39
	5.4	14	19	-13	58	18	36
Nov. 3	4.0	-12	-28	-57	12	21	40
Nov. 11	2.1	-29	-10	-39	19	10	33
	4.2	-15	6	-33	37	33	51
	6.1	-13	5	-33	39	36	53
Jun. 27	2.0	22	-3	-34	23	-17	-16
	4.1	14	-16	-56	13	-23	-25
	5.3	8	-23	-62	7	-29	-31
Jul. 6	1.9	16	9	-26	31	21	22
	3.6	0	-13	-55	11	3	2
	5.3	-3	-18	-62	8	1	-1
Jul. 19	2.1	2	9	-28	30	-54	-62
	4.2	-8	-2	-48	21	-56	-73
	6.0	-8	-3	-50	21	-56	-75
Mean fractional error (%) :		1	-2	-37	27	-9	-2
r.m.s. fractional error (%) :		16	16	22	20	29	40

Table III. Cross-wind integrated concentrations.

Experi- ment	Distance (km)	Fractional error (%)					
		β -mea	Dr-mea	EPA-mea	S θ -mea	PGT-mea	Sm-mea
1978/ 1979							
Sep. 14.	3.9	-32	-52	-23	-42	-29	-9
Sep. 20.	1.9	54	41	35	-4	62	37
	3.7	121	97	78	45	125	86
Sep. 26.	2.1	-30	-31	-66	-44	-30	-62
	4.2	11	0	-65	-29	-2	-55
Oct. 19.	1.9	0	2	-27	-18	2	-25
	3.7	24	9	-54	-34	8	-45
	5.4	46	25	-52	-27	18	-38
Nov. 3.	4.0	-24	-30	-71	-60	-50	-70
Nov. 11.	2.1	-28	-7	-44	-18	-7	-40
	4.2	7	-11	-83	-46	-24	-74
	6.1	20	-15	-90	-58	-35	-83
Apr. 30.	2.0	-42	-31	-62	-36	-31	-44
	4.2	21	3	4	-20	10	22
	5.9	26	2	4	-27	42	27
Jun. 27.	2.0	-19	-19	-72	-28	-31	-49
	4.1	32	34	-69	0	-17	-30
	5.3	60	57	-62	19	-6	-13
Jul. 6.	1.9	-33	-30	-45	4	-3	-21
	3.6	76	76	-30	66	20	6
	5.3	95	93	-14	71	12	6
Jul. 19.	2.1	-19	-14	-12	-16	-113	-23
	4.2	17	11	3	-16	8	20
	6.0	18	10	0	-23	41	25
Mean fractional error (%) :		17	9	-34	-14	-1	-19
r.m.s. fractional error (%) :		43	40	41	34	44	41

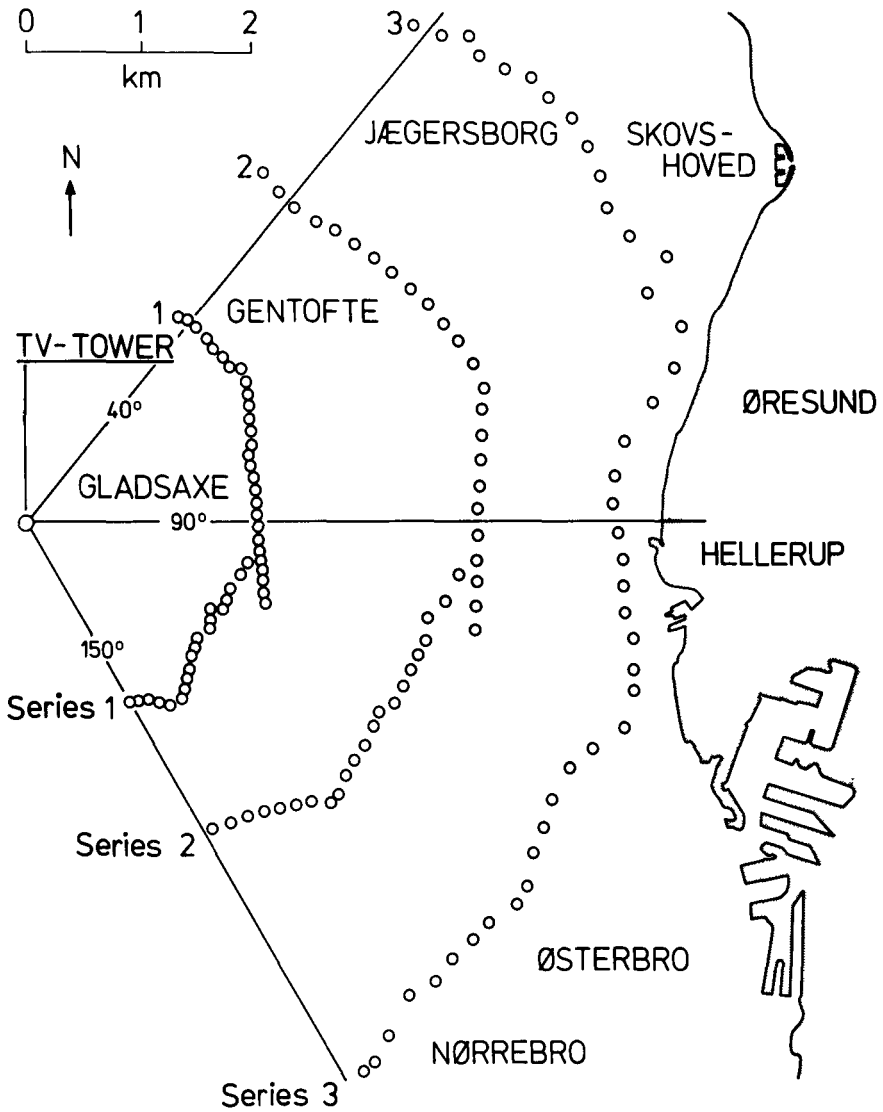


Figure 1. The experimental site. Sampling-unit positions used at the experiments are indicated by (o). In the experiments normally 20 sampling-units were used per series.

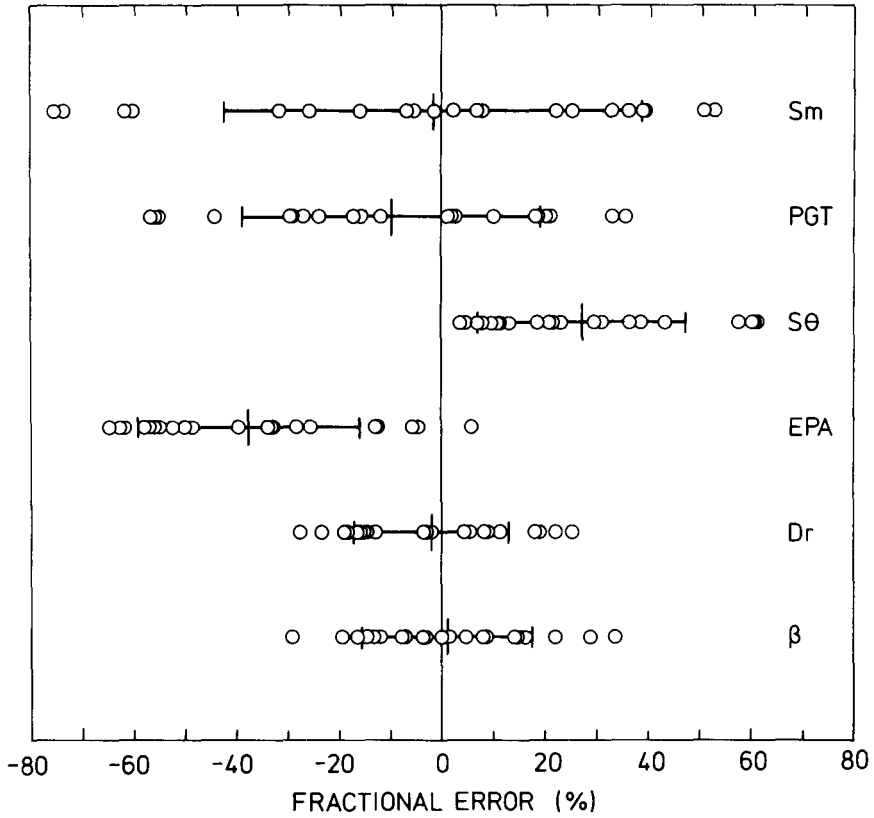


Figure 2. Comparison of lateral dispersion parameters. The fractional error between the individual values of $(\sigma_y)_{\text{mea}}$ and σ_y , computed from the various methods, are indicated by o. The bars indicate the average fractional error plus/minus the root mean square fractional error. Symbols refer to the computational methods, explained in the text.

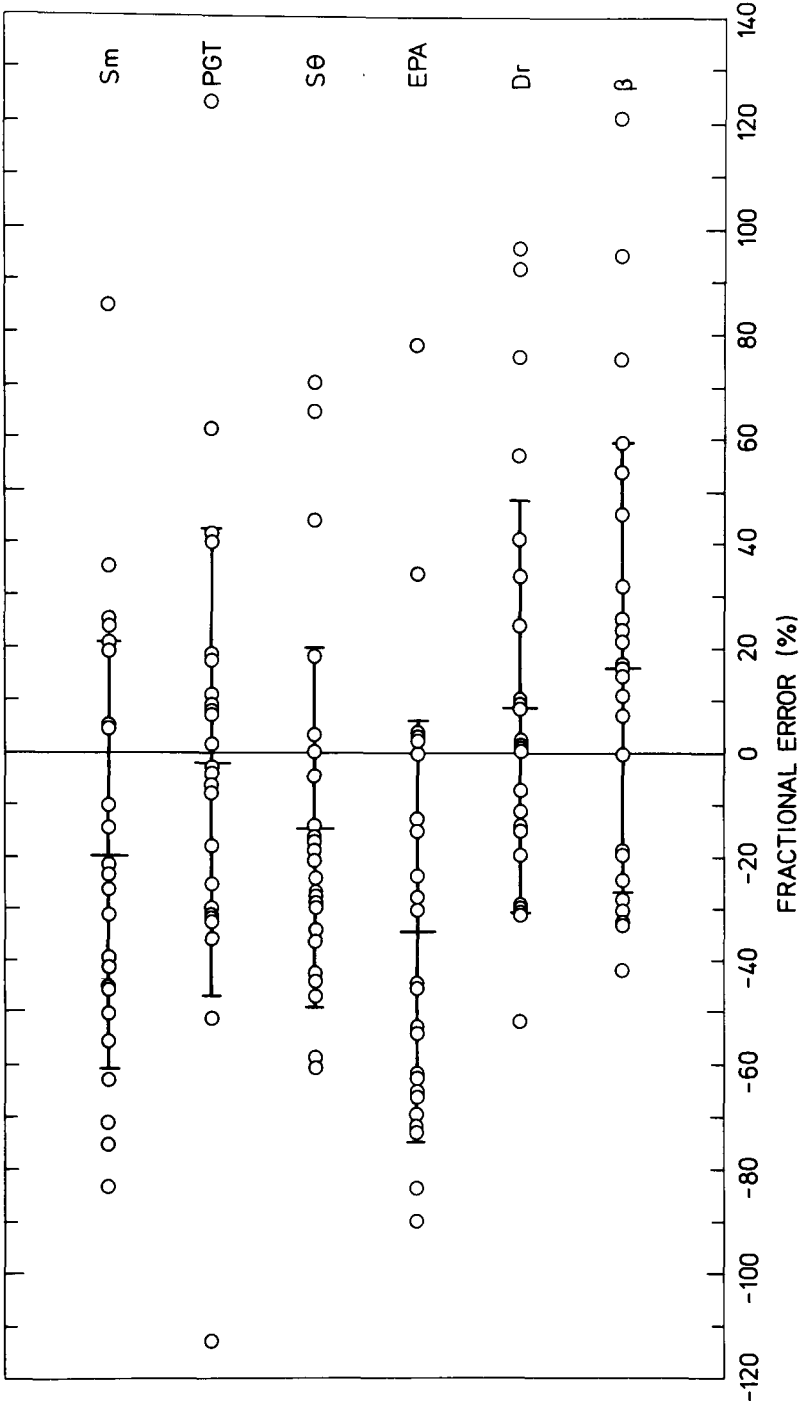


Figure 3. Comparison of the cross-wind integrated concentration distributions. The fractional error between the individual values of $(X_{CWI})_{mea}$ and X_{CWI} , computed from the various methods, are indicated by o. The bars indicate the average fractional error plus/minus the root square fractional error. Symbols refer to the computational methods, explained in the text.

MEASUREMENTS AND CALCULATIONS OF ATMOSPHERIC DISPERSION OF
RADIOACTIVE NOBLE GASES FROM A NUCLEAR POWER PLANT

O. KARLBERG
Studsvik Energiteknik AB
Nyköping - SWEDEN

S. NIELSEN and S. THYKIER-NIELSEN
Risø National Laboratory
Roskilde - DENMARK

SUMMARY. Short-term measurements at ground level of routine releases of radioactive noble gases were made in June 1979 near the Swedish nuclear power plant RINGHALS located 60 km south of Gothenburg. The objective was to obtain experimental data for the verification of theoretical computer models used for the calculation of radiation doses due to atmospheric releases of radioactivity.

The effluent was emitted from a 100 m stack (Unit 1, BWR) at a rate of approximately 60 curies of Kr-87 equivalent per hour. Downwind measurements of the γ -radiation from the plume were made with high pressure ionization chambers. On a few occasions concentrations of xenon-isotopes were determined using cooled activated charcoal to collect the isotopes. Meteorological data were provided from a tower located 1 km from the stack giving information on wind direction, wind speed and temperatures. A total of 12 measurements were made within 13 km from the stack in westerly winds under mainly unstable atmospheric conditions. Typical sampling times were one hour.

The experimental results of local xenon-concentrations and total γ -exposures were compared with corresponding values calculated by the two different computer models developed by Studsvik Energiteknik AB, Sweden, and Risø National Laboratory, Denmark.

RESUME. MESURE ET CALCUL DE LA DISPERSION ATMOSPHERIQUE DE GAZ RARES RADIOACTIFS REJETES PAR UNE CENTRALE NUCLEAIRE. On a procédé en juin 1979, près de la centrale nucléaire de RINGHALS à 60 km au sud de Göteborg, à des mesures au sol de courte durée de gaz rares radioactifs rejetés en routine. Le but était de recueillir des données expérimentales afin de vérifier les modèles informatiques théoriques utilisés pour calculer les doses d'irradiation dues aux rejets d'activité dans l'air.

L'effluent était émis par une cheminée de 100 m (tranche 1, BWR) au débit d'environ 60 curies d'équivalent Kr-87 par heure. On a mesuré, sous le vent, à l'aide de chambres d'ionisation à haute pression, le rayonnement gamma dû au panache. Dans quelques cas, on a déterminé les concentrations des isotopes

du xénon en collectant ceux-ci sur du charbon actif réfrigéré. Une tour à 1 km de la cheminée a fourni les données météorologiques relatives à la direction du vent, la vitesse du vent et la température. Au total, on a fait 12 mesures jusqu'à 13 km de la cheminée, par vent de secteur ouest sous des conditions météorologiques principalement instables. Le temps type d'échantillonnage était d'une heure.

On compare les résultats mesurés de la concentration locale de xénon et de l'exposition gamma globale aux valeurs correspondantes calculées à l'aide des deux modèles informatiques que Studsvik Energiteknik AB, Suède et Risø National Laboratory, Danemark, ont développés.

KURZFASSUNG. MESSUNG UND BERECHNUNG DER ATMOSPHERISCHEN DISPERSION RADIOAKTIVER EDELGASE AUS EINEM KERNKRAFTWERK. Kurzzeitmessungen der normalen Freisetzung radioaktiver Edelgase in Bodennähe wurden im Juni 1979 in der Nähe des schwedischen Kernkraftwerks RINGHALS, 60 km südlich von Göteborg, durchgeführt. Ziel der Arbeiten war es, experimentelle Daten für die Prüfung theoretischer Computermodelle zur Berechnung der Strahlungsdosen aus radioaktiven Freisetzungen in die Atmosphäre zu beschaffen.

Die Freisetzung erfolgte von einem 100 m-Kamin (BWR, Einheit 1). Sie betrug ca. 60 Curie pro Stunde Kr-86-Äquivalent. Messungen der Gamma-Strahlung unter der Abluftfahne erfolgten mit Hochdruckionisationskammern. In einigen Fällen wurden die Xenon-Isotope mittels gekühlter Aktivkohle gesammelt und dann die Konzentration ermittelt. Die meteorologischen Daten über Windrichtung, Windgeschwindigkeit und Temperaturen in 3 verschiedenen Höhen kamen von einem 1 km vom Kamin entfernten Tower. Insgesamt 12 Messungen wurden im Umkreis von 13 km vom Kamin bei Westwind unter unstabilen atmosphärischen Bedingungen durchgeführt. Die übliche Dauer der Probennahme betrug eine Stunde.

Die experimentellen Ergebnisse der lokalen Xenon-Konzentrationen und der gesamten Gamma-Exposition wurden verglichen mit den entsprechenden Werten aus den beiden von Studsvik Energiteknik AB, Schweden, und vom Staatlichen Laboratorium Risø, Dänemark, entwickelten Computermodellen.

1. INTRODUCTION

Nuclear power plants will, after a period of operation, contain large amounts of radioactive fission products. A release of radioactive material, either due to normal operation or due to an accident, might cause environmental consequences e.g. radiation doses to neighbouring populations, contaminated areas etc. For a given release the extent of these consequences will strongly depend on the dispersion of the activity in the air, which in its turn depends on the meteorological conditions, the height of release etc. Consequently, Risö, Studsvik and many other institutions have developed computer programs to simulate these phenomena in order to predict the consequences of airborne releases of radioactivity.

The basic models used in these programs are for the dispersion and the radiation. Many experiments have been made, using different tracer techniques, in order to test short range dispersion models. There are however relatively few experiments involving both the dispersion model and the radiation model.

Several experiments have been performed using thermoluminescence dosimeters for radiation detection. The quantities measured represent the mean values over a typical time-period of a month, and therefore correspond to the situation of normal releases from a nuclear power plant. These measurements have been compared with corresponding model calculations, and quite good agreement has often been shown between measured and calculated values, mainly due to averaging over many different meteorological conditions.

Other types of measurements (3, 4), with a typical sampling time of 1 hour, correspond to a short-time accidental release. In that type of case-study it has been more difficult to establish good agreement between measurements and predictions.

The tracer used in these experiments has often been Ar^{41} because of its suitable γ -energy and decay time. There are, however, a few disadvantages with Ar^{41} as a tracer. The experiments must be performed at a research reactor site where Ar^{41} can be produced. Furthermore the release time must be limited due to restrictions from the authorities on the amount of activity permitted in an experiment, and consequently the location of the radiation detectors must be determined from the observed wind direction. In the case of a continuous release the location of the plume can be detected by scanning crosswind with a portable radiation instrument.

The aim of this study is therefore two-fold: on the one hand to find methods of measurement using a multi-nuclide continuous release from a nuclear reactor power plant, and on the other hand to use these measurements for comparison with corresponding model calculations.

2. EQUIPMENT

The equipment was carried in three motor vehicles. Two of them were equipped with Ge(Li)-detectors with multichannel analysers and high pressure ionisation chambers (one vehicle from Risö and one vehicle from Studsvik). The third vehicle carried five xenon samplers with adherent equipment.

It was the intention to use the Ge(Li) detectors to measure the unscattered γ -flux from the radio-nuclides in the plume, in order to test the models with respect to γ -energy variation and build-up. Simultaneous measurements in the plume however gave inconsistent results, mainly due to calibration difficulties. Neither the results from the Ge(Li) measurements nor any closer descriptions of the instrumentation will be given here. The calibration difficulties will however be discussed in Section 3.3.

The ionisation chamber systems were purchased from Reuter Stokes, model RSS-111. The system consists of an argon filled, high pressure chamber connected to an electrometer instrument.

The instrument has a range of 0.1 - 500 $\mu\text{R/h}$, and an output rate of 1 print-out every 5th second. One of the instruments was equipped with a tape recorder, the other used a strip-chart registration.

Additionally, both vehicles had portable scintillation detector instruments which were used to find the location of the plume.

Figure I shows an outline of the xenon sampler, developed by Hesböl (6). The humidity adsorber and the pre-cooler provide dry air, which gives the charcoal filter a high efficiency; and prevents freezing. The gas volume meter gives the sampling volume, and the vacuum-pump provides the proper air flow through the system. The filter itself is cooled to about -80°C by using a mixture of ethyl alcohol and dry ice.

The sampler has a adsorption capability of nearly 100 % xenon, within certain limits of flow rate and sample volume. These limits are discussed in Section 3.2.

The five samplers could be operated simultaneously at different locations.

3. CALIBRATION

3.1 Ionisation chambers

The ionisation chambers were calibrated against a certified 1 mCi Ra^{226} point source.

The ionisation chamber systems were originally developed by De Campo et al (1971) (5) for the measurement of environmental exposure rates. The γ -radiation from radioactive noble gases has a different spectral composition than that from environmental radiation, and this introduces an uncertainty into the results due to the non-ideal γ -ray energy response of the ionisation chambers. Taking account of the actual composition of the radioactive noble gases released, an overall uncertainty of 10 % (SD) is estimated for the measurements of exposure rates from the plumes.

3.2 Xenon sampler

The efficiency of the xenon sampler shown in Figure I was tested in a laboratory experiment. Xe^{133} was injected with an air flowrate of 25 l/min. The transmission of Xe^{133} through the charcoal filter was measured for 15 hours after the start of injection. Figure II shows the test results for two types of charcoal, designated A and B.

A sampling efficiency of 90 % corresponds to a gas sampling volume of about 6 and 18 m³ for type A and B charcoal respectively.

In the field measurements, where type A charcoal was used, the typical sampling time was 1 hour, which corresponds to an air volume of 1.5 m³ at a flow rate of 25 l/min. A much higher flow rate could have been used but it was limited by the capacity of the vacuum-pumps available.

On site, the charcoal samples were analysed in the spectroscopy laboratory of the nuclear power plant. The detection limit for Xe^{133} was, for a counting time of 1 000 s, about $6 \cdot 10^{-11}$ Ci/sample, which corresponds to $4 \cdot 10^{-11}$ Ci/m³ of air.

3.3 Ge(Li) detectors

Ideally the Ge(Li) detectors should have a uniform response to γ -radiation incident from the upper hemisphere, in order to avoid a dependency of plume geometry on the unscattered γ -flux measurements. The two detectors were calibrated against a standard reference point source, and both detectors showed quite a large variation of angular response to γ -rays from the upper hemisphere. For one of the detectors this was due to the special mounting of the crystal, which was facing downwards under the liquid nitrogen dewar, and for the other detector it was due to the geometrical design of the crystal.

Some work was carried out on these problems. Angular correction factors were calculated by introducing the measured angular response into the computer models, although it was recognised to be of principal objection to the use the models for calibration purposes. The results for unscattered γ -flux using these factors turned out to be inconsistent as compared to the ionisation chamber measurements.

Further studies will be made in order to find useful calibration procedures, since the Ge(Li) detector measurements could yield valuable information.

3.4 Activity release rates

In order to make a comparison between measurements and model calculations the source term must be known to a fairly high degree of precision.

The activity was emitted from the 100 m stack of the BWR unit 1 at the Ringhals power station. This unit is equipped with a noble gas stack monitoring system. Samples of the stack air is taken through four inlets in the cross section of the stack, and the concentration of the radioactive noble

gases is measured with a Ge(Li)-detector connected to a multichannel analyser. A mean value of the concentration of the isotopes is printed out every hour.

In order to obtain the actual release rate in Ci/s it is necessary to know the total stack air flow. The value of the stack flow used normally is estimated from the nominal air flow from the fans in the ventilation system, which is measured before the reactor is taken into operation. After a period of operation this estimated value of the stack flow may be incorrect. Therefore, measurements of the stack air flow were made (7).

The measurements were made using a Prandtl velocity probe at eight stack diameters above the stack foot. The velocity was measured at 32 points in the cross-section of the stack. From these data the total flow was calculated to a value of $102 \pm 10 \text{ \% m}^3/\text{s}$, which was about 15 % less than the nominal value.

In order to test the long term stability of the flow, the velocity probe was placed at a point of medium velocity in the cross-section, and the velocity was recorded for a couple of weeks. No significant changes in the velocity, and consequently in the flow, could be observed.

Another problem that could affect the precision of the stack release is that the four inlets of the monitoring system may not take a representative sample of the stack air if the activity is not mixed in the cross-section of the stack.

Therefore, an experiment of injecting methyl iodide in two different air flows was performed, one in the off-gas system and the other in the ventilation-duct from the turbine hall. The first flow contains the major part of the activity, the other the largest air flow.

The injections were made for half an hour and charcoal samples were taken for an overlapping time period. The expected activity in the samples was calculated using a knowledge of the sampling and stack flows. In both cases the expected activity was found to be within the limits of error, and consequently no indications were found that the monitoring system would not take representative samples of the stack air.

Table I shows the measured release rates for the 11 field measurement occasions.

4. METEOROLOGICAL MEASUREMENTS

Meteorological information was provided from a 120 m high tower located 1 km from the stack. Registration of temperature, wind speed and wind direction was made at different heights. The temperature was measured at 12, 48 and 96 m. Due to a reconstruction of the system the wind speed and direction were available only at the 24 m level. The data was recorded on strip-charts in a control room.

The instruments were calibrated by reactor staff prior to the measurements.

5. DESCRIPTION OF THE FIELD MEASUREMENTS

The field measurements were made during the period of 13th to 20th June 1979. The measurements were performed in the manner described below.

The current wind direction gave the expected location of the plume. The search of the plume was made from suitable roads at a desired distance. The centre line of the plume was located using the scintillation instruments, and one of the xenon samplers, together with the Ge(Li)-detector and the ionisation chamber, were positioned where the maximum expo-

sure rate was obtained. The other xenon samplers were placed at different cross wind distances on both sides of the plausible centre line.

The aim of placing the samplers cross wind of the centre line was mainly to find the true centre line corresponding to the actual sampling time, and partly to study the cross-wind shape of the plume. After measurement the charcoal was taken to the spectrometer of the reactor plant for analysis. The exposure data were collected and the procedure was started all over again, with the search for the plume at a new distance.

Eleven measurements were made at different places during four days within the measurement period. Due to an unexpected reactor shut-down the xenon samplers could only be used in measurements 1 and 2. The number of samplers used in the two measurements was 1 and 3 respectively. Background measurements were performed at all locations on occasions when the plume was blowing in the opposite direction.

Table II and Figures III and IV show the location of Ringhals and of the measuring sites and the prevailing meteorological conditions. The topography around Ringhals is, as can be seen in Figure IV, quite variable but is predominantly flat country with elements of woodland. The height above sea level varies from a few meters, close to the reactor site, up to about 100 m within the area of measurement.

Figure V shows the γ -spectrum from measurement No. 2. γ -energy peaks from 11 nuclides in the plume could be identified, and among them Cs^{138} , Rb^{88} and Rb^{89} , which are daughter products of Xe^{138} , Kr^{88} and Kr^{89} .

Figure VI shows the exposure rate versus the time from measurement No. 2. The meandering of the plume could be

observed, as well as the maximum exposure rate within the time of measurement. The mean exposure rate was evaluated, and after subtracting the background exposure rate, used in the comparison with the model calculation.

6. MODEL CALCULATION

The model calculations were made using two computer programs, designated PLUCON2 and UNIDOSE, developed at Risø and Studsvik respectively. Detailed descriptions of the programs will not be given here, but are given in references (8) and (9).

The basic models in the programs are the dispersion and the radiation model. Both programs use the same type of models, but they are treated in a somewhat different manner, which will be discussed in the following sections.

6.1 Dispersion models

Both programs use the stationary Gaussian model, i.e. the activity is assumed to have a Gaussian distribution in the vertical and cross wind directions. The activity concentration, χ , at ground level is given by:

$$(1) \quad \chi(x,y) = \frac{Q}{\pi \cdot \sigma_y \cdot \sigma_z \cdot u} \exp\left(-\frac{1}{2} \frac{y^2}{\sigma_y^2}\right) \cdot \exp\left(-\frac{1}{2} \frac{h^2}{\sigma_z^2}\right) \quad (\text{Ci/m}^3)$$

where

Q = release rate of the nuclide (Ci/s)

h = effective release height (m)

u = wind speed at height h (m/s)

x = downwind distance to the detector position (m)

y = crosswind distance to the detector position (m)

σ_y = lateral, crosswind dispersion parameter (m)

σ_z = vertical dispersion parameter (m)

The coordinate system is placed with the origin at height h .

The dispersion parameters normally used in PLUCON2, are given by Turner (10), for six stability classes A - F according to the Pasquill stability classification.

In UNIDOSE, the dispersion parameters are calculated using an empirical formula given by Högström (11, 12). The dispersion parameters are assumed to be continuous functions of the stability index, s , given by:

$$(2) \quad s = \frac{(dT/dz + 1) \cdot 1\,000}{u_f^2}$$

where

dT/dz = temperature gradient ($^{\circ}\text{C}/100 \text{ m}$)

u_f = the geostrophical wind speed (m/s)

The relationship between the dispersion parameters and the stability index, s , was found in smoke-puff measurements carried out at Studsvik and Ågesta. The formulae are quite complex and will not be given in detail. The variation with distance x is however

$$\sigma_y = K_y \cdot \sqrt{\exp(-A_y \cdot x) + A_y \cdot x - 1} \quad (\text{m})$$

$$\sigma_z = K_z \cdot \sqrt{\exp(-A_z \cdot x) + A_z \cdot x - 1} \quad (\text{m})$$

where K_y is a function of s , and A_y is a constant. K_z is a function of s for winter months and a function of wind speed and release height for summer months. A_z is a function of wind speed and release height.

For negative values of s , which imply unstable conditions, K_y and K_z are not continuous functions of s . K_y has a discrete value, and K_z is based on the wind speed, release height and time of year.

An important difference between the programs is the treatment of an inversion layer, i.e. if the dispersion of the activity is limited to under a certain height, the mixing height. The concentration at ground level is then

$$(3) \quad \chi(x, y) = \frac{Q}{\sqrt{2\pi} \sigma_y \cdot L \cdot u} \exp\left(-\frac{1}{2} \frac{y^2}{\sigma_y^2}\right) \quad (\text{Ci/m}^3)$$

where

L = the mixing height (m)

Equation (3) is valid when the concentration distribution between the ground and the mixing height is homogeneous. In PLUCON2 the mixing height, L , can be set to any height, and the program also takes into consideration the transition from Gaussian to homogeneous distributions.

In UNIDOSE, the mixing height, if existing, can only be set to 100 m.

In both programs the decay of radioactivity during the transport time is taken into consideration.

6.2 Radiation model

In both programs the external γ -dose from the plume is calculated using a finite plume model, i.e. the actual activity distribution around the detector point is taken into consideration.

Assuming that the γ -energies from the radio-nuclides in the plume are divided into energy groups, the ground level dose in air will be:

$$(4) \quad D(x,y) = K \sum_i^{n_e} E_i \cdot \mu_i^{en} \sum_j^{n_{is}} f_{i,j} \cdot \int_V \frac{B(\mu_i \cdot r) \exp(-\mu_i \cdot r)}{4\pi r^2} \chi_j(x,y,z) dV \quad (\text{rad/s})$$

where

K = conversion factor ($\frac{\text{rad} \cdot \text{MeV}}{\text{s} \cdot \text{m}^3} / \text{Ci}$)

n_e = number of energy groups

E_i = mean energy of group i (MeV)

μ_i^{en} = energy absorption coefficient for air in group i (m^{-1})

n_{is} = number of nuclides

$f_{i,j}$ = photon yield for nuclide j in group i

μ_i = attenuation coefficient for air in group i (m^{-1})

r = distance between detector position and volume element dV (m)

$B(\mu_i \cdot r)$ = build-up factor for energy group i

$\chi_j(x,y,z)$ = concentration distribution of nuclide j (Ci/m^3)

The programs have, together with programs from the other Nordic countries been compared with each other (13). Doses and concentrations were calculated for different nuclides, release heights, distances and stability classes, and the agreement was generally good.

6.3 Plume rise and weather classification

The effective release height used in Equation 1 is the sum of the stack height and the dynamic plume rise. The dynamic plume rise was calculated from:

$$(5) \quad \Delta h = \left(\frac{3 \cdot F}{\varepsilon^2 \cdot u} \right)^{\frac{1}{3}}$$

where

$$F = \frac{T}{T_s} \cdot v^2 \cdot r^2$$

T = temperature of the stack air

T_s = temperature of the surrounding air

v = velocity of the stack air (m/s)

r = radius of the stack pipe (m)

ε = entrainment coefficient = 0.44

u = wind speed

The calculated value of Δh varied from about 7 - 13 m for the 11 occasions of measurement so an average value of 10 m was used in the calculations. The effective release height used was consequently 110 m.

The windspeed u at the release height 110 m was calculated from the windspeed at the 24 m level from:

$$(6) \quad u_{110} = u_{24} \left(\frac{110}{24} \right)^P \quad (m)$$

where

P = 0.05±0.04 unstable conditions

0.14±0.03 neutral conditions

0.25±0.10 stable conditions

The determination of Pasquill classes and the stability index s for the actual occasions was not a simple task, due

to the complex meteorological conditions close to the coast. The Pasquill classification was based on Pasquill's original procedure (14) using the surface wind speed and the estimated insolation.

The calculation of s was made the using the following procedure: the sign of s was specified from Equation 2, and dT/dz calculated from the 12 and 96 m levels. If positive, s was calculated using dT/dz from the 48 and 96 m levels.

The geostrophical wind speed u_f and the mixing height L were obtained from radio probings in Gothenburg (50 km north of Ringhals).

7. RESULTS AND DISCUSSION

Table III shows the measured and calculated values of the Xe isotope concentration for measurements 1 and 2, and Table IV the corresponding values of the exposure rate for measurements 1 - 11.

For both models, it seems that the exposure rate is overestimated at short distances and underestimated at long distances. The reason for that behaviour of the models could be that the stability classification is made more unstable than it should have been, which could be the result of the complex meteorological conditions in the transition area near the coast.

The statistical and calibration errors of the measured quantities are estimated to be less than 15 %. A more critical error in the measured quantities is the uncertainty of the measurement position relative to the centre line of the plume, when averaging over an hour. It is difficult to estimate the magnitude of that error but it is probably less than +50 %.

The errors in the calculated values are mostly two, when excluding the accuracy of the model itself, that is errors in the wind speed calculation and in the release rate. The wind speed registration error is less than 10 %, and the calculation of the 110 m wind speed using Equation 6 could give an 40 % error for stable conditions. The total error for the release rate values is estimated to be less than 20 %.

The values of the quotients presented in Table III and IV can consequently vary between 0.3 and 2.5 due to the errors discussed above. For the major number of the measurements, the quotients are within this range and it is therefore difficult to give a closer estimation of the accuracy of the models. Both models will, at least in the case of exposure rate, give predictions within the above mentioned range. It would, however, be interesting to continue the measurements with a better handling of the error sources mentioned above.

8. ACKNOWLEDGEMENTS

This investigation was sponsored mainly by the National Swedish Board for Energy Source Development but also in part by the Risø National Laboratory.

The authors are specially grateful to Dr Aronsson and his collaborators at the Ringhals Nuclear Power Plant for assistance and inspiring encouragement during the field measurements.

The authors are also grateful to R Hesbøl, L Ström, L Damberg, A Appelgren and M Strömberg in Studsvik for assistance in the field measurements, and P Hedeman-Jensen, L Gryning and S Larsen in Risø for discussions concerning the meteorological problems.

9. REFERENCES

1. GOGOLAK, C V
Comparison of measured and calculated radiation exposures from a boiling water reactor plume. 1973.
(HASL-277) pp 24.
2. HSIA, D Y and CHEN, T K
Predicted and measured exposures from ^{41}Ar released to the atmosphere by a heavy water research reactor.
Health Physics 31 (1976) pp 505 - 512.
3. KADOKAWA, M
Studies on gamma-ray exposure in environment due to Argon-41 cloud from a nuclear reactor.
J Nucl Sci Technol 7 (1970) pp 34 - 40.
4. GOGOLAK, C V
Data set for noble gas plume exposure model validation. 1975.
(HASL-296) pp 13.
5. De CAMPO, J A, BECK, H L and RAFT, P D
High pressure argon ionisation chamber systems for the measurement of environmental radiation exposure rates.
HASL-260 (1972).
6. HESBÖL, R
Xenon provtagare. (In Swedish)
Studsvik Energiteknik, Sweden 1980 (To be published).
7. STRÖM, L
Mätning av skorstensflödet i Ringhals 1. (In Swedish)
Studsvik Energiteknik, K2-80/305, Sweden 1980
8. THYKIER-NIELSEN, S
Risø model til beregning af konsekvenser af frigørelse af radioaktivt materiale til atmosfæren. (In Danish)
Risø-M-2149 (1979) Risø National Laboratory, Danmark.
9. KARLBERG, O et al
UNIDOSE - A computer program for the calculation of individual and collective doses from air-borne radioactive pollutants.
Studsvik Report 79/1 (1979), Studsvik Energiteknik AB, Sweden.
10. TURNER, D B
Workbook of atmosphere dispersion estimates.
National Air Pollution Control Association, Cincinnati, Ohio (1969), Public Health Service Publication No. 999-AP-26 84 pp.

11. HÖGSTRÖM, U
An experimental study on atmospheric diffusion.
Tellus 16 (1964) p 205 - 251.
12. HÖGSTRÖM, U
A statistical approach to the air pollution problem of
chimney emission.
Atmos Environ 2 (1968) p 251 - 271.
13. THYKIER-NIELSEN, S et al
Comparison of Nordic dose models.
Risø-M-1972 (1978) Risø National Laboratory, Denmark.
14. PASQUILL, F
The estimation of the dispersion of windborne material.
Meteorological Magazine 90 (1961) p 33 - 49.

Table I

Released activity during the period of field measurements

Measure- ment	Released activity (mCi/s)							
	Kr			Xe				
	85 m	87	88	133	135	135m	137	138
No.								
1	1.9	3.3	3.5	1.8	5.1	6.6	6.2	8.1
2	1.0	1.5	2.1	12.2	5.2	4.5	1.5	2.2
3	1.1	0.6	1.8	32.5	9.4	2.0	-	-
4	1.6	2.9	3.1	2.8	3.9	4.5	3.7	6.2
5	1.5	2.9	3.0	2.3	4.1	4.8	3.7	6.1
6	1.9	3.5	3.6	2.6	5.3	5.7	3.4	6.8
7	1.9	3.5	3.6	2.6	5.3	5.7	3.4	6.8
8	1.6	3.1	3.2	1.9	4.7	5.6	3.1	7.4
9	1.6	3.1	3.2	1.9	4.7	5.6	3.1	7.4
10	1.4	2.7	2.9	1.6	5.2	5.2	2.4	6.7
11	1.5	2.8	2.8	1.6	4.7	4.8	2.5	6.8

Table II

Location of measurement sites and meteorological conditions

No	Date	Hour	Distance (km)	$\frac{dT}{dz}$ 12-96 m ($^{\circ}\text{C}/100\text{ m}$)	$\frac{dT}{dz}$ 48-96 m ($^{\circ}\text{C}/100\text{ m}$)	Wind speed 24 m (m/s)	Wind speed 110 m (m/s)	Pasquill class	Stability index S	Mixing height L (m)
								(-)	(-)	(m)
1	13/6	11	4.5	-2.4	-3.6	3.3	3.6	B	neg	450
2	"	16	2.5	-2.7	-3.1	5.1	5.5	C	"	"
3	"	19	0.8	-2.1	-3.1	5.7	6.2	D	"	"
4	18/6	11	4	-3.0	-3.6	7.5	8.1	D	"	950
5	"	15	6	-3.0	-4.2	6.3	6.8	C	"	"
6	19/6	10	2.5	-1.1	-2.4	2.7	2.9	B	"	700
7	"	10	6	-2.2	-4.9	2.7	2.9	B	"	"
8	"	14	4	-2.3	-3.6	2.1	2.3	B	"	"
9	"	15	13	-2.3	-3.6	3.0	3.2	B	"	"
10	20/6	9	0.5	-2.1	-4.0	5.1	5.5	C	"	1 500
11	"	19	13	+1.8	+1.0	1.5	2.2	D	250	"

Table III

Measured and calculated concentrations

Meas- ment No.	Nuclide	Measured (pCi/l)	Calculated (pCi/l)		Quotients (calc/meas)	
			UNIDOSE	PLUCON2	UNIDOSE	PLUCON2
1	Xe133	0.22	1.0	0.70	4.6	3.2
	Xe135	0.40	2.9	2.0	7.3	5.0
2	Xe133	11.5	13	13	1.1	1.1
	Xe135	4.2	5.9	5.5	1.4	1.3

Table IV

Measured and calculated exposure rates

Measure- ment No.	Measured (μ R/h)	Calculated (μ R/h)		Quotients (calc/meas)	
		UNIDOSE	PLUCON2	UNIDOSE	PLUCON2
1	2.6	5.4	4.7	2.1	1.8
2	9.9	5.3	8.4	0.54	0.85
3	6.6	11	11	1.7	1.7
4	10	3.6	8.4	0.36	0.8
5	7.5	2.5	2.7	0.33	0.36
6	7.0	11	10	1.6	1.4
7	6.6	3.3	1.9	0.50	0.30
8	32	6.4	5.4	0.20	0.17
9	2.1	0.73	0.44	0.35	0.21
10	20	21	25	1.1	1.3
11	1.9	4.4	5.9	2.3	3.1

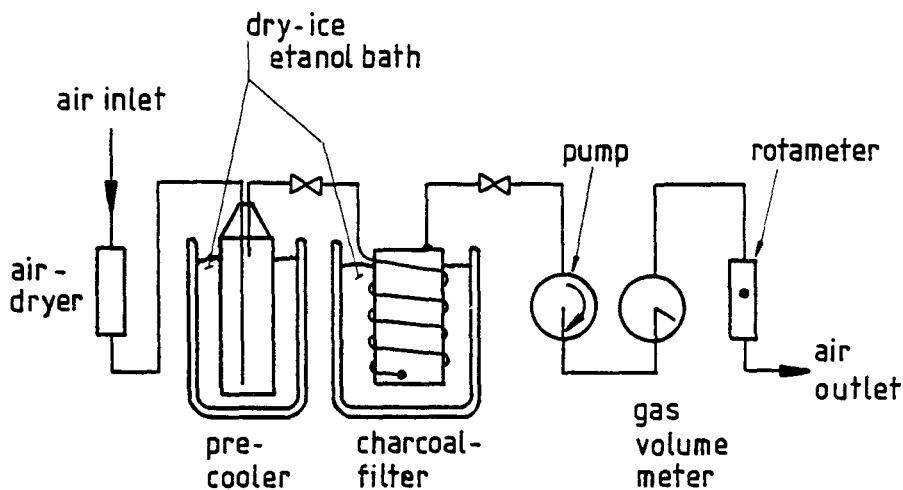


Figure I. Xenon sampler

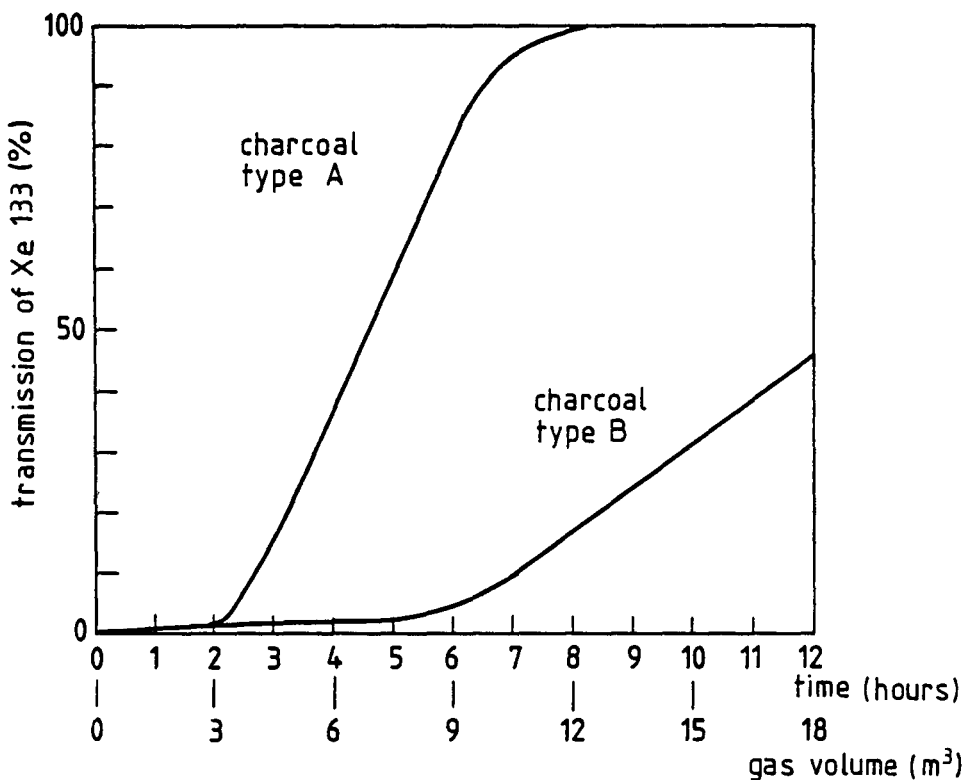


Figure II. Adsorption tests of two charcoal types at a flowrate of 25 l/min.

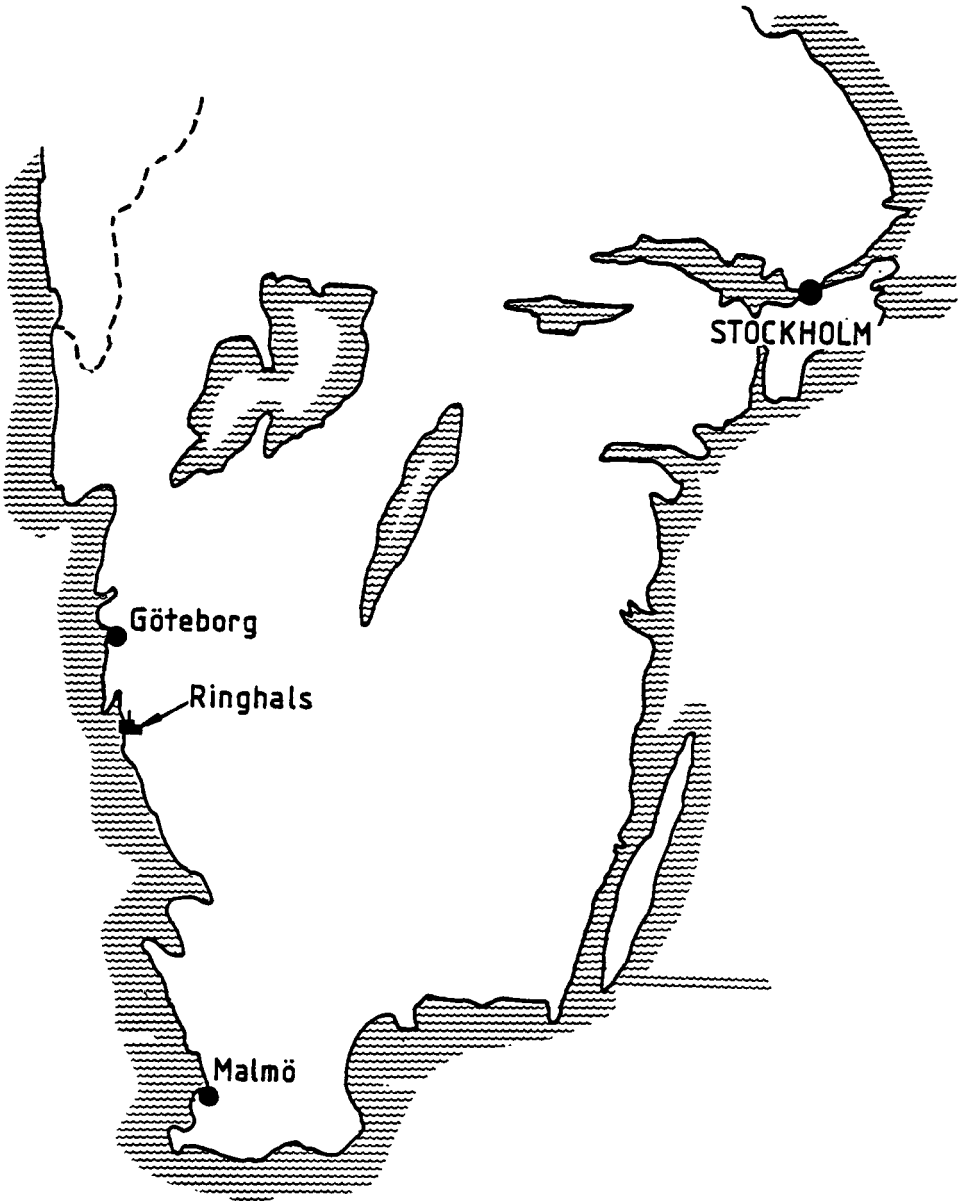
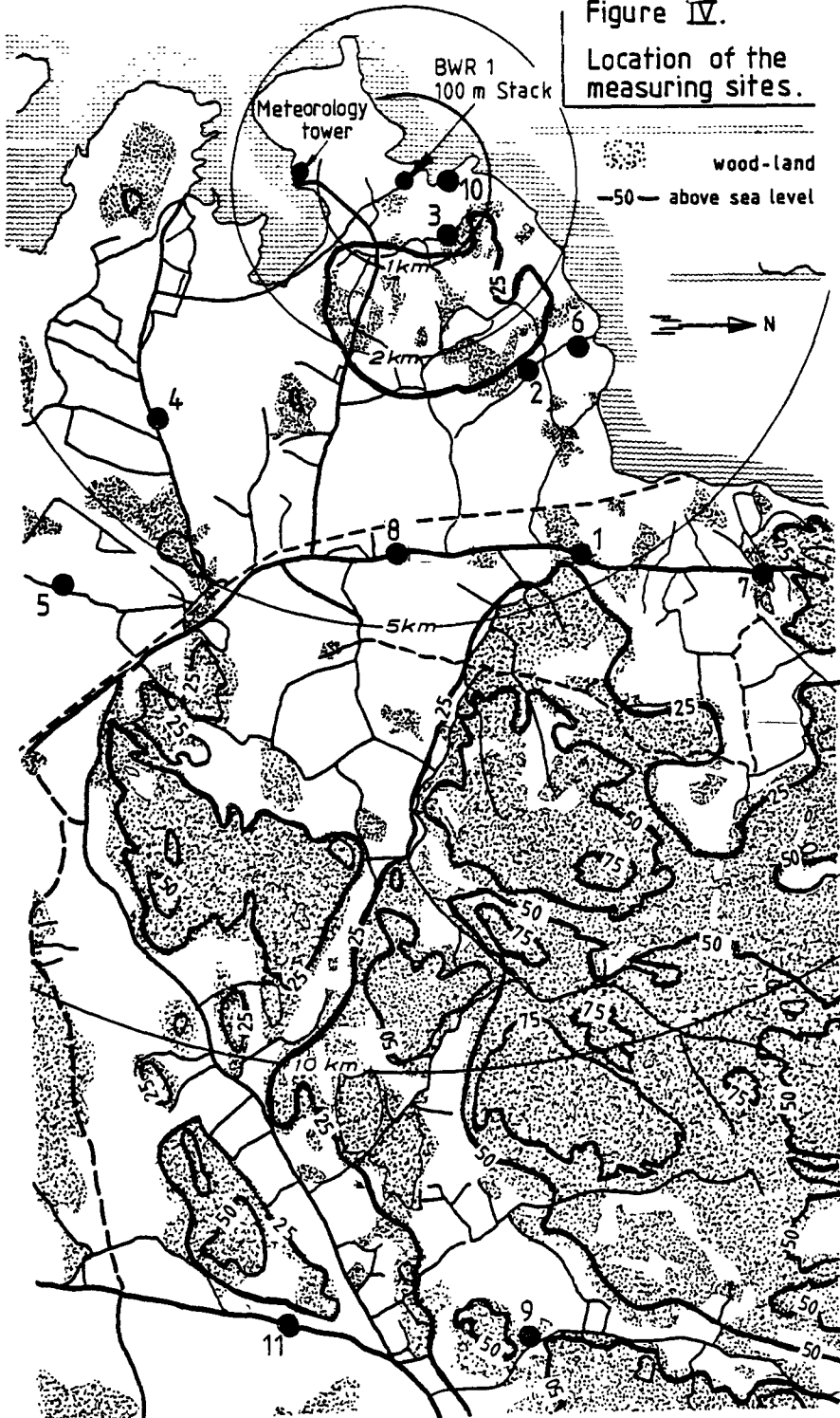
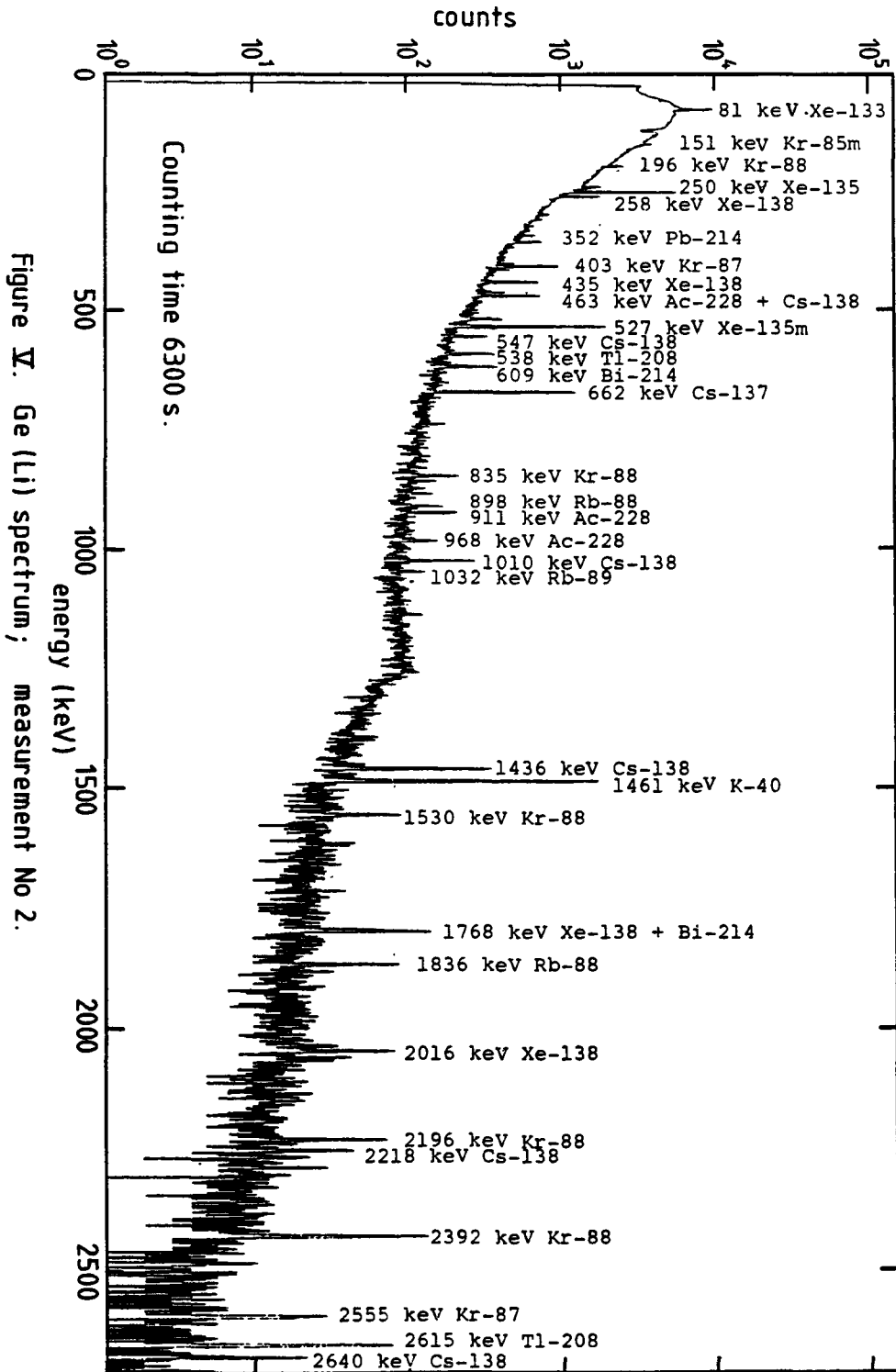


Figure III. Location of Ringhals

Figure IV.
Location of the
measuring sites.





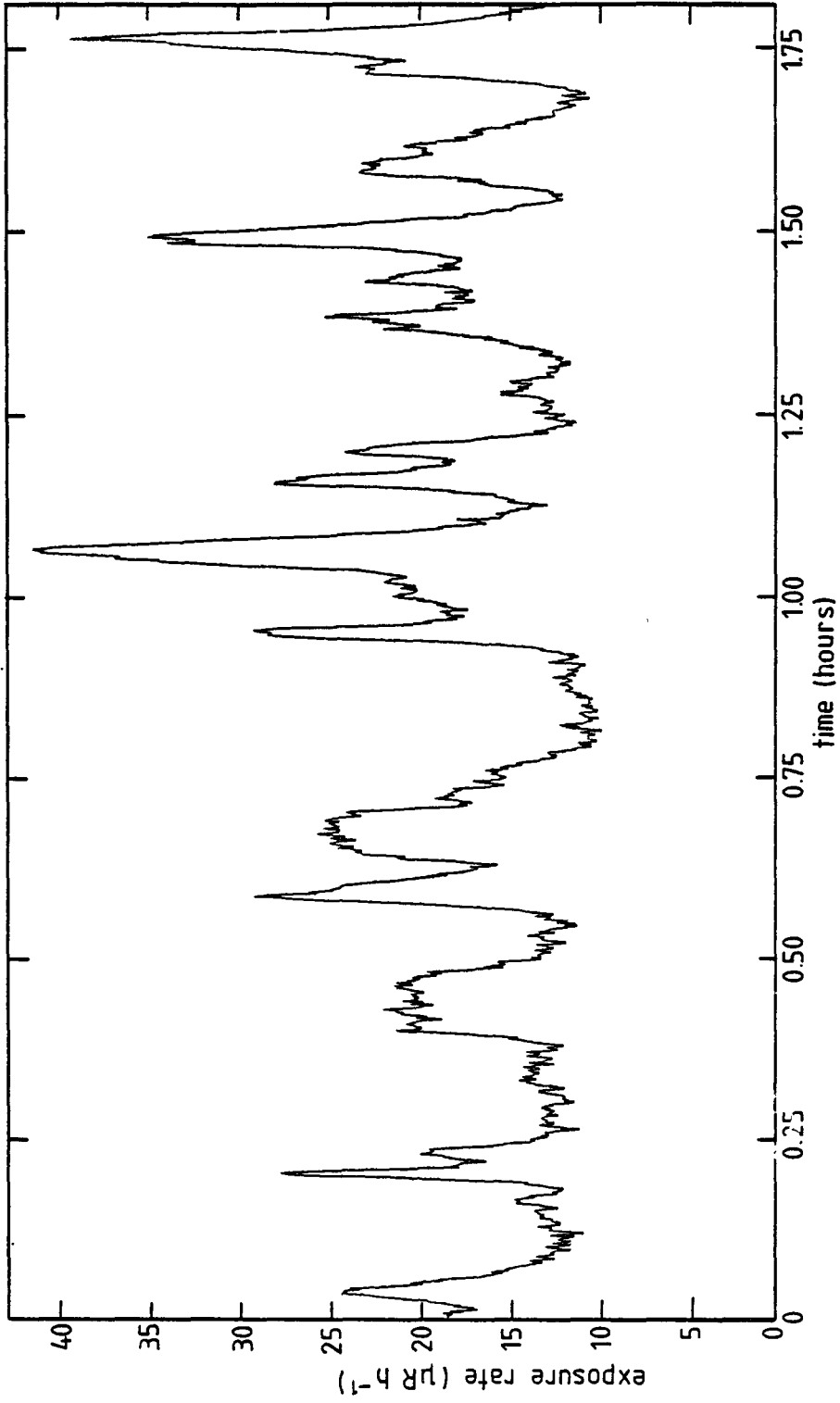


Figure VI. Exposure rate versus time; measurement No 2.

ATMOSPHERIC TRACER EXPERIMENTS FOR REGIONAL DISPERSION STUDIES

J.L. HEFFTER and G.J. FERBER
National Oceanic and Atmospheric Administration
Silver Spring - U.S.A.

P.W. KREY
Department of Energy
New York - U.S.A.

SUMMARY. Tracer experiments are being conducted to verify atmospheric transport and dispersion calculations at distances from tens to hundreds of km from pollutant sources. In one study, a 2 1/2 year sampling program has been carried out at 13 sites located 30 to 140 km from a source of Kr-85 at the SAVANNAH RIVER Plant in South Carolina. Average weekly concentrations as well as twice-daily concentrations were obtained. Sampling data and meteorological data, including surface, tower and rawinsonde observations are available on magnetic tape for model verification studies. Some verification results for the Air Resources Laboratories Atmospheric Transport and Dispersion Model (ARL-ATAD) are shown for averaging periods from one week to two years.

In addition to tracers of opportunity, such as Kr-85, there is a need for special tracers that could be released on demand, at precisely controlled rates, and measured accurately out to several days travel time. We are developing a perfluorocarbon tracer system, using automated sequential samplers, with a demonstrated capability to measure tracer concentrations to a few parts per 10^{15} of air. This sensitivity should permit tracer measurements to a distance of 1000 km with a release rate of about 10 kg/hr.

RESUME. EXPERIENCES PAR TRACEUR ATMOSPHERIQUE POUR LES ETUDES DE DISPERSION REGIONALES. Des expériences par traceur sont en cours pour vérifier les calculs de transport et de dispersion atmosphériques de dizaines à des centaines de km de distance des sources de polluants. Dans le cadre d'une même étude, un programme d'échantillonnage étalé sur deux ans et demi a été exécuté sur 13 sites distants de 30 à 140 km d'une source de Kr-85 de l'usine de SAVANNAH RIVER, en Caroline du Sud. Les concentrations hebdomadaires moyennes ainsi que les concentrations bi-quotidiennes ont été déterminées. Les données d'échantillonnage et les données météorologiques résultant de l'observation au sol, par mâât météorologique et par radiosonde, sont disponibles sur bandes magnétiques en vue d'études de vérification des modèles. On donne des résultats de vérification du modèle de dispersion et de transport atmosphériques d'Air

Resources Laboratories (ARL-ATAD) pour des durées moyennes d'une semaine à deux ans. Outre de traceurs occasionnels tels le Kr-85, on a besoin de traceurs spéciaux que l'on puisse rejeter à demande selon un débit rigoureusement contrôlé et mesurer avec précision sur des temps de parcours de plusieurs jours. On développe actuellement un système de traceur au perfluorocarbonate qui fait appel à des échantillonneurs séquentiels automatisés dont l'aptitude à mesurer des concentrations de traceur de quelques parts par 10^{15} parts d'air est démontrée. Cette sensibilité devrait permettre de doser le traceur à des distances allant jusqu'à 1.000 km pour un débit de rejet d'environ 10 kg/h.

KURZFASSUNG. TRACER-EXPERIMENTE ZUR UNTERSUCHUNG REGIONALER AUSBREITUNG IN DER ATMOSPHERE. Tracer-Experimente wurden durchgeführt, um atmosphärischen Transport und Dispersion auf Entfernungen von mehreren Dutzend bis mehreren 100 km von der Schadstoffquelle entfernt zu untersuchen. In einer der Studien wurde ein sich über zweieinhalb Jahre erstreckendes Messprogramm an 13 Messtellen in 30-140 km Entfernung von einer Kr-85-Quelle in SAVANNAH RIVER in South Carolina durchgeführt. Ermittelt wurden sowohl wöchentliche Durchschnittswerte für die Konzentrationen als auch zweimal täglich gemessene Konzentrationswerte. Messdaten und meteorologische Daten einschliesslich Oberflächen-, Tower- und Radiosondenbeobachtungen auf Magnetband standen zur Überprüfung der Modelle zur Verfügung. Einige Verifizierungsergebnisse für das Modell für atmosphärischen Transport und Dispersion der Air Resources Laboratories (ARL-ATAD) liegen für Zeitspannen von einer Woche bis zu zwei Jahren, über die gemittelt wurde, vor.

Neben zufällig anfallenden Nukliden wie Kr-85 sind noch spezielle Tracer erforderlich, die auf Abruf in genau vorgegebenen Raten freigesetzt und bis zu einer Transportzeit von mehreren Tagen genau gemessen werden könnten. Wir entwickeln z.Zt. ein Perfluorcarbon-Tracer-System, bei dem automatische Sequenzmessgeräte Anwendung finden mit einer erwiesenen Messkapazität für Tracer-Teilchenkonzentrationen in Luft bis hinab zu 10^{-15} . Diese Messempfindlichkeit dürfte Tracer-Messungen bis zu einer Entfernung von 1 000 km bei einer Abblasrate von ca. 10 kg/h ermöglichen.

1. Introduction

Atmospheric transport and dispersion models are being used extensively to simulate the behavior of air pollutants and to estimate regional air concentrations. Increased concern over regional and international aspects of air pollution has created a need for reliable model calculations of concentrations as far as 1000 km from pollutant sources. Experimental verification of these calculations is essential to establish the credibility of the models and environmental assessments based on model simulations.

Attempts to verify models with actual measurements of pollutants are complicated by the presence of multiple sources and imprecise knowledge of emission rates. We therefore chose to take advantage of a relatively unique tracer, ^{85}Kr , routinely emitted from the chemical separations facilities at the Savannah River Plant in South Carolina. ^{85}Kr air concentrations were measured over a 2½ year period at 13 sites located 30 to 140 km from the plant. This experiment provides a large data set where measured air concentrations can be related to a single, well-defined source. Sampling data and meteorological data have been compiled on magnetic tapes which are available to air pollution modellers for model verification studies. A description of the sampling program is presented here with some model verification results to illustrate the use of the data.

The use of ^{85}Kr as a tracer is limited to a very few source locations and processing of ^{85}Kr samples is very costly. There is a need for special non-reactive, non-depositing tracers that could be released at precisely controlled rates and measured at very low concentrations. Sulfur hexafluoride, SF_6 , is useful to distances on the order of 100 km but its relatively high and variable background concentration militates against its use over greater distances. Even at shorter distances, a tracer system is needed that would provide automatic sequential sampling and rapid, inexpensive sample analysis. A new atmospheric tracer system, using perfluorocarbons (C_7F_{14} and C_8F_{16}), has been developed to meet this need. The perfluorocarbon tracer system will employ real-time continuous monitors as well as automatic sequential samplers. We plan to demonstrate the capabilities of this system in field experiments this summer and fall.

2. ^{85}Kr Tracer Experiment

The Savannah River Plant (SRP) located near Aiken, South Carolina, routinely releases ^{85}Kr in non-buoyant plumes from two 62 m stacks. Since ^{85}Kr is an inert radioactive gas with a long half-life (10.76 years), it

provides an excellent tracer of opportunity for studying the effects of atmospheric transport and diffusion free of complications introduced by wet and dry deposition or chemical transformations. Cryogenic ^{85}Kr samplers were operated at 13 sites from 30 to 140 km surrounding the SRP as shown in Fig. 1.

^{85}Kr Emissions

Total ^{85}Kr emissions for each month during the experiment are given by Telegadas, et al. [1]. Although the source was only quasi-continuous and emission rates fluctuated, these fluctuations should not seriously affect long-term concentrations. For calculation of seasonal and annual concentrations, the ^{85}Kr release may be assumed to be continuous, at a uniform rate, during each month. Estimates of the actual hourly emission rates may also become available in the near future.

Sampling Data

Weekly average ^{85}Kr concentrations at the 13 sampling sites were measured from March 1975 through September 1977 except for four intensive periods of twice-daily sampling (day and night, with each sample of about 10-hour duration). The intensive periods, one in each season, were each about a month in duration.

Average monthly, seasonal, and annual concentrations were also calculated from the data at each sampling site. A background ^{85}Kr concentration of 14 picocuries/standard cubic meter (pCi/SCM) was subtracted to obtain excess concentrations attributable to SRP plumes. As an example of the concentration distribution over the sampling network, the average excess ^{85}Kr pattern for Spring 1976 is shown in Fig. 2.

Details of the SRP experiment, including all sampling data and information on data tape formats and tape availability are given by Telegadas, et al. [1].

Meteorological Data

Meteorological data for the ^{85}Kr experiment have been stored on magnetic tape for the region within and surrounding the Savannah River Plant. Hourly surface weather observations, twice-daily rawinsonde observations, and hourly meteorological tower observations are combined on a Savannah River Experiment-Meteorological Data Base (SRE-MDB) tape.

Surface weather stations located between 86°W and 77°W; 37°N and 30°N are included in the SRE-MDB. About 60 stations report in this area each

hour. The surface stations within about 200 km of the SRP source are shown in Fig. 1. Parameters included on the SRE-MDB tape are World Meteorological Organization (WMO) block station number, station longitude and latitude, station elevation above mean sea level, wind direction, wind speed, station pressure, dry bulb temperature, dew point depression, and the previous 6-hour precipitation amount. The Pasquill stability category also has been added to each surface observation.

Four rawinsonde stations within the subgrid regularly take observations every 12 hours: Waycross and Athens, Georgia; Greenville and Charleston, South Carolina. All reported winds are included and temperatures are linearly interpolated to a wind level when no temperature was reported.

Meteorological tower data collected at seven power plant sites in the area near the Savannah River Plant were provided by local utility companies. Measurements include hourly wind speed, direction and temperature at one to three levels. Tower heights range from 40 to 100 m.

Meteorological data from a television tower, about 21 km from the SRP source, are also included on the SRE-MDB tape. Temperature and wind data at three levels (10 m, 91 m and 243 m), averaged over 15-min periods, are tabulated at one-hour intervals. The off-site towers within 200 km of the SRP are shown in Fig. 1.

Seven on-site towers with wind sensors at 62 m (stack height) are located in pine forests within a 10 km radius of the SRP stacks. The 15-min average wind speed and direction were tabulated at one-hour intervals. Because individual towers usually did not have a continuous record, an average wind from all on-site towers was calculated each hour from the available data and included on the SRE-MDB tape. This average wind is assumed to be representative of wind conditions on the SRP site.

3. Verification of the ATAD Model

Data from the Savannah River experiment are being used in the U.S. for model verification [2-6]. Some recent results on verification of the Air Resources Laboratories' Atmospheric Transport and Dispersion Model (ATAD) will be shown here. The ATAD model [7] is oriented toward practical application for pollution studies. ATAD calculates trajectories of 5 days duration from any number of origins, starting every 6 hours during any selected period (e.g., a day, month, or season), moving either forward or backward in time. Each trajectory is calculated from observed upper-air winds at rawinsonde and pibal stations. Transport winds are averaged in a vertical

layer whose variable depth is determined by the model from temperature soundings along the trajectory.

The main output table in ATAD lists the latitude and longitude of trajectory positions at 6-hour intervals. Another option provides a plot of calculated trajectories on a computer page, using a Mercator map projection with a scale selected by the user (see Fig. 3). Four trajectories (one day) are plotted on each page.

A pollutant plume is represented by a series of puffs, one per hour, where each puff diffuses as it is transported along a trajectory path. Each puff is assumed to have a Gaussian horizontal distribution and to be vertically mixed through the transport layer. Air concentrations contributed by the puffs are averaged (over selected time periods of 6 hrs. or more) at each grid point. ATAD can provide a coded plot of surface air concentrations for selected averaging periods as shown in Fig. 4.

For one origin, one month of individual forward trajectories of 5 days duration with maps of monthly average surface air concentration and deposition amounts can be run on an IBM 360/195 in about 2 minutes. Each additional origin adds about 20 seconds to the run.

The first two years (March 1975 to February 1977) of weekly ^{85}Kr measurements were used in a verification study of the standard ATAD model compared to simplified versions using transport winds at a single level and a constant mixing layer. About 1200 ratios (R) of calculated (C) to observed (O) excess concentration ($R = C/O$) were compared over the two-year period. The ratio mean, \bar{R} , and the ratio root mean square error, RMSE, about the 1 to 1 correspondence line were determined as follows:

$$\bar{R} = \exp \left(\frac{1}{n} \sum \ln R \right)$$
$$\text{RMSE} = \exp \left(\left[\frac{1}{n} \sum (\ln R)^2 \right]^{\frac{1}{2}} \right)$$

Figure 5 shows RMS errors for the weekly excess concentration ratios and for longer averaging periods out to 2 years. The solid curve is for the standard version of ATAD. The dashed curve, ATAD (950), is for calculations where 610 m transport winds (about 950 mb) and a constant mixing depth of 1000 m were substituted for the variable transport and mixing layer. The dotted curve, ATAD (850), is for 850 mb transport winds and 1000 m mixing depth. The ATAD (850) calculations gave significantly larger RMS errors at all averaging periods than either ATAD or ATAD (950). Since the climatological average transport layer depth over the sampling area is

about 1000 m, 850 mb winds (about 1500 m) are generally above the transport layer and do not adequately reflect pollutant movement. It should be noted that 850 mb winds are often the only transport winds used in many regional-scale models. Use of the 610 m winds in ATAD (950), winds closer to mid-transport level, shows significant improvement over ATAD (850). Thus, about 68% (percent of ratio values within the RMSE) of the weekly average concentrations calculated by ATAD were within a factor of 4 of the observed values. Similarly, about 68% of the calculated yearly averages were within a factor of 1.5 of the observed values, i.e., 9 of the 13 stations had a calculated yearly average concentration within 50% of the observed concentration.

The ratio mean, \bar{R} , is a measure of model bias. Values of \bar{R} were .84 for ATAD and .78 for ATAD (950) indicating a tendency toward underprediction. \bar{R} for ATAD (850) was .41, a substantially larger underprediction.

4. Perfluorocarbon Tracer System

Investigations by J.E. Lovelock, in England, suggested that a perfluorocarbon tracer system could be developed that would be ideal for atmospheric dispersion studies. The perfluorocarbons are extremely stable non-toxic compounds, measurable at very low concentrations by electron-capture gas chromatography. At present we are working with two perfluorocarbons, perfluoromethylcyclohexane (PMCH; C_7F_{14}) and perfluorodimethylcyclohexane (PDCH; C_8F_{16}). Comparative data on SF_6 , PDCH and PMCH are shown in Table 1. The atmospheric background concentration of PDCH is about 0.03 parts per trillion by volume (3×10^{-14}), about 1/20 of the SF_6 background. Background of PMCH is another order of magnitude lower. The amount of tracer released in any experiment must be sufficient to distinguish the plume from background at the maximum sampling distance. The required release rate for PDCH is about 10% of that for SF_6 ; for PMCH it is about 1% of the SF_6 rate. Taking the higher price of the perfluorocarbons into account, the PDCH required for an experiment would cost about the same as SF_6 ; the cost of PMCH would be less than 10% of the SF_6 cost.

The NOAA Air Resources Laboratories contracted with Lovelock to design and build prototypes of three different perfluorocarbon samplers. One instrument, an automatic sequential sampler, incorporates 24 sampling tubes containing molecular sieve material to trap the PDCH tracer. Air is pumped through each tube on a preset schedule. When sampling is completed, the unit is returned to the laboratory and inserted into an analyzer unit which

automatically heats each tube in turn, to desorb the sample into a catalytic reactor which destroys most unwanted components. The sample then flows through a chromatograph column which separates the perfluorocarbon tracer from other surviving compounds and then tracer concentrations are determined with an electron-capture detector.

Another prototype instrument, the "Two-Trap" sampler, combines the sampling and analysis functions into a single unit. The unit contains two sampling tubes which are automatically cycled so that one tube samples while the other is being analyzed. This instrument provides readout of tracer concentrations every five minutes at the sampling site.

The third instrument is a real-time continuous monitor intended primarily for use in an aircraft to obtain crosswind concentration profiles. Ambient air is drawn through a catalytic reactor that reduces the O_2 and other electron-absorbers, leaving the perfluorocarbons and nitrogen. This is passed directly to an electron-capture detector providing continuous concentration readout with a 3-second delay.

The prototype instruments were delivered by Lovelock in 1976. Since that time the NOAA Air Resources Laboratories, the Department of Energy, Environmental Measurements Laboratory, and the Brookhaven National Laboratory have been engaged in a cooperative effort to develop a practical perfluorocarbon tracer system.

Field Tests of Perfluorocarbon System

Perfluorocarbon tracer release, sampling, and analysis techniques were tested in a field experiment in April 1977 [8]. PDCH and PMCH were released simultaneously with SF_6 for three hours and whole-air samples were collected along three arcs out to 90 km from the release point.

Five Lovelock sequential samplers were deployed on the 50 km arc. These samplers performed well; about 60 half-hour samples were taken and all data were consistent as shown in Fig. 6. As the plume passed the arc, PDCH concentrations were measured from the background of about 0.03 ppt to a peak near 10 ppt and down to background again. These measurements agreed well with SF_6 concentrations in whole-air samples taken at the same locations.

The "Two-Trap" sampler, operated alongside one of the sequential samplers, provided in situ readout of 5-min concentrations. Results from these two samplers were in good agreement as shown in Fig. 7.

Problems were encountered with the Lovelock continuous monitor which apparently was adversely affected by pressure changes and vibration in the aircraft. Since the concept appears to be sound, and our enthusiasm for a real-time monitoring capability remains undiminished, NOAA has contracted with Lovelock for further development work.

Improved Samplers

Efforts are in progress to improve the operation and sensitivity of all three sampling instruments.

Sequential sampler: The molecular sieve traps in the Lovelock sampler collect PDCH, but not PMCH. Investigations by R. Dietz at Brookhaven showed that charcoal-type adsorbents can be used to sample and recover both PDCH and PMCH with measurement capability down to 0.001 ppt as demonstrated by the chromatogram of a 40-liter background air sample shown in Fig. 8. Dietz developed a conceptual design for an improved sequential sampler dubbed the Brookhaven Atmospheric Tracer Sampler (BATS) and NOAA has contracted with Gilian Instrument Corp., Wayne, New Jersey, for production of 60 units to be delivered in May 1980. The new sampler has 23 charcoal traps which can be sequenced on command from an internal digital clock. The BATS contains an internal pump with selectable flow rates and digital printer for recording the time and air volumes sampled. Features include automatic start at a preselected time, selectable number of samples and duration of sampling (1 min to 1 week per trap), interchangeable lids for field replacement of a fresh set of 23 traps, and provision for thermal desorption of the samples. Internal batteries provide sufficient power for unattended operation for up to a month. The sampler measures approximately 35x25x17 cm, weighs about 9 kg and is currently priced under \$4000.

Two-Trap Sampler: This sampler is also being converted to charcoal traps which is expected to increase its sensitivity to 0.1 ppt for PDCH and PMCH.

Real-time Continuous Monitor: A new prototype, designed to alleviate the problems encountered with the original prototype, was delivered in February. This instrument is presently undergoing laboratory tests and we plan to flight-test it this summer. It is expected to provide a continuous in-flight record of tracer concentrations down to 0.1 ppt or better.

Long-Range Tracer Experiment

An atmospheric tracer experiment is planned for July 1980 as a proof-test and demonstration of the perfluorocarbon tracer system. The two

perfluorocarbons (PMCH and PDCH) will be released in Oklahoma over a 3-hr period and the new sequential samplers will be operated on arcs about 100 km and 600 km from the release point. Sufficient SF₆ will be released simultaneously to allow us to compare tracer concentrations at the 100 km arc. About 20 samplers will be placed at 4 km intervals on the inner arc and 40 samplers at about 20 km intervals on the outer arc (see Fig. 9).

Deployment of samplers over the long distances involved in this type of experiment could be very costly and present difficult logistics problems. Therefore, we have secured the cooperation of the NOAA National Weather Service (NWS) to allow us to use their substation network as a fixed sampling array. This network is comprised of 13,000 locations in the U.S. where cooperative observers, mostly volunteers, gather weather data for NWS. We will deliver the samplers, in advance, to the cooperative observers at selected sites and notify them, by telephone, when sampling is to start. They need only set the specified time into the instrument and it will automatically run through its pre-set sampling routine.

The ATAD model was used to simulate a 3-hr release of 50 kg/hr of PMCH in this experiment. Tracer concentrations were calculated for successive 6-hour sampling periods beginning with the start of the release. Contours are shown in Fig. 9 for calculated PMCH concentrations corresponding to twice the ambient background (0.005 ppt) and 100 times background (0.2 ppt). In this simulation, the plume is discernible from background at 7 sampling sites on the 600 km arc. Other model calculations suggest that releases on the order of 10 kg/hr would be sufficient for plume measurements out to 1000 km.

Measurements of the different tracers will be compared to establish the reliability and precision of release, sampling and analysis techniques. The real-time continuous monitor will be flown to measure the vertical distribution of tracer and crosswind concentration profiles. Data will be used to estimate diffusion parameters and to test model calculations of plume transport and dispersion out to 600 km.

5. Summary

A 2½ year ⁸⁵Kr sampling program at 13 sites surrounding the Savannah River Plant provides extensive data for regional atmospheric transport and dispersion model verification. Weekly and twice-daily sampling data are available on magnetic tapes along with meteorological data covering the area of interest. Researchers desiring to obtain copies of the tapes

should consult the final project report [1] for a detailed description of the data and information on where tapes may be obtained.

When tested against the ^{85}Kr sampling data, the Air Resources Laboratories ATAD model shows an RMS error of a factor of 4 for weekly calculated-to-observed concentration ratios. The RMS error is reduced to 50% for calculations of mean annual concentrations.

The perfluorocarbon tracer system should soon provide a capability to perform long-range atmospheric transport and dispersion experiments, at reasonable cost, for verification and improvement of air pollution models. This system provides dual-tracer capability (simultaneous sampling of PMCH and PDCH), automated sequential sampling, and rapid, inexpensive, automatic analysis of large numbers of samples. The detection limit with the BATS sequential sampler is about .001 ppt. Detection limit of the real-time continuous monitor is expected to be better than 0.1 ppt. This new system should prove useful in many applications from mesoscale studies of atmospheric transport and dispersion over complex terrain, to continental-scale studies of atmospheric dispersion processes. Model calculations indicate that tracer concentrations would be measurable with the BATS sampler at a distance of 1000 km from a release of about 10 kg/hr of PMCH.

Acknowledgments

The support of the U.S. Department of Energy, Office of Health and Environmental Research is gratefully acknowledged.

The ^{85}Kr sampling program was a joint effort with the Savannah River Laboratory, E.I. DuPont and Company, Aiken, SC.

References

1. Telegadas, K., G.J. Ferber, R.R. Draxler, M.M. Pendergast, A.L. Boni, J.P. Hughes, and J. Gray (1980). Measured weekly and twice-daily Krypton-85 surface air concentrations within 150 km of the Savannah River Plant (March 1975 through September 1977) - Final Report. NOAA Tech. Memo. ERL-ARL-80. Air Resources Laboratories, Silver Spring, MD 20910.
2. Pendergast, M.M. (1977). A comparison of observed average concentrations of ^{85}Kr with calculated values obtained from a wind rose model and a time-dependent trajectory model. Proceedings: Joint Conference on Applications of Air Pollution Meteorology, Nov 29-Dec 2, 1977, Salt Lake City, Utah. American Meteorological Society, Boston, MA 02108.

3. Telegadas, K., G.J. Ferber, J.L. Heffter, and R.R. Draxler (1978). Calculated and observed seasonal and annual Krypton-85 concentrations at 30-150 km from a point source. Atmospheric Environment, Vol. 11, 1769-1775.
4. Heffter, J.L., G.J. Ferber, and K. Telegadas (1979). Verification of the ARL transport and dispersion model at 30-150 km. Proceedings: Fourth Symposium on Turbulence, Diffusion, and Air Pollution, January 15-18, 1979, Reno, Nevada. American Meteorological Society, Boston, MA 02108.
5. Draxler, R.R. (1980). Error estimates of calculated air concentrations from a mesoscale trajectory model. Proceedings: Second Joint Conference on Applications of Air Pollution Meteorology, March 24-27, 1980, New Orleans, LA. American Meteorological Society, Boston, MA 02108.
6. Heffter, J.L. (1980). Transport layer depth calculations. Proceedings: Second Joint Conference on Applications of Air Pollution Meteorology, March 24-27, 1980, New Orleans, LA. American Meteorological Society, Boston, MA 02108.
7. Heffter, J.L. (1980). Air Resources Laboratories Atmospheric Transport and Dispersion Model (ARL-ATAD). NOAA Tech. Memo ERL-ARL-81. NOAA Air Resources Laboratories, Silver Spring, MD 20910.
8. Clements, W.E. (1979). Experimental design and data of the April 1977 multitracer atmospheric experiment at the Idaho National Engineering Laboratory. LASL Report LA-7795-MS. Los Alamos Scientific Laboratory, Los Alamos, NM 87545.

Table 1. Comparative Data on SF₆ and Perfluorocarbons

Tracer	Sulfur-Hexafluoride	Perfluoro-Dimethyl-cyclohexane (PDCH)	Perfluoro-Methyl-cyclohexane (PMCH)
Formula	SF ₆	C ₈ F ₁₆	C ₇ F ₁₄
Mol. Wt.	146	400	350
Background (pptv)	0.6	0.03	0.0025
Cost/kg	\$11	\$90	\$90
Relative Release Rate (by wt.)	100	14	1.0
Relative Cost/Release	1.0	1.1	0.08

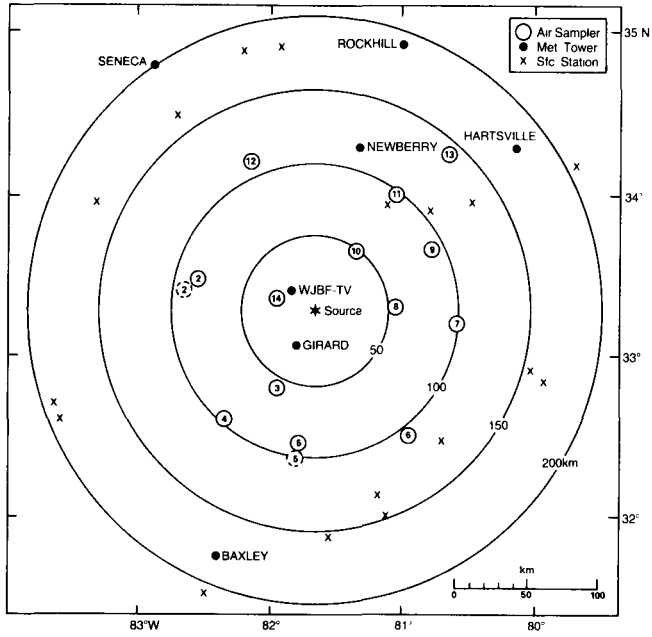


Figure 1. Air sampling stations, meteorological towers and surface weather stations within 200 km of the SRP.

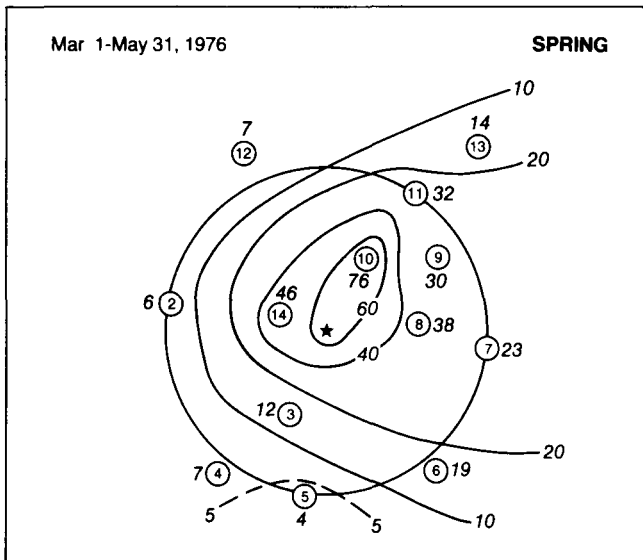


Figure 2. Observed excess ^{85}Kr concentrations (pCi/SCM) for Spring 1976. Star indicates source location and a 100-km radius circle about the source is shown.

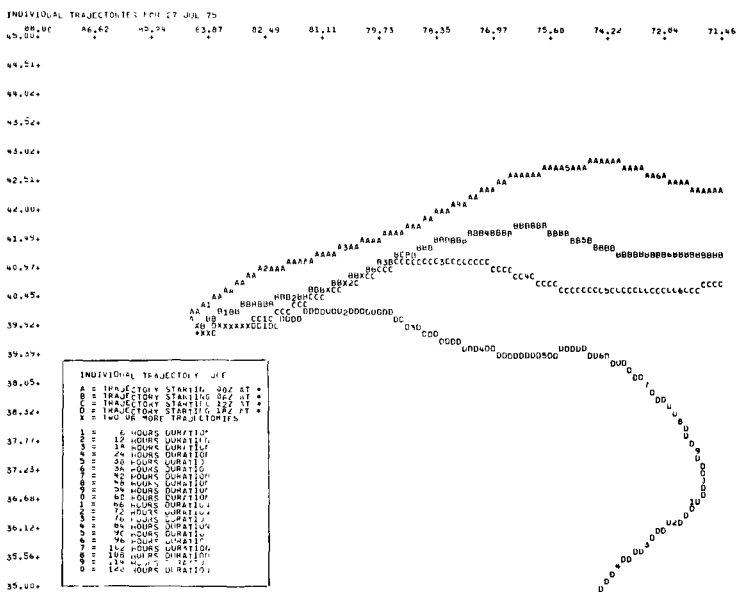


Figure 3. Optional ATAD output of individual trajectory plots.

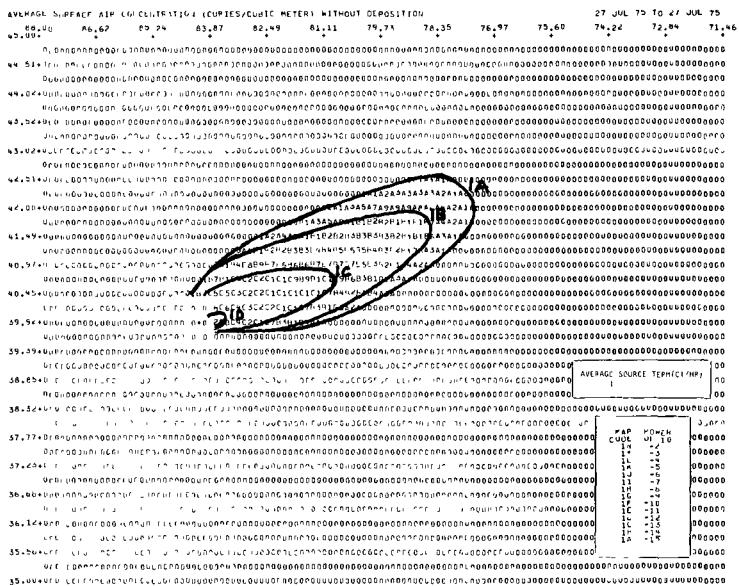


Figure 4. ATAD output of average surface air concentration coded values. The contours are hand-drawn.

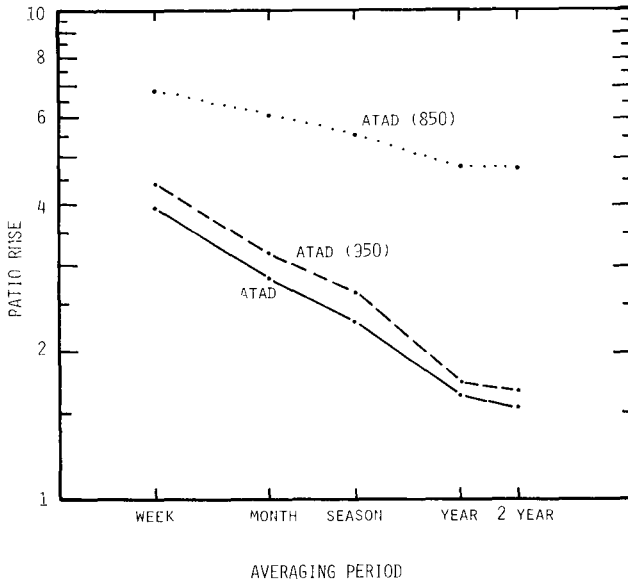


Figure 5. Root mean square error (RMSE) of the ratio of calculated ^{85}Kr concentration to the observed concentration for various averaging periods.

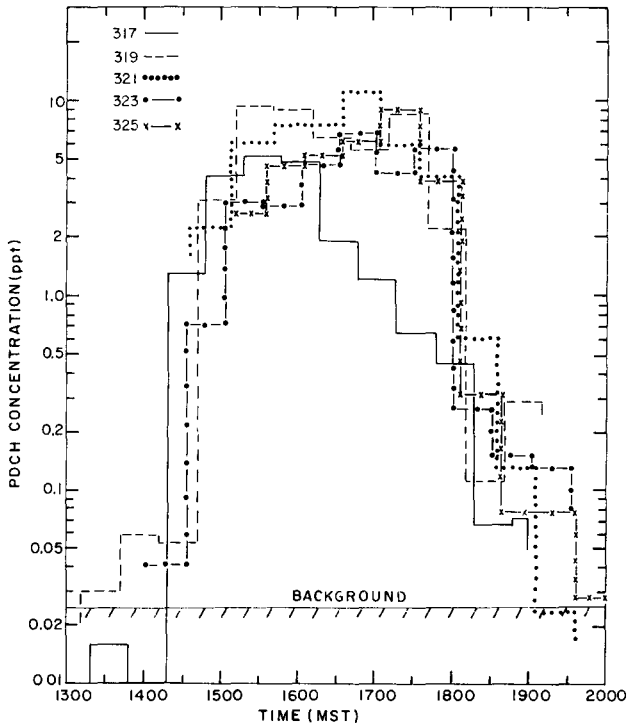


Figure 6. Perfluorocarbon (PDCH) concentrations measured in $\frac{1}{2}$ -hr sequential samples at five locations on an arc 50-km from the tracer release site.

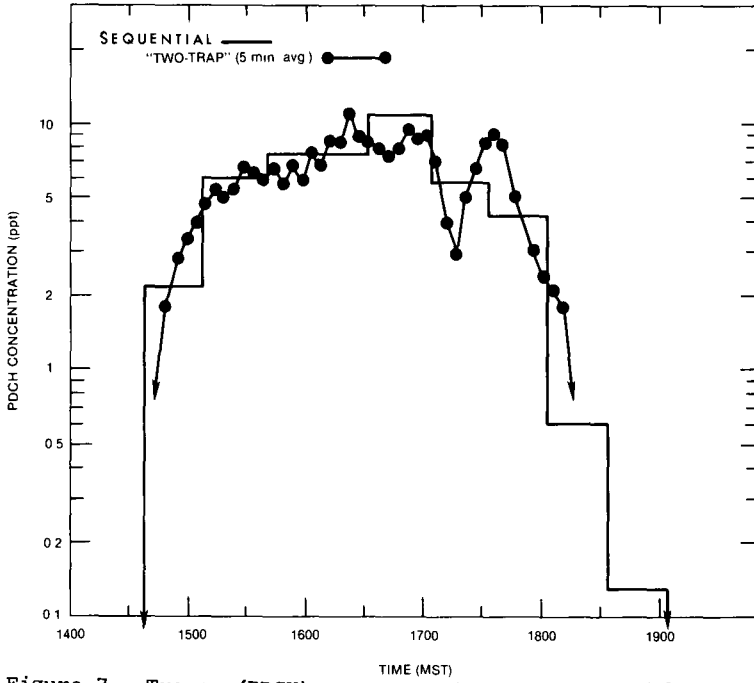


Figure 7. Tracer (PDCH) concentrations measured with a sequential sampler (1/2-hr intervals) and the "Two-Trap" sampler (5-min intervals).

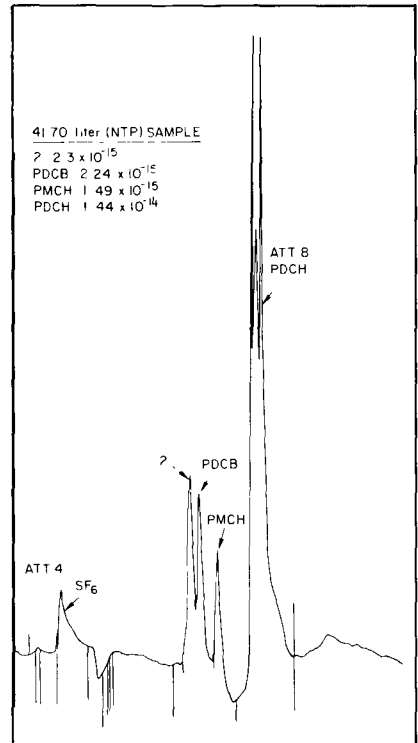


Figure 8. Chromatogram showing simultaneous measurement of background concentrations of PDCH and PMCH in ambient air.

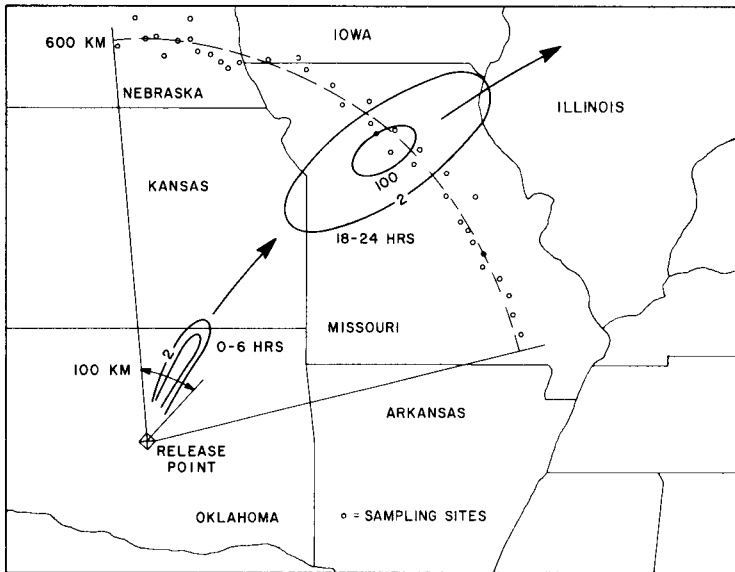


Figure 9. Experimental sampling array and model-simulated 6-hr sample concentrations after a 3-hr release of 50 kg/hr of PMCH. Contours are drawn at twice the background value and 100 times background.

LABORATORY STUDIES OF DISPERSION NEAR BUILDINGS

J.E. FACKRELL and A.G. ROBINS
Central Electricity Generating Board
Southampton - UNITED KINGDOM

SUMMARY. Laboratory investigations of flow and dispersion near obstacles of simple geometry (e.g. cubes and hemispheres) have highlighted many of the important processes determining plume behaviour near buildings. Paramount among these are the effects of streamwise vortices trailing from the buildings, the flow field in the recirculatory flow region immediately behind the building and the velocity deficit and turbulence excesses associated with the wake. It is the interaction of these processes (and others) which determines concentration levels within plumes.

Examples of the behaviour of plumes for different flow or building configurations are given. The effects of flow stability are discussed, including studies of a three dimensional hill and an industrial complex as examples. Finally, aspects of building effects which require further study are pointed out.

RESUME. ETUDES EN LABORATOIRE DE LA DISPERSION AU VOISINAGE DES BATIMENTS. Les recherches en laboratoire sur l'écoulement et la dispersion à proximité d'obstacles de géométrie simple (p. ex. cubes et hémisphères) ont mis en lumière une grande partie des processus importants qui déterminent le comportement d'un panache près des bâtiments. Les plus importants d'entre eux sont les effets des tourbillons se produisant dans le sens de l'écoulement autour des bâtiments, le champ d'écoulement dans la zone de rebrassage du flux immédiatement en arrière des bâtiments et le déficit de vitesse et l'excès de turbulence liés aux remous. L'interaction entre ces processus (et d'autres) détermine les niveaux de concentration dans les panaches.

On illustre le comportement des panaches pour différents flux ou configurations de bâtiments. On discute des effets de stabilité du flux avec l'exemple notamment d'études d'une colline tridimensionnelle et d'un complexe industriel. On signale enfin des aspects d'effets des bâtiments requérant d'autres études.

KURZFASSUNG. LABORSTUDIEN ÜBER DIE DISPERSION IN DER NÄHE VON GEBÄUDEN. Laborprüfungen der Strömung und Dispersion in der Nähe von einfachen geometrischen Hindernissen (z.B. Würfel und Halbkugeln) haben über eine Reihe wichtiger Einflüsse auf das Verhalten der Abluftfahne Aufschluss gegeben.

In erster Linie erfolgt die Beeinflussung durch die an den Hindernissen entstehenden Wirbel, durch die Rückströmung direkt hinter dem Hindernis und durch das Geschwindigkeitsdefizit sowie erhöhte Turbulenz infolge des Strömungsschattens. In jeder realen Situation bestimmt das Zusammenwirken dieser (und anderer) Vorgänge die Konzentrationen in der Abluftfahne.

Es werden Beispiele für das Verhalten von Abgasfahnen bei verschiedener Ausströmung und verschiedenen Gebäudeformen gebracht. Die Wirkung stabiler Strömungen unter Einschluss der Anwesenheit eines realen Berges und einer grösseren Industrieanlage werden diskutiert. Aufgezeigt wird schliesslich, welche Einflüsse durch Gebäudehindernisse noch weitere Untersuchungen erfordern.

1. INTRODUCTION

The understanding of dispersion near buildings is important for the calculation of near site concentrations or doses in the event of a reactor accident, yet it is a difficult problem to deal with theoretically and, because of the number of variables involved, to study at full scale. It is, therefore, one aspect of dispersion which is ideal for study using wind tunnels or water channels. In this paper, we shall attempt to show how laboratory studies have highlighted many of the important processes determining plume behaviour near buildings.

Figure 1 is a sketch of the main aspects of the flow over a building which will influence the dispersion. This includes an approach flow with given mean velocity profile and turbulence characteristics. Most buildings are sharp edged so that the flow will separate, forming a highly turbulent, recirculating flow region immediately downstream of the building. For a 3D building, Hunt et al (1) show that this region is not a closed bubble, as was once thought, but that fluid carried into this region over the top of the building is rolled up and ejected laterally. Whether flow which separates at the upstream edge of the building re-attaches on the roof, or whether one continuous recirculating region is formed, depends on the geometry of the building and this feature can greatly influence the behaviour of emissions on or near the roof. Above the recirculating zone is a region in which flow streamlines are significantly deflected by the zone beneath, so altering plume trajectories. Downstream of the recirculating zone is a wake region, characterised by a velocity deficit and higher turbulence compared to the approach flow. These decay with distance downstream as the wake spreads and entrain fluid from the external flow (for more details see Counihan et al (2)). Two contra-rotating trailing vortices can be formed within the wake, with the flow downwards at the centre, which would cause a plume to move towards the ground. This is particularly true for a building with leading roof top edges at an angle to the wind, when the separating shear layers from the leading edges are rolled up over the roof into relatively intense vortices (e.g. see Castro & Robins (3)). Persistent trailing vortices have also been observed for a hemisphere (Hansen (4)). The rate at which these vortices decay with downstream distance depends on the intensity of turbulence and the degree of stable stratification of the flow, both of which tend to destroy the vortices.

This paper deals mainly with continuous emissions where 'continuous' indicates that the emission characteristics have been kept constant during

a wind tunnel experiment. A given wind tunnel result corresponds approximately to an hourly averaged concentration at full scale and in meteorological terms this would normally be called 'short term'. To obtain longer time averages from wind tunnel tests would involve collecting data for a large number of wind speeds, directions and stability categories and then combining this data with full scale meteorological statistics for the site.

2. CONCENTRATIONS IN THE RECIRCULATING FLOW REGION

Consider a building of width $2b$ to the flow and height h , frontal area $A = 2bh$, with a recirculating zone of length L_r . The volume of this zone, V , we shall approximate as $2b.L_r.h/2$ and the surface area, S , as $2b.L_r$. The flux of pollutant out of the recirculating region can be approximated as $\alpha S U_h C_w$, where α is a constant, U_h is the mean velocity in the approach flow at building roof height and C_w is the average concentration within the recirculating region. If a source of strength Q is placed in the region, then the equilibrium concentration there is given by $Q = \alpha S U_h C_w$, or

$$\frac{C_w U_h A}{Q} = \frac{1}{\alpha} \frac{A}{S} \approx \frac{1}{\alpha} \frac{h}{L_r} \quad (1)$$

If the source is suddenly stopped, this concentration will decay exponentially with a time constant t_r given by

$$t_r = \frac{V}{\alpha S U_h} \approx \frac{h}{2\alpha U_h}$$

Vincent (5, 6) has shown from a variety of wind tunnel measurements of t_r for cubic buildings that α varies slightly with approach flow characteristics but lies in the range 0.06 to 0.1. For a cube in a turbulent boundary layer, wind tunnel measurements of Castro & Robins (3) give L_r/h between 2 and 3 so equation (1) gives

$$\frac{C_w U_h A}{Q} \approx 5 \text{ to } 7.5$$

which is not inconsistent with measured values of concentration quoted by Robins & Castro (7) and Thompson & Lombardi (8). The above gives an estimate of the average concentration in the recirculating region. Measurements indicate that there is a variation in mean concentration

values within this region of approximately a factor of 2, the variation being greatest for roof top emissions.

For the typical situation of a pollutant being emitted from some vent in a building or from a stack on the building roof, the concentration level within the recirculating zone will be dependent on source position and height, and on the initial momentum and buoyancy of the emitted material. Figure 2 is a collection of data on the effect of source height, Z_s . Smith's (9) results were obtained in atmospheric flows, but using a 2 m high model building. There is wide scatter at some heights because results at these heights include contributions from different building shapes and source positions at that height. The concentration values have also been measured at different positions within the recirculating region. Nevertheless, the rapid decrease in concentration once the source rises above the top of the building ($Z_s/h = 1$) is noticeable. By $Z_s/h = 2$, the concentration has fallen by a factor of 100 over that due to a roof level source. The reason for this change can be illustrated by some wind tunnel results of Koga & Way (10). The sketches in Figure 3 show the manner in which entrainment of a plume into the near wake is affected by source height or vertical momentum; with a lower level plume being 'fully down washed' and a higher level one 'escaping'. The graphs in Figure 3 illustrate the occurrence of the various regimes for different source heights and ratios of vertical exhaust velocity w_s , to free stream velocity U_e . They refer to two orientations of a building with a square plan view and height equal to half the length of a side, and with a stack at the roof centre.

The effect of initial vertical momentum of the plume is shown in Figure 4 for a cube and the rapid drop off in near wake concentration with increasing momentum can be seen occurring for our results when the square root of the momentum flux ratio is about 0.1. The concentrations in Wilson's (11) results were measured at the rear edge of the roof of the building rather than in the recirculating zone, which probably accounts for the earlier drop in concentration since this is likely to be a more sensitive position.

Koga & Way (10) have examined the effect of the position of a source for roof top and roof top stack emissions, using the half cubic building mentioned above. For roof top emissions, the downwind edge position gives highest concentration in the recirculating flow region, whilst for stacks (with $Z_s/h = 1.5$) the upwind edge is the most pessimistic case. The variation between the most and least pessimistic cases being a

factor of 2 to 3. In the sense that a non-central stack will give the most pessimistic case for some wind direction, a central position is probably the best compromise.

The effect of the position of a source in a building face on the downstream ground level concentration (glc) has been examined for a cube by Robins & Castro (7). They find the near wake concentration varies by a factor of 2 to 3 depending on source position at a fixed height. Sources on sidefaces and on the downstream face give the highest concentrations; the upstream face gives the lowest. Sources high up in the face of the building give about a factor of 5 less concentration in the near wake than those low down and so are to be preferred.

There have been no systematic studies of the effect of buoyancy on the concentration in the recirculating region but we feel that it is likely to be much less dramatic than that of source momentum and position.

3. INFLUENCE OF MEAN STREAMLINE DEFLECTION

Even if a plume is not entrained into the recirculating flow region, the maximum glc produced by the plume will be greatly affected by the deflection of the flow in moving past this region and the wake. This is particularly true if the building orientation is such as to set up an effective trailing vortex system. This effect has been examined by Barret et al (12) by placing a stack downstream of a cube at 45° to the flow and varying the downstream distance and height of the stack. Figure 5 gives their plot for maximum glc. As might be expected, this decreases with stack height and distance downstream, but note that for all stack heights examined there is a significant increase in C_m over the case with no building even when the stack is about 8 building heights downstream. This shows the enduring influence of downwash and entrainment into the wake.

Figure 6 is a plot of the ratio of maximum glc with and without the building against effective stack height for centrally placed stacks in cubic buildings. The effective stack height is the true stack height plus an allowance for momentum rise of the form $\Delta z = 3d w_s / U_h$, which appears to collapse the data for different velocity ratios, w_s / U_h , quite well ($d =$ stack diameter). The releases were neutrally buoyant. The data show that the cube at 45° produces a greater effect than one normal to the flow due to the generation of a trailing vortex system from the leading edges of the roof. The building effect is greater for the rural type boundary layer (roughness length/boundary layer height = $z_o / H = .0004$), for both cube orientations. The increased turbulence level in the urban type layer ($z_o / H = .002$) appears to decrease the effect.

Figure 7 is a similar plot examining the effect of building shape on the maximum glc. Three buildings were examined, all with the same height, h , and square plan forms, but with side lengths of $1/3$, 1 and $3h$. A hemisphere of height h was also tested. A stack was placed centrally on each building. The 45° orientation gives the highest glc in each case for the three square form buildings. For stacks above $z_e/h = 1.8$, the largest building, with side = $3h$, has the greatest effect. Below this value of z_e , the cube at 45° is greatest. We believe that the lower effect of the largest building with short stacks is because the centrally placed stack is effectively further from the trailing edge of the building and so, with the larger flat roof, is initially less influenced by the downwash in the wake; a similar effect to moving the stack towards the upstream edge on a fixed building shape. The narrow building showed the least effect on glc, as might be expected, although its influence, when at 45° , did increase to that of the widest building for the smallest z_e/h measured. No especially large effects were noted for the hemisphere; it behaves roughly like the cube at 0° . The intensive trailing vortex system found by Hansen (4) was not observed, probably because the higher level of turbulence in the present case helped to destroy it.

4. THE PLUME STRUCTURE IN THE WAKE

For elevated sources, the plume structure in the wake, downstream of the recirculating flow region, is a double form consisting of the usual elevated, roughly gaussian form, with a long tail of approximately constant concentration down to ground level. This can be seen in the results of Robins & Castro (7) for a cube and of Puttock (13) for a 2D plume. The two parts of the structure are mixed fairly quickly by the high level of turbulence in the wake. At some stage, depending on flow parameters and building geometry, but roughly about $x/h \approx 10$, a single structure is attained, with a profile similar to that given by an elevated source in an undisturbed flow. However, to obtain the same value of maximum glc, this source must be placed at a lower height than the real source due to the downwash effect of the wake. Figure 8 is a plot of undisturbed source height against real source height for the 3 square plan buildings and hemisphere described above. These results were all obtained at the same ratio of $w_s/U_e = 1.5$ and for neutrally buoyant emissions. They quantify the effective decrease in height for the buildings examined and the detailed behaviour is directly related to that described for the maximum glc results of figure 7.

5. ATMOSPHERIC STABILITY EFFECT

The previous discussion has described results obtained in laboratory flows corresponding to neutral atmospheric flows. Much less work has been done in the laboratory on building effects in other stability regimes, in particular, on the very stable flows (Pasquill F & G) which will produce the highest concentration for low level releases. Hunt et al (14) have studied stable flow around a 3D hill using a water tank. Their results have some applicability to flow around a building. A sketch of the main effects of increasing stability is given in figure 9. This shows the way in which separation gets suppressed as the wavelength of the lee wave system approaches the streamwise dimensions of the hill. As the stability increases and the wavelength reduces further, a stability induced separation at the back of the hill is produced, with rotors downstream. The range of Froude numbers producing this latter situation would correspond to an extremely stable flow when applied to an obstruction of typical building size, so it is unlikely to occur. Also sharp-edged buildings could not have separation suppressed completely at any Froude number, but presumably the recirculating region would be greatly reduced. Power station buildings will also have a significant heat loss, which may affect stable flows.

The most stable flows achieved in building studies in wind tunnels, using heating or cooling appear to correspond to Pasquill E to F, rather than G. Meroney & Yang (15) showed that in stable flows, the vertical growth of the wake of a cube is reduced. Thus, at a given downstream gl position, concentrations resulting from low level emissions into the near wake will be greater, but those from elevated emissions may be considerably reduced. Recent, as yet unpublished work indicates that the trailing vortex system behind buildings is increased by slight stability, probably due to the decrease in turbulence intensity in the flow, but suppressed by high stability, when all vertical motions are suppressed. (J. C. R. Hunt, private communication).

Finally, as an example of a model study of a real industrial complex, we refer to the work of Hatcher et al (18). They studied a 1:200 scale model of the nuclear reactor site at Idaho Falls in three different stability regimes, corresponding to Pasquill B, C-D, E-F. Figure 10 is a plot of glc against downstream distance for ground level and stack height (= 1.2h) releases. The wind direction considered is with the main building diagonal to the flow ($\theta = 45^\circ$ in our notation). There is not a

great deal of difference between B stability and neutral cases, except near the source when the ground level release gives lower and the elevated release higher concentration values in the unstable case, due to the greater vertical spread. The stable case glc is significantly greater for both releases, suggesting that the plume from the elevated source is entrained into the near wake. If the source were high enough to avoid this, then we would expect the glc to be least in the stable case. The variation with wind direction, θ , of the near wake glc was found to depend on stability and source height. For the ground level release, the worst case θ varies with stability. The ratio of glc for stable and neutral flows lies between 1 and 2.5 for all wind directions. For a roof top release, the variation with θ is similar for all stabilities examined and the above ratio lies between 1 and 3. For a stack release, the variation with θ is roughly similar and the above ratio is between 0.8 and 4, showing that for some wind directions, the glc for the stable case can be less than for neutral, even for the fairly short stack considered.

6. DISCUSSION

We have used examples from laboratory experiments to illustrate the effect of buildings on the short range dispersion of pollutants, including the effects of stability and of building shape and orientation. The final example touched briefly on the difference between a real industrial complex and the simple shapes normally examined, a subject on which more information is needed. A complex is unlikely to produce a wake with little or no trailing vortex effect, since some of the buildings are likely to be diagonal to the wind. On the other hand, unless a dominant building is present, the trailing vortex system of a complex is unlikely to be strong, because of interference between the wakes of different buildings.

We are a long way from being able to theoretically predict the entire concentration field, or indeed the velocity field, for even simple shapes. For the wake downstream of the recirculation zone, some theoretical analysis is available (Counihan et al (2)), which can be combined with a simple dispersion model to allow estimates of concentration to be made. However, the input to this model from the near wake cannot be calculated theoretically. Fortunately, there is a growing body of experimental data which, related to simple physical models, should allow reasonable estimates to be made.

The range of configurations examined in stable flows needs to be extended, with more detailed measurements of both the flow field and

concentration levels near the buildings. In addition, some aspects of the problem have hardly been studied at all, mainly because of the difficulties involved in doing so, rather than lack of interest. These include the effects of plume buoyancy, the time varying concentration fluctuations likely to be encountered and the behaviour of puff releases. Buoyant emissions near a building will require that the source density and velocity ratios, ρ_s/ρ_a , w_s/U_e , and Froude number, gd/U_e^2 be modelled correctly. Since this implies that the equivalent full scale velocity is equal to the square root of the scaling factor x the model velocity, it imposes a restriction on the smallest scale that can be used to obtain realistic wind speeds. Consequently, a large wind tunnel and long experimental times are needed to study buoyant emissions. Until recently, adequate instrumentation for measuring concentration fluctuations and puff releases was not available, but this has now been developed (Fackrell (17)) and we are at present studying this problem with regard to a nuclear installation for both neutral and buoyant releases.

7. ACKNOWLEDGEMENTS

Part of the as yet unpublished work presented in this paper was performed in collaboration with M. B. Dean of the University of Sydney and part with Dr. J. C. R. Hunt of Cambridge University. We gratefully acknowledge their contribution to this work. This paper is presented by permission of the Central Electricity Generating Board.

8. REFERENCES

1. HUNT, J. C. R., ABELL, C. J., PETERKA, J. A. & WOO, H. (1978) JFM 86, p 179
2. COUNIHAN, J., HUNT, J. C. R. & JACKSON, P. S. (1974) JFM 64, p 529
3. CASTRO, I. P., & ROBINS, A. G. (1977) JFM 79, p 307
4. HANSEN, A. C. (1975) Ph.D. Thesis, Colorado State University
5. VINCENT, J. H. (1977) At. Env 11 p 765
6. VINCENT, J. H. (1978) At. Env 12 p 1319
7. ROBINS, A. G. & CASTRO, I. P. (1977) At Env. 11, p 291
8. THOMPSON, R. S. & LOMBARDI, D. J. (1977) US EPA rept. No. EPA-600/4-77-006
9. SMITH, D. G. (19/5) Proc. 68th Annual Meeting APCA, Boston, Paper 75-26.2.
10. KOGA, D. J. & WAY, J. L. (1979) Paper VIII-4 at 'The 5th International

- Wind Engineering Conference' at Colorado State University.
11. WILSON, D. J. (1977) Trans. ASHRAE 83 p 157
 12. BARRETT, C. F., HALL, D. J., & SIMMONDS, A. C. (1978) Paper presented at NATO/CCMS 9th International Meeting on Air Pollution Modelling and its Applications, Toronto, Canada, August 1978.
 13. PUTTOCK, J. S. (1979) At. Env 13, p 15
 14. HUNT, J. C. R., SNYDER, W. H. & LAWSON, R. E. (1978) US EPA Report EPA-600/4-78-041.
 15. MERONEY, R. N. & YANG, B. T. (1970) Proceedings of the 2nd International Clean Air Congress p 1022
 16. HATCHER, R. V., MERONEY, R. N., PETERKA, J. A. & KOLHARI, K. (1978) U.S. Nuclear Regulatory Commission Report NUREG-0373.
 17. FACKRELL, J. E. (1979) CEGB Research Note R/M/N1056.

LIST OF FIGURES

1. Important aspects of the flow around a building
2. The variation with source height of concentration in the near wake of three dimensional bodies. \uparrow cube; \bullet Smith (9), stable approach flow, o, unstable flow: --- Wilson (11); $\left. \begin{array}{l} \text{ } \\ \text{ } \end{array} \right\}$ Thompson and Lombardi (8).
3. An illustration of different regimes of plume behaviour behind a building and the conditions for their occurrence. From Koga and Way (10).
4. The variation of cuboid near wake concentration with emission momentum. o Wilson (11), $Z_s/h = 1.25$ $\theta = 0^\circ$; \square Cube, 1.0, 0° ; \diamond , 1.0, 45° ; +, 1.25, 45° ; x, 1.5, 45° .
5. The effects of downstream distance and stack height on maximum glc. From Barrett et al (12).
6. The variation with effective stack height of the ratio of maximum glc with and without a building, for a centrally placed stack in a cubic building. \square , $\theta = 0^\circ$, $W_s/U_e = 1.5$, $Z_o/H = .0004$; \diamond , 45° , 1.5, .0004; \blacksquare , 0° , 0.55, .002, ref (7); \blacklozenge , 45° , 0.55, .002, (7); \blacktriangleleft , 0° , 3.0, .002, (7); \blacktriangleright , 45° , 3.0, .002, (7); x, 45° , 1.58, .002, ref (12).
7. The variation with effective stack height of the ratio of maximum glc with and without a building, for a centrally placed stack in 3 different square plan buildings and a hemisphere. +, side = $1/3h$, $\theta = 0^\circ$; x, $1/3h$, 45° ; \square , h, 0° ; \diamond , h, 45° ; \blacksquare , $3h$, 0° ; \blacklozenge , $3h$, 45° ; o Hemisphere, $r = h$. $Z_o/h = 0.0004$.
8. The variation of equivalent stack height in the undisturbed flow, Z_u , with real stack height, Z_s . Same buildings and symbols as in Figure 7.
9. The effects of increasing Froude number on stable flow behind a hill.
10. Ground level concentrations behind a reactor building for 3 different flow stabilities.
 Δ , Stability B, Stack release; ∇ , neutral stack; \blacktriangle , E to F, stack; o, B, g.l. release; \square , neutral, g.l.; \bullet , E to F, g.l. x is measured from roof top emission point shown by a cross in sketch. A is the reference frontal area of the main building. From Hatcher et al (16).

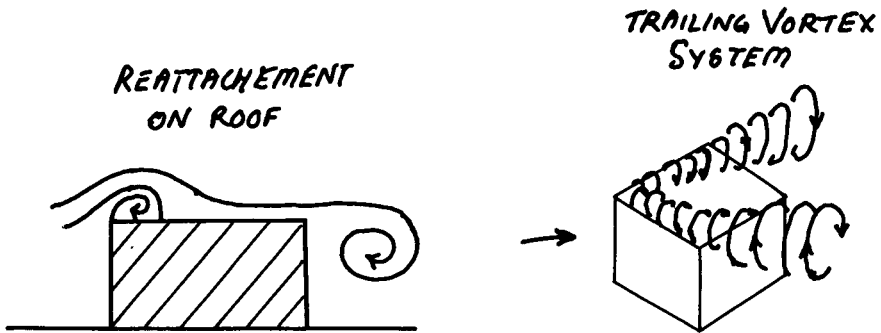
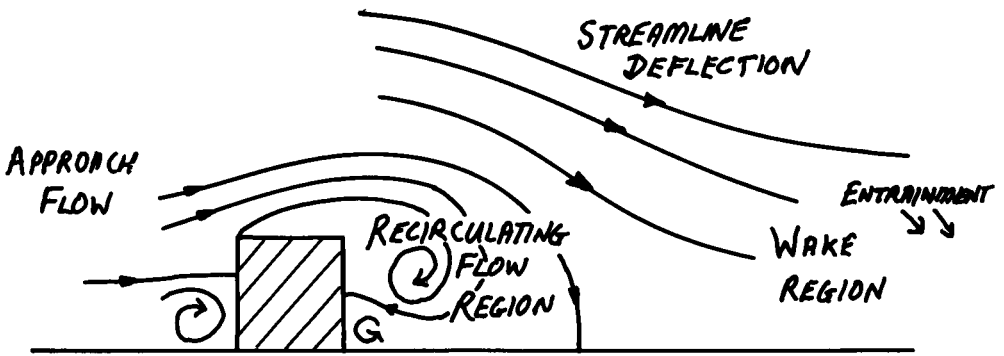


FIG. 1

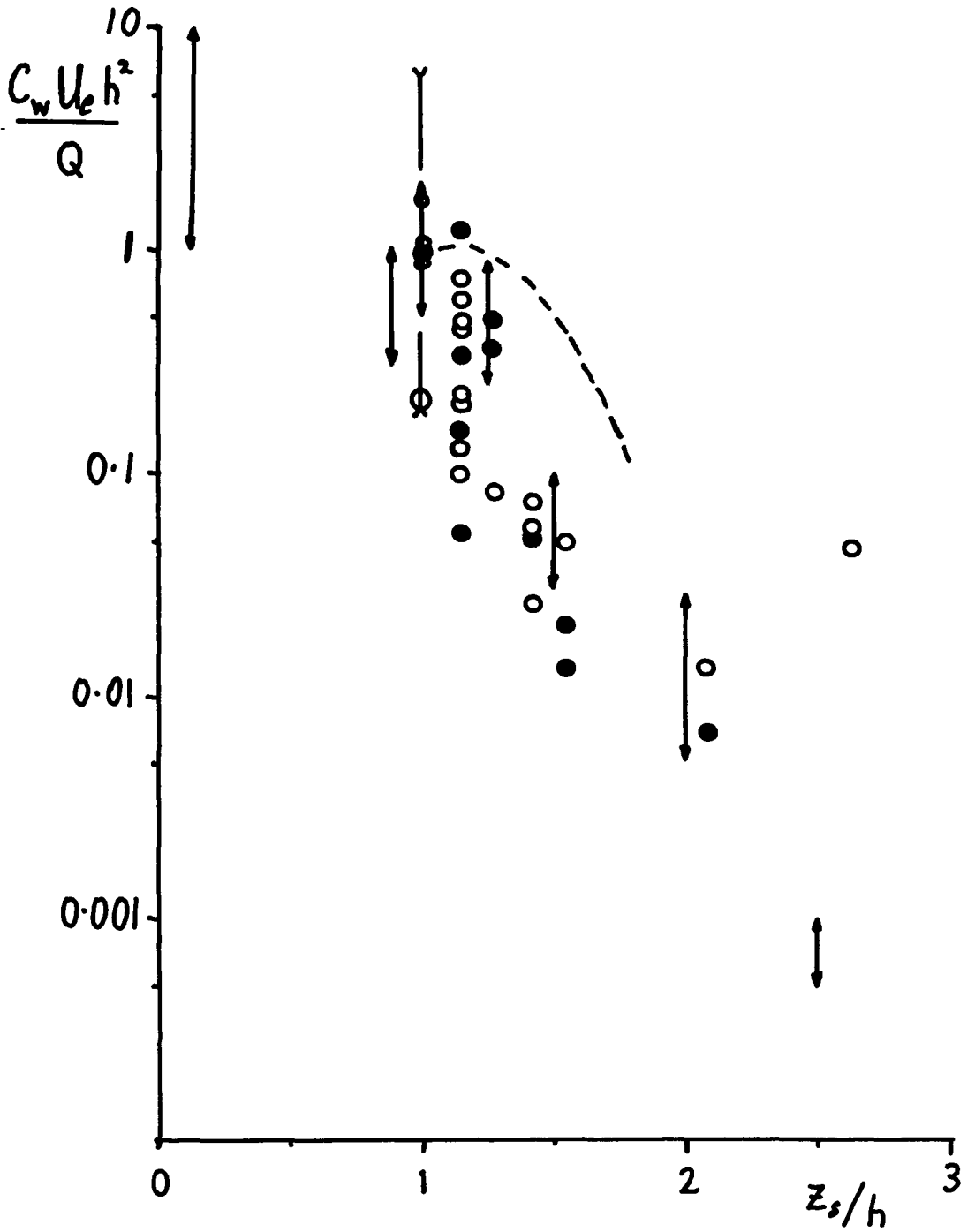


FIG. 2

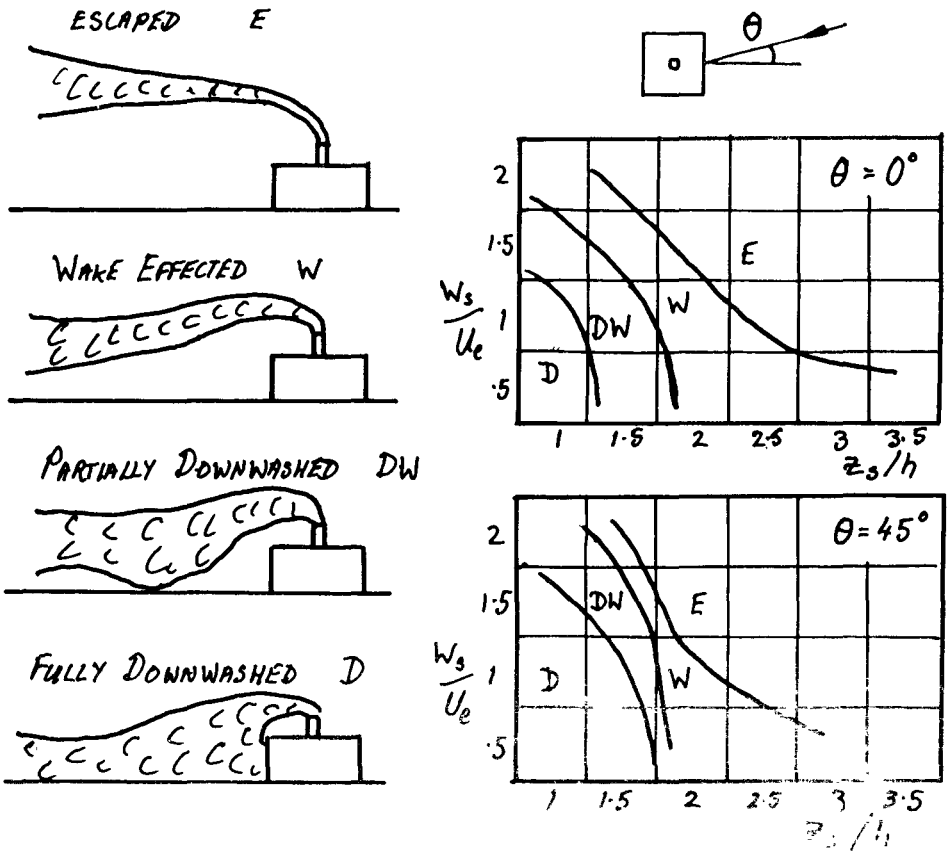


FIG.3

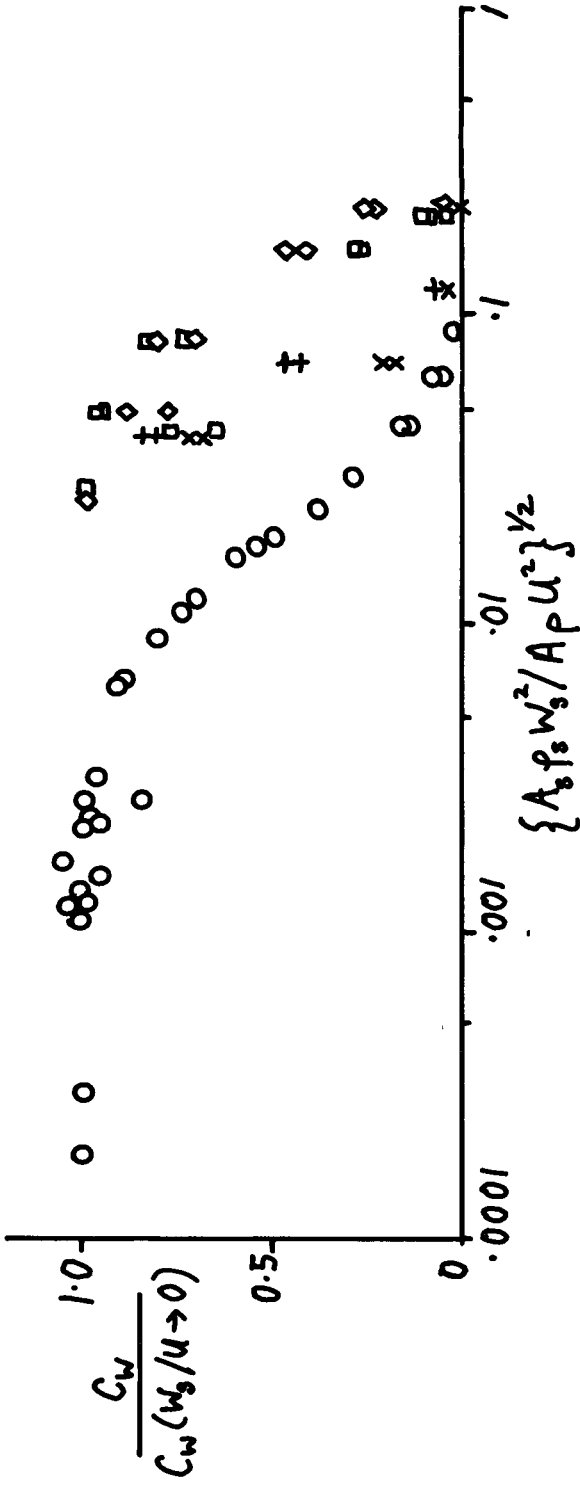


FIG. 4

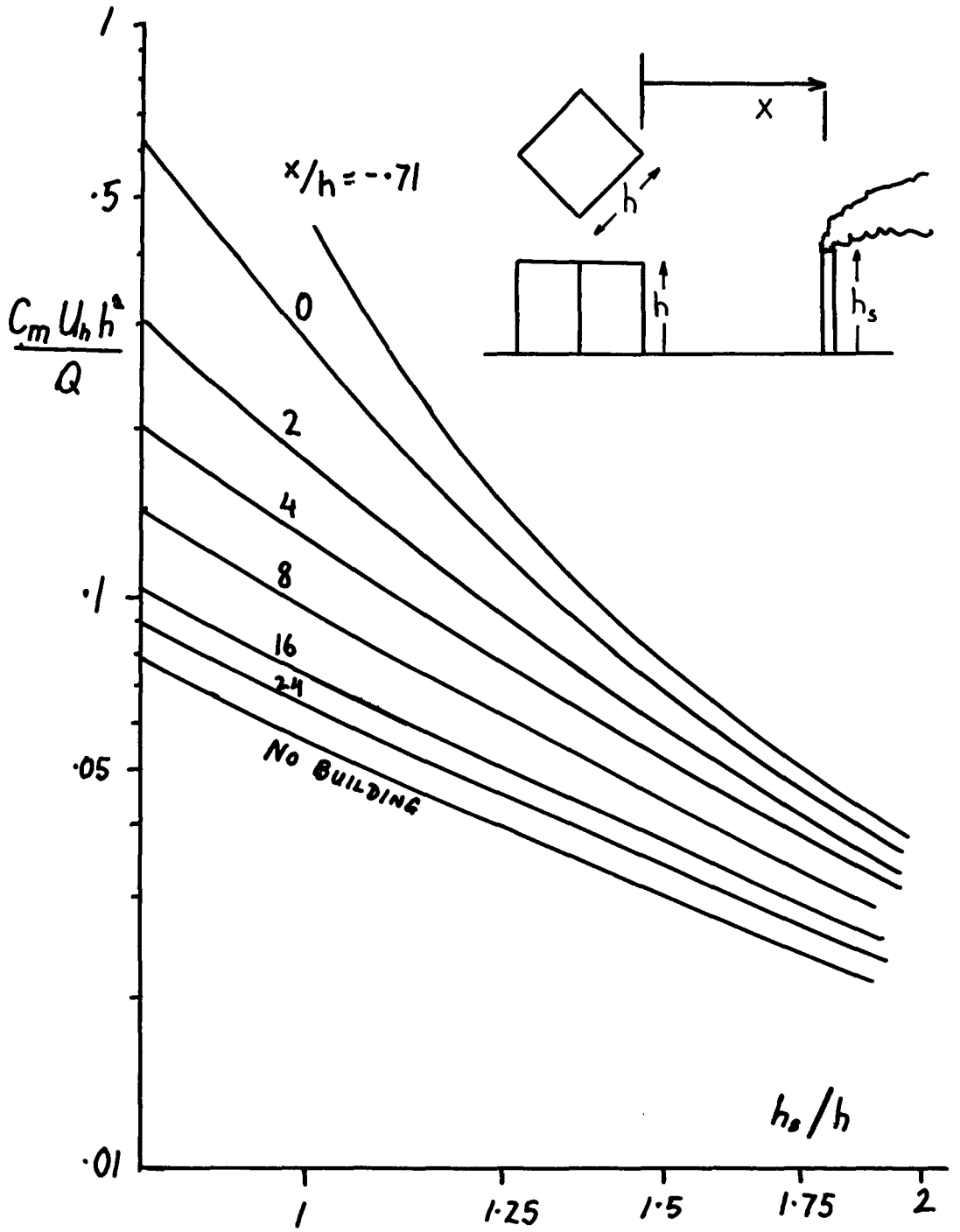


FIG. 5

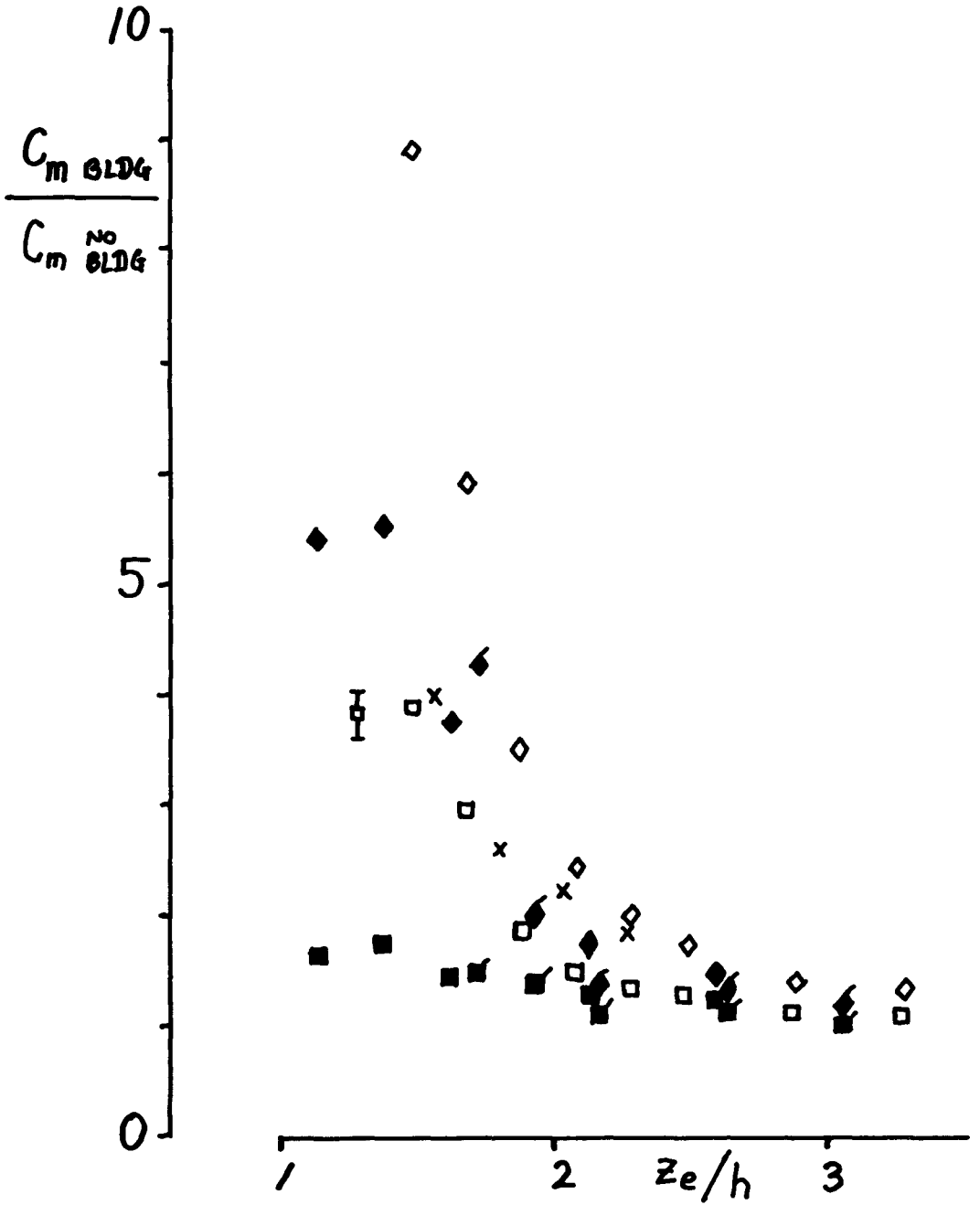


FIG. 6

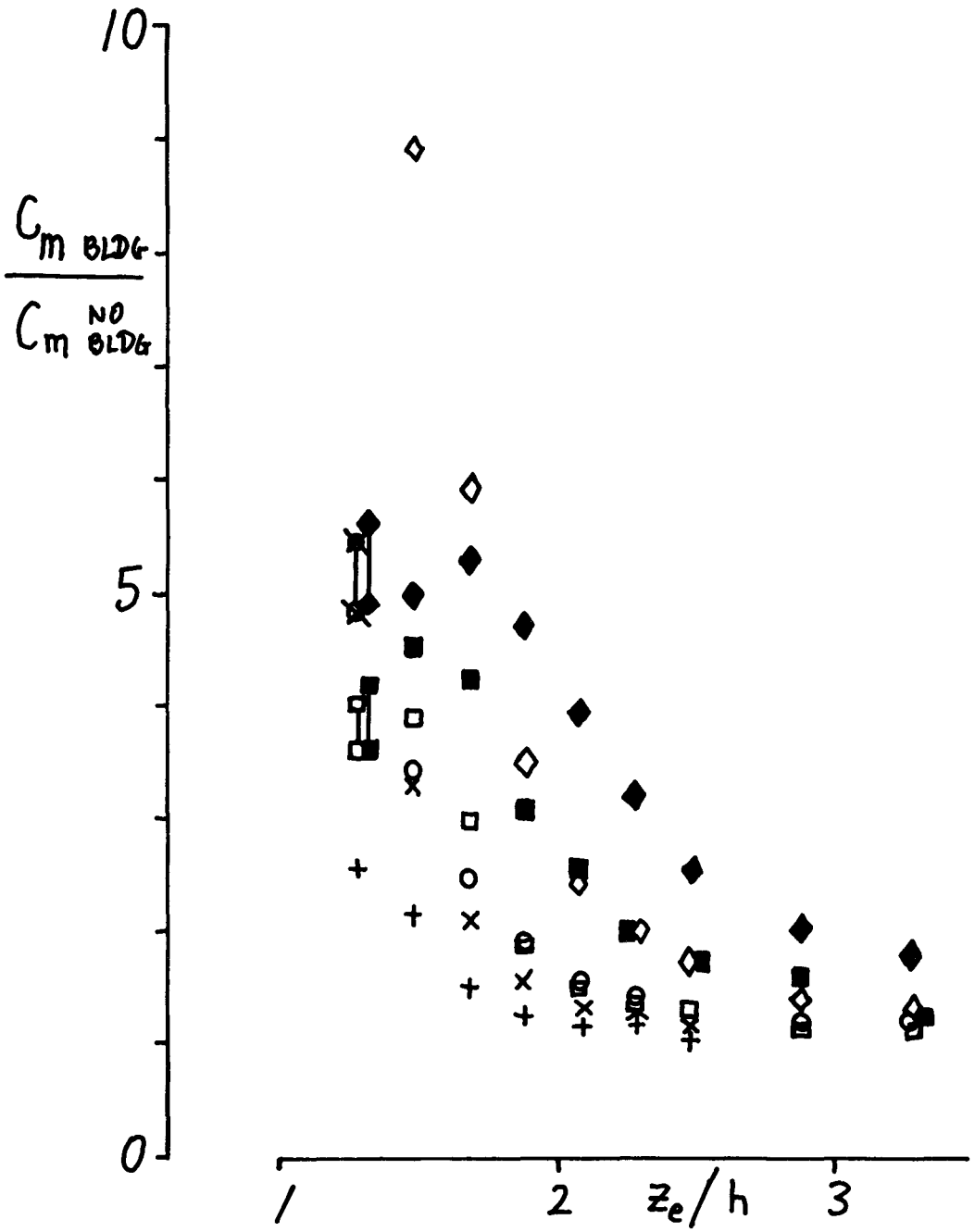


FIG. 7

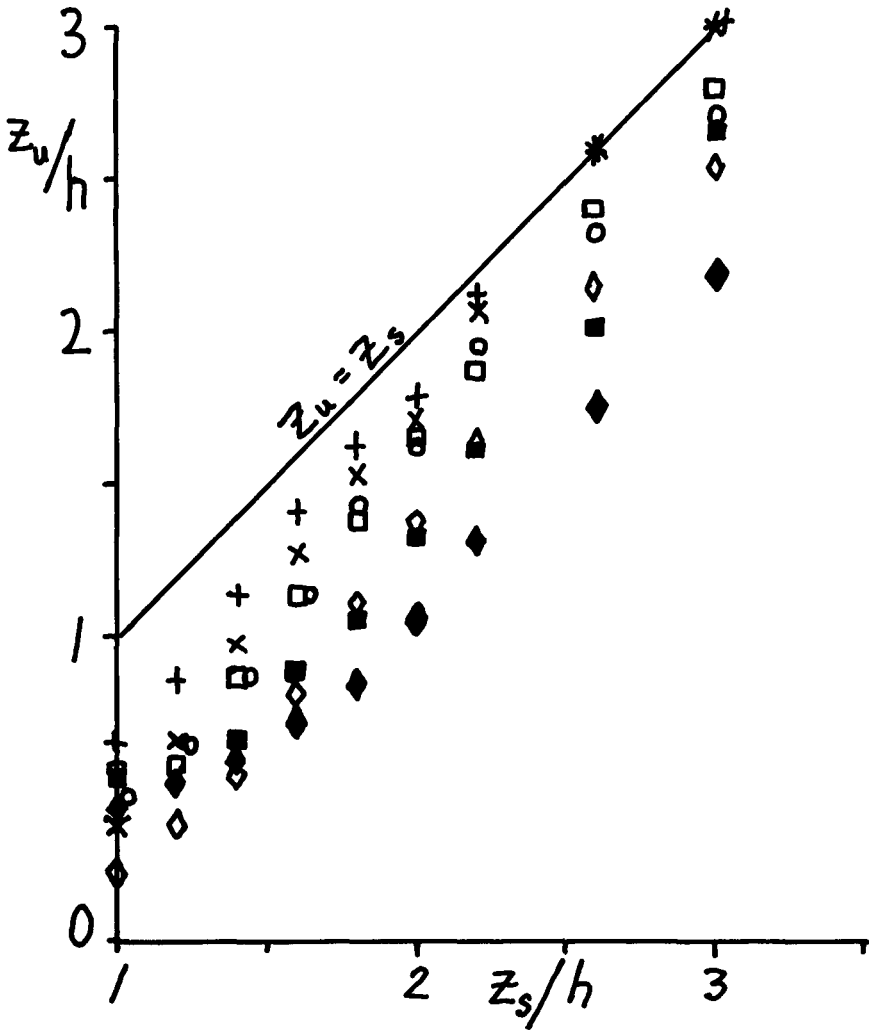
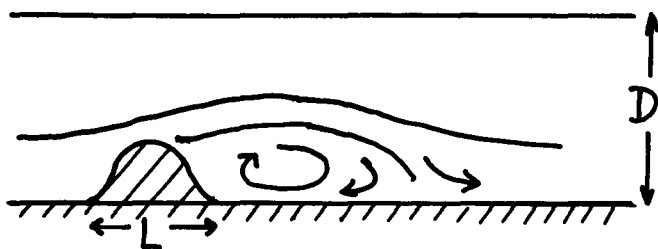
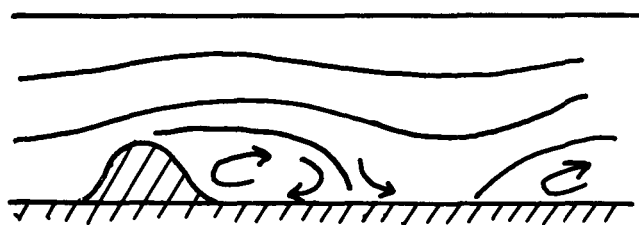


FIG. 8



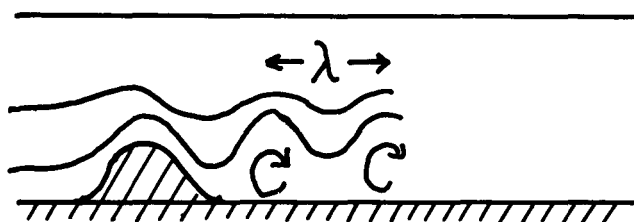
$$\lambda \gg L, 2D$$

$$F \gg D/L\pi$$



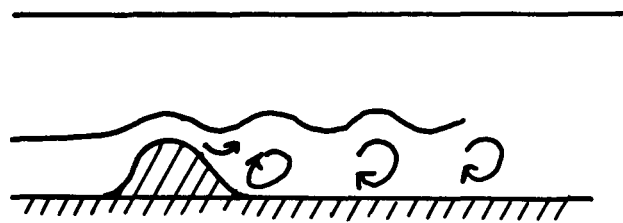
$$5L/2 < \lambda < 2D$$

$$5/4\pi < F < D/L\pi$$



$$L \leq \lambda \leq 5L/2$$

$$1/2\pi \leq F \leq 5/4\pi$$



$$\lambda < L$$

$$F < 1/2\pi$$

$$F = U/NL, \quad \lambda = 2\pi U/N$$

$$N = \sqrt{\frac{g}{\theta} \frac{d\theta}{dz}}$$

FIG. 9

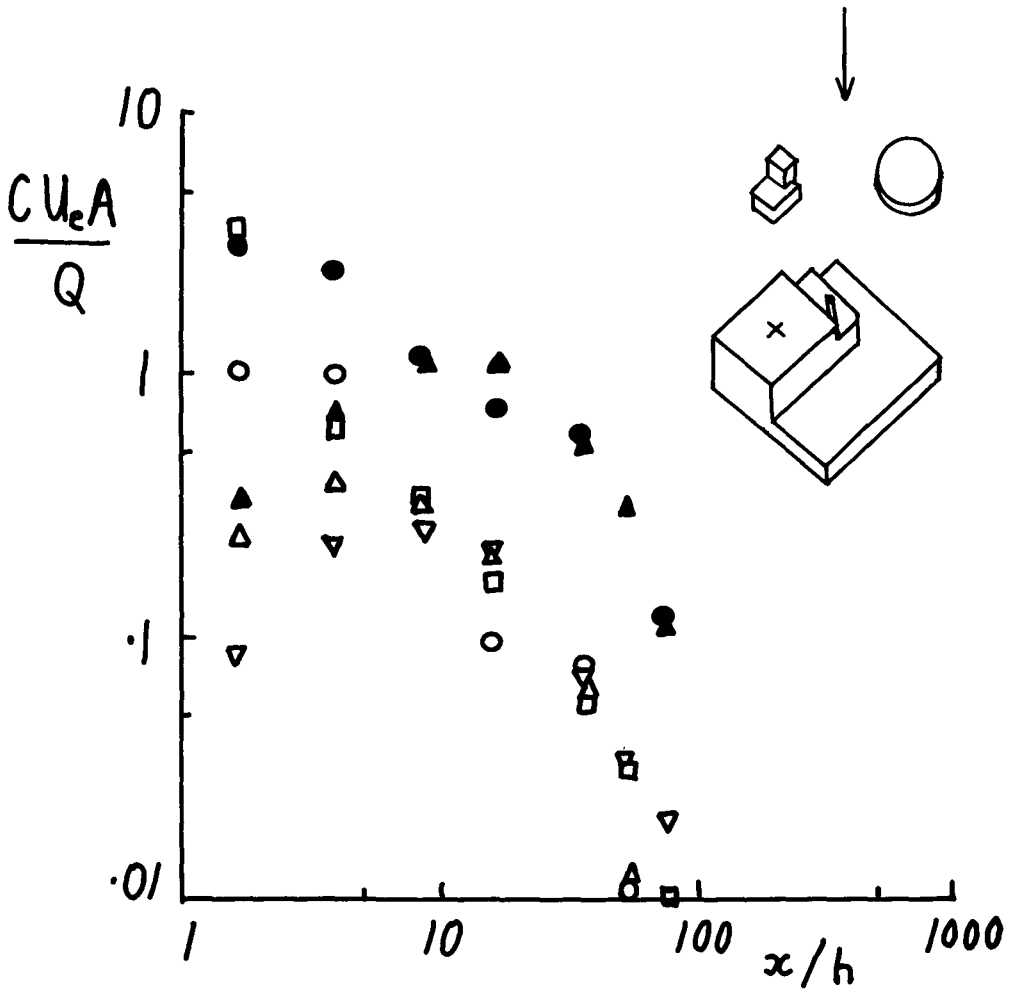


FIG. 10

A SIMPLE FORMULA FOR ESTIMATING AIRBORNE CONCENTRATIONS
DOWNWIND OF BUILDINGS FOR DISCHARGES NEAR GROUND LEVEL

V. FERRARA and P. CAGNETTI
C.N.E.N. - C.S.N. Casaccia
Rome - ITALY

SUMMARY. Atmospheric diffusion models generally utilized for practical calculations provide only the maximum airborne concentrations along the axis of the wind to take into account the increase in atmospheric turbulence downwind of the building.

It is only possible, however, to obtain meaningful estimates of the airborne concentrations and wet and dry deposition at medium and large distances when short range dispersion, both along the axis of the wind and crosswind, is correctly described. In the present paper, therefore, we propose an empirical formula which relates horizontal and vertical dispersion coefficients to the transverse section of the building. The formula is based on experimental data from the literature.

The simple gaussian model, widely employed in atmospheric dispersion problems and health physics evaluations may thereby be used to simplify the calculations, especially of mass balance aspects in the presence of deposition.

Finally it should be emphasized that the proposed formula is in very good agreement with GIFFORD's well-known formula for short distances along the axis of the wind whereas it reverts to the usual atmospheric dispersion formula referring to a point source and large distances where the building has no influence.

RESUME. UNE FORMULE SIMPLE POUR L'ESTIMATION DES CONCENTRATIONS DANS L'AIR SOUS LE VENT DE BATIMENTS, EN CAS DE REJET A PROXIMITE DU SOL. Les formules généralement adoptées dans la pratique afin de tenir compte de l'effet d'augmentation de la turbulence de l'air sur la diffusion en aval des bâtiments, concernent les valeurs maximales des concentrations dans l'air sur la direction axiale du vent.

Une correcte évaluation des concentrations dans l'air et des dépôts au sol sur moyennes et grandes distances n'est seulement possible que si on a d'abord bien interprété l'évolution du plumet aux petites distances, y compris la distribution dans l'axe du vent et dans le sens latéral des concentrations dans l'air; par le présent rapport nous proposons une formule empirique qui lie les coefficients de dispersion horizontaux et verticaux avec les dimensions transversales du bâtiment, sur base des données expé-

rimentales disponibles dans la littérature.

Cette expression permet d'utiliser le modèle gaussien, qui est en général employé dans les problèmes de diffusion atmosphérique et d'évaluations de radioprotection, facilitant ainsi les calculs, en particulier lorsque ceux-ci concernent le bilan de masse en cas de dépôt.

On remarque enfin que l'expression proposée se ramène, aux petites distances et sur l'axe du vent, à la formule bien connue de GIFFORD, tandis que aux grandes distances toute influence du bâtiment disparaît, et la formule s'approche de celle normalement utilisée relative à un rejet ponctuel.

KURZFASSUNG. EINFACHE FORMEL FÜR DIE ABSCHÄTZUNG DER KONZENTRATION IN DER LUFT IM LEE VON GEBÄUDEN BEI BODENNAHER ABLEITUNG. Die normalerweise verwendeten Formeln zur Berücksichtigung des Einflusses der erhöhten Turbulenz im Lee von Gebäuden beziehen sich auf die Höchstwerte der Konzentration in der Luft in der Axialrichtung des Windes.

Da eine korrekte Berechnung der Konzentration in der Luft und der Ablagerungen am Boden über mittlere oder grosse Entfernungen nur dann möglich ist, wenn zuvor die Entwicklung der Abluftfahne über kleinere Entfernungen einschliesslich der lateralen Verteilung der Konzentration in der Luft einwandfrei gedeutet worden ist, schlagen wir im vorliegenden Bericht eine empirische Formel vor, die die horizontalen und vertikalen Dispersionskoeffizienten mit den transversalen Gebäudeabmessungen in Beziehung setzt, soweit dies aufgrund von Versuchsdaten der Literatur möglich ist.

Auf diese Weise kann das GAUSS'sche Modell benutzt werden, das normalerweise zur Berechnung der atmosphärischen Ausbreitung verwendet wird. So wird insbesondere die Massenbilanz bei Berücksichtigung der Ablagerung am Boden erleichtert.

Abschliessend ist festzustellen, dass die vorgeschlagene Formel bei kurzen Entfernungen und in Windrichtung auf die bekannte GIFFORD-Formel zurückführt; bei grossen Entfernungen jedoch verliert sich jeder Einfluss des Gebäudes, und die Formel nähert sich der für eine punktförmige Ableitungsquelle an.

1. Introduction

It is well-known that in the lee side of buildings the air flow is significantly affected by the increasing mechanical turbulence produced by the buildings themselves. Consequently even the atmospheric diffusion of airborne pollutants released in the neighbourhood of a building is influenced in such a way that the effluents undergo a higher dilution than one would expect in the case of a flat terrain. This additional dilution in the wake of a building gives rise to considerable differences between the actual airborne concentration and the concentration which may be computed by standard point-source diffusion formulas. However, the difference approaches zero downwind at some distance away whose numerical value depends on the transverse section of the building in relation to the overall wind direction.

The study of the aerodynamic behaviour of air flow downstream in the wake of a building is very complex and difficult in the present state of art and analytical solutions which might be obtained in order to describe more or less exactly the actual situation, cannot be easily utilized to put forward a correct mathematical formulation of atmospheric diffusion downwind of a building. Therefore, to avoid complications for practical problems, it is usually introduced a simple correction to the point-source formulas which takes into account the additional dilution produced by the building in a fairly satisfactory way. So, the calculations of airborne concentrations with building effect may be carried out as well as the same calculations referred to a **flat terrain**.

Nevertheless, it must be emphasized that the transverse distribution concentration is generally not considered owing to its complexity, except when the building effect has no influence. But, this further simplification complicates the evaluations of air pollutant diffusion at large distances,

especially when the physical principle of mass conservation is closely required. It is for instance the case of estimating the atmospheric concentration at some distance downwind in the presence of continuous removal processes such as wet and/or dry deposition on the underlying surface, which have been taking place along the flight path of the diffusing cloud since the beginning.

In the present paper we will suggest a possible way to find an empirical expression which might be easily utilized without any additional complication in potential hazard assessments following an accidental release of radioactive effluents to the atmosphere.

2. Choice of new dispersion coefficients

The effect of the increase of air turbulence in the flow downstream of buildings and the consequent lowering of airborne concentrations at ground level, has been studied by various authors [1] [2] [3] [4] [5] [6] [7] , and in particular more recently by Halitsky [8] on the basis of experimental data collected in the leeward side of the EBR II reactor building at Idaho Falls. In his paper the author suggests that a hyperbolic function should be used to represent horizontal dispersion in the presence of building effect, while the vertical dispersion could be well fitted by a gaussian distribution. Finally, Halitsky provides some curves for airborne concentrations as a function of distances, which are very good approximations to the experimental values even at very short distances where wind speed is reduced owing to the screening effect of the obstacle.

Although the model suggested by Halitsky is very close to the data, it is fairly complicated to be utilized in health physics calculations. On the contrary, our aim is to find an expression which, whilst approximating to experimental data as closely as possible, would be fairly simple to be employed,

without losing its physical reliability.

For this purpose, the gaussian plume diffusion model was chosen both for horizontal and vertical concentrations; furthermore a uniform wind speed was used, despite experimental evidence which shows that wind speed varies appreciably as a function of distance, particularly in the neighbourhood immediately downwind of the building.

The formula is of course familiar:

$$\frac{\chi \bar{u}}{Q} = \frac{1}{\pi \sigma_y' \sigma_z'} \exp\left(-\frac{y^2}{2 \sigma_y'^2} - \frac{z^2}{2 \sigma_z'^2}\right) \quad (1)$$

but with σ_y' and σ_z' expressed both as a function of σ_y and σ_z values which are valid for point-source atmospheric diffusion, and as a function of the crosswind section of the building. Obviously we must look for a mathematical form of the gaussian dispersion coefficients which is sensitive to the building effect at short distances while it remains unchanged at large distances beyond the building effect. In order to take into account the starting plume expansion produced by the cavity mixing, we have selected the following horizontal and vertical expressions for the new dispersion coefficients based on empirical considerations:

$$\sigma_y' = \sigma_y + \frac{L}{\sqrt{2\pi}} \quad (2)$$

$$\sigma_z' = \sigma_z + \frac{H}{\sqrt{2\pi}} \quad (3)$$

and $A = LH$, where A is the equivalent transverse section to the wind direction, L is the equivalent flat plate width and H is the equivalent flat plate height above the ground.

The choice positions (2) and (3) show that, when σ_y and σ_z are approximately zero, we have:

$$L = \sigma_y' \sqrt{2\pi} \simeq 2.5 \sigma_y' \quad \text{and} \quad H = \sigma_z' \sqrt{2\pi} \simeq 2.5 \sigma_z'$$

whereas the maximum normalized ground level concentration

becomes:
$$\frac{\chi^m}{Q} = \frac{2}{2\pi \sigma_y' \sigma_z' \bar{u}} = \frac{2}{A \bar{u}}$$

where factor 2 comes from the ground reflection of the plume.

Therefore, in the vertical direction the plume expansion is

allowed to go to the top edge of the equivalent flat plate H, with a probability that approximately 99% of the released pollutant remains within the height H. In the transverse direction, however, the plume expansion is higher and 99% of mixing occurs in twice the equivalent flat plate width. Finally the starting maximum ground level normalized concentration, included ground reflection, is determined by the air flux through the equivalent transverse section A.

Equation (1), together with the equations (2) and (3), has two advantages. On the one hand, at short distances where:

$\sigma_y \ll L$; $\sigma_z \ll H$ and $\pi \sigma_y' \sigma_z' \approx \pi \sigma_y \sigma_z + A/2$
it is close to Gifford's formula [9] for maximum ground level concentration:

$$\frac{\chi \bar{u}}{Q} = \frac{1}{\pi \sigma_y \sigma_z + c A}$$

we need set $c = 0.5$; on the other hand, equation (1) satisfies the mass balance:

$$\int_0^{+\infty} dx \int_{-\infty}^{+\infty} \chi \bar{u} dy = Q$$

which means that it can also be used to assess dry and wet deposition at any distances.

If the values for axial concentrations, calculated by means of (1), and those obtained using the vastly more complicated formula suggested by Halitsky, are compared, it emerges that (Fig. 1) the latter are no doubt closer to the experimental data, but the difference between the models is appreciable only for distances of less than 60 - 70 m. At larger distances there is a very good agreement. Fig. 2 and Fig. 3 show the comparison between our model and Halitsky's model at two different distances from the building. At a distance of 100 m equation (1) gives slightly lower values, whereas at 500 m the results are slightly higher than those pointed out by Halitsky.

Finally, at greater distances where $\pi \sigma_y \sigma_z \gg A$ we obtain $\sigma_y' \approx \sigma_y$ and $\sigma_z' \approx \sigma_z$; therefore equation (1) reverts to the well-known form which is applicable for a point source and open grounds. The trend is correct, indeed, since the

building effect on airborne concentrations is negligible beyond a given distance which depends on the actual dimension of the building.

Expression (2) for σ_y' is further supported by other experimental data [7] collected in prevailing conditions of Pasquill's categories C and D. Fig. 4 shows that experimental values for σ_y' at two different distances do in fact fall within the theoretical values for σ_y' predicted by (2) under category C and D conditions.

3. Conclusions

The suggested formulation of atmospheric dispersion coefficients for airborne concentration calculations, appears very simple and gives results which are fairly close to the available experimental data. Moreover, it may be applied equally at short distances as well as at large distances with no further assumption. Finally, wet and dry deposition calculations are simplified by avoiding any additional hypotheses, because the physical principle of mass conservation is fully respected. So, it is in the authors' opinion that the proposed suggestion could meet the main opportunity of an easy application in the problems of health physics assessment, where reliable solutions are required without getting involved, if possible, in complex mathematical treatments.

REFERENCES

- 1 - Halitsky, J.; (1962) - Diffusion of vented gas around buildings - J. Air Poll. Control Ass., v. 12, '74-80
- 2 - Barry, P.J.; (1964) - Estimation of downwind concentration of airborne effluents discharged in the neighbourhood of buildings - AECL 2043
- 3 - Davies, P.O.; Moore, D.J.; (1964) - Experiments on the behaviour of effluents emitted from stacks at or near the roof level of tall reactor buildings - Int. J. Air Water Poll., v. 8, 515-533

- 4 - Islitzer, N.F.; (1965) - Aerodynamic effects of large reactor complexes upon atmospheric turbulence and diffusion - USAEC, Rep. IDO-12041, U.S. Weath. Bureau, NRTS Idaho Falls
- 5 - Munn, F.A.; Cole, A.F.W.; (1967) - Turbulence and diffusion in the wake of a building - Atmos. Env., v. 1, 33-43
- 6 - Dickson, C.R.; Start, G.E.; Markee, E.H.; (1969) - Aerodynamic effects of the EBR II reactor complex on effluents concentrations - Nuclear Safety, v. 10, 228-242
- 7 - Cagnetti, P. (1975) - Downwind concentrations of an airborne tracer released in the neighbourhood of a building - Atmos. Env., v. 9, 739-747
- 8 - Halitsky, J.; (1977) - Wake and dispersion model for the EBR II building complex - Atmos. Env., v. 11, 577-596
- 9 - Gifford, F.A.; (1960) - Atmospheric dispersion calculations using the generalized gaussian plume model - Nuclear Safety, v. 2, 56-59

FIGURES

- Fig. 1 - Comparison of axial normalized concentrations.
- Fig. 2 - Comparison of crosswind normalized concentrations at a distance $X = 100$ m from the building.
- Fig. 3 - Comparison of crosswind normalized concentrations at a distance $X = 500$ m from the building.
- Fig. 4 - Comparison between the proposed expression for σ_y' and some experimental data for σ_y' at two different distances from the building (data collected in prevailing conditions of Pasquill's categories C and D).

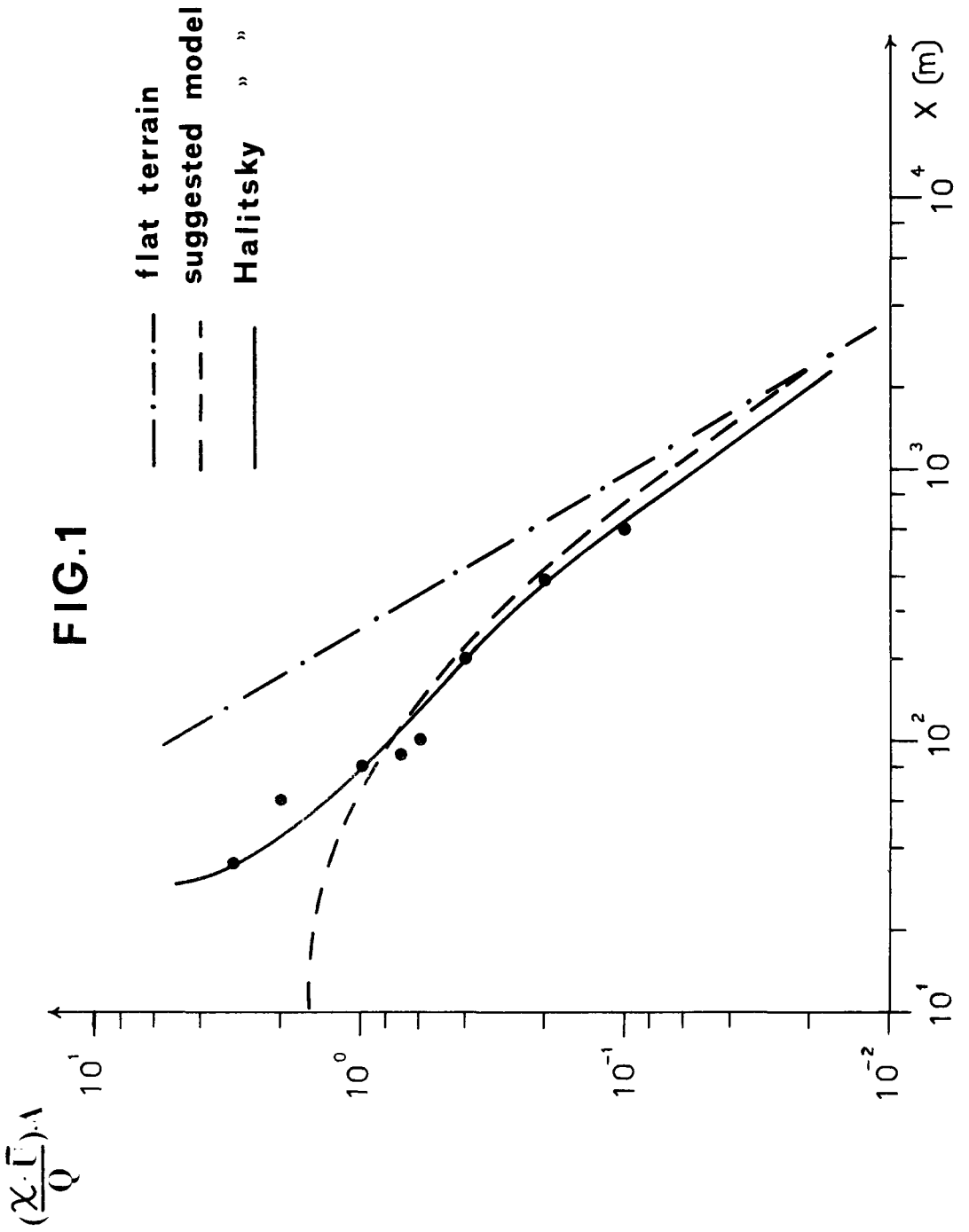
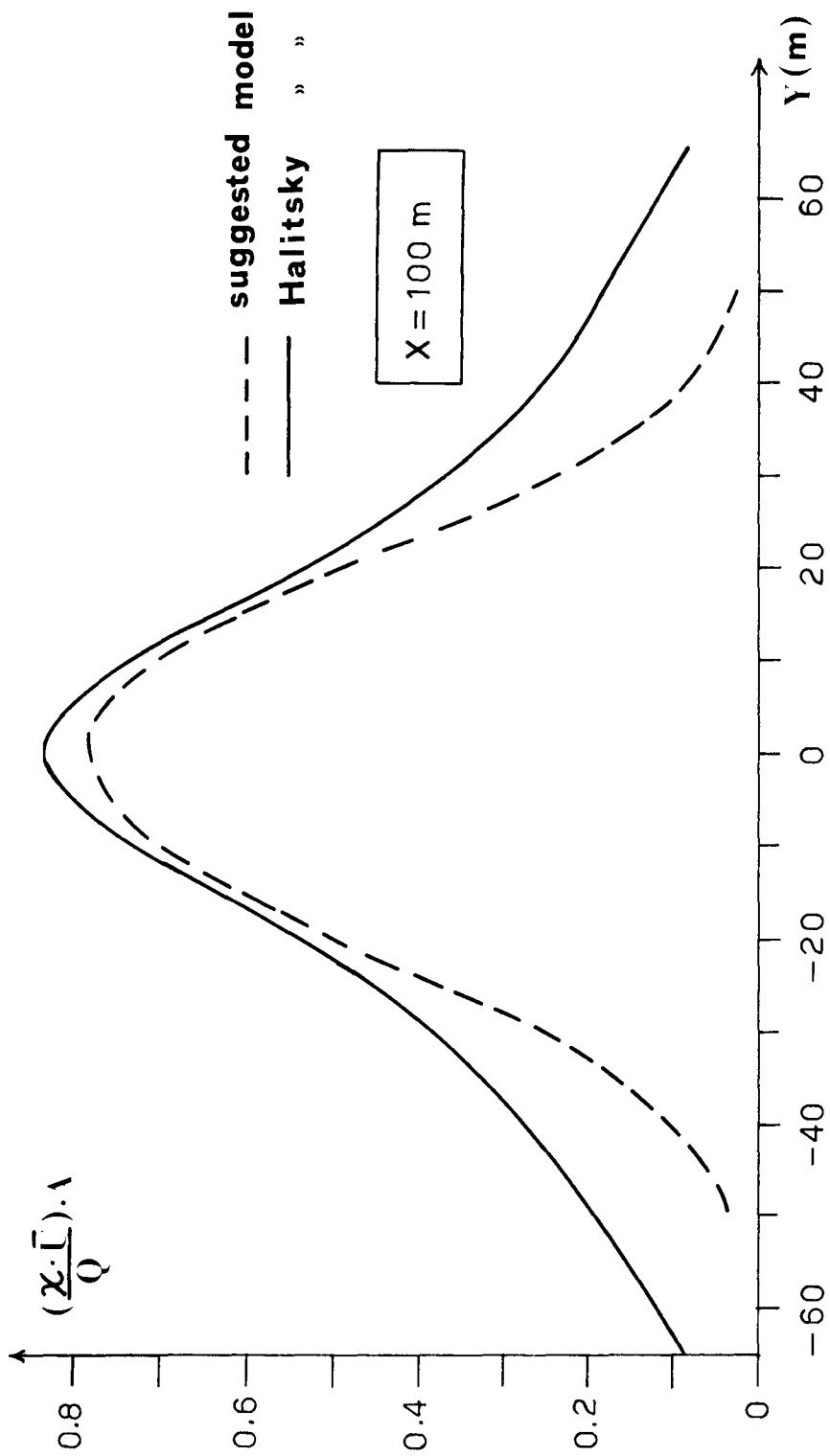
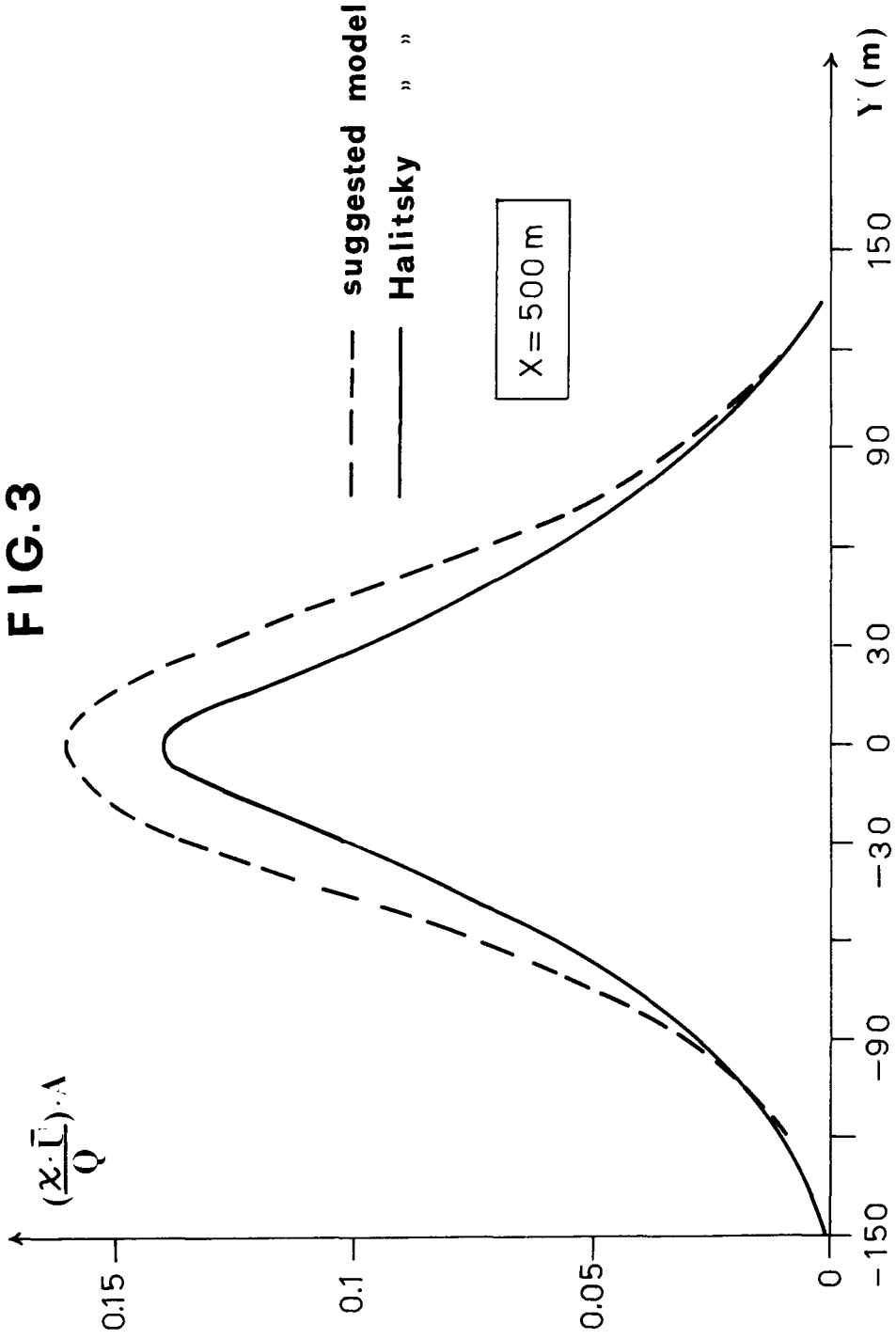
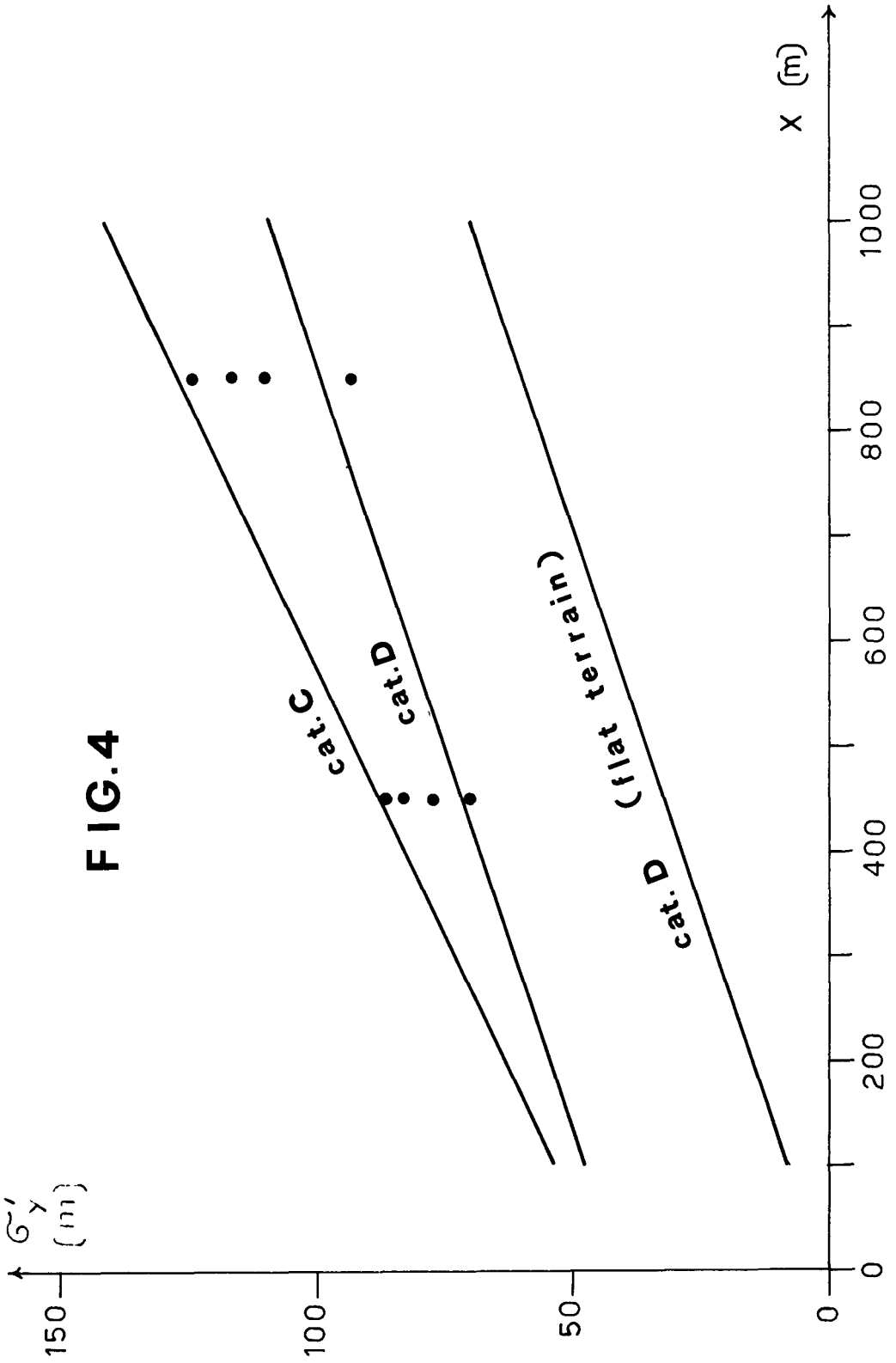


FIG. 2







ASSESSMENT OF THE POTENTIAL BEHAVIOUR OF AN ACCIDENTAL
SHORT-DURATION RELEASE OF GASES AND AEROSOLS

C. CAMERUCCI, L. BRAMATI, A. FRANCIOTTI and E. IOANNILLI

E.N.E.L.

Rome - ITALY

SUMMARY. Following the SEVESO accident, ENEL was asked to provide specialised technical support in collaboration with the national and local authorities. In this connection a mathematical model was developed for the analysis of the behaviour of a cloud of gases and aerosols in time and space. The results of this analysis are independent of the chemical characteristics of the fluid released and can thus be applied directly to a reactor incident with a few modifications to allow for radioactive decay. The model applies to releases of short duration and requires the acquisition of meteorological data (wind speed and direction, stability category) over the period following the release.

The paper describes the model and comments on the results of its application to an actual case.

RESUME. EVALUATION DU COMPORTEMENT POTENTIEL D'UN REJET ACCIDENTEL DE COURTE DUREE DE GAZ ET D'AEROSOLS. Suite à l'accident de SEVESO, l'ENEL a été invitée à fournir une aide technique spécialisée aux autorités nationales et locales. Pour l'occasion, elle a développé un modèle mathématique qui décrit le comportement d'un nuage de gaz et d'aérosols dans le temps et l'espace. Les résultats de l'analyse, étant indépendants des caractéristiques chimiques du fluide libéré, peuvent s'appliquer directement à un accident de réacteur moyennant quelques modifications pour tenir compte de la décroissance radioactive. Le modèle s'applique aux rejets de courte durée et requiert certaines informations météorologiques (vitesse et direction du vent, classe de stabilité) pour la période qui suit le rejet.

Le rapport décrit le modèle et commente les résultats de son application à un cas réel.

KURZFASSUNG. BEURTEILUNG DER MÖGLICHEN AUSWIRKUNG EINER UNFALLBEDINGTEN KURZ ANHALTENDEN FREISETZUNG VON GASEN UND AEROSOLEN. Nach dem Unfall in SEVESO wurde die Organisation ENEL zur technischen Zusammenarbeit mit den staatlichen und den örtlichen Behörden aufgefordert. In diesem Zusammenhang wurde ein mathematisches Modell für die Analyse der Ausbreitung einer Wolke von Gasen und Aerosolen in Raum und Zeit entwickelt. Die Ergebnisse dieser Analyse sind unabhängig von den chemischen Eigenschaften der freigesetzten Substanz und können dementsprechend direkt mit wenigen Änderungen bezüglich

Berücksichtigung des aktiven Zerfalls auf einen Reaktorunfall angewandt werden. Das Modell ist auf kurz andauernde Freisetzungen anwendbar. Verfügbar müssen dabei die meteorologischen Daten (Windgeschwindigkeit, Windrichtung, Stabilität) für die auf die Freisetzung folgende Zeitspanne sein. Das Modell wird beschrieben, die Ergebnisse seiner Anwendung in einem praktischen Fall werden erläutert.

Introduction

On 10 July 1976, owing to a plant failure, toxic vapors and particles were released from the ICMESA factory, located near Seveso in the Province of Milan. The dynamics of the accident, the health implications and the first intervention measures formed the object of a Seminar organized by the Ministry of Health, the Lumbardy Region, the Istituto Superiore di Sanità and the EEC, held in Milan in the autumn of 1976. For details refer to the proceedings of the Seminar (1). Immediately after the accident ENEL was asked to provide specialistic assistance to the authorities engaged in minimizing the risks to the population.

This paper briefly illustrates the methods followed in the evaluation of the toxic cloud diffusion. The parametric results were used mainly to define in first approximation the area within which to withdraw samples of soil, vegetation and other materials to be used for the determination of the dioxin concentration.

Calculation Method and Model

The following information on the accident was obtained from the authorities: emission time, about 12:30 a. m. ; duration of the emission, less than 5'; wind speed and direction, graphically recorded at the meteorological **stations** of Carate Brianza and Como; wind data tabulated at the meteorological stations of Milano Malpensa and Milano Linate airports, and data on the thermodynamic conditions of the atmosphere. The mathematical model of the pollutant diffusion was set up on the basis of the wind data (Fig. 1) recorded at Carate Brianza, since this station is the nearest (about 8.5 km, whereas the other stations are located over 20 km from the site) and the most representative from the orographic and environmental points of view. Furthermore, the following assumptions were made:

- a. Istantaneous emission of the pollutant with formation of a toxic cloud
- b. Emission height: 10 m above ground level
- c. Cloud diffusion model of the Gaussian type
- d. Terrain: homogeneous, flat and with no **obstructions**
- e. Pollutant formed of vapor and **particles** 20, 60 and 100 microns in dia-

meter

f. Soil contamination proportional to the **duration of exposure to the pollutant**

Owing to the lack of actual data on the type, physical state and amount of material released, it was deemed advisable to express the values of the pollutant concentration in the cloud in units of released material, and to consider the cloud formed only by vapor and the soil perfectly reflecting (conservative assumption); the depletion of the cloud after 10' was also calculated in the case of the presence of 20-, 60-, 100-micron particles, as particles having diameters up to 10 microns behave as a gas. The uncertainties on the exact time of the accident and a few doubts on the chronometric precision of the wind recordings made it advisable to assume three different times of beginning of the event: 12:20 a. m. ; 12:30 a. m. and 12:40 a. m.

The model was articulated in the following steps:

1. Calculation of wind speed and average direction for each time interval of 10', starting from 12:20 a. m. (Table I).
2. Classification of the **atmospheric** conditions on the basis of the wind direction recording and of information obtained from the Brera Observatory (Table I).
3. Calculation of the **path** of the cloud barycenter (Table I), on the basis of the average wind velocity and direction values calculated in Step 1.
4. Calculation, every 10', of the specific cloud concentration at the point of projection of its barycenter on the ground (Table I) taking into account the classification of the atmospheric conditions determined in Step 2. In Fig. 2 the concentrations have been normalized to the data calculated after the first 10' interval.
5. Calculation, every 10', of the isoconcentration lines of the cloud at ground level (Fig. 3); the related values are those calculated in Step 4 and shown in Table I.
6. Calculation of the soil contamination at intermediate points of the broken line along the cloud barycenter projection on the ground (Table I).
7. Calculation of the soil isocontamination lines (Fig. 4); the related values are those calculated in Step 6 and shown in Table I.

8. Calculation of the cloud depletion factors after 10' from emission for the 20-, 60-, 100-micron particles (Fig. 5).

The procedure described above can be applied also to radioactive emissions of short duration, but due account is to be taken of the radioactive decay of the released material. The specific concentrations in Steps 4 and 5 are to be multiplied by the decay factors at the times considered in Table 1, and the ground contaminations in Steps 6 and 7 are to be multiplied by the decay factor calculated at a given time after the cloud passage.

Considerations on the Method Used and Conclusions

One of the limitations of the model is that of considering the terrain flat, homogeneous and with no obstructions; among other things, this assumption might lead to an error in the cloud **path** calculation, at least for the first stretch. The error in the actual emission height evaluation (possible rise or descent of the gas) influences the calculations only marginally: in respect of a ground level emission, after 1000 m from the release point (about 10' after the accident) the concentrations are underestimated by 1%, whereas with an actual emission height of 50 m, again at a 1000-m distance from the emission point, the concentrations are overestimated by 15% and at 2000 m by 6%. The assumption of a perfectly reflecting soil leads to overestimate the cloud concentrations and the soil contamination, which is proportional to cloud concentration, rate of particle deposition and time of permanence of the cloud (exposure).

In the case of deposition on the ground of toxic material formed of particles having a diameter over 10 **microns**, the highest fallout of pollutant from the cloud occurs in the first 1000 m of the **path**, at this distance the amount of 20-micron particles decreases by 50%, that of particles over 50 microns by 90%. The ground concentration will have to be multiplied by the ratios between the deposition rate of the particles having a diameter over 10 microns and the vapor deposition rate assumed equal to 0.01 m/sec. The fallout of particles from the cloud can be taken into consideration after the first time interval. In the subsequent time intervals it is advisable to disregard further depletion to maintain a certain safety margin. From an

operative point of view, it is necessary to verify the actual cloud **path** owing to the limitations in the Gaussian models.

The diagrams and figures given can then be used as follows:

1. Fig. 2 shows the reduction with time and space of the maximum concentration within the cloud at ground level. The maximum ground concentration of the cloud after 10' from emission was chosen as a normalizing factor to eliminate the uncertainties on the initial state of the cloud (actual emission height, composition and physical state of the material released). The two factors influence the concentration ratios negligibly in the later time intervals.
2. Fig. 3 shows for how long and with what specific concentrations the cloud has involved the various areas crossed in its movement.
3. Fig 4 shows the soil contamination. However, it should be borne in mind that the area can actually vary as a function of time; in fact, depending on climatological conditions, the pollutant can be removed or transformed, through chemical reactions, into other more or less dangerous compounds.
5. Fig 5 shows the reduction of pollutant in the cloud after 10' from the **time** of release; as already stated, after this time interval the fallout of large polluting particles is negligible as compared to the initial fallout.

If we knew the composition, particle size, distribution and amount of material released, the preceding values could be used for each pollutant whose absolute concentrations and contaminations are obtained by multiplying the values given in Table 1 by each amount released and possibly by the factors of the cloud depletion after 10' as a function of the particle diameters.

The model described above allows definition of the diffusion boundaries, which are well within what a meteorologist would expect, but for the people (physicians, veterinarians, chemists, etc.) who had to operate in emergency conditions it was very useful to know that the cloud had a maximum width of about 1 km and that the concentrations transversal to the wind direction decreased sharply to negligible values. These data have

saved precious time by limiting the area to be examined, especially if we consider that each soil analysis entailed several working hours and the use of very sophisticated instrumentation (gas chromatograph, mass spectrometer).

Even if the radiometric investigations to be carried out after a nuclear accident were easier, a similar model would allow the best utilization of the available resources and the most adequate intervention measures.

- (1) Proceedings of the Expert Meeting on the Problems Raised by TCDD Pollution. Milan, 30 September & 1 October 1976.
- (2) "Meteorology and Atomic Energy, 1968". US Atomic Energy Commission, Division of Technical Information, July 1968.

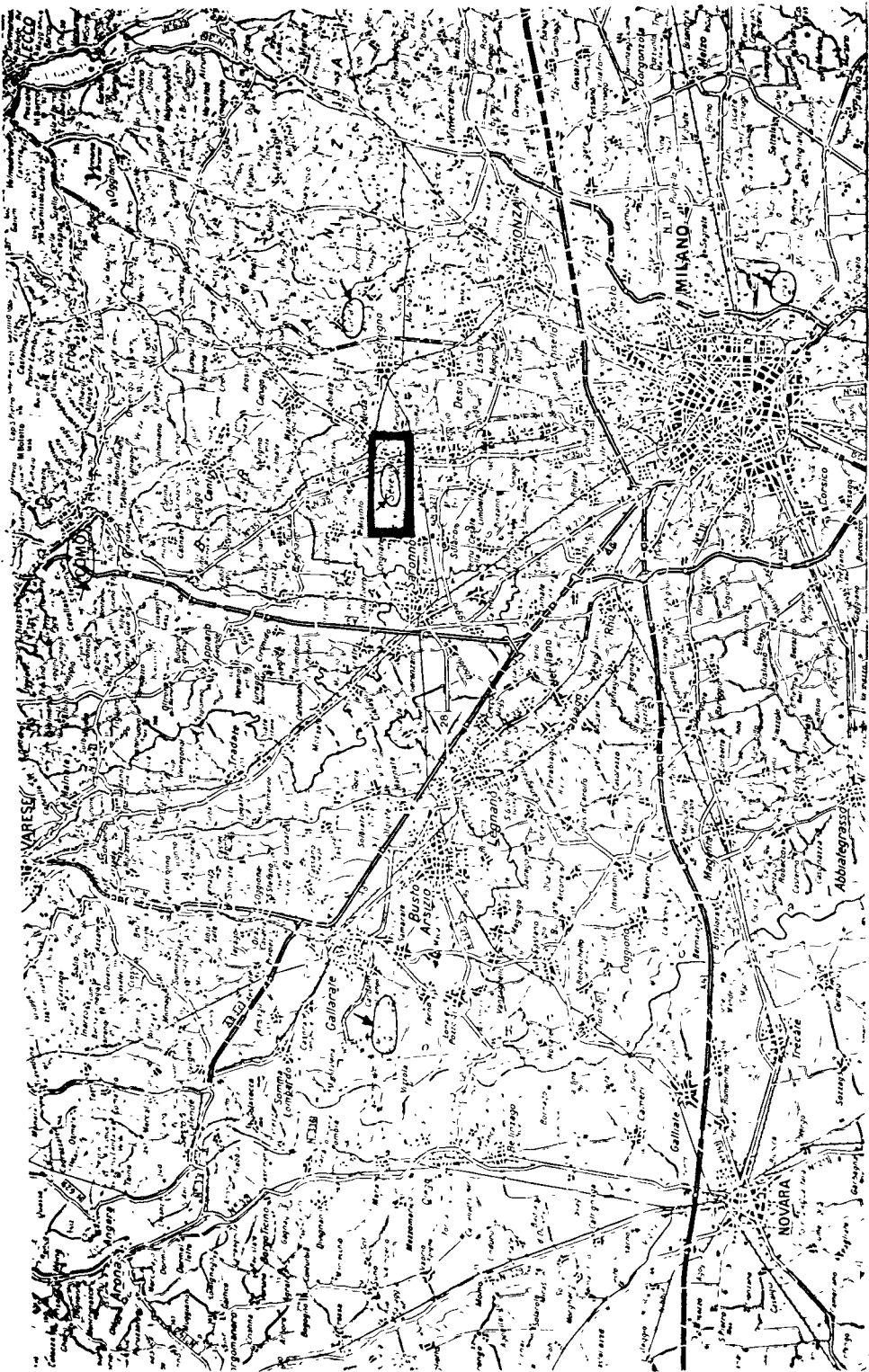


FIG. 1 - Reference Map

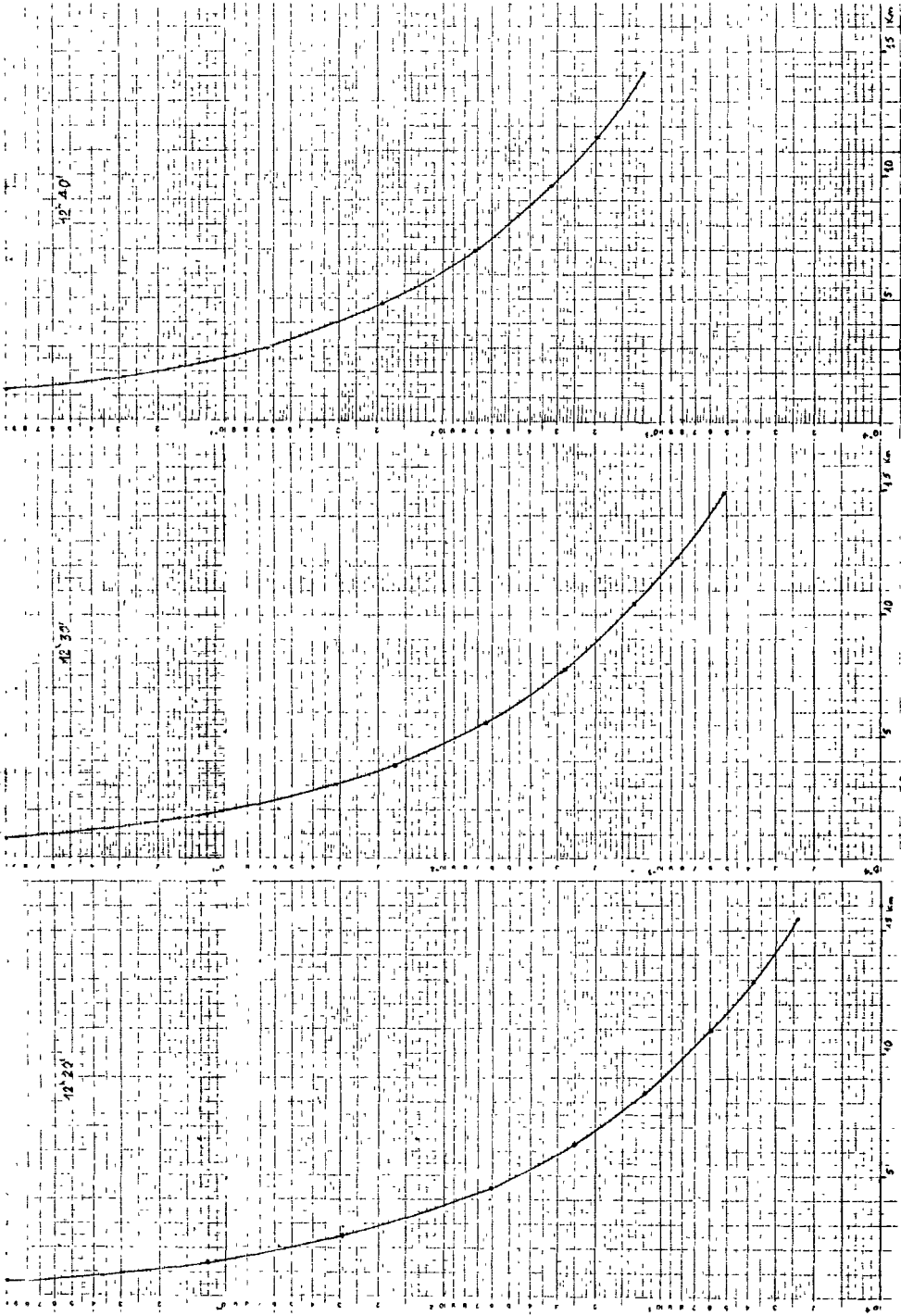
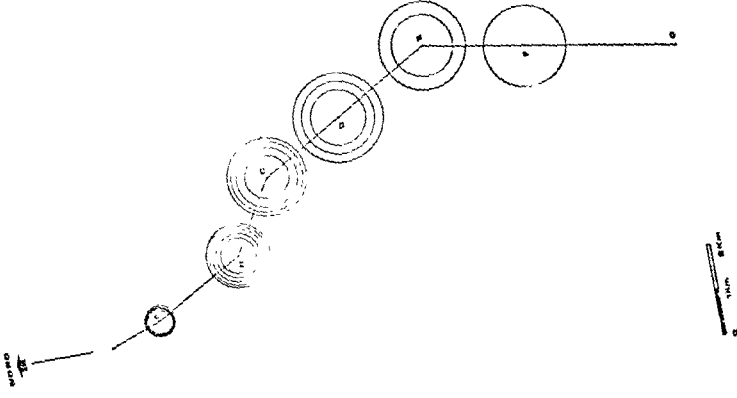
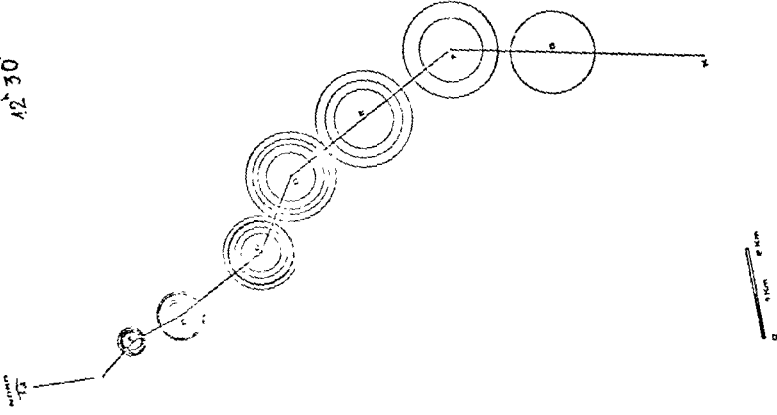


FIG. 2 - Normalized Dilution Factors

12 40'



12 30'



12 20'

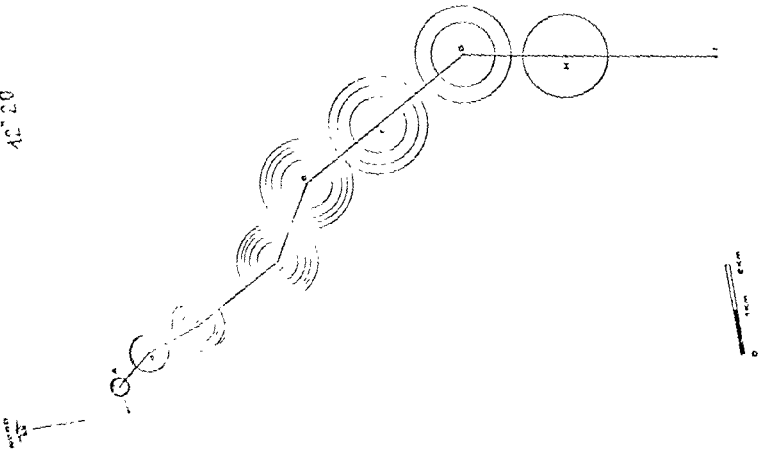


FIG. 3 - Cloud Paths

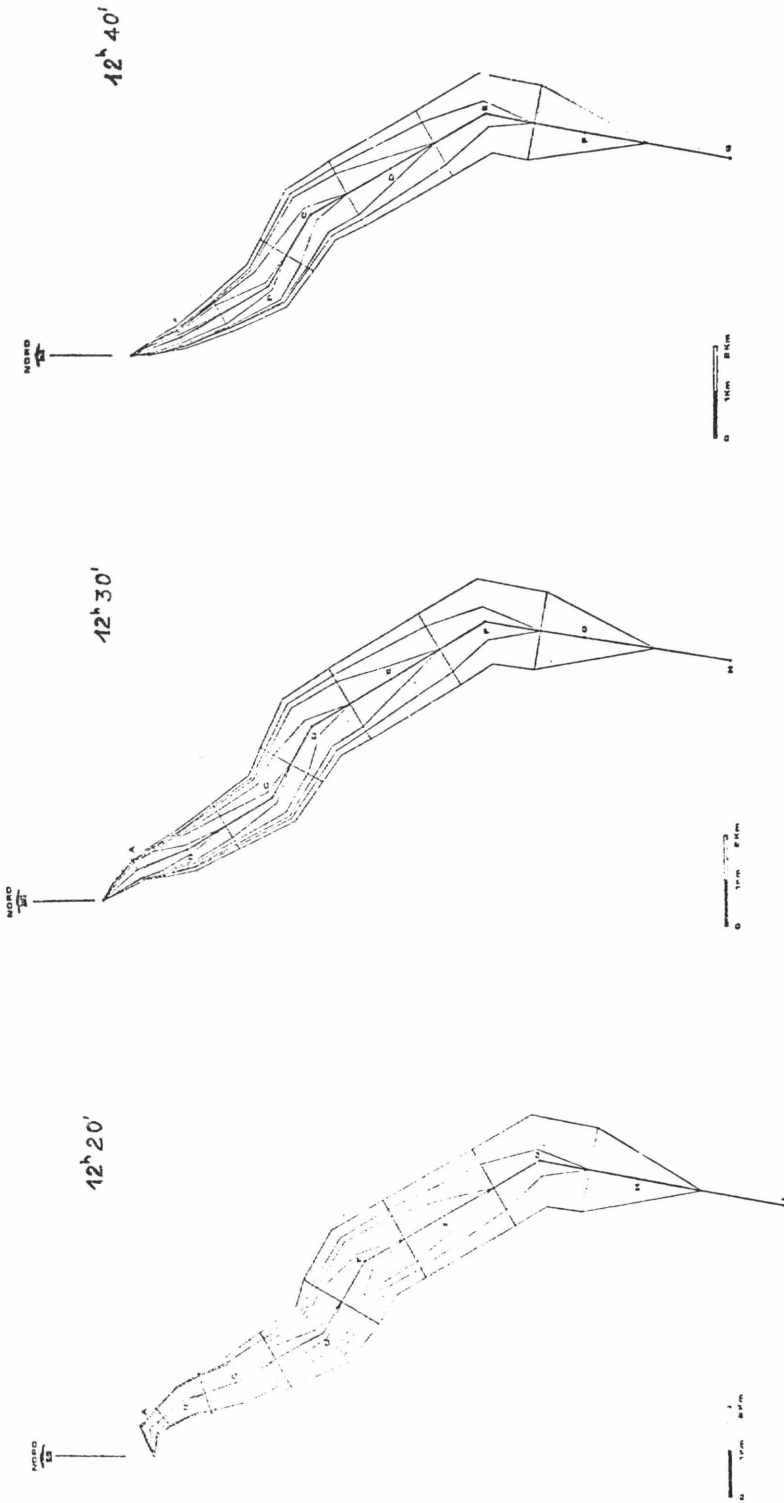


FIG. 4 - Isocontamination Normalized Curves

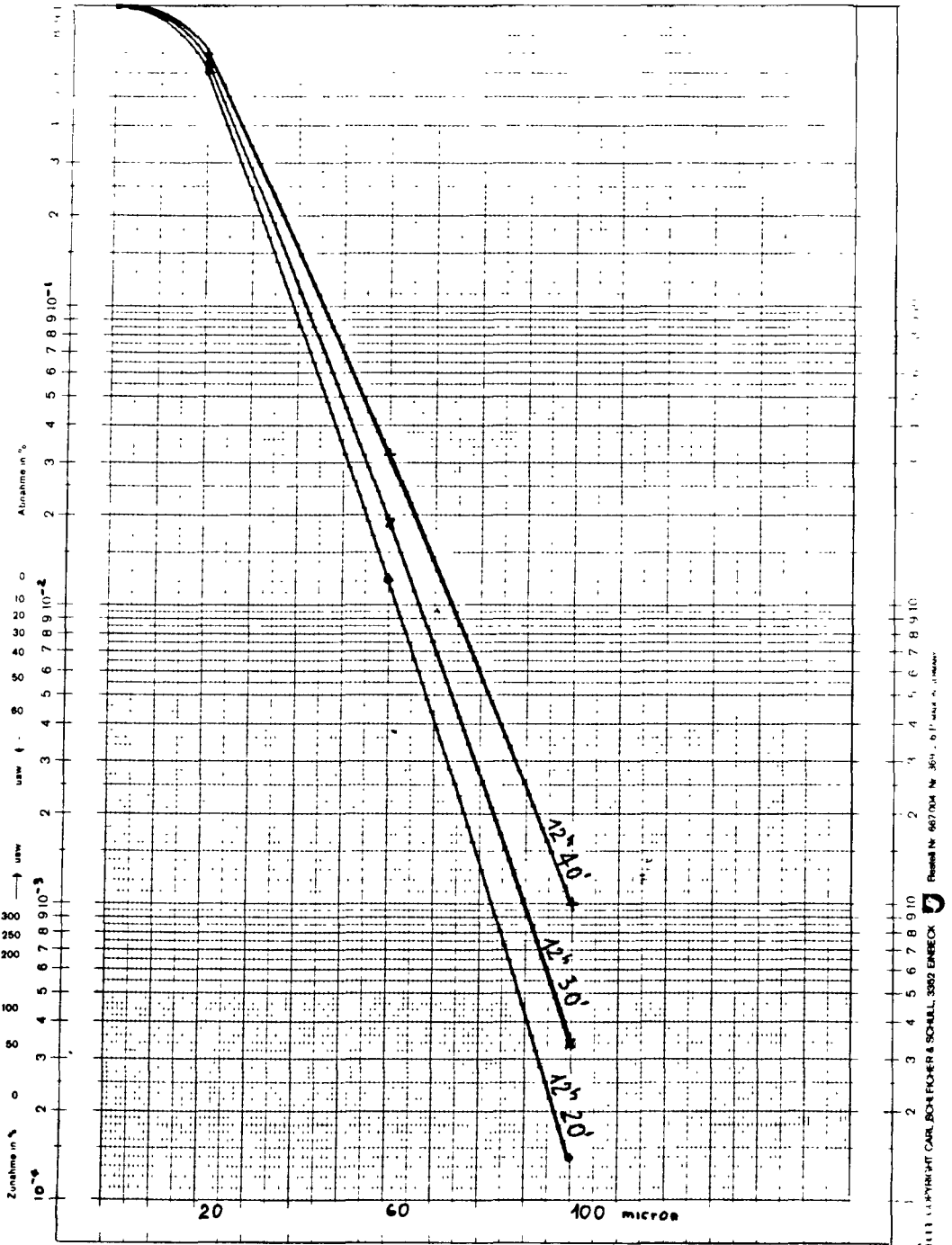


FIG. 5 - Cloud Depletion Factors

Copyright Carl Schuchardt & Schull, 3582 EMBEX
 Bestell Nr. 487/004 Nr. 361, 617-144-11-11-11

EINFLUSS VON KUEHLTUERMEN UND TOPOGRAPHIE AUF DIE AUSBREITUNG
DER KAMINABLUF

H. FUCHS, P. BROG und W. HOFMANN
Motor-Columbus
Baden - SCHWEIZ

KURZFASSUNG. Vorgestellt werden die Versuchsmethoden (Windkanal) zur Untersuchung der durch die Topographie des Standorts und durch die Kühltürme und ihre Abluftfahnen bewirkten Störungen der atmosphärischen Dispersion der Ableitungen.

Ausgehend von den Ergebnissen der Tests an zahlreichen Standorten von Kernkraftwerken in der SCHWEIZ, in der Bundesrepublik DEUTSCHLAND und in BELGIEN, die erläutert werden, werden einige allgemeingültige Regeln für diese Einflüsse aufgestellt. Ein Verfahren für eine entsprechende Modifizierung der Parameter der atmosphärischen Dispersion wird aufgezeigt. Die Ergebnisse sollen mit denen anderer Experimentatoren verglichen werden.

SUMMARY. THE INFLUENCE OF COOLING TOWERS AND TOPOGRAPHY ON THE DISPERSION OF STACK DISCHARGES. The paper describes the experimental methods (aerodynamic tunnels) used to study the effects of site topography and cooling towers and their plumes on the atmospheric dispersion of releases.

The results of experimental studies carried out at a number of nuclear power station sites in SWITZERLAND, GERMANY and BELGIUM are presented and used to draw out certain general rules concerning these effects. A method is proposed for modifying the atmospheric dispersion parameters accordingly.

The results obtained are compared with those of other research workers in the field.

RESUME. INFLUENCE DES TOURS DE REFRROIDISSEMENT ET DE LA TOPOGRAPHIE SUR LA DILUTION DE REJETS A LA CHEMINEE. On présentera les méthodes expérimentales utilisées (souffleries aérodynamiques) pour l'étude des perturbations de la dispersion atmosphérique des rejets induites par la topographie du site et par les réfrigérants atmosphériques et leurs panaches. Sur la base des résultats d'études expérimentales effectuées pour de nombreux sites de centrales nucléaires en SUISSE, en ALLEMAGNE et en BELGIQUE,

qui seront présentés, on dégagera quelques règles générales concernant ces influences. On indiquera une méthode permettant de modifier les paramètres de la dispersion atmosphérique en conséquence.

On comparera les résultats obtenus avec ceux d'autres expérimentateurs.

1. EINLEITUNG

Zur Berechnung der Ausbreitung von Schadstoffen aus Kaminen in der Atmosphäre sind für den ungestörten Fall verschiedene Ansätze bekannt. Meistens gelangt das sog. Gauss-Modell zur Anwendung. Die Ueberhöhung der Kaminabluft infolge mechanischem Austrittsimpuls und thermischer Energie wird nach den verschiedensten empirischen Formeln gerechnet. Für den Fall der gestörten Ausbreitung (Störung durch hohe Gebäude oder topographische Hindernisse) sind die theoretischen Ansätze nicht anwendbar. Eine Ausweichmöglichkeit bietet hier der Windkanalversuch, der im folgenden eingehend erläutert wird.

2. THEORIE DER WINDKANALVERSUCHE

Die Theorie von derartigen Windkanalversuchen wurde u. a. bereits von H. Ruscheweyh (1) eingehend beschrieben. Methoden zur Erzeugung eines natürlichen Verhältnissen nahekommenden Windprofils im Windkanal werden u. a. von Counihan (2), (3), (4) entwickelt. Wir beschränken uns hier deshalb auf die verwendete Messmethode, die Auswertemethode und auf die Uebertragung der Windkanalversuche auf die Wirklichkeit.

3. MESSMETHODE UND INSTRUMENTIERUNG

3.1 Allgemeines

Die folgenden Anforderungen müssen erfüllt werden:

- Die Messungen müssen räumliche Konzentrationsverteilungen der Abluftfahne im Lee der Quelle liefern, so dass der Einfluss der Kühltürme (und beschränkt auch der übrigen Gebäude) direkt sichtbar wird.
- Normalerweise werden mehrere Hundert Verteilungen benötigt.

- Die Messdauer soll möglichst kurz sein.

Aufgrund bisher in verschiedenen Windkanälen mit verschiedenen Methoden durchgeführter Messungen wird jetzt wie folgt vorgegangen:

- 1) Verwendung eines offenen Windkanals für langsame Strömungsgeschwindigkeiten mit Windgeschwindigkeiten von 1 - 20 m/s.
- 2) Mit dem Modellmassstab 1 : 1 000 kann bis 2 km von der Quelle gemessen werden.
- 3) Die radioaktiven Stoffe in der Kaminabluft werden durch eine Mischung von Luft und Methan bei Umgebungstemperatur simuliert.
- 4) Die Tracerkonzentrationen werden in den Messebenen mittels Sonden kontinuierlich abgesaugt und dem Analysengerät zugeführt.
- 5) Die Kühlturmschwaden werden durch Luft mit Umgebungstemperatur simuliert, welche durch Modellflugzeugpropeller durch die Kühltürme geblasen wird.

Das Prinzipschema des Versuchsaufbaus ist in Fig. 1 dargestellt.

3.2 Messung der Windgeschwindigkeit

Die Windgeschwindigkeit wird mit einem Flügelradanemometer in ca. 25 cm Höhe etwa in der Mitte der Messstrecke gemessen. Die Platzierung des Anemometers wird so gewählt, dass die Kühltürme möglichst keinen Einfluss auf die Windgeschwindigkeit am Messort haben.

3.3 Messung des Kamindurchsatzes

Sowohl der Methan- als auch der Luftdurchsatz wird mit Mikroventilen eingestellt und mittels Rotametern abgelesen. Während einer Messung schwankt der Durchfluss ohne Regelung um maximal ± 10 %.

3.4 Messung des Kühlturmdurchsatzes

Der Luftdurchsatz wird mit einem Anemometer geeigneter Grösse abgelesen. Der Messfehler beträgt ca. 10 - 15 %.

3.5 Messung der Tracerkonzentration (Methan)

Sieben Messsonden sind an einem Flügel, der longitudinal und vertikal verschiebbar ist, angebracht. Eine achte Sonde wird in der Eintrittsdüse des Kanals zur Messung der Umgebungskonzentration installiert. Die sieben Messsonden erlauben, die Tracerkonzentration in verschiedenen Abständen x_i in Ebenen senkrecht zur Windrichtung zu erfassen. Der seitliche Abstand der Sonden beträgt 5 cm ($\hat{=}$ 50 m in Wirklichkeit), die vertikale Verschiebung erfolgt in Schritten von 2,5 cm ($\hat{=}$ 25 m in Wirklichkeit).

Das Analysengerät (J.U.M.-Flammenionisationsdetektor) führt eine kontinuierliche Analyse des angesaugten Methan-Luftgemisches durch und gibt einen Momentanwert pro Sekunde auf einen Digitaldrucker und ein Magnetband. Nach 20 s wird automatisch auf die folgende Messstelle umgeschaltet (sowohl die Drucker - als auch die Umschaltgeschwindigkeit sind in weiten Bereichen einstellbar, obige Werte stellen einen guten Kompromiss zwischen genügender Genauigkeit und kurzer Messdauer dar). Da vom Analysengerät die der jeweiligen Messstelle folgende vorabgesaugt wird, sind kurze Ansprechzeiten bei der Umschaltung gewährleistet. Von den jeweils 20 Messwerten pro Messstelle werden die ersten 4 nicht verwendet.

4. AUSWERTEMETHODE

4.1 Ermittlung der Ausbreitungsparameter

Die Konzentrationsprofile $C(x,y,z)$ des Tracers werden in 28 - 49 Messpunkten mit den Koordinaten (x_i, y_i, z_k) mit den Werten $C_{jk}(x_i)$ erfasst. Da die Bestimmung des Kühlturmeinflusses auf der Modifikation der theoretischen atmosphärischen Ausbreitungsparameter σ_y und σ_z , der Aenderung der Aufstiegshöhe z_0 sowie der theoretischen Konzentration $C_{th}(x,y,z)$ - erhalten aus dem Modell der Gaussverteilung mit totaler Reflexion am Boden - beruht, müssen aus den 28 - 49 Messpunkten für die Ebene x_i die Parameter C_{max} , $y_0(x)$, $z_0(x)$, $\sigma_y(x)$, $\sigma_z(x)$ des theoretischen Modells ermittelt werden.

$$C_{th}(x,y,z) = C_{max} \cdot e^{-0,5 \left(\frac{y - y_0}{\sigma_y} \right)^2} \left\{ e^{-0,5 \left(\frac{z + z_0}{\sigma_z} \right)^2} + e^{-0,5 \left(\frac{z - z_0}{\sigma_z} \right)^2} \right\}$$

Diese Bestimmung ist somit ein Problem der nicht-linearen Regression für die Suche nach den Parametern \hat{C}_{max} , \hat{y}_0 , \hat{z}_0 , $\hat{\sigma}_y$, $\hat{\sigma}_z$, so dass der quadratische Fehler

$$E^2(C_{max}, y_0, z_0, \sigma_y, \sigma_z) = \sum_{j,k} (C_{th}(x_i, y_j, z_k) - C_{jk}(x_i))^2$$

minimal wird.

Die Suche nach diesem Minimum wird für die gemessenen Profile mit dem Programm OPTIM (Optimierung nicht-linearer Funktionen) durchgeführt. Es zeigt sich, dass das theoretische Modell in grösserer Distanz von Hindernissen recht gut mit den Messungen übereinstimmt. Im allgemeinen ist diese Uebereinstimmung weniger zufriedenstellend nahe beim Hindernis, insbesondere bei Kühlturbetrieb. Leider gibt es aber für die Nahzone kein anderes einfaches theoretisches Ausbreitungsmodell.

4.2 Ermittlung der Abhängigkeit der Ausbreitungsparameter von der Entfernung

Die berechneten \hat{z}_0 , $\hat{\sigma}_y$, $\hat{\sigma}_z$ der Konzentrationsprofile hängen von der Distanz x_i und der Windgeschwindigkeit u_∞ ab. Analog zu den ungestörten Abhängigkeiten, welche durch

$$\sigma_y = F \cdot x^f \text{ und } \sigma_z = G \cdot x^g$$

(F, f, G, g = experimentell bestimmte Konstanten für die verschiedenen Ausbreitungsklassen) beschrieben werden können, werden nun aufgrund der Windkanalversuche modifizierte Abhängigkeiten gesucht, so dass für die Konstanten $\hat{F}, \hat{f}, \hat{G}, \hat{g}$, die quadratischen Fehler

$$E^2_{\sigma_y}(\hat{F}, \hat{f}) = \sum_i (F_{x_i}^f - \hat{\sigma}_{y_i})^2$$

und

$$E^2_{\sigma_z}(\hat{G}, \hat{g}) = \sum_i (G_{x_i}^g - \hat{\sigma}_{z_i})^2$$

minimal werden.

Für die Aufstiegshöhe z_0 erweist sich der Ansatz $\hat{z}_0(x) = a + bx$ in ebenem Gelände als brauchbar. Analog wie oben werden die Werte \hat{a} und \hat{b} so bestimmt, dass

$$E^2_{z_0}(\hat{a}, \hat{b}) = \sum_i (a + bx_i - \hat{z}_{0_i})^2$$

minimal wird.

Der Kurzzeitausbreitungsfaktor $S(x)$ stellt die Maximalkonzentration am Boden für eine Einheitsquelle im Abstand x dar:

$$S(x) = \frac{1}{\pi \sigma_y(x) \sigma_z(x) \bar{u}} \exp \left\{ -0,5 \left(\frac{z_0(x)}{\sigma_z(x)} \right)^2 \right\}$$

5. UEBERTRAGUNG DER RESULTATE AUF DIE THEORETISCHEN KLASSEN

Um die Resultate der Windkanalversuche auf den Kaminstandort übertragen zu können, nimmt man an, die durch die Kühltürme und Gebäude verursachten Störungen seien von der Diffusionsklasse k unabhängig:

Es seien $\Delta\hat{\sigma}_y(x)$ und $\Delta\hat{\sigma}_z(x)$ diese Störungen, hergeleitet aus dem Vergleich der Werte $\sigma_{y0}(x)$ und $\sigma_{z0}(x)$ der Vorversuche mit den $\hat{\sigma}_y(x)$ und $\hat{\sigma}_z(x)$ der Hauptversuche und es seien die $\sigma_{yi}(x)$ und $\sigma_{zi}(x)$ die Ausbreitungsparameter für die verschiedenen Diffusionskategorien gemäss Theorie (6). Der vorgeschlagene zu verwendete Parametersatz lautet demnach:

$$\sigma_{yi}^*(x) = \sigma_{yi}(x) + \Delta\hat{\sigma}_y(x) = \sigma_{yi}(x) + \hat{\sigma}_y(x) - \hat{\sigma}_{y0}(x) \quad \text{für } \Delta\hat{\sigma} > 0$$

$$\sigma_{zi}^*(x) = \sigma_{zi}(x) + \Delta\hat{\sigma}_z(x) = \sigma_{zi}(x) + \hat{\sigma}_z(x) - \hat{\sigma}_{z0}(x)$$

$$\sigma_{yi}^*(x) = \sigma_{yi}(x)$$

für $\Delta\hat{\sigma} \leq 0$

$$\sigma_{zi}^*(x) = \sigma_{zi}(x)$$

Zusätzlich wird angenommen, dass die Ausbreitungshöhe in Natur der im Windkanal ermittelten Höhe $\hat{z}_0(x)$

$$z_0^* = \hat{z}_0(x) \quad \text{für } 100 < x \leq 2\,000 \text{ m}$$

und

$$z_0^* = \hat{z}_0(x = 2\,000 \text{ m}) \quad \text{für } 2\,000 < x \leq 5\,000 \text{ m}$$

entspreche.

Dabei sind die $z_0^*(x)$, $\sigma_y^*(x)$ und $\sigma_z^*(x)$ nur gültig für eine Windgeschwindigkeit, eine Windrichtung und einen Betriebszustand der Kühltürme.

Diese einfache Betrachtungsweise ist zum Einen begründet durch die Notwendigkeit, eine grösstmögliche Transparenz der Resultate zu erhalten (d. h. unnötig komplizierte Hypothesen zu vermeiden), zum anderen aber v. a. dadurch, dass keine geeigneten Uebertragungsmodelle existieren. Dieses einfache Modell scheint aber gerechtfertigt, wenn man bedenkt, dass die betrachteten Störungen rein aerodynamischer Natur sind.

6. BEISPIELE FUER MESSUNGEN AN 160 M HOHEN KAMINEN

Normalerweise werden für die Konzentrationsprofile 28 - 49 Punkte gemessen.

Fig. 2 zeigt Isolinien durch ein derartiges Profil. Die Messorte liegen in den Gitterpunkten.

6.1 Ungestörte Ausbreitung

In Fig. 3 sind die ermittelte Schwadenachse sowie die Ausbreitungsparameter σ_y und σ_z in Funktion des Abstands für 3 Windgeschwindigkeiten dargestellt.

Deutlich sichtbar ist die grössere Aufstiegshöhe bei geringeren Windgeschwindigkeiten. Uebereinstimmend mit dem wirklichen Fall werden die Ausbreitungsparameter σ_y und σ_z bei höheren Windgeschwindigkeiten grösser, denn die natürliche Turbulenzintensität nimmt mit zunehmender Höhe ab.

6.2 Windrichtung Kamin → Kühlturm

Fig. 4 links zeigt die gemessenen Ausbreitungsparameter sowie die Kurzzeitausbreitungsfaktoren für den Fall "Kühltürme nicht in Betrieb", Fig. 4 rechts für den Fall "Kühltürme in Betrieb". Bei den Sigmas sind vergleichshalber die ungestörten Ausbreitungsparameter gemäss Vogt eingetragen. V. a. bei den σ_y ist deutlich zu sehen, dass im Windkanal auch mit Störungen kleinere als die von Vogt ermittelten Ausbreitungsparameter auftreten.

Die Kurzzeitausbreitungsfaktoren (STF) sind bei diesem Beispiel für den Fall "Kühltürme nicht in Betrieb" deutlich grösser als im Fall "Kühltürme in Betrieb".

($2 \cdot 10^{-6}$ s/m³ gegen 10^{-6} s/m³)

6.3 Windrichtung Kühlturm → Kamin

In Fig. 5 sind die analogen Fälle zu Fig. 4 für die umgekehrte Windrichtung dargestellt. Es zeigt sich, dass hier der Unterschied zwischen "nicht in Betrieb" und "in Betrieb" noch grösser wird ($3 \cdot 10^{-6}$ s/m³ bei 2 km gegen $7 \cdot 10^{-7}$ s/m³ bei 2 km gegen $7 \cdot 10^{-7}$ s/m³ bei 2 km).

6.4 Korrigierte Vogt'sche Ausbreitungsparameter

Die in Kap. 5 beschriebene Uebertragung auf die theoretischen Ausbreitungsklassen ist an einem Beispiel in Fig. 6 dargestellt. Typisch bei der Verwendung der Vogt'schen Klassen ist die Lage der Messung: Maximum weiter von der Quelle entfernt und oftmals grösser als im theoretischen Fall.

Die Figur 7 zeigt den Maximalwert des Ausbreitungsfaktors in Funktion der Windrichtung, oben der Fall "Kühltürme nicht in Betrieb", unten der Fall "Kühltürme in Betrieb".

Die Lage der Kühltürme (Pfeile) zeigt den typischen Einfluss derselben:

- Kühltürme nicht in Betrieb:
Spitzen bei Windrichtungen
Kamin → Kühlturm und umgekehrt

- Kühltürme in Betrieb
Spitzen bei Windrichtungen
Kamin → zwischen die Kühltürme und umgekehrt

(Die Ausbreitungsfaktoren sind normiert, d. h. in (m^{-2}) , dargestellt.)

Das Maximum der Kurzzeitausbreitungsfaktoren bewegt sich je nach Kühlturmbetrieb, Kamin, Windgeschwindigkeit und Windrichtung zwischen $4 \cdot 10^{-6}$ und $2,4 \cdot 10^{-5} m^{-2}$. Der ungestörte Wert mit den Ausbreitungsparametern von Vogt beträgt $10^{-5} m^{-2}$.

7. TOPOGRAPHIE

Analog wie oben wird bei der Untersuchung des Einflusses der Topographie auf die Ausbreitung der Kaminabluft verfahren.

Lediglich der lineare Ansatz für die Achse der Abluftfahne kann im allgemeinen nicht mehr verwendet werden, was z. B. eine Extrapolation der Resultate auf grössere Entfernungen nicht zulässt.

8. SCHLUSSFOLGERUNG

Aufgrund der durch Kühltürme oder die Topographie verursachten Störung der Ausbreitung der Kaminabluft können sich Kurzzeitausbreitungsfaktoren ergeben, die deutlich höher oder niedriger liegen als die ungestörten Werte. A priori lässt sich weder Betrag noch Vorzeichen dieser Aenderung abschätzen, da gegenläufige Einflüsse wirksam sind:

- Der im Nachlauf des Störkörpers herrschende Unterdruck bewirkt ein Heruntersaugen der Kaminabluft
→ höhere Konzentration am Boden
- Der Störkörper erzeugt zusätzliche mechanische Turbulenz
→ bessere Vermischung mit Umgebungsluft
- Eine zusätzliche Abwärtsbewegung wird durch die aus der Kühlturmkrone erzeugten Randwirbel verursacht.
- Andererseits kann sich die Abluft mit dem Kühlturmschwaden vermischen und vom zusätzlichen Auftrieb profitieren, was wiederum den gegenteiligen Effekt zur Folge hat.

Diese Einflüsse sind sehr stark von der Anordnung der Kamine und Störkörper, deren Form und Grösse, bei Kühltürmen vom Betriebszustand derselben etc. abhängig, so dass empfohlen werden muss, in allen Fällen, wo deutliche Störungen zu erwarten sind, insbesondere wenn sich bei Kamin niedriger oder ungefähr gleich hoch wie die Kühltürme nach der (ungestörten) Berechnung Belastungen (Immissionen) ergeben, die nahe bei den zulässigen Werten liegen, Modellversuche durchzuführen.

REFERENZEN

- (1) H. Ruscheweyh
Aerodynamische Grundlagen der Beeinflussung von Luftströmungen durch
Gebäude und Kühltürme
RWTH Aachen 1979
- (2) J. Armit and J. Counihan
The Simulation of the Atmospheric Boundary Layer in a Wind Tunnel
Atmospheric Environment 2, 1968, pp 49 - 71
- (3) J. Counihan
An Improved Method of Simulating an Atmospheric Boundary Layer in
a Wind Tunnel
Atmospheric Environment 3, 1969, pp 197 - 214
- (4) J. Counihan
Simulation of an Adiabatic Urban Boundary Layer in a Wind Tunnel
Atmospheric Environment 7, 1973, pp 673 - 689
- (5) N. J. Cook
On Simulation the Lower Third of the Urban Adiabatic Boundary Layer
in a Wind Tunnel
Atmospheric Environment 7, 1973, pp 691 - 705
- (6) Der Bundesminister des Inneren
Allgemeine Berechnungsgrundlagen für die Bestimmung der Strahlen-
exposition durch Emission radioaktiver Stoffe mit der Abluft.
Empfehlung der Strahlenschutzkommission, Deutschland 1977

VERSUCHSAUFBAU

MOTOR COLUMBUS

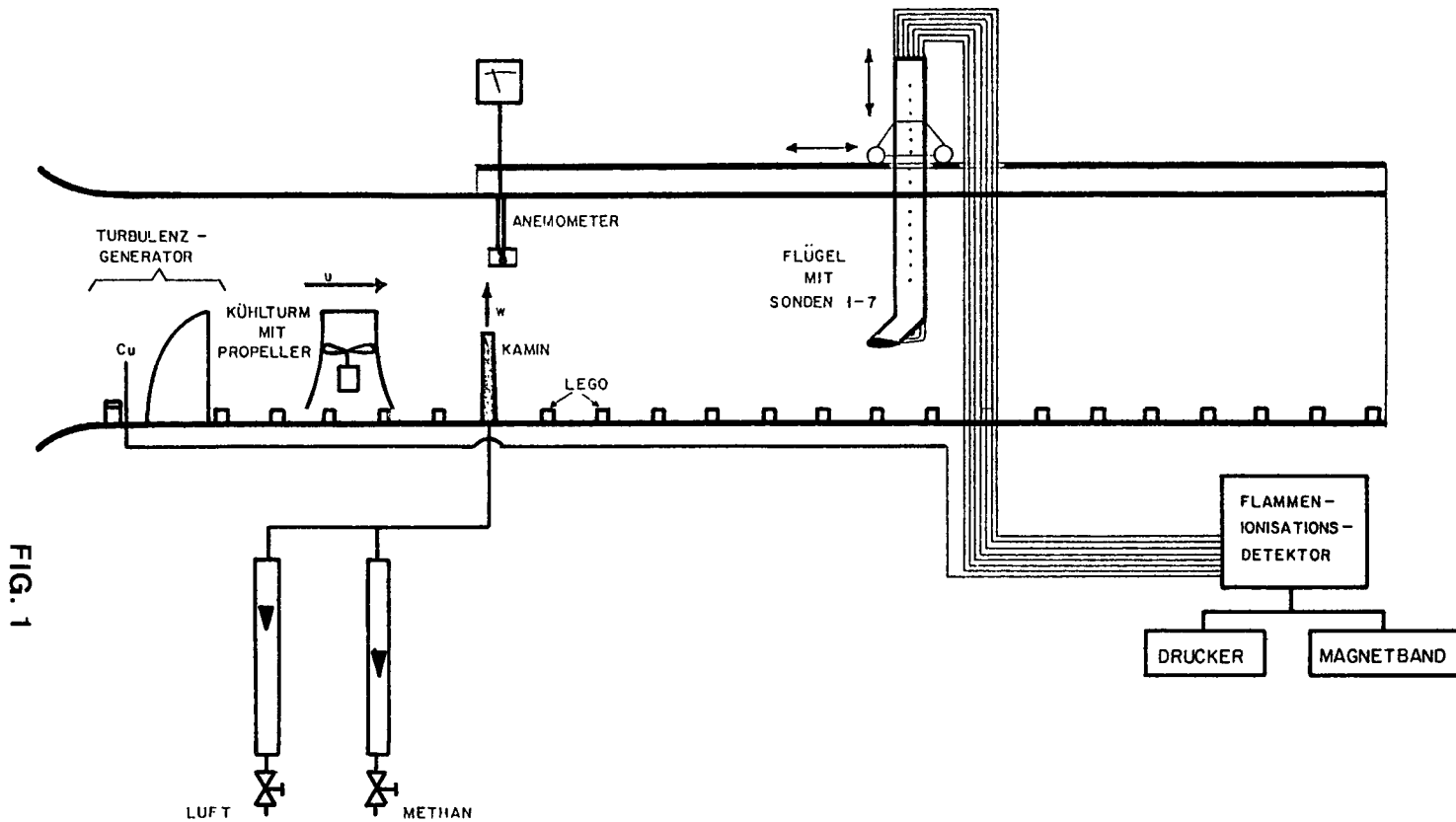
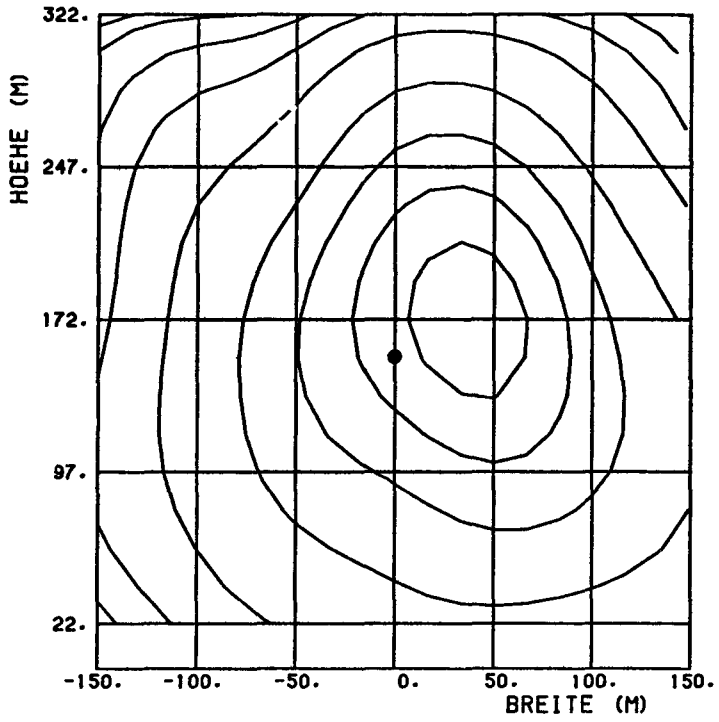


FIG. 1

ISOLINIEN DER GEMESSENEN KONZENTRATIONEN

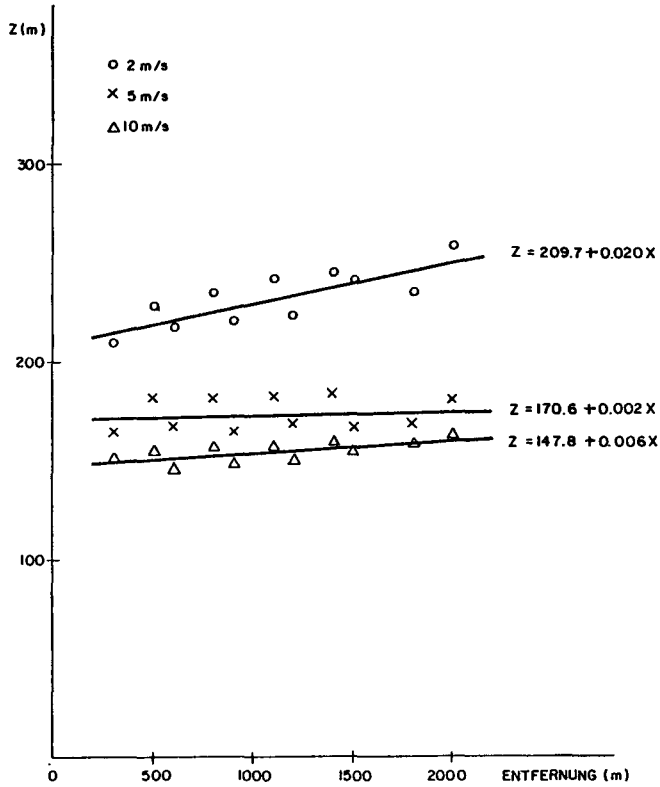


MOTOR COLUMBUS

FIG. 2

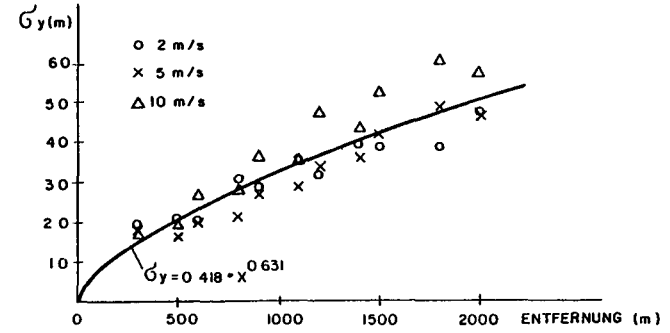
AUFSTIEGSHÖHEN
 UNGESTÖRTE AUSBREITUNG

PROFIL 3



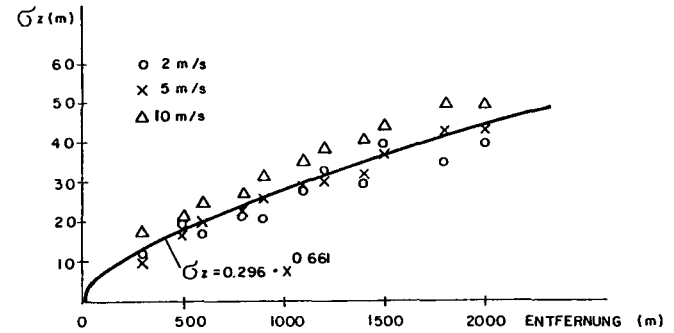
HORIZONTALE AUSBREITUNGSPARAMETER σ_y
 UNGESTÖRTE AUSBREITUNG

PROFIL 3



VERTIKALE AUSBREITUNGSPARAMETER σ_z
 UNGESTÖRTE AUSBREITUNG

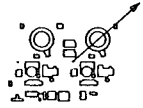
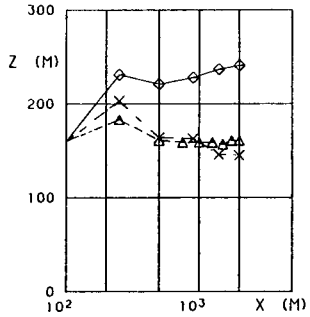
PROFIL 3



MOTOR COLUMBUS

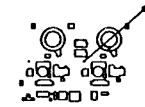
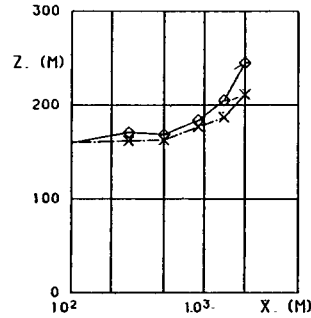
FIG. 3

GESTOERTE AUSBREITUNG KAMIN 2. KT NICHT IN BETRIEB



\triangle --- \triangle U= 10. M/S
 \times --- \times U= 5. M/S
 \diamond --- \diamond U= 2. M/S
 R=340. GRAD

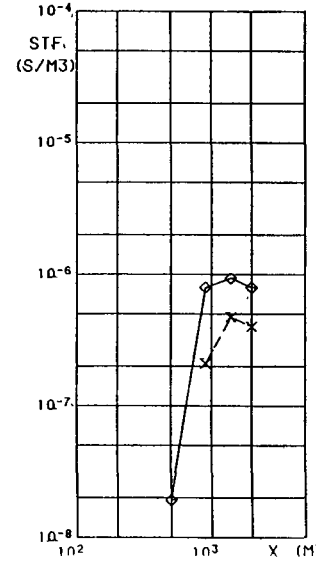
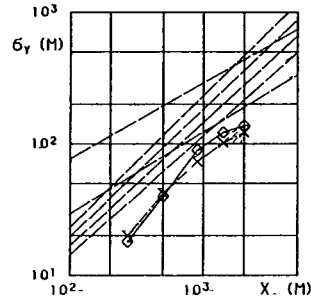
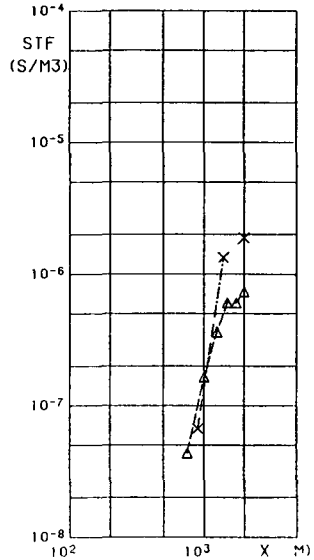
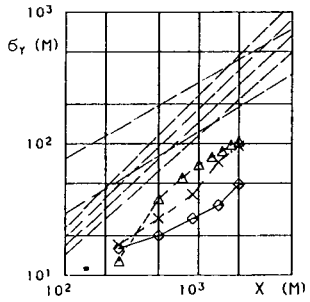
GESTOERTE AUSBREITUNG KAMIN 2. KT 1 & 2. IN BETRIEB



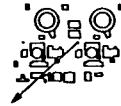
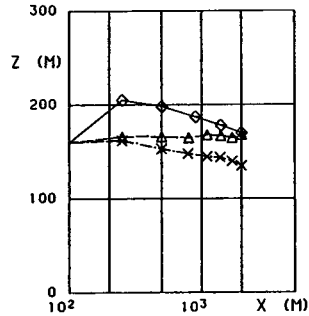
\times --- \times U= 10. M/S
 \diamond --- \diamond U= 5. M/S
 R=340. GRAD

MOTOR COLUMBUS

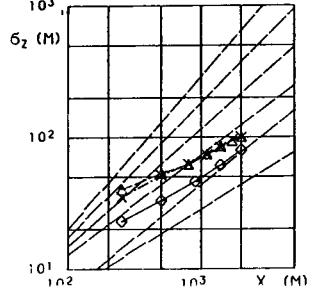
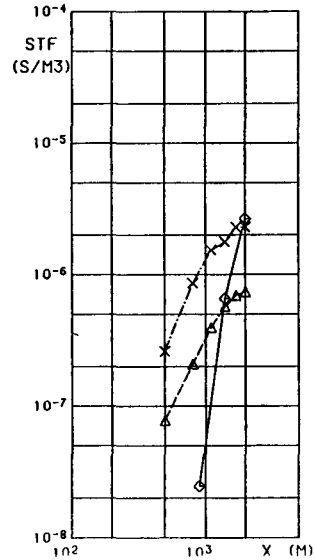
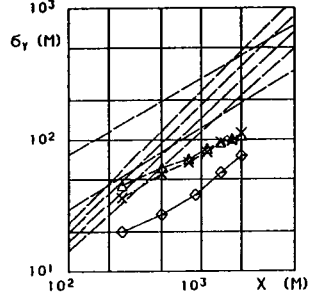
FIG. 4



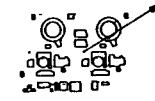
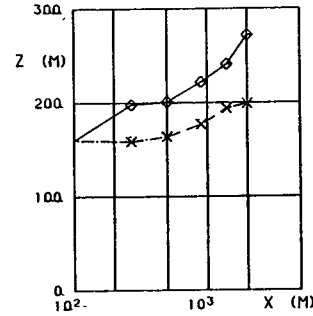
GESTOERTE AUSBREITUNG KAMIN 2. KT NICHT IN BETRIEB



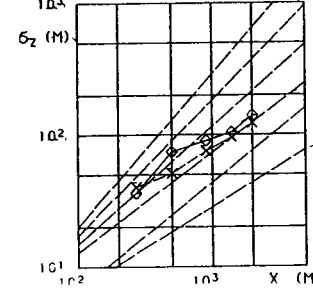
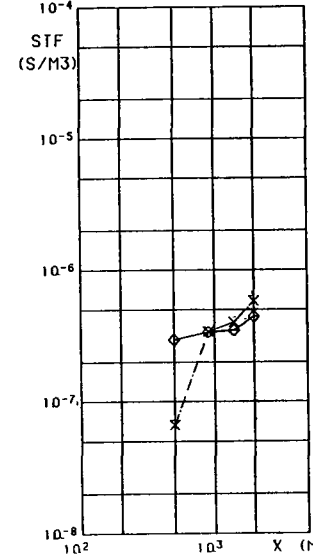
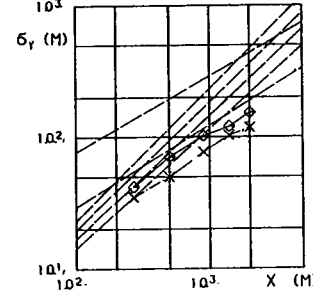
Δ --- Δ U= 10. M/S
 \times --- \times U= 5. M/S
 \diamond --- \diamond U= 2. M/S
 R=160. GRAD



GESTOERTE AUSBREITUNG KAMIN 2. KT 1 & 2. IN BETRIEB



\times --- \times U= 10. M/S
 \diamond --- \diamond U= 5. M/S
 R=350. GRAD



MOTOR COLUMBUS

FIG. 5

KORRIGIERTE AUSBREITUNGSFAKTOREN A - F UND MESSUNG
KAMIN 1. KUEHLTUERME NICHT IN BETRIEB
U= 10. M/S. R= 200. GRAD

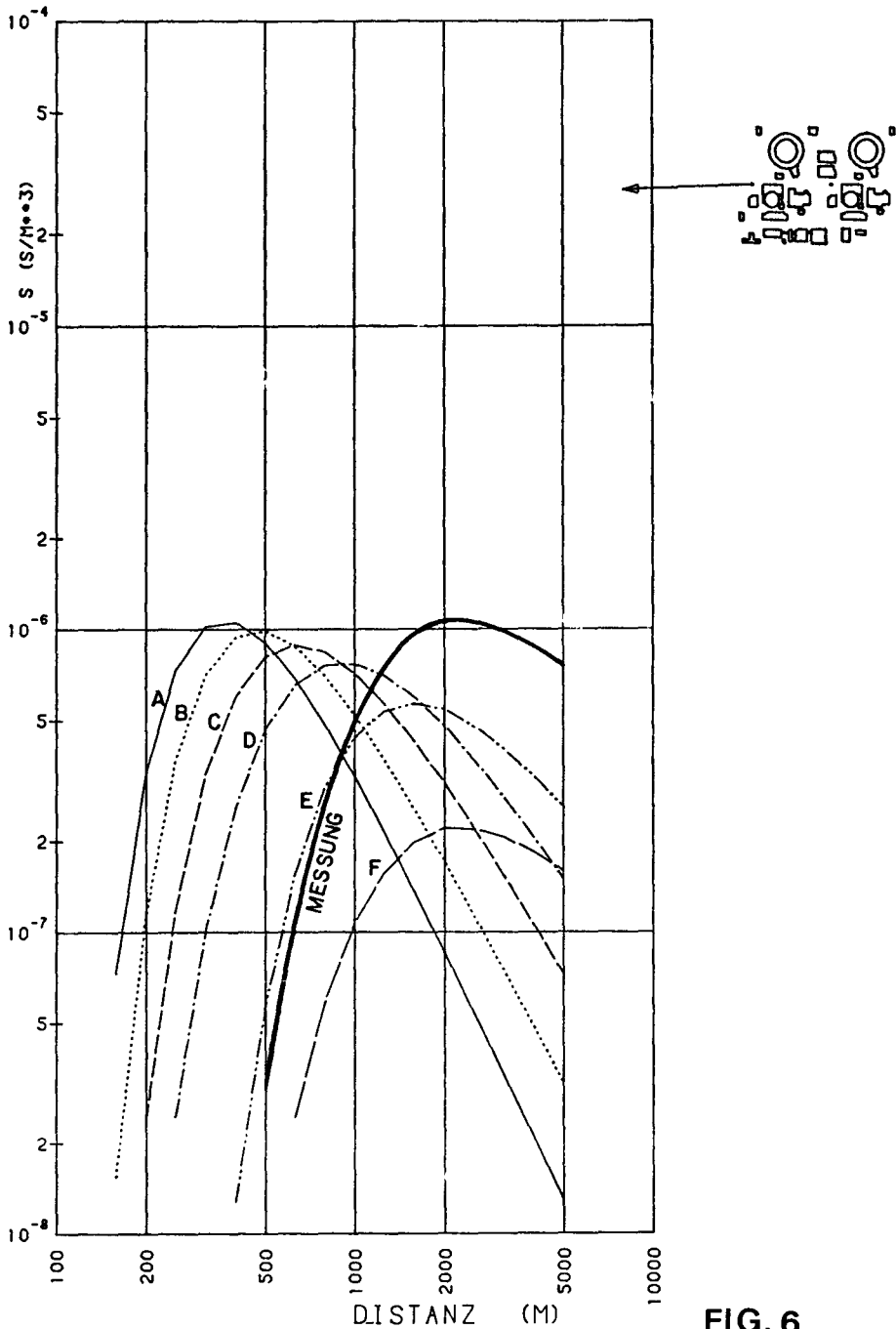
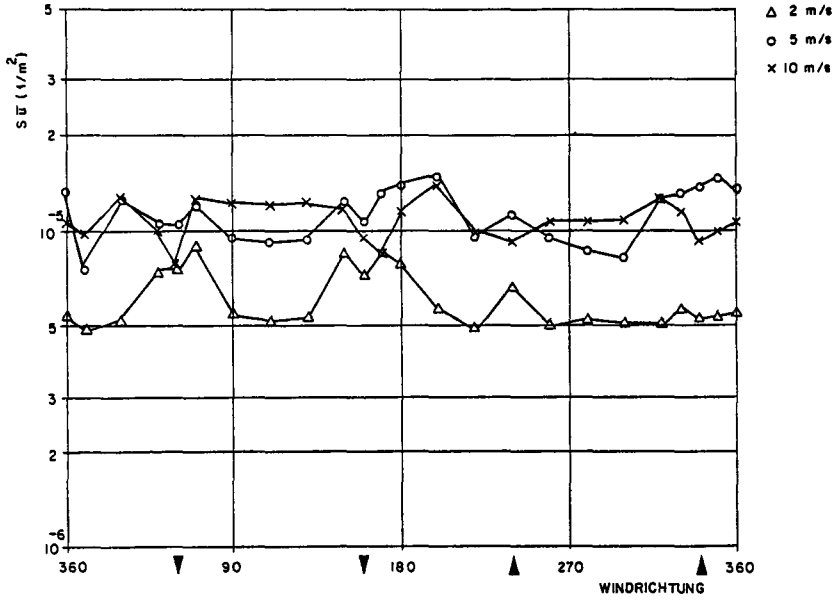


FIG. 6

MOTOR COLUMBUS

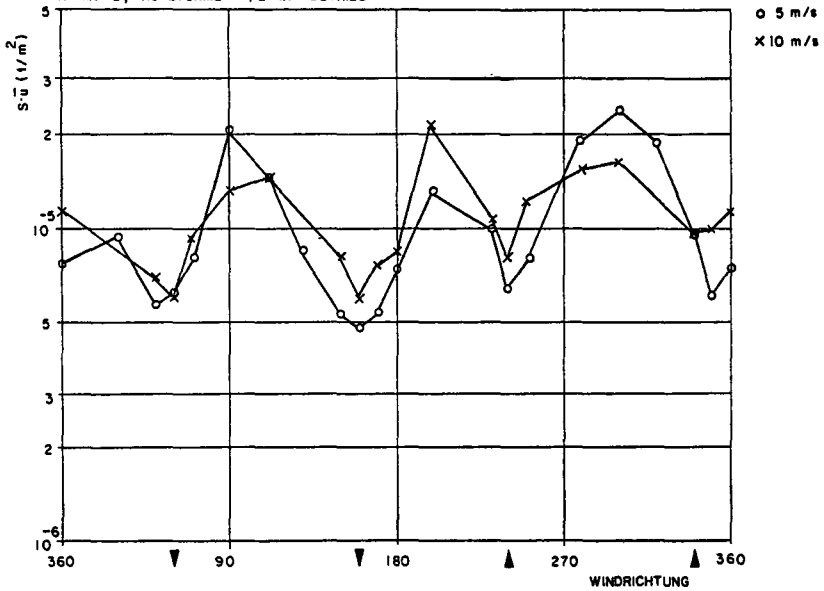
NORMIERTER MAXIMALER AUSBREITUNGSFAKTOR
 KLASSEN A-F UND MESSUNG

KAMIN 2, KÜHLTÜRME NICHT IN BETRIEB



NORMIERTER MAXIMALER AUSBREITUNGSFAKTOR
 KLASSEN A-F UND MESSUNG

KAMIN 2, KÜHLTÜRME 1 & 2 IN BETRIEB



MOTOR COLUMBUS

FIG. 7

TRANSFERT DE POLLUTION PAR VOIE ATMOSPHERIQUE SUR UN SITE
DONT LE VECTEUR VENT EST RAPIDEMENT VARIABLE (VENTS FAIBLES)

J.P. MAIGNE
C.E.A.

Fontenay-aux-Roses - FRANCE

RESUME. On présente, d'abord, le code de calcul ICAIR 2 qui prend en compte la variabilité spatiale et temporelle de la vitesse et de la direction du vent pour le calcul de la dispersion d'un polluant dans l'atmosphère. Cette prise en compte est obtenue par la décomposition de toute émission en une succession de "bouffées" indépendantes s'adaptant continuellement aux conditions météorologiques du lieu où elles se trouvent, à l'instant où elles s'y trouvent.

La loi d'évolution de chacune des bouffées est tri-gaussienne et les écarts-types utilisés sont fonction du temps de transfert et de la vitesse du vent pour les temps de transfert inférieurs à 2000 secondes, et du temps de transfert seul au-delà de cette limite.

On compare enfin les champs de concentrations à différents instants, calculés au moyen du code ICAIR 2, avec ceux obtenus expérimentalement lors d'une campagne de simulation in situ par traceur dans des conditions de vents faibles (< 1 m/s).

KURZFASSUNG. AUSBREITUNG ATMOSPHERISCHER ABLEITUNGEN VON EINEM ORT MIT SCHNELL VARIIERENDEN WINDVERHÄLTNISSEN (BEI GERINGEN WINDGESCHWINDIGKEITEN). Zunächst wird das Rechenprogramm ICAIR 2 erläutert, das den Einfluss von räumlicher und zeitlicher Variabilität der Windrichtung und -geschwindigkeit bei der Berechnung der Dispersion von Schadstoffen in der Luft berücksichtigt. Dies wird erreicht durch die Aufgliederung der Emission in eine Abfolge unabhängiger Ausstösse (Puffs), die sich kontinuierlich an die meteorologischen Bedingungen ihrer jeweiligen Umgebung anpassen.

Die gesetzmässige Entwicklung jedes Ausstosses entspricht einer dreidimensionalen GAUSS-Verteilung; die verwendeten Standardabweichungen hängen bei Transportzeiten unter 2 000 Sekunden ab von der Transportzeit und der Windgeschwindigkeit, oberhalb dieser Grenze jedoch nur von der Transportzeit. Ausserdem werden die nach ICAIR 2 berechneten Konzentrationsfelder zu unterschiedlichen Zeitpunkten mit denen verglichen, die experimentell in einer Simulationsreihe in situ mit Tracern bei schwachem Wind (< 1 m/s) gewonnen wurden.

SUMMARY. THE ATMOSPHERIC TRANSFER OF POLLUTION FOR A SITE WITH RAPIDLY VARIABLE WINDS (LOW WINDS). This paper firstly describes the ICAIR 2 computer model which takes into account the variability in space and time of wind speed and direction in estimating the dispersion of a pollutant in the atmosphere. This is done by breaking down each release into a series of separate puffs which continuously respond to the meteorological conditions applying at the point in time to the positions in which they are located. The law governing the change in each of the puffs is tri-Gaussian and the standard deviations used are a function of the transfer time and the wind speed for transfer times of less than 2 000 seconds and of the transfer time alone beyond this period. Finally, the concentration patterns at various points calculated using ICAIR 2 are compared with those obtained during a series of experiments in situ using tracers at low wind speeds (< 1 m/s).

INTRODUCTION

La prévision quantitative des transferts de pollution par voie atmosphérique, généralement sous forme de champs de concentrations instantanées ou moyennées sur une durée fixée, ne présente plus à l'heure actuelle de difficultés majeures lorsqu'on l'effectue pour des sites dont l'orographie et les caractéristiques météorologiques sont simples : relief peu accentué, hauteur de rugosité faible et uniforme, vitesses de vent moyennes (2 à 10 m.s⁻¹), directions du vent bien définies.

Dans ces conditions, la plupart des méthodes de prévision couramment utilisées donnent des résultats concordants entre eux, compte tenu de la précision que l'on peut espérer dans ce genre de calcul, et compatibles avec les données expérimentales existantes.

Lorsque les conditions précédentes ne sont pas réalisées, des écarts, de plusieurs ordres de grandeur parfois, apparaissent entre les prévisions fournies par les différents codes de calcul, et l'accord avec l'expérimentation est généralement beaucoup moins satisfaisant comme cela se produit pour les sites à faibles vitesses de vent, objets de la présente étude. Ce cas est fréquent et d'autant plus important qu'il est souvent associé à des conditions de forte stabilité atmosphérique (inversion) pouvant conduire à des niveaux et des durées de pollution élevés. Les difficultés du traitement des faibles vitesses de vent sur le plan de la dispersion atmosphérique proviennent autant de ces faibles vitesses elles-mêmes que des importantes fluctuations dans la direction du vent qui les accompagnent généralement.

Les faibles vitesses de vent impliquent en effet une réduction importante de la turbulence mécanique à petite échelle engendrée par frottement sur le sol. Il en résulte pour le champ proche, où cette turbulence mécanique à petite échelle est essentielle, une diminution des écarts-types de diffusion longitudinaux, transversaux et verticaux de la répartition de polluant à un instant donné par rapport à sa localisation moyenne. Une première partie de la présente étude a consisté à évaluer cette diminution à partir des résultats d'expériences de simulation de la dispersion atmosphérique turbulente en veine hydraulique. Le point sur cette étude est fait au paragraphe I.

Le problème de l'importante variabilité de la direction du vent, associée notamment aux faibles vitesses, est traité à partir de la séparation du mouvement turbulent atmosphérique en :

- un mouvement moyen, défini sur une durée t' , qui détermine le transport par advection suivant une trajectoire,
- un mouvement fluctuant, dépendant étroitement de la durée t' précédente, qui caractérise la dispersion de polluant par diffusion turbulente autour de sa localisation moyenne définie par le mouvement moyen.

Les deux mouvements, moyen et fluctuant, ne peuvent être considérés indépendamment car il est nécessaire de ne pas prendre en compte deux fois certaines dimensions de tourbillons (spectre de turbulence atmosphérique), une première fois dans la définition de la trajectoire du polluant et une seconde fois dans celle des écarts-types de diffusion caractérisant la dispersion du polluant autour de cette trajectoire. Ce problème sera traité au paragraphe II.

I - INFLUENCE DU MODULE DE LA VITESSE DU VENT SUR LES ECARTS-TYPES DE DIFFUSION ASSOCIES A UNE "BOUFFEE"

I.1 - Données initiales [1] [2]

I.I.1 - Equations fondamentales

La concentration moyenne $\bar{\chi}_{t'}$ (x,y,z,t), sur un intervalle de temps de durée t' au point de coordonnées x, y, z à l'instant t , d'un constituant minoritaire dans un fluide porteur obéit, moyennant certaines hypothèses simplificatrices [1] [2] dont celle d'un fluide incompressible, à l'équation aux dérivées partielles locale suivante :

$$(1) \frac{\partial \bar{\chi}_{t'}}{\partial t} + \bar{u}_{t'} \frac{\partial \bar{\chi}_{t'}}{\partial x} = K_{x,t'} \frac{\partial^2 \bar{\chi}_{t'}}{\partial x^2} + K_{y,t'} \frac{\partial^2 \bar{\chi}_{t'}}{\partial y^2} + K_{z,t'} \frac{\partial^2 \bar{\chi}_{t'}}{\partial z^2} + \bar{\chi}_{0,t'} \frac{\partial \bar{E}_{t'}}{\partial t}$$

en posant :

$$\bar{\chi}_{t'} = \bar{\chi}_{0,t'} \cdot \bar{E}_{t'}(t)$$

où $\overline{E}_t(t)$ traduit, au point de coordonnées x, y, z et en moyenne sur la durée t' , les processus d'apparition ou de disparition comme les fuites, les rejets, les phénomènes de capture et de remise en suspension, etc ..., on peut écrire :

$$(2) \frac{\partial \overline{\chi}_{0,t'}}{\partial t} + \overline{U}_t \frac{\partial \overline{\chi}_{0,t'}}{\partial x} = K_{x,t'} \frac{\partial^2 \overline{\chi}_{0,t'}}{\partial x^2} + K_{y,t'} \frac{\partial^2 \overline{\chi}_{0,t'}}{\partial y^2} + K_{z,t'} \frac{\partial^2 \overline{\chi}_{0,t'}}{\partial z^2}$$

Les coefficients $K_{x,t'}$, $K_{y,t'}$, $K_{z,t'}$, sont les composantes du tenseur de diffusivité turbulente \overline{K}_t réduit à sa diagonale principale et relatif à la durée t' [1] [2].

Le système de référence est alors tel que l'axe des x est orienté selon la direction de la vitesse moyenne du vent \overline{U}_t , définie sur la durée t' , l'axe des y transversalement et l'axe des z selon la verticale.

La turbulence est supposée par ailleurs homogène et stationnaire.

Dans ces conditions, une solution de l'équation (2) peut s'écrire :

$$(3) \overline{\chi}_{0,t'}(x,y,z,t) = \frac{Q}{(2\pi)^{3/2} \sigma_{x,t'} \sigma_{y,t'} \sigma_{z,t'}} \exp - \frac{1}{2} \left[\frac{(x-x_0 - \overline{U}_t \cdot t)^2}{\sigma_{x,t'}^2} + \frac{(y-y_0)^2}{\sigma_{y,t'}^2} + \frac{(z-z_0)^2}{\sigma_{z,t'}^2} \right]$$

moyennant les relations complémentaires :

$$(4) \frac{\partial \sigma_{x,t'}^2}{\partial t} = 2 K_{x,t'} ; \quad \frac{\partial \sigma_{y,t'}^2}{\partial t} = 2 K_{y,t'} ; \quad \frac{\partial \sigma_{z,t'}^2}{\partial t} = 2 K_{z,t'}$$

L'expression (3) signifie qu'une quantité de matière Q , émise à l'instant $t = 0$ au point de coordonnées x_0, y_0, z_0 , donne, au bout d'un temps de transfert t , au point de coordonnées x, y, z , une concentration moyenne $\overline{X_{0,t}}$ relative à la durée t' .

La distribution, à l'instant t de $\overline{X_{0,t}}$ autour du point de coordonnées $x_0 + U_{t',t}, y_0, z_0$ est trigaussienne d'écart types $\sigma_{x,t'}, \sigma_{y,t'}, \sigma_{z,t'}$. Ces écarts-types sont considérés comme des fonctions du temps de transfert t seul.

I.1.2 - Ecarts-types de diffusion $\sigma_{x,t'}(t), \sigma_{y,t'}(t), \sigma_{z,t'}(t)$ utilisés initialement

Dans un premier temps, on a utilisé des valeurs expérimentales des écarts-types $\sigma_{x,t'}(t), \sigma_{y,t'}(t), \sigma_{z,t'}(t)$ déduites de très nombreuses observations ou expérimentations en vraie grandeur. Une synthèse de ces mesures, publiée par la SANDIA CORPORATION en 1966 [3], fournit des valeurs pratiques pour une durée t' égale à t sous la forme [fig. 1]:

- d'une courbe donnant, en fonction du temps de transfert t , l'écart-type horizontal $\sigma_{h,t}(t)$ (on suppose $\sigma_{x,t}(t) = \sigma_{y,t}(t)$) valable pour une atmosphère thermiquement neutre, stable ou instable,

- de deux courbes donnant, toujours en fonction du temps de transfert t , l'écart-type vertical $\sigma_{z,t}(t)$ pour deux conditions de stabilité verticale de l'atmosphère, l'une dite troposphérique moyenne (diffusion normale) l'autre dite stratosphérique moyenne (diffusion faible).

Pour les besoins des calculs, on a déduit des courbes précédentes les formules suivantes :

$$(5) \quad \sigma_{h,t} = (A_h t)^{k_h} \quad \text{et} \quad \sigma_{z,t} = (A_z t)^{k_z}$$

où les coefficients A_h, A_z, k_h, k_z sont des constantes dans de larges intervalles de temps de transfert t .

Les valeurs de A_z et k_z dépendent également des conditions de stabilité atmosphérique (diffusion normale ou faible).

Il est important de noter que la SANDIA précise dans son rapport que, pour la majorité des essais, le temps de transfert t (Travel Time) a été

défini comme le quotient de la distance du point de mesure à la source (Sampling distance) par la vitesse moyenne du vent (Mean wind speed) sur une durée égale à t .

Les valeurs des écarts-types fournies par la SANDIA sont donc utilisables dans les expressions (3) et (4) du paragraphe I.1.1 avec la même signification en posant $t' = t$ et moyennant les mêmes hypothèses.

I.2 - Corrections des écarts-types $\sigma_{x,t}(t)$, $\sigma_{y,t}(t)$, $\sigma_{z,t}(t)$ de la SANDIA en fonction du module de la vitesse du vent.

B. CRABOL [4] a évalué l'influence de la vitesse du vent sur les écarts-types $\sigma_{i,t}(t)$ pour la direction i à partir de considérations théoriques basées sur la formulation de TAYLOR d'une part et d'expériences de simulation en veine hydraulique des transferts de masse dans une atmosphère neutre d'autre part. Il propose pour les $\sigma_{i,t}(t)$ l'expression suivante [4] :

$$(6) \quad \sigma_{i,t}^2(t) = \overline{v_{i,\infty}'^2} \quad t^2 \int_0^{\infty} F_{L,i}(n) \frac{\sin^2(\pi n t)}{(\pi n t)^2} \left(1 - \frac{\sin 2\pi n t}{2\pi n t}\right) dn$$

où :

t = durée d'observation égale au temps de transfert ($t=t'$)

$\overline{v_{i,\infty}'^2}$ = moyenne quadratique des fluctuations de vitesse Lagrangiennes dans la direction i , pour un temps d'observation infiniment long

$F_{L,i}(n)$ = répartition spectrale (n est la fréquence) lagrangienne de l'énergie turbulente pour la direction i

La quantité $\left(1 - \frac{\sin 2\pi n t}{2\pi n t}\right)$ constitue un filtre passe-haut et traduit le fait que l'observation sur une durée finie t d'une grandeur fluctuante telle que v_i' ne prend pas en compte les fluctuations de période supérieure à cette durée d'observation.

On a en effet, pour une grandeur sinusoïdale d'amplitude $v = a \sin 2\pi n t$ et de fréquence n , observée sur une durée t :

$$(7) \quad \overline{\frac{v^2}{t}} = \overline{\frac{v^2}{\infty}} \left(1 - \frac{\sin 2\pi n t}{2\pi n t} \right)$$

La quantité $\frac{\sin^2 \pi n t}{(\pi n t)^2}$ constitue un filtre passe-bas dont la fréquence de coupure diminue lorsque le temps de transfert t augmente. Ce filtre exprime le fait que, lorsque le temps de transfert augmente, ce sont les turbulences basses-fréquences qui contribuent de plus en plus à l'évolution de $\sigma_{i,t}(t)$.

Pour mener à bien le calcul des $\sigma_{i,t}(t)$ conformément à la formule (6), il reste à connaître la répartition spectrale lagrangienne $F_{L,i}(n)$ de

l'énergie turbulente pour la direction i . Cette grandeur n'est pas accessible facilement par la mesure et ne peut être en fait obtenue qu'à partir de la répartition spectrale eulérienne $F_{E,i}(n)$ de l'énergie turbulente qui seule peut être déterminée de façon simple expérimentalement.

Trois hypothèses ont été faites :

1 - Il existe entre les grandeurs $F_{L,i}(n)$ et $F_{E,i}(n)$ une relation du type de celle proposée par HAY et PASQUILL [5] :

$$F_{L,i}(n) = B F_{E,i}(Bn)$$

où B varie en fonction de l'intensité turbulente et par suite en fonction de la fréquence n . Toutefois, B peut être considéré comme constant dans de larges domaines de fréquences [6]. L'introduction du facteur B revient à remplacer n par $\frac{n}{B}$ dans les fonctions filtres de l'expression (6).

2 - L'énergie turbulente globale est la même dans les directions longitudinale et transversale et ne dépend pas, pour ces directions, de la stabilité thermique de l'atmosphère. Ceci revient à supposer que :

$$\sigma_{x,t}(t) = \sigma_{y,t}(t) = \sigma_{h,t}(t) \text{ pour une atmosphère stable, instable ou neutre.}$$

3 - Le spectre énergétique eulérien de la turbulence atmosphérique $F_{E,i}(n)$ peut être séparé en deux parties [8] :

- une partie "basse fréquence" dont l'énergie est indépendante de la vitesse moyenne du vent \overline{U}_t

- une partie "haute fréquence" dont l'énergie dépend de \overline{U}_t et caractérise la turbulence engendrée par frottement sur le sol.

Pratiquement, pour les directions longitudinale et transversale, la partie "basse fréquence" est tirée [8] [4] de la répartition spectrale eulérienne de l'énergie turbulente obtenue par VAN DER HOVEN en atmosphère neutre, dans la direction longitudinale et pour une vitesse du vent de l'ordre de 10 m.s^{-1} [7]. La partie "haute fréquence" a été déterminée à partir de mesures de turbulence en veine hydraulique dans les directions longitudinale et transversale [4].

L'écart-type de diffusion horizontal $\sigma_{h,t}(t)$, considéré comme la moyenne des écarts-types longitudinal et transversal calculés par la formule (6) est représenté sur la figure 2 : la courbe SANDIA I (Fig. 1 et 2) est ainsi remplacée par un faisceau de courbes paramétrées par la vitesse moyenne du vent (définie sur le temps de transfert t) pour les courts temps de transfert. Ces courbes se confondent en une courbe unique pour les temps de transfert approximativement supérieurs à 2000 sec.

Pour la direction verticale, on a conservé la distinction initiale entre l'atmosphère thermiquement instable ou neutre et l'atmosphère stable :

- en atmosphère instable ou neutre, (Fig. 3), on a utilisé, pour la partie "haute fréquence" du spectre, les résultats expérimentaux de B. CRABOL [4] obtenus en veine hydraulique à partir de mesures de turbulence dans la direction verticale. La partie "basse fréquence" du spectre proposée par VAN DER HOVEN pour la direction longitudinale a été réduite par approximations successives en commençant par les fréquences les plus basses. Le calcul a été conduit jusqu'à ce que l'écart-type $\sigma_{z,t}(t)$ calculé selon la formule (6) coïncide, pour les grands temps de transfert et une vitesse moyenne du vent de l'ordre de 5 m.s^{-1} , avec l'écart-type proposé par la SANDIA (courbe SANDIA II - Fig 1 et 3) pour cette même vitesse.

- en atmosphère stable, (Fig.4), faute de données expérimentales, le spectre obtenu dans la direction verticale en atmosphère neutre a été à nouveau réduit par approximations successives, en commençant par les fréquences les plus basses jusqu'à ce que l'écart-type $\sigma_{z,t}(t)$ calculé selon la formule (6) coïncide, pour les grands temps de transfert et une vitesse moyenne du vent de l'ordre de 1 m.s^{-1} , avec l'écart-type proposé par la SANDIA pour cette même vitesse (courbe SANDIA III - Fig. 1 et 4).

II - COUPLAGE ADVECTION-DIFFUSION POUR LE CALCUL DES ECARTS-TYPES DE DIFFUSION RELATIFS A UNE "BOUFFEE"

II.1 - Extension de la formule (3) du § I.1.1

La formule (3) du § I.1.1 a été établie pour une turbulence homogène et stationnaire : les quantités $\overline{U_t}$, et $\overline{U_t'^2}$ où U_t' est la fluctuation de la vitesse du vent par rapport à la valeur moyenne $\overline{U_t}$, sont indépendantes des coordonnées d'espace x, y, z (hypothèse d'homogénéité) et de l'instant origine à partir duquel est comptée la durée t' (hypothèse de stationnarité).

Supposons maintenant que l'on dispose du champ, variable dans l'espace et le temps, des vecteurs vitesses moyens du vent définis sur une durée t' : on peut alors définir la trajectoire moyenne, relative à t' , d'une quantité Q de matière émise à l'instant $t = 0$ au point de coordonnées x_0, y_0, z_0 (Fig. 5).

Le point P (Fig. 5) a pour abscisse développée selon l'axe brisé \vec{X} :

$$(8) \quad \vec{X} = \sum_{j=1}^i \overline{U_{j,t'}} t' + \overline{U_{i+1,t'}} (t - it')$$

où t est le temps de transfert. Il dépend de t' et des vitesses moyennes $\overline{U_{j,t'}}$.

On écrit alors, comme au § I.1.1, qu'une quantité de matière Q , émise à l'instant $t = 0$ au point de coordonnées x_0, y_0, z_0 donne au bout du temps t au point de coordonnées x, y, z , une concentration moyenne $\overline{\chi_{0,t}}$. La distribution de $\overline{\chi_{0,t}}$ autour de son maximum au point de coordonnées $x_0 + \vec{X}, y_0, z_0$ est tri-gaussienne d'écart-types

$\sigma_{x,t'}(t)$, $\sigma_{y,t'}(t)$, $\sigma_{z,t'}(t)$:

$$(9) \overline{\chi_{0,t'}(x,y,z,t)} = \frac{Q}{(2\pi)^{3/2} \sigma_{x,t'}(t) \sigma_{y,t'}(t) \sigma_{z,t'}(t)} \exp - \frac{1}{2} \left[\frac{(x - x_0 - \overline{X})^2}{\sigma_{x,t'}^2(t)} + \frac{(y - y_0)^2}{\sigma_{y,t'}^2(t)} + \frac{(z - z_0)^2}{\sigma_{z,t'}^2(t)} \right]$$

II.2 - Détermination des écarts-types de diffusion

$\sigma_{x,t'}(t)$, $\sigma_{y,t'}(t)$, $\sigma_{z,t'}(t)$

II.2.1 - Remarque préliminaire

Dans la formule (8), les valeurs $\overline{U_{j,t'}}$ représentent généralement des moyennes arithmétiques sur la durée t' du module du vecteur vitesse. Ces valeurs sont en effet les seules que l'on puisse obtenir par anémométrie classique et donc utiliser.

En toute rigueur, il y a lieu de considérer le module $U_{j,t'}$ de la moyenne géométrique du vecteur vitesse sur la durée t' . Il en résulte que le temps de transfert t de la formule (8) doit être remplacé, pour le calcul des $\sigma_{i,t'}$ ($i = x, y, z$), par un temps de transfert t'' , supérieur à t , comme le montre le calcul qui suit :

En effet, si l'on désigne par :

\overline{V}_i , $\overline{\Theta}_i$ le module moyen et l'argument moyen de la vitesse du vent entre les instant $(i - 1) T'$ et $i T'$ pour $i = 1$ à n et T' fixé

\overline{V} , $\overline{\Theta}$ les moyennes arithmétiques des \overline{V}_i et $\overline{\Theta}_i$ pour $i = 1$ à n

V , Θ le module et l'argument de la moyenne géométrique (plus représentative de la réalité physique que la moyenne arithmétique) des vecteurs de module \overline{V}_i et d'argument $\overline{\Theta}_i$.

On obtient les expressions suivantes :

$$(10) \quad n^2 v^2 = \sum_{i=1}^n \overline{v}_i^2 + 2 \sum_{j=1}^{n-1} \sum_{i>j}^n \overline{v}_j \overline{v}_i \cos(\overline{\theta}_j - \overline{\theta}_i)$$

$$(11) \quad n^2 \overline{v}^2 = \sum_{i=1}^n \overline{v}_i^2 + 2 \sum_{j=1}^{n-1} \sum_{i>j}^n \overline{v}_j \cdot \overline{v}_i$$

d'où l'on déduit manifestement que :

$$(12) \quad v < \overline{v}$$

dès que l'une au moins des quantités $(\overline{\theta}_j - \overline{\theta}_i)$ est différente de 0.

La formule (8) s'écrit alors :

$$(13) \quad X = \sum_{j=1}^i \overline{U}_{j,t'} t' + \overline{U}_{i+1,t'} (t - it') = \sum_{j=1}^{i'} U_{j,t'} \cdot t' + U_{i'+1,t'} (t'' - i't')$$

où $i' \geq i$ si l'on considère le même point d'arrivée P, et

avec $U_{j,t'} < \overline{U}_{j,t'}$ quelque soit j.

D'où l'on déduit :

$$t'' > t$$

La formule (9) devient :

$$(14) \quad \overline{\chi}_{0,t'}(x,y,z,t) = \frac{Q}{(2\pi)^{3/2} \sigma_{x,t'}(t'') \sigma_{y,t'}(t'') \sigma_{z,t'}(t'')} \exp - \frac{1}{2} \left[\frac{(x-x_0 - X)^2}{\sigma_{x,t'}^2(t'')} + \frac{(y-y_0)^2}{\sigma_{y,t'}^2(t'')} + \frac{(z-z_0)^2}{\sigma_{z,t'}^2(t'')} \right]$$

Le temps t'' dépend de t' et t .

II.2.2 - Calcul des écarts-types $\sigma_{x,t'}(t'')$, $\sigma_{y,t'}(t'')$, $\sigma_{z,t'}(t'')$

On a vu au paragraphe précédent que la durée t' sur laquelle sont calculées les moyennes arithmétiques $\overline{U_{j,t'}}$ du module de la vitesse du vent (les seules pratiquement disponibles) imposait, pour le calcul des écarts-types intervenant dans la forme (14), de prendre en compte un temps de transfert t'' supérieur à t .

La durée t' a une autre influence, dont l'effet est contraire au précédent, sur les $\sigma_{i,t'}(t'')$: lorsque la trajectoire moyenne de la quantité de matière Q est déterminée à partir des valeurs moyennes $U_{j,t'}$, une partie des tourbillons de période supérieure à t' est prise en compte dans la définition de cette trajectoire. Cette partie de la turbulence ne doit pas être à nouveau considérée dans le calcul des $\sigma_{i,t'}(t'')$.

Pour rendre compte de cet effet, on a repris la formule (6) proposée par B. CRABOL, modifiée de la façon suivante :

$$(15) \sigma_{i,t'}^2(t'') = \overline{v_{i,\infty}^2} t''^2 \int_0^{\infty} F_{L,i}(n) \frac{\sin^2 \pi n t''}{(\pi n t'')^2} \left(1 - \frac{\sin 2\pi n T}{2\pi n T} \right) dn$$

où t'' est le temps de transfert réel tel que défini au § II.2.1 pour un temps de transfert t défini selon la formule (8) et T une fonction de t' et t'' c'est à dire finalement de t' et t .

Il reste à déterminer les fonctions $t''(t',t)$ et $T(t',t)$.

Pour définir la fonction $t''(t',t)$, des campagnes de mesures météorologiques sont actuellement en cours sur le site français de Cadarache qui est caractérisé par une forte fréquence d'occurrence de vents à faibles vitesses. Quant à la fonction T , on tente à l'heure actuelle de l'approcher numériquement par "calage" sur des valeurs expérimentales d'écarts-types de diffusion obtenues lors de campagnes de simulation in situ

par traceurs réalisées sur le même site de Cadarache.

CONCLUSION

Les écarts importants constatés entre les mesures de concentrations de traceur réalisés dans des situations de vents faibles lors de plusieurs campagnes de simulation in situ et les prévisions fournies par nos codes de calcul actuels nous ont amenés à reconsidérer les données d'entrée introduites dans ces codes : paramètres météorologiques et écarts-types de diffusion, les premiers ayant une influence déterminante sur les seconds.

On a pu ainsi :

- quantifier l'influence du module de la vitesse du vent sur les écarts-types de diffusion, qui résulte du comportement différent, vis-à-vis de ce module, des structures turbulentes atmosphériques à petite échelle et à grande échelle ,
- caractériser, par la définition de deux fonctions t'' et T , l'influence de la durée t' , sur laquelle sont moyennés les paramètres météorologiques, sur les valeurs des écarts-types de diffusion qu'il faut introduire dans les calculs prévisionnels de la dispersion atmosphérique.

La détermination des fonctions t'' et T est actuellement en cours : pour la fonction t'' elle est effectuée expérimentalement à partir des résultats des campagnes de mesures météorologiques sur le site de Cadarache ; pour la fonction T , elle est empirique et basée sur le "calage" avec des résultats de campagnes de simulation in situ par traceur sur le même site.

Cette détermination doit conduire, pour un module constant donné de la vitesse du vent moyennée sur une durée t' , à l'établissement d'un faisceau de courbes, paramétrées par cette durée t' , donnant l'évolution en fonction du temps de transfert t (tel que défini en II.1) des écarts-types de diffusion atmosphérique, dans les directions horizontale et verticale et pour différentes conditions de stabilité verticale de l'atmosphère.

Ces nouvelles valeurs des écarts-types de diffusion associés à une "bouffée" permettront de prévoir la dispersion dans l'atmosphère résultant d'un rejet d'étendue spatiale et temporelle quelconque : le rejet est alors considéré comme un ensemble d'émissions simultanées ou successives de "bouffées". Un code de calcul ICAIR 2, basé sur ce principe, est actuellement opérationnel. Il prend en compte des données météorologiques variables dans l'espace et dans le temps (y compris la stabilité verticale de l'atmosphère) : chaque "bouffée", partie élémentaire d'un rejet quelconque, évolue ainsi indépendamment des autres et s'adapte en permanence aux conditions météorologiques du lieu où elle se trouve à l'instant où elle s'y trouve.

Muni de ses nouveaux paramètres d'entrée, le code ICAIR 2 devrait constituer un outil particulièrement bien adapté pour l'étude des conséquences, sur le plan de la dispersion atmosphérique, d'un rejet accidentel, notamment d'une centrale nucléaire, pour des conditions météorologiques rapidement fluctuantes.

BIBLIOGRAPHIE

- [1] A. DOURY.- Une méthode de calcul pratique et générale pour la prévision numérique des pollutions véhiculées par l'atmosphère
Rapport CEA-R-4280 (Rév. 1) 1976 - CEA /DEPARTEMENT DE SURETE NUCLEAIRE/CEN FONTENAY-AUX-ROSES
- [2] J.P. MAIGNÉ . - Prévision quantitative des transferts de polluants par l'atmosphère.- Rapport DSN/198/1978 -
CEA /DEPARTEMENT DE SURETE NUCLEAIRE/CEN FONTENAY-AUX-ROSES.
- [3] K.D. HAGE, G. ARNASON, N.E. BOWNE, P.S. BROWN, W.D. ENTREKIN, M. LEWITZ, J.A. SEKORSKI.- Particle Fallout and Dispersion in the Atmosphere.- Final Report, SC-CR 66 - 2031, Aerospace Nuclear Safety, Sandia Corporation, 1966.
- [4] B. CRABOL.- Contribution à l'étude de la simulation en laboratoire des transferts de masse en atmosphère neutre.-
Rapport CEA-R-5010 - 1979. COMMISSARIAT A L'ENERGIE ATOMIQUE - DEPARTEMENT DE SURETE NUCLEAIRE/CEN FONTENAY-AUX-ROSES.
- [5] HAY J.S. et PASQUILL F. - Diffusion from a continuous source in relation to the spectrum and scale of turbulence - Advances in géophysics, 6, 345-1959.
- [6] PHILIPS J.R. - Relation between Eulerian and Lagrangian statistics. The physics of fluids, supplement, p.69-71, 1967.
- [7] VAN DER HOVEN I.- Power spectrum of horizontal wind speed in the frequency range from 0,0007 to 900 cycles per hour. J. Meteorol., 14, p.160, 1967?
- [8] B. CRABOL.- Considérations sur le spectre de la turbulence atmosphérique et sa possibilité de simulation en laboratoire et lois des écarts-types de distribution de pollution.
Communication RISØ-DANEMARK - Avril 1980.

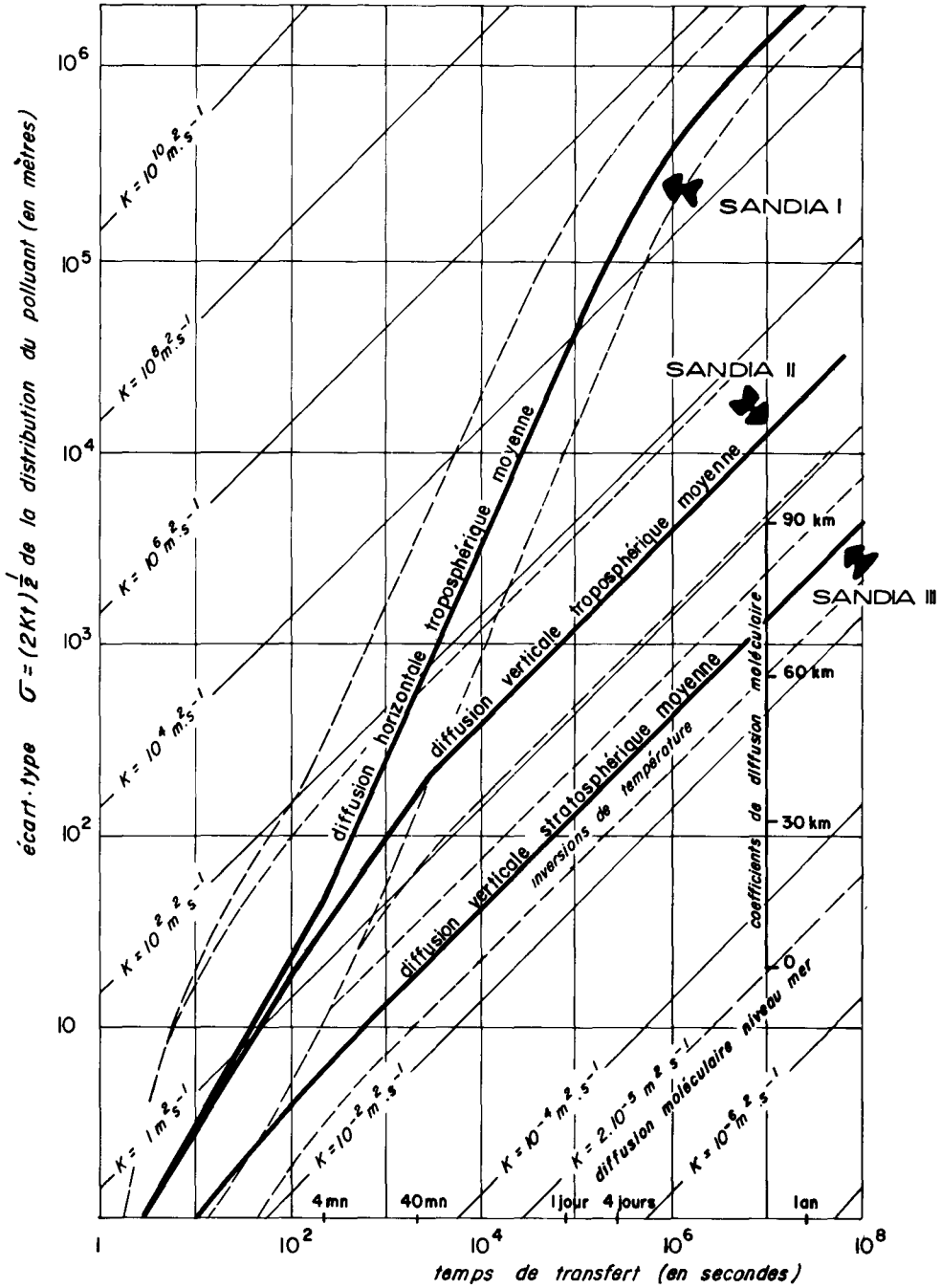
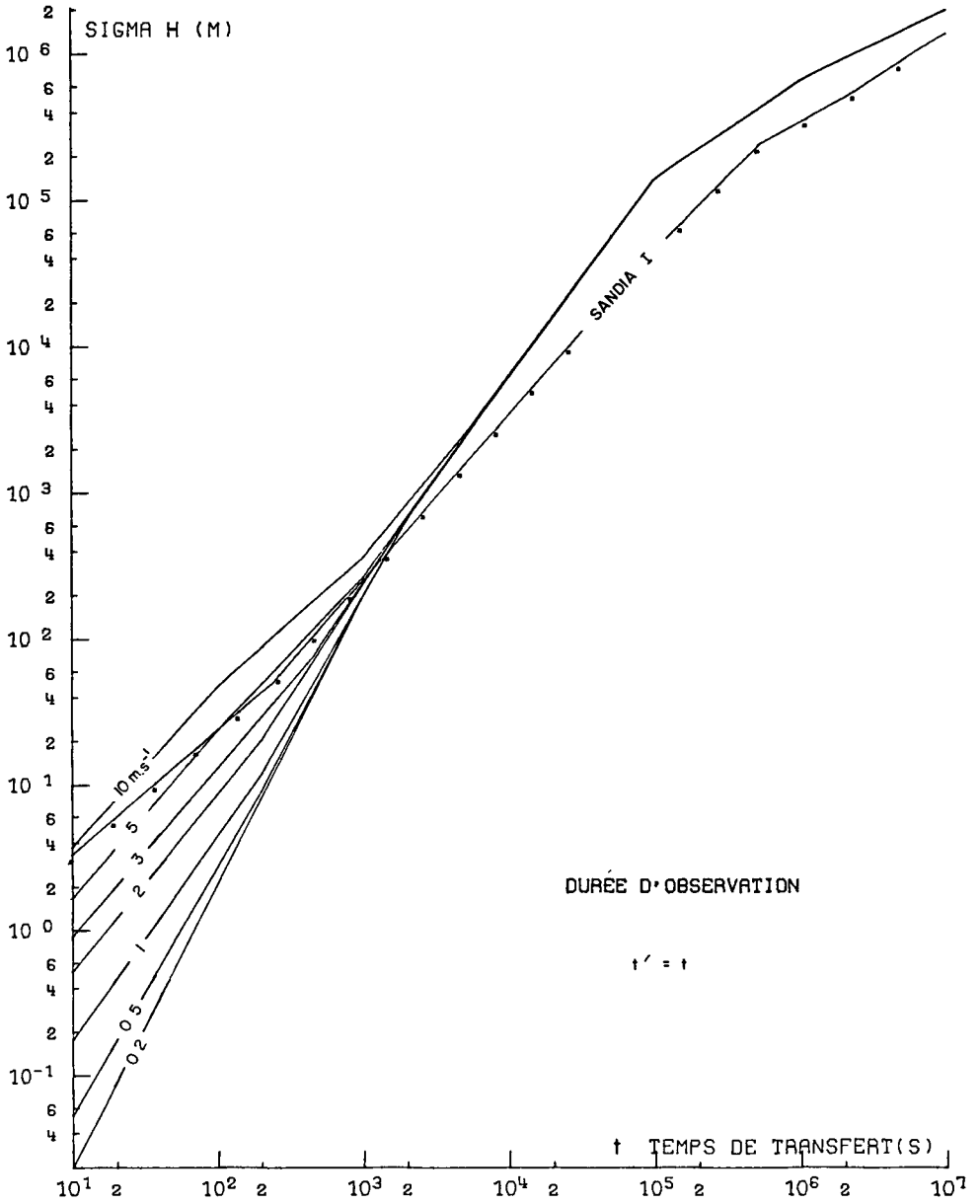
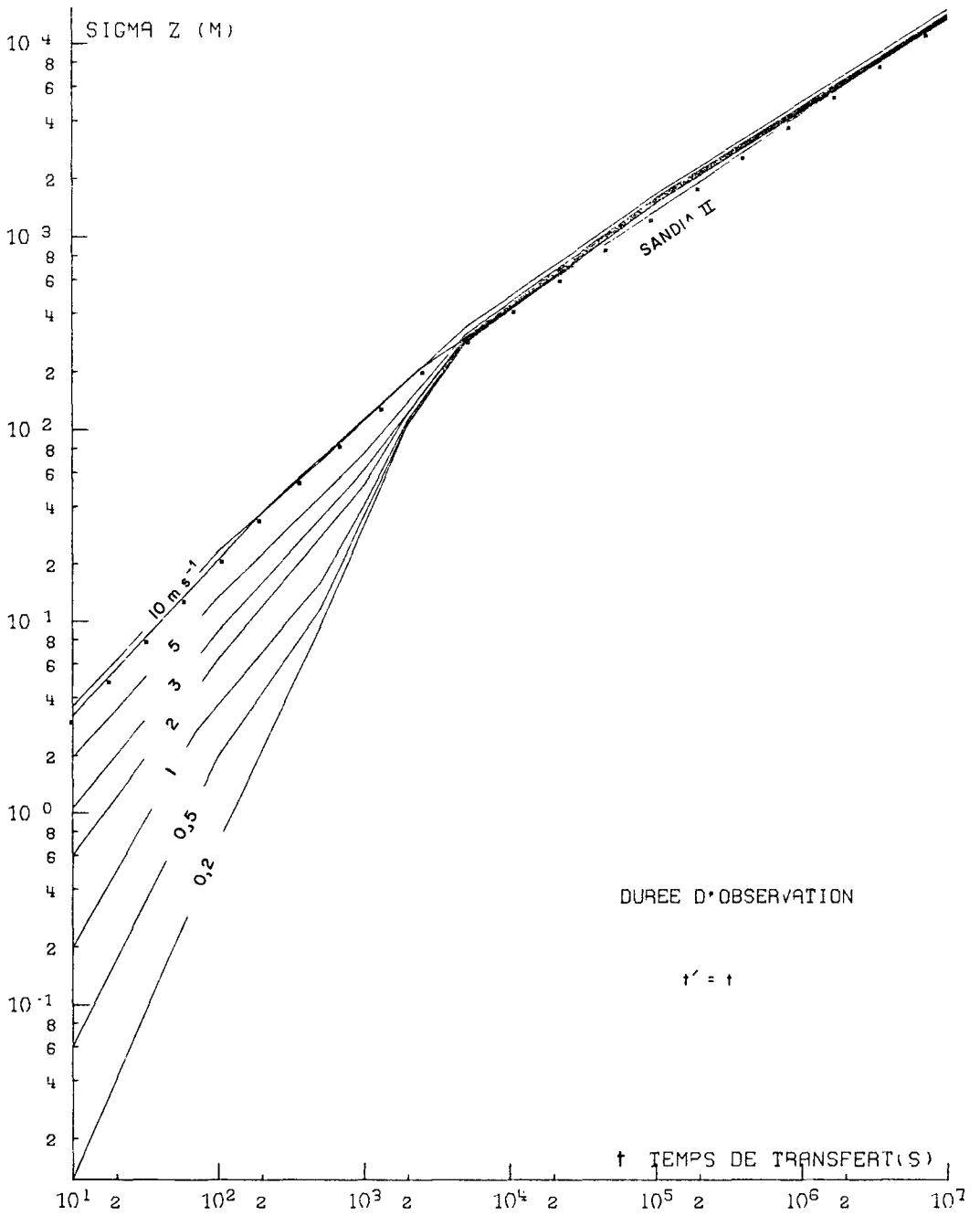


fig 1. écart-type de la distribution des particules émises par une source ponctuelle en fonction du temps de transfert et par rapport à leur localisation moyenne

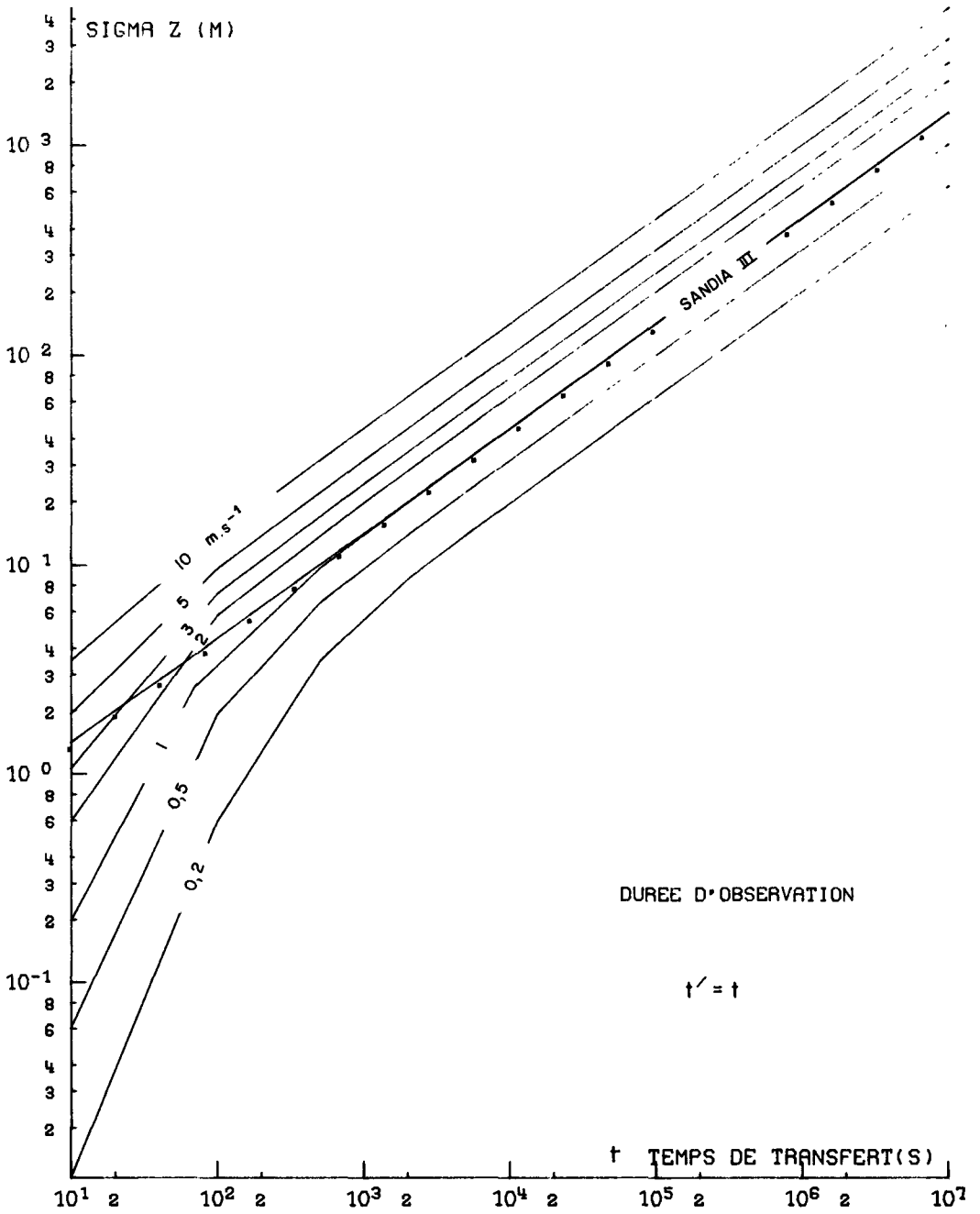


DIFFUSION HORIZONALE
FIGURE 2



DIFFUSION VERTICALE (ATMOSPHERE NEUTRE)

FIG 3



DIFFUSION VERTICALE (ATMOSPHERE STABLE) AG 4

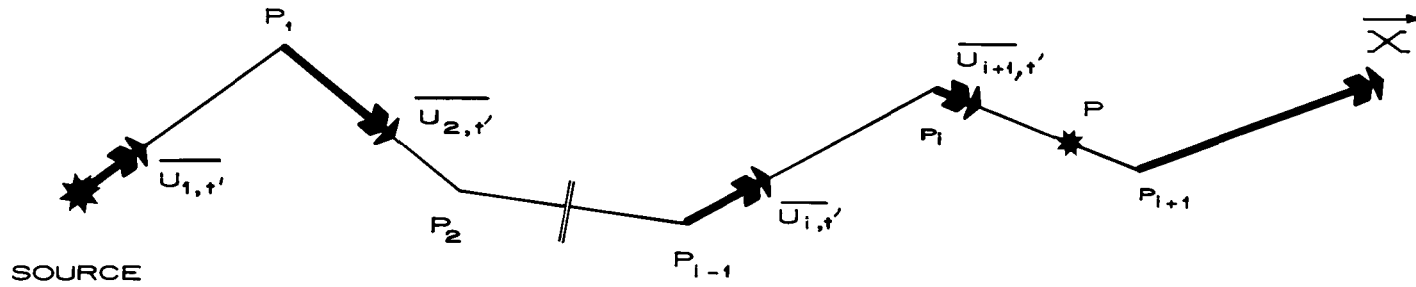


fig 5 · trajectoire moyenne définie sur une durée t' d'un polluant dans l'atmosphère.

PANEL SESSION

Participants

- HUBSCHMANN W.G. Kernforschungszentrum
KARLSRUHE, B.R. Deutschland
- CAGNETTI P. Centro Studi Nucleari
della Casaccia del CNEN
ROMA, Italia
- KRISTENSEN L. Risø National Laboratory
ROSKILDE, Denmark
- SCRIVEN R.A. Central Electricity Research Laboratories
LEATHERHEAD, United Kingdom
- BULTYNCK H. Centre d'Etudes Nucléaires
MOL, Belgique
- GRANDIN M. Commissariat à l'Energie Atomique
CADARACHE, France

CONCLUSIONS OF THE SEMINAR - CONCLUSIONS DU SEMINAIRE
ERGEBNISSE DES SEMINARS

Summaries of sessions, presented by the Chairmen
Résumés des sessions, présentés par les Présidents respectifs
Zusammenfassende Referate der einzelnen Sitzungspräsidenten

W.G. HÜBSCHMANN

Die drei Sprecher der ersten Sitzung berichteten über die Freisetzung aus

- gasgekühlten Reaktoren,
- Leichtwasser-Reaktoren und
- schnellen natriumgekühlten Reaktoren.

Dieses Gebiet wurde nur kurz behandelt, da es ein Randgebiet dieses Seminars darstellt. Dennoch ist es eines der schwierigsten Themen der Tagung, welches noch viele ungelöste Probleme aufweist. Charakteristische Unterschiede des Standes der Kenntnis bezüglich hypothetischer Unfälle wurden beim Vergleich der 3 Reaktortypen sichtbar.

Die Details der Auslegung dieser Reaktortypen werden in dieser Zusammenfassung übersprungen. Allgemein lässt sich feststellen, dass grössere Aktivitätsfreisetzungen nur bei einem Niederschmelzen des Kerns zu erwarten sind.

Im folgenden werden die wesentlichen Charakteristika der Analyse schwerer Unfälle und des Schutzes gegen solche zusammengestellt und verglichen, s. Tab. 1. Dabei gibt es sowohl solche Charakteristika, die lediglich auf der Funktionsweise des Reaktors beruhen, als auch solche, die mehr der unterschiedlichen Sicherheitsphilosophie der einzelnen Nationen entsprechen.

1. Gasgekühlter Reaktor (GCR Gas Cooled Reactor)

Für die britischen Reaktoren gilt das Strahlenschutzprinzip:
"as low as reasonably practicable": so niedrig wie vernünftigerweise erreichbar.

Der Auslegungsstörfall ("Design basis accident, DBA") bestimmt die Auslegung des Sicherheitsbehälters. Als Kriterium bei hypothetischen Unfällen wurden zusätzliche Begrenzungsstufen für die Jod-131-Freisetzung eingeführt, die noch unter der sog. "Farmer-Kurve" liegen, s. Abb 1. Da schwere Unfälle im GCR langsam ablaufen, werden massive Freisetzungen wie z.B. PWR 1 oder PWR 2 (s. Kap. 2) nicht befürchtet. Jod-131 stellt noch immer das Leitnuklid dar. Es wurde noch keine vollständige Risikoanalyse durchgeführt; aber Einzelunfälle sind analysiert (z.B. das Niederschmelzen in einem einzelnen Kühlkanal), und die Freisetzungsraten wurden angegeben.

2. Leichtwasser-Reaktor (LWR Light-Water Reactor)

Es gilt das übergeordnete Strahlenschutz-Prinzip "ALARA - as low as reasonably achievable" - in den USA bzw. "so niedrig wie möglich" - unter Berücksichtigung des Standes von Wissenschaft und Technik - in der Bundesrepublik Deutschland. Die Auslegung des Sicherheitsbehälters wird durch den DBA bestimmt. Es gibt keine zusätzliche Beschränkung hinsichtlich hypothetischer Unfälle. Massive Freisetzungen sind aber denkbar, wobei folgende Randbedingungen den Unfallablauf beeinflussen können:

- hoher Primärdruck,
- gespeicherte thermische Energie,
- Möglichkeit der Dampfexplosion.

Es wurden bisher zwei vollständige Risiko-Analysen (WASH-1400 und die "Deutsche Risiko-Studie Kernkraftwerke" DRS) und mehrere Teilanalysen durchgeführt. Die ersten lieferten die Freisetzungsmatrizen der jeweiligen Unfälle:

WASH-1400 { 9 Unfallkategorien für PWR (single containment), PWR1;PWR9,
 { 6 Unfallkategorien für BWR (double containment), BWR1;BWR6,
DRS: 8 Freisetzungskategorien für PWR, FK1;FK8

Bei der Analyse hypothetischer Unfälle sind u.a. noch folgende wesentlichen Lücken feststellbar:

- Möglichkeit und Effektivität der Dampfexplosion,
- Beitrag kleinerer Kühlmittel-Leckagen zum Gesamtrisiko.

3. Schneller Brutreaktor (FBR Fast Breeder Reactor)

Das Auslegungsprinzip ist das gleiche wie beim LWR. Die Auslegung des Sicherheitsbehälters und der Sicherheitseinrichtungen wird durch die Auslegungsunfälle (dies können mehrere sein) bestimmt. Diese schliessen auch solche mit ein, die bei den thermischen Reaktoren als hypothetisch eingestuft werden (Niederschmelzen).

Es sind verstärkte Sicherheitsmassnahmen erforderlich (z.B. 3 unabhängige Abschaltssysteme bei Phénix).

Die Möglichkeiten für eine massive Freisetzung von Spaltprodukten sind bedingt durch :

- hohe Leistungsdichte,
- positiver Voidkoeffizient,
- zweite Kritikalität nach Niederschmelzen,
- Natrium-Brand,
- evtl. Natrium-Explosion.

Es existiert noch kein vollständiger Satz von Freisetzungsdaten, und es wurde noch keine umfassende Risiko-Analyse durchgeführt.

Folgende Informationslücken sind noch zu schliessen:

- Natrium-Aerosol-Verhalten in der Atmosphäre (Auswaschung),
- Natrium-Explosion,
- Risiko-Analyse.

W.G. HÜBSCHMANN

The three speakers in Session I reported on radioactive releases from

- gas cooled reactors
- light-water reactors and
- sodium-cooled fast breeder reactors.

Although this area (which was a fringe area as far as this Seminar was concerned) was not examined in depth, it nevertheless constitutes one of the most difficult among the topics discussed, with a large number of problems still remaining unsolved. Comparison of the three types of reactor revealed characteristic differences in the state of knowledge as regards hypothetical accidents.

This summary will not dwell on the design details of these three types of reactor. As a general rule, large-scale radioactive releases can be expected only in the event of a core meltdown.

In the following paragraphs, the analysis of the main characteristics of serious accidents and the relevant protective measures have been collated and compared (see Table 1). Some of these characteristics depend only on the type of reactor while others are more dependent on the various safety philosophies of the individual countries.

1. Gas-cooled reactor (GCR)

The radiation protection criterion for British reactors is that of keeping radiation exposure "as low as reasonably practicable".

The design basis accident (DBA) determines the design of the containment. As a criterion for hypothetical accidents, additional maximum values for releases of iodine-131 have been introduced; these values are still lower than those of the "Farmer curve" (see Fig. 1). Because serious accident situations in GCRs evolve slowly, massive releases on the scale that is possible with PWR 1 or PWR 2 (see Section 2 below) are not to be feared. Iodine-131 is again invariably the main radionuclide involved. No exhaustive risk analysis has yet been carried out, but isolated accident situations have been analyzed (e.g. meltdown in a single channel) and the amounts released quantified.

The possibility of the massive release of fission products will depend on factors such as

- a high power density
- a positive void coefficient
- the recurrence of criticality following meltdown
- a sodium fire
- the possibility of a sodium explosion.

No complete set of release data is yet available, and no comprehensive risk analysis has been carried out in this context.

The following gaps in the available information remain to be filled:

- behaviour of sodium aerosols in the atmosphere (washout);
- sodium explosions;
- risk analyses.

reactor type	DBA design basis accident	hypothetical accident			risk analysis performed	
		design criteria	characteristic	melt-down analysis		main exposure pathway
GCR	+	+	slow transients	single channel	I-131 inhalation	-
LWR	+	-	pressure, therm. energy, steam explosion,	core	ground contamination	+
FBR	+	-	reactivity - void - meltdown Na	core		-

+ relevant, - not relevant/not performed

Tab. 1: Accident Analysis Characteristics

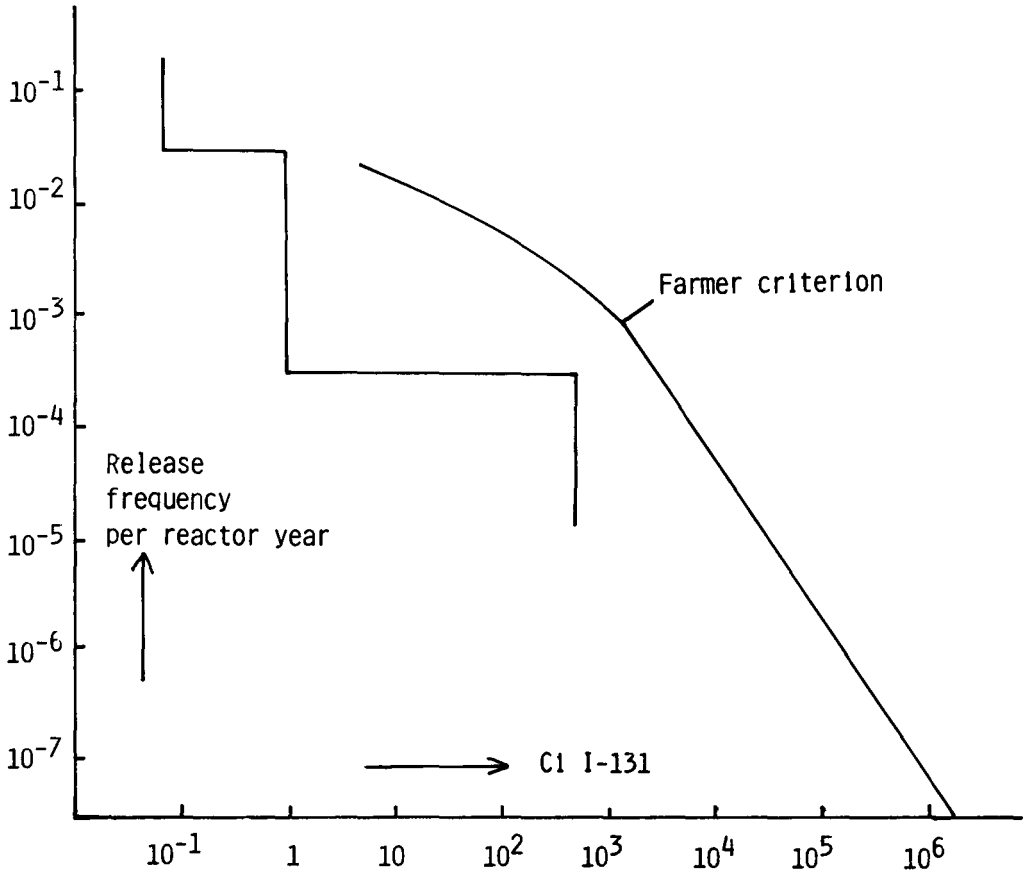


Fig. 1: GCR release criteria

P. CAGNETTI

Lorsque nous avons organisé le présent séminaire, notre but était d'une part de donner aux experts en matière de diffusion atmosphérique une occasion de rencontre et de discussion, d'autre part de leur demander une contribution finale pratique, comme conclusion de leurs expérimentations ou de leurs études théoriques. Nous avons parmi nous en effet un certain nombre de personnes qui, dans les différents pays de la Communauté, s'occupent de l'évaluation des doses aux populations en cas de rejet accidentel pour les analyses préalables de sûreté des installations nucléaires. Je pense que notre but est de donner à ces personnes des outils de calcul, des modèles mathématiques, simples mais qui en même temps reflètent aussi bien que possible la réalité.

Pour résumer la deuxième session, que j'ai eu l'honneur de présider, je peux dire que, bien que la discussion n'ait pas été très vive, nous avons eu un bon nombre de communications, qui ont souligné certains aspects que je considère très importants.

Premièrement, les études sur la persistance des vents: celles-ci me paraissent essentielles pour calculer les conséquences de rejets accidentels prolongés dans le temps, comme c'est en général le cas pour les réacteurs à eau légère (LEWR). Je souhaite que dans le futur ces études se poursuivent pour différents sites, eu égard en particulier à de possibles corrélations avec les situations de stabilité et l'intensité de la vitesse du vent.

Deuxièmement, l'effet des conditions de rugosité du terrain sur la diffusion aux courtes distances: la diffusion, lorsque ces conditions sont réduites au minimum, par exemple dans le cas de diffusion sur des bras de mer, comme c'est très vraisemblable pour des pays tels que le Danemark, la Grande-Bretagne, etc., doit certainement être étudiée plus à fond, eu égard surtout aux possibles effets de fumigation pour les sites côtiers, et aux problèmes de recirculation à l'échelle locale et régionale à cause du retour de brise ou d'autres effets similaires.

Troisièmement, la manière de traiter la diffusion aux moyennes et grandes distances: nous avons entendu avec intérêt, ce qui d'ailleurs confirme l'idée de plusieurs d'entre nous, que dans ce cas ce n'est plus la

distance, mais le temps de transfert qui doit être pris en compte, et si le vent est faible ou nul, cette manière de voir les choses s'étend jusqu'aux courtes distances.

Pour rendre possible les évaluations aux grandes distances, il est essentiel aussi de s'occuper à fond de la détermination des trajectoires, et par conséquent **de l'effet de sinuosité en fonction de la vitesse du vent et des études de déduction des profils verticaux des vents**, à partir des données météorologiques de routine, fournies par les Services Météorologiques Nationaux. Il est bien clair que tout modèle n'est utile que s'il est possible de disposer des données météorologiques requises par son application pratique; à défaut, il ne reste le plus souvent qu'un joli exercice mathématique. Pour cela il faut un modèle aussi simple que possible qui s'appuie le plus possible sur les données expérimentales. Lorsque je pense au titre de la Session II "Influence des phénomènes atmosphériques", je crois pouvoir dire que presque tous les thèmes les plus importants ont été touchés par les communications présentées dans cette Session.

Pour le futur, je réitère mon souhait que l'attention se porte surtout sur les études expérimentales en vraie grandeur pour des sites et des situations particulières, à partir de l'échelle locale et jusqu'à l'échelle régionale. En effet les phénomènes atmosphériques peuvent avoir sur la diffusion une influence particulière, en fonction des sites considérés; par exemple la vallée du Pô en Italie, où l'air **est souvent** calme avec formation de brouillards à forte persistance. Dans une telle situation **la diffusion et le dépôt présentent des caractéristiques** particulières qui, surtout aux courtes distances, pourraient conduire à classer ces conditions **mêmes** comme les plus limitatives en cas d'accident sur des sites pareils. La question est différente aux moyennes et grandes distances, pour lesquelles en général un temps de transfert court et une dispersion minimale des trajectoires consécutives correspondent sûrement aux conditions les plus défavorables.

En conclusion il semble évident que les situation de canalisation d'air dans les vallées, ou bien de directionnalité des brises sur les sites

côtiers ou de montagne, sont celles qu'il faudra étudier le plus à fond, soit par des expériences avec traceurs, soit par la détermination des conditions de stabilité verticale et des champs des vents dans la couche limite, à l'échelle locale et régionale.

La Communauté Européenne devrait, à mon sens, promouvoir une coopération entre les Pays Membres sur ces thèmes principaux de recherches expérimentales pour les étudier de façon plus efficace et moins coûteuse en conjugant les efforts et en évitant d'inutiles duplications.

P. CAGNETTI

When we organized this seminar, we had a dual purpose, firstly to give experts on atmospheric dispersion an opportunity to meet for discussion, and secondly to ask of them a definitive practical contribution as a conclusion to their experiments or theoretical studies. We indeed have among us, from various Community countries, a number of people who are engaged in the evaluation of doses to the population in the case of an accidental release, for the purposes of design safety analyses of nuclear installations. I consider our object is to give these people tools for calculation and mathematical models which are simple, but which also reflect the true situation as accurately as possible.

To sum up the second session, which I had the honour of presiding over, I may say that, although the discussion was not very lively, we had a goodly number of contributions which underlined certain aspects I believe to be very important.

First of all, wind persistence studies: these seem to me essential for calculating the consequences of prolonged accidental releases, such as are usually associated with light-water reactors. I hope that in the future these studies can be carried out at various sites, with a view in particular to possible correlations with stability conditions and wind speed.

Secondly, the effect of surface roughness on dispersion over short distances: when the roughness is minimal, e.g. in the case of diffusion over stretches of sea, as is very likely in countries such as Britain and Denmark, dispersion should certainly be studied in greater depth, especially with regard to possible fumigation effects for coastal sites and to the problems of recirculation on a local and regional scale because of a returning breeze or other similar effects.

Thirdly, how to deal with medium and long-range dispersion: we heard with interest confirmation of an idea held by a number of us, viz. that in this case it is no longer distance but transfer time which has to be taken into account and, if there is little or no wind, this concept has to be extended to short distances.

To permit evaluations over long distances, it is thus essential to consider in detail the determination of trajectories and therefore both the effect of sinuosity as a function of windspeed and those studies performed to deduce the vertical wind profile from routine meteorological data supplied by the national weather services. It is obvious that a model is useful only if the meteorological data required for its practical application are available; otherwise, the model almost always remains no more than an elegant mathematical exercise. For this purpose, as simple a model as possible is required which relies to the maximum extent on experimental data. When I think of the title of Session II, "Atmospheric phenomena influences", I feel I can say that almost all of the most important subjects were touched upon by the papers presented in that Session.

I repeat my hope for the future that attention will be paid more especially to full-scale experimental studies, from local up to regional level, for individual sites and situations. Atmospheric phenomena can indeed have a particular influence on dispersion, depending on the site; for instance, in the Po valley in Italy calms are often present, with the formation of very persistent fogs. Both dispersion and deposition, thereby present specific characteristics such that, especially over short distances, these conditions may be classified as the most limiting for accident situations at such sites. On the other hand, at medium and long distances a short transfer time and minimum dispersion of the resulting trajectories are usually sure to correspond to the least favourable conditions.

In conclusion, it seems clear that situations where air is channelled through valleys, or where breezes show directional trends on coastal or mountain sites, are those which should receive the most detailed study, either by tracer experiments or by determination of vertical stability conditions and windfields in the boundary layer, at local and regional level.

In my view the European Community should promote cooperation between the Member States on these outstanding subjects of experimental research in order to study them more effectively and at less cost by combining our efforts, thereby avoiding fruitless duplication.

L. KRISTENSEN

The modification and dilution by deposition of a plume of pollutants present us with problems which fall in two broad categories:

- 1) the physical, chemical, photochemical, and biochemical processes by which the deposition takes place,
- and
- 2) the effect of the removal of material from the plume on the concentrations and - in case of a nuclear accident - on the doses.

The two types of problems can, to some extent, be dealt with independently. If it is possible to define a limited number of parameters, such as deposition velocities and average removal rates for wet deposition, the first type of problem will be to determine the magnitude of these parameters in given situations, while the second type will be to apply such parameters for the prediction of where the pollutants are going.

In his excellent review on dry deposition J.A. GARLAND (16) points out that with respect to deposition velocities one should divide the effluents into three categories, namely gases, i.e. free Iodine in case of a reactor accident, small aerosols, and large aerosols, where the dividing line is about $1/\mu\text{m}$. For the three types of effluents the transfer mechanisms are different. In his Table 1, GARLAND summarizes these differences. It is clear that since the dry deposition velocities depend very strongly on whether we are talking about a gas or an aerosol of a given size the composition of a plume changes downstream in the sense that the ratios between the constituents change with the distance from the source. Since in addition the terrain, wind speed and the intensity of insolation can change the deposition velocities by orders of magnitudes, it is indeed very questionable if it is possible to simplify the modelling of the dry removal of effluents by means of one or a few deposition velocities.

Because of time limitations GARLAND was not able in his presentation to mention the problems of the behaviour of the deposited material. We are here talking about how long deposited material stays on the ground. This of course will have strong influence on the doses that can be obtained through external gamma doses and doses obtained through ingestion. Also

the problem of resuspension had to be left out. GARLAND's own investigations show that resuspension from grass and soil decreases rapidly with time and is strongly dependent on wind speed. Probably only a few per cent of the totally deposited material is ever resuspended again.

Wet removal of effluents, i.e. below-cloud scavenging (wash-out) or in-cloud scavenging (rain-out), also depends on whether these are gases or particles. For wash-out one usually introduces a removal rate or wash-out coefficient which will be proportional to the rainfall rate, for gases a function of how close the concentration in the water drops is to the equilibrium concentration, and for aerosols a function of aerosol size and drop size in the form of a collection efficiency.

H. GEISS (17) discusses the possibility of assigning standard values of deposition velocities and wash-out coefficients to the simulation of the dispersion of Iodine and aerosols following a reactor accident. His conclusions are that for a reactor accident it is not justified to use one deposition velocity for aerosols, and that it is not possible to suggest a wash-out coefficient. One should take the particle size spectrum into account for dry deposition of aerosols. It is possible to assign a deposition velocity for free Iodine. This velocity is according to GEISS a function of a so-called biological quality factor, the relative humidity, the friction velocity u_* , and the amount of dry matter of vegetation per unit area.

The last four contributions dealt mostly with the modelling of dry and wet deposition. In his paper N.O. JENSEN (18) uses a simple top hat plume model to describe the effect of dry and wet deposition on f.inst. the maximum concentration at a given distance from the source. JENSEN shows how it is possible to use a simple geometrical approach to find "the worst combination of parameters" without going into more complicated computations than can be done by means of a hand-held calculator. He introduces a deposition parameter which is equal to $v_d / (\alpha \bar{u})$ where v_d is the deposition velocity, \bar{u} the mean wind speed and α a vertical diffusion parameter. Since the maximum deposition velocity is roughly equal to u_*^2 / \bar{u} , where u_* is the friction velocity, and since \bar{u} is proportional to u_* , we see the deposition parameter is probably only a weak function of height as long as this is large compared to the roughness length. The problem that one has to specify a reference height for v_d and \bar{u} is therefore eliminated to some extent. JENSEN's model uses source depletion, which means that the deposition is

accounted for by adjusting the source strength with the distance from the source. Since this means that the deposition at the surface corresponds to simultaneous removal of material from the whole plume at that distance, in proportion to the concentration, one should expect that the source depletion assumption could be questionable, when there is a large concentration gradient with height. I. SAVOLAINEN has investigated this question by calculating external cloud gamma doses, the inhalation doses, and the ground gamma doses, by means of a Gaussian plume model with source depletion and a diffusion model with surface depletion. Surface depletion means that the dry removal is modelled as a boundary condition. SAVOLAINEN finds that at moderate distances the calculated ground level concentrations in stable situations are smaller for the surface depletion model than for the source depletion model. Far from the source, in stable conditions, the doses calculated with the surface depletion model are greater because the fraction of the released material is greater than in the case of the source depletion model. By comparing SAVOLAINEN's results with those obtained by HORST (Atmospheric Environment, 11, 41-46 (1977)), who uses a Gaussian model with surface depletion, where the effect of deposition is accounted for by Gaussian diffusion from the surface of concentration deficit, one observes that these two models support each other what the air concentration near the surface is concerned. To me it seems that surface depletion is more realistically describing dry deposition than source depletion, but that HORST's model is more satisfactory because it does not require a specification of a diffusivity K_z in stable condition and solving of a diffusion equation.

The problems of wet scavenging fall again in two categories, as mentioned earlier:

- 1) Wash-out
- and
- 2) Rain-out.

For wash-out it is in principle possible to calculate the deposition as a function of distance from the source, if the collection efficiencies and precipitation rates are specified, the last as function of space and time. In this case the concept of source depletion forms a mathematically correct description of the process. Still, as pointed out by P. CAGNETTI (20), the space- and time variation of the precipitation pattern makes the

situation extremely complicated. He compares two extreme situations, namely one in which the plume has experienced rain throughout its entire travel from the source to the reception point and one in which the rain only occurs at the reception point.

The rain-out or in-cloud scavenging, removing material from the cloud and depositing it elsewhere, will cause as of yet completely unpredictable deposition patterns. As pointed out by F.B. SMITH (14) this can cause on the one hand a significant reduction of doses close to the source, but on the other hand completely unexpected and unnotified large doses hundreds or maybe even thousands of kilometers from the source. A quantitative description of this phenomenon requires as a minimum a good model for cloud dynamics including condensation processes, in particular the effect of condensation nuclei. Returning to the first part of this short summary concerning the physical removal mechanisms, it should be realized that the introduction of extra condensation nuclei into a cloud may have the full range of effects from facilitating immediate precipitation to preventing a precipitation, which would otherwise have taken place.

Finally it should be mentioned that P. BRAG (21) uses available knowledge on wet scavenging to model the modification of the annual radioactive deposition due to the interaction between the routine releases and the plume from the cooling tower of radioactive material.

May I conclude this short summary by pointing to two of the needs for better understanding of the fundamental removal mechanisms:

- 1) There is, as pointed out by GARLAND, only sparse knowledge about dry deposition on surfaces like walls and roofs in urban areas and trees and tall vegetation in rural areas.
- 2) In-cloud scavenging of particles into large-scale storm systems.

The first of these is of great importance in the modelling of a hypothetical reactor accident near a city.

The second is closely related to the problem of long distance transport of effluents.

I hope that this summary has given a fair representation of what has been said at this conference and also has done the subject of "deposition" justice.

R.A. SCRIVEN

In attempting to draw together the main points and common themes of a relatively lengthy session I am reminded of Dr BUSCH's opening remarks to the effect that users and researchers alike have been applying and improving Gaussian models of short range dispersion for well over 20 years. Surely there is little left to be said on this topic? Its continuing popularity lies, of course, in the simplicity of these models and the ease with which the parameters involved can be obtained directly from experimental data. Simplicity is very attractive to users who have little time or wish to be involved with the technical details other than to assess whether some threshold for dose is being exceeded or not. This very simplicity should also be a warning to users that there are basic limitations to the approach. For example, when dispersion conditions vary significantly with height about the level of a release above ground, say due to rough terrain, or atmospheric stability, the Gaussian profile for concentration variation with height will be suspect and more sophisticated models or experimental information should be used. Often, such cases are "avoided" by making the model over-conservative. This approach has some justification on the basis of safety considerations but may also lead to significant penalties in terms of over-design and increased costs so that the relatively cheap process of improving the models can be very cost effective. Four papers in the session dealt with the development of relatively sophisticated models and demonstrated the need for correspondingly sophisticated input information to make them operational.

In giving a brief summary of the position indicated by the papers presented I will comment separately upon these two classes of models and the situations to which they have been applied.

1. Gaussian Models

Gaussian models, particularly those which include allowance for finite mixing depth and ground level deposition, have sufficient accuracy for many purposes, all of which correspond to the conditions when the basic input parameters can be specified with confidence. (The exception relates to deposition which will be mentioned later). These parameters are the lateral spread (σ_y), the vertical spread (σ_z), the source height, the

wind speed at source height, the mixing depth, and the dry deposition velocity or wet removal coefficient. The deposition parameters were covered in Session III and will not be mentioned here. Furthermore, source height, wind speed, and mixing depth have to be regarded as specified variables, either statistically - for long term averages - or for specific studies. This leaves the spreading parameters σ_y and σ_z requiring comment.

For short range applications the situation regarding σ_y was discussed in papers 22, 24, 26 and 32, particularly in the two papers by Mr DOURY, and is satisfactory except in conditions of strong stability (when the suppression of vertical motion due to buoyancy in the release enhances the lateral spread in the early stages of dispersion) and when the wind speed is low so that wind direction fluctuations become important. The effect of averaging time when direction fluctuations are important was considered in the paper 24 by CLARKE. The situation regarding σ_z at short range is also satisfactory except in situations where, as has been mentioned, dispersion conditions change significantly with height in the mixing layer, particularly in the region of the source height. Strictly speaking, the Gaussian form for vertical concentration profile is not applicable under these conditions. Comparisons with results from more sophisticated models are required here. Paper 24 presented a unified approach for applying Gaussian models which is largely based upon results from dispersion experiments and it would be interesting to see comparisons with other approaches.

Returning to the question of deposition, this cannot strictly be included within the Gaussian framework. It has to be grafted on by means of the so-called source depletion method which, in dry conditions, is only accurate some distance downwind of the source when the vertical concentration profile is almost uniform. This criticism was mentioned in the discussion. Deposition is a subject which needs further study, at short range in dry conditions because of the point just made and at all ranges in wet conditions because the removal processes themselves are not fully understood and depend upon the physical/chemical form of the species, the type and intensity of rainfall, and so on.

It is argued that further development is not necessary because the uncertainties in the release conditions for accidents are much greater than the current uncertainties in the models. This may be true for general risk studies but is important to study events under given release conditions, which accords more with the situation following a real accident.

The sensitivity analysis carried out as part of the West German risk studies (Paper 29) indicated that source height and the occurrence (or not) of rainfall were the two most important considerations when evaluating total deposited activity. Effective source height is significantly influenced by the temperature of the material released relative to ambient temperature and to whether or not building entrainment takes place. Both of these factors need to be taken into account. Wet deposition is treated by means of a simple empirical removal coefficient and this needs further study as indicated above. A further area where building entrainment may be important is in the estimation of ground level gamma dose close to the reactor buildings.

A further important application of Gaussian models is to the calculation of probability distributions for ground level doses. Here again the situation is satisfactory except in the conditions mentioned earlier where the data for σ_y and σ_z are insufficient. Paper 30 compared results with experiment and a more sophisticated model and indicated that the Gaussian model gave more cases of very low dose than found in the experiments. This may be due to the longer "tail" of the Gaussian concentration profile than the real plume.

One paper (No 31) used puffs rather than plumes within the Gaussian framework to study a strongly time dependent release. Puff models are important in their own right for short term accidental releases and introduce complications that plume models avoid related to the greater rate of dispersion alongwind than either acrosswind or vertically and the fact that the part of the turbulence spectrum affecting instantaneous puff growth depends upon the size of the puff.

2. Sophisticated Models

As mentioned above Paper 30 describes the numerical solution of the three-dimensional advection-diffusion equation (with constant horizontal diffusion coefficients and a vertical eddy diffusivity profile related algebraically to assumed wind and temperature profiles) and compared results with a Gaussian model and experiment at short distances from the source ($< 1/2$ km). Generally speaking the numerical model gave better results at a distance range where the diffusion approximation would not be expected to be at its best. Comparisons at greater distances would be interesting.

Paper 33 illustrated the effects of fumigation over terrain with varying roughness and heat flux using a two-dimensional boundary layer model where the turbulent flux of mass and heat was assumed proportional to the corresponding flux of momentum. The extension to application over uneven topography was noted, together with the points made earlier here about the areas where the Gaussian models cannot be applied.

The numerical methods available for studying atmospheric dispersion were described in the general survey given in Paper 52.

3. General Comments

The Gaussian models are used, basically, as an operational tool. The sophisticated models are currently used on a non-routine basis to study particular events in greater detail. It is important that conferences like this should be held to bring together the two schools of thought which would otherwise go their separate ways. Some of the non-routine events, particularly those related to dispersion in low wind stable conditions or over uneven topography, can lead to the greatest airborne concentrations or ground level doses and it is important that users bear these cases in mind when applying simple models. Whilst effects due to strong stability occur less often than "average" dispersion conditions the fact that they can give rise to much higher concentrations makes their contribution to average doses no less important and indeed they probably determine the short term maximum dose that can be received.

H. BULTYNCK

Dans l'analyse "cause à effet" qui lie les rejets accidentels aux doses intégrées à grande distance interviennent plusieurs aspects particuliers :

- les conditions météorologiques, qui interviennent dans la diffusion et le transport des matières dans l'atmosphère, ne peuvent plus être considérées ni comme stationnaires ni comme homogènes;
- la direction du vent varie dans le temps et dans l'espace; cet aspect nécessite des techniques de calcul de trajectoires;
- la stabilité de l'atmosphère varie le long du parcours des matières à l'échelle de temps considérée;
- la hauteur de la couche de mélange varie dans le temps le long des trajectoires;
- la déperdition des matières dans le panache ne varie plus d'une façon continue (cas particulier des précipitations discontinues);
- il y a également le rôle des interfaces variables mer/terre, terre/mer.

Dans les modèles de calcul il faut envisager deux aspects pratiques extrêmement importants :

- d'une part, le modèle doit donner la réponse souhaitée sous la forme voulue, par exemple l'exposition en $C_i \cdot s/m^3$ indépendamment de la durée du rejet accidentel. En plus, pour des problèmes d'évaluation a priori, il faut représenter les résultats sous forme probabiliste, afin d'attribuer aux effets une qualité en ce qui concerne le degré de sévérité. Il n'est pas toujours souhaitable ni souhaité d'énoncer un seul nombre qui correspond aux conditions les plus mauvaises. En énonçant un résultat, il faut également définir sa probabilité d'occurrence;
- d'autre part, le modèle doit faire appel à des données d'entrée qui sont disponibles. Il est vain de vouloir développer des modèles de calcul qui exigent un ensemble de paramètres d'entrée qui ne sont actuellement pas à disposition et qui ne le seront vraisemblablement jamais. Là je crois qu'il faut faire un appel pressant aux organisations compétentes (Organisation Météorologique Mondiale, divers instituts météorologiques nationaux) en leur faisant part des besoins des modélistes en vue d'obtenir des renseignements météorologiques sur une partie importante de l'Europe Occidentale. Actuellement ces données ne s'acquièrent que difficilement.

Pour la validation des modèles, on doit fait appel à des techniques de traceurs. Au vu des distances considérées, plusieurs centaines de kilomètres, il est vain de vouloir organiser des essais à cette échelle dans les limites de nos pays sans faire appel à une intégration internationale des moyens disponibles. Il s'agit là, vu le caractère contigu de nos pays, de problèmes de diffusion et de transport au delà de nos frontières respectives. Dans l'absence d'un tel moyen de confrontation objective entre les modèles de calcul et les mesures physiques sur le terrain, il nous reste la possibilité de comparer les résultats en provenance des divers modèles actuellement à disposition.

Dans les communications présentées lors de cette session, on notera :

- le modèle "source volumétrique" de VOGT (Jülich) qui traite des données d'entrée météorologiques ainsi que des sources variables dans le temps en faisant appel à une représentation de bouffées successives;
- le modèle "trajectoire" de KOPPERT et WIPPERMANN de l'Université de Darmstadt, appliqué à des conditions d'écoulement particulières provoquées par des fortes inversions de température en zone montagneuse;
- les modèles qui ont été développés à la demande de la Commission, pour traiter des causes à effet de la façon définie précédemment. Il s'agit en premier lieu, du modèle TALD de la CEA, présenté par LE GRAND. Ce modèle, relativement simple, fait appel à des trajectoires, calculées à partir des données de vent entre 850 et 1000 mb et à un ensemble de paramètres sigma, caractérisant la dispersion bi-gaussienne le long du parcours des matières émises. Il s'agit en second lieu, du modèle MESOS de l'Imperial College de Londres, qui a en soi certaines particularités concernant la variation de la hauteur de la couche de mélange exerçant une influence différentielle sur le flux des matières situées en dessous et au-dessus de la couche de mélange. La calcul des trajectoires se fait en utilisant le champ de pression atmosphérique.

Les modèles TALD et MESOS font appel à un grand nombre de données d'entrée qui sont directement disponibles mais que l'on réunit difficilement dans l'état actuel des choses. Il est dans les intentions de la Commission de développer des modèles beaucoup plus simples qui ne demandent pas des calculs prolongés sur ordinateur. On ne manquera pas de confronter ultérieurement les résultats de ces modèles simples aux résultats des modèles plus performants comme TALD et MESOS afin de circonscrire leur domaine d'applicabilité.

CAGNETTI du CSN Casaccia a présenté une analyse des conditions météorologiques extrêmement défavorables, qui ont découlé de la présence de situations de "blocage", décelées à l'aide du modèle TALD. De l'analyse de ce cas particulier on trouve une loi empirique pour le calcul des concentrations intégrées en fonction du temps d'échantillonnage.

Enfin, CAGNETTI a développé un modèle de calcul qui en fait est une préfiguration du modèle simple souhaité par la Commission en vue de l'évaluation des concentrations intégrées dans le temps aux moyennes et aux grandes distances en faisant appel à des considérations simplifiées concernant les écarts-types des distributions des matières en fonction du temps de transfert.

H. BULTYNCK

The cause/effect analysis linking accidental releases with integrated doses at long range involves a number of factors:

- the meteorological conditions, which affect the diffusion and transport of airborne radioactive material, can no longer be considered constant or homogeneous;
- the variation of wind direction in time and space; this implies a need for methods of calculating trajectories;
- the variation in atmospheric stability on the time-scale in question along the trajectory traced by the discharge;
- the temporal variation of the mixing layer height varies along the trajectories;
- the variable rate of loss of material from the plume (specific case of discontinuous precipitation);
- the role of changing sea/land, land/sea interfaces.

In constructing models, two extremely important practical aspects must be considered:

- Firstly, the model must give the desired reply in the required form, for example exposure in $\text{Ci} \times \text{s}/\text{m}^3$, independent of the duration of the accidental release. In addition, for problems evaluated a priori, the results must be represented in the form of a probability distribution so that the degree of conservatism can be attributed. It is not always desired or desirable to quote only one value, that corresponding to the worst conditions. When giving a result, it is also necessary to define the probability of its occurrence;
- Secondly, the model must call for available input data. It is futile to devise models requiring a set of input parameters which are not and are never likely to be available. On this point I believe an urgent appeal should be made to the competent bodies (World Meteorological Organization, and the various national meteorological services) informing them of the requirements, with a view to obtaining meteorological information on a large part of Western Europe. Currently such data are not easily obtainable.

To verify the models, tracer experiments must be conducted. Given the distances concerned, that is several hundred kilometers, it is meaningless to attempt to organize tests on such a scale within the limits of our countries without calling for resources to be pooled internationally. Since our countries border one another, we are concerned with problems of diffusion and transport beyond our respective frontiers. In the absence of such a means of objective comparison between models and physical measurements in the field, we are left with the possibility of comparing the results of the various models currently available.

In the papers presented at this session, note should be taken of:

- the VOGT (Jülich) "volume-source model" which uses meteorological input data and considers time-varying sources using a sequence of puffs;
- the "trajectory" model of KOPPERT and WIPPERMANN (Darmstadt University) applied to particular flow conditions induced by marked temperature inversions in mountainous country;
- the models developed at the instigation of the Commission to consider the cause/effect analysis defined earlier. Firstly, there is the TALD model of CEA, presented by Mr. LE GRAND. This relatively simple model uses trajectories calculated on the basis of data for the wind between 850 and 1000 mb and a set of sigma parameters characterizing bi-gaussian dispersion along the trajectory of the discharge. Secondly, the MESOS model of Imperial College, London, incorporates certain special features relating to the variation in the height of the mixing layer which differentiate between the latter's influence on the flows above and below it. Trajectories are plotted using the atmospheric pressure field.

The TALD and MESOS models incorporate a large number of input data which are freely available but difficult to collect in present circumstances. The Commission intends to develop much simpler models not requiring extensive computer calculations. Subsequently the results of these simple models will be compared with those of the more sophisticated ones such as TALD and MESOS to determine the former's fields of application.

CAGNETTI (CSN Casaccia) has presented an analysis of extremely unfavourable meteorological conditions resulting from "blocking" situations as revealed by the TALD model. The analysis of blocking situations gives an empirical law for computing time-integrated concentrations as a function of sampling time.

Lastly, CAGNETTI has developed a model which in fact foreshadows the simple model the Commission would like to see developed for calculating time-integrated concentrations at medium and long range using simplified data relating to the standard deviations of distributions as a function of transfer time

M. GRANDIN

Le Dr. THOMAS (KARLSRUHE) a rendu compte d'une série de 70 expériences menées à l'aide de différents traceurs émis à des hauteurs différentes (60 - 100 m d'une part et 160 - 195 m d'autre part) dans un environnement topographique de plaine hétérogène. L'émission simultanée de deux traceurs distincts est continue (d'au moins une heure, le plus souvent d'une heure et demie à deux heures) et les temps d'échantillonnages (50 points) à des distances allant de 100 m à 10 km peuvent consister en plusieurs séquences de 20 à 30 min. grâce à un dispositif de commande automatique de mise à l'air, à travers un capillaire, de bouteilles tirées au vide. Les conditions atmosphériques incluent toutes les catégories de PASQUILL et la gamme de vent va de 2 à 8 m/s. Une mesure de σ_ϕ effectuée à 100 m de hauteur sert de référence au choix de la catégorie de dispersion.

Le Dr. GRYNING (RISØ) a mené le même type d'expérience, qu'il s'agisse de la hauteur du temps d'émission, du temps d'échantillonnage, du nombre d'échantillons et de l'échelle d'espace bien que celle-ci soit réduite à 6 km. Mais il s'est cantonné à un seul traceur (SF_6) et pour l'instant, car ses expériences vont se poursuivre, aux seules situations atmosphériques de jour (neutre à instable). Un autre point sensible de différence est la nature du sol puisque le terrain d'expérience est constitué par une zone résidentielle de la banlieue de Copenhague.

J'ai noté, au passage, que si les protocoles expérimentaux sont semblables entre les deux auteurs, l'exploitation des résultats doit présenter des nuances certaines à en croire la différence notoire de vivacité des discussions à l'égard de chacune des deux présentations, notamment à propos de la variation des paramètres de dispersion en fonction de la hauteur d'émission.

Le Dr. THOMAS a, pour sa part, regroupé ses résultats à l'intérieur des couples de hauteur d'émission simultanée, quelles que soient les directions de transport pour établir des abaques de σ_y et σ_z en fonction de la distance suivant les différentes catégories de dispersion et suivant la hauteur d'émission.

Le Dr. GRYNING a, de son côté, comparé ses résultats à ceux qui seraient obtenus par des méthodes connues de prévision en faisant remarquer que l'accord est meilleur pour σ_y dans le cas où ces méthodes sont basées

sur la mesure des fluctuations de détection de vent plutôt que sur une classification de stabilité. Cette différence n'est plus aussi sensible si l'on se réfère aux concentrations intégrées perpendiculairement au lit du vent.

Un point qui reste à déterminer, outre la couverture des situations de nuit, est l'estimation de l'influence sur σ_z de la rugosité du terrain d'expérience. Il semble qu'il y ait là un besoin d'amélioration de la sensibilité de détection du traceur.

Arrivé à ce point, on peut faire une digression sur l'évolution de la technique de simulation non radioactive, due à la mise en oeuvre de nouveaux traceurs dont la détection est de plus en plus sensible.

L'uranine qui était régulièrement utilisée dans les années soixante est devenue un traceur quelque peu archaïque. Elle a rendu bien des services, mais l'incertitude sur la granulométrie des aérosols émis et sur son évolution dans l'atmosphère était un handicap. Pour obtenir un spectre granulométrique convenable, reproductible et non susceptible d'entraîner la sédimentation, les matériels d'émission contraignaient en contrepartie à limiter les taux d'émission et par conséquent le domaine d'expérimentation à quelques centaines de m, pour être tout à fait fiable. Depuis, le SF₆ a pris la relève ainsi que le CCl₄, mais eux-mêmes sont sujets à des bruits de fond importants, variables dans le temps et dans l'espace. Il semble qu'on obtienne de meilleurs résultats avec le CF₂Br₂ (difluoro-dibromo-méthane) et les différents fréons (CFCl₃ par exemple). A cet égard, le Dr. HEFFTER va mettre en oeuvre des perfluorocarbons (C₇F₁₄ et C₈F₁₆) qui repousseraient, suivant les conditions atmosphériques, les limites d'expérimentation de 100 km, pouvant être couverts par le SF₆, à une distance pouvant atteindre 1 000 km avec une émission de 10 kg/h.

Revenons à la suite des sujets exposés :

Le Dr. KARLBERG et le Dr. HEFFTER ont montré que l'on pouvait utiliser des rejets de routine de gaz nobles pour vérifier la pertinence de modèles théoriques.

Le Dr. KARLBERG a effectué une campagne de mesure, sous le vent d'une cheminée de 100 m de haut, de l'irradiation due au panache (60 Ci d'équivalent Kr-87 par heure) à l'aide de chambres d'ionisation à haute

pression et a effectué des prélèvements de xénon sur charbon actif réfrigéré. Des sondes de détection au Ge-Li ont été utilisées également mais sans résultat à cause de problèmes d'étalonnage.

(Je retiens, pour moi-même, l'utilisation opérationnelle de l'échantillonneur de xénon.

Je note également au passage le soin avec lequel le débit de rejet a été mesuré dans la cheminée.)

Les résultats sont comparés à un modèle du type PASQUILL associé à un modèle classique d'irradiation due à un panache.

Le Dr. HEFFTER, lui, a mis à profit les rejets de routine de Kr-85 de l'usine de SAVANNAH RIVER (cheminée de 60 m).

Cette fois, en opposition aux expériences précédentes, les échelles de temps et d'espace sont considérables (2 ans et demi de mesures et 13 sites, à une distance de 30 à 140 km, sur des périodes d'échantillonnage de l'ordre de la semaine ou de la demi-journée, quand il est nécessaire).

Les appareils de prélèvement sont, encore une fois, du type cryogénique.

L'acquisition simultanée de données météorologiques est considérable aussi bien pour les mesures de surface du réseau météorologique que pour les mesures en altitude, à l'aide de radio-vents. Les résultats sont comparés à un modèle de dispersion à grande distance (ARL/ATAD) qui calcule les trajectoires sur 5 jours.

Le Dr. HEFFTER souhaite mettre en oeuvre, comme nous l'avons déjà dit, des traceurs du type perfluorocarbon pour simuler des rejets à la demande, à un débit rigoureusement contrôlé et sur des temps de parcours de plusieurs jours. Des échantillonneurs à base de pièges à charbon ont été conçus spécialement pour effectuer des prélèvements fractionnés à déclenchement automatique.

Un moniteur spécialement adapté à la mesure de ces traceurs sera également bientôt opérationnel. Ces projets semblent ouvrir une nouvelle ère aux expériences de simulation permettant les observations en temps réel, ce qui n'était possible jusqu'alors qu'en utilisant des traceurs radioactifs gamma.

A ces expériences, peut se rattacher la présentation du Dr. CAMERUCCI qui expose la méthode utilisée par l'ENEL pour appuyer les autorités nationale et locale à la suite de l'accident de SEVESO, essentiellement pour délimiter les zones d'échantillonnage propres à améliorer le diagnostic de l'accident.

Au prix d'un effort particulier de dernière heure, dont je le remercie, M. CAMERUCCI a pu nous montrer que la majorité des mesures de dépôts au sol du polluant appelé dioxine (désherbant) était cohérente (en bon accord) avec la prévision effectuée de façon paramétrique (la quantité émise accidentellement n'étant pas connue a priori).

Les Dr. FERRARA, FACKRELL et FUCHS se sont penchés chacun à sa manière sur le problème de l'influence des obstacles dans le champ proche de l'émission d'un polluant.

Le Dr. FERRARA, d'abord, s'appuyant sur une importante recherche bibliographique et sur des résultats de simulation à l'uranine obtenus antérieurement par le Dr. CAGNETTI, s'est proposé de trouver une expression simple permettant de corriger les paramètres de dispersion d'un modèle "panache", pour tenir compte de l'accroissement de turbulence créé par la présence de bâtiments dans un flux atmosphérique. Il y a bon accord avec le modèle, par ailleurs plus compliqué, de HALITSKY, au delà des 60 - 70 premiers mètres.

Le Dr. FACKRELL a effectué une revue bibliographique d'expériences (dont celles qu'il a effectuées lui-même), sur maquettes, concernant les concentrations dans la zone du flux de recirculation, l'influence de la déflexion des lignes moyennes de courant et la structure du panache dans le sillage, en tenant compte des effets de stabilité atmosphérique ainsi que de la forme et de l'orientation des bâtiments.

Dans sa communication écrite, l'auteur a attiré l'attention sur les différences sensibles qui peuvent séparer les estimations obtenues à partir de formes géométriques simples et la réalité plus complexe d'un ensemble industriel construit.

Pour ce qui le concerne, le Dr. FUCHS a présenté les études menées en soufflerie aérodynamique par la Société MOTOR COLOMBUS notamment en ce qui concerne les effets dus aux tours de refroidissement de grandes

dimensions. Il ne s'agit que des investigations de champ proche et en émission continue.

Les tours peuvent avoir des effets positifs importants mais variables, suivant le vent, effets qui peuvent devenir négatifs. Ces effets ne sont vraiment positifs, par surélévation de panache, que dans la mesure où la hauteur d'émission est sensiblement la même que celle des tours de refroidissement. Le Dr. FUCHS a mentionné des essais concordants menés dans les mêmes conditions par d'autres expérimentateurs. En ce qui concerne les effets d'orographie, l'auteur pense que, si celle-ci est irrégulière, l'approche par maquette donne des estimations plus sûres que l'approche théorique. Les problèmes de conformité interdisent cependant, dans l'état actuel de ses expérimentations, de simuler des orographies trop complexes. Sur le plan technologique, si le dispositif de tunnel aérodynamique ne présente pas d'originalité particulière, il faut faire une mention spéciale du dispositif d'échantillonnage rapide du traceur (méthane) dans les trois dimensions de l'espace et l'importance du nombre des informations pouvant être recueillies.

Une extrapolation des travaux actuels pourrait mettre en jeu des émissions par bouffées.

C'est à des résultats obtenus en veine hydraulique que se réfère, pour sa part, le Dr. MAIGNE, à propos de la forte réduction de turbulence mécanique à petite échelle, dans le cas des vents faibles qu'il étudie, en tant qu'ils interviennent par leur module vectoriel.

Les réflexions qui sont développées, par ailleurs, dans sa communication, résultent des difficultés rencontrées dans l'interprétation d'expériences de simulation à l'aide de SF_6 , effectuées de nuit, sur le Site de CADARACHE, site d'orographie assez complexe, dans des conditions atmosphériques favorisant l'établissement de brises de vallées de relativement faible épaisseur.

En utilisant, d'une part, les considérations sur les spectres de turbulence exposés précédemment par le Dr. CRABOL et, d'autre part, les effets dus à la variabilité de direction du vent, l'auteur fait apparaître que l'application du modèle à bouffées (advection - diffusion), dans le cas particulier des conditions de vent faible, nécessite l'introduction de nouvelles expressions qui restent à établir et qui correspondent à l'idée simple que, dans un

modèle à bouffées, la turbulence ne doit pas être comptée deux fois : c'est-à-dire à la fois dans la détermination de la trajectoire qui dépend du temps de moyennage du vecteur vent et dans l'évaluation de la dimension de la bouffée qui est centrée sur cette trajectoire. Ce n'est donc pas seulement du temps de transport dont il conviendra de tenir compte mais également des temps d'acquisition du paramètre vent.

COMMENTAIRES PERSONNELS

- Il semble que souvent, pour des raisons de pratique expérimentale tout à fait compréhensibles, on se soit limité à des vents supérieurs à 2 m/s (à 10 m au-dessus du sol) et des situations de jour. Il y a des sites particuliers qui méritent des expériences plus complètes (ISPRA, CADARACHE, etc).
- Je regrette, pour ma part, que l'on n'ait pas plus insisté, dans les exposés, sur les difficultés expérimentales rencontrées dont la connaissance pourrait éviter aux futurs expérimentateurs des contretemps coûteux. Cela aurait d'ailleurs donné la dimension humaine qui est trop souvent absente des sèches considérations théoriques. Peut-être sera-t-il un jour possible de faire un séminaire sur les "échecs de prévision" ?
- Je pense, mais c'est assez naturel pour des raisons pratiques, que les auditeurs et lecteurs n'ont pas assez accès aux résultats bruts qui seraient souvent plus compréhensibles aux praticiens que des interprétations raffinées. Une banque des données recueillies expérimentalement donnerait des ordres de grandeur pratiques pouvant être d'une grande utilité. L'interprétation qui est faite des données de base donne un sens à ces données mais, en général, elle n'en donne qu'un et il y a perte d'information pour les autres utilisations possibles.
- De ce point de vue, je suggère que les expériences qui sont mises sur pied pour des raisons plus ou moins théoriques accueillent, dans leur protocole expérimental, notamment pour les sites particuliers, des mesures globales, éventuellement à une autre échelle de temps et d'espace, pour estimer ce que pourraient être les conséquences en tel ou tel point sensible, dans des conditions atmosphériques reproductibles.

- Les études de champ proche, en soufflerie comme en vraie grandeur, méritent d'être développées même si les conséquences, à distance de la source, risquent d'être peu affectées par les effets analysés.

Il ne s'agit pas seulement de protection des personnes séjournant près du point d'émission mais aussi de complément au diagnostic du rejet accidentel.

En effet, les mesures effectuées en cheminée peuvent ne pas être pertinentes et on peut imaginer aussi que les effluents atmosphériques n'empruntent pas forcément, dans telle ou telle circonstance accidentelle, le trajet privilégié d'une cheminée.

Dans un cas comme dans l'autre, ce sont les mesures effectuées dans le champ proche qui permettront d'estimer les caractéristiques de l'émission, donc les conséquences à distance, et il ne faudrait pas se tromper d'un facteur 100 ou 1000 comme j'ai compris qu'on pourrait le faire dans certaines circonstances.

- Les expériences de simulation en vraie grandeur ne devraient pas seulement être réservées aux études de dispersion au profit exclusif des spécialistes de l'atmosphère, mais également être mises au service de l'entraînement opérationnel des radioprotectionnistes qui sont chargés sur place, en temps réel, et pressés par les événements, de fournir des estimations de conséquences aux Pouvoirs Publics, à la suite du déclenchement d'un rejet accidentel. Disposer d'un modèle approprié est une chose ; savoir s'en servir dans le feu de l'action, dans des conditions qui ne sont pas forcément les plus fréquentes (donc les mieux étudiées) et disposer des informations nécessaires sont des opérations dont la pertinence reste souvent à démontrer. Les résultats de l'expérimentation en vraie grandeur seraient là pour apprécier l'efficacité du dispositif de prévision des conséquences.

Cette méthode aurait un avantage supplémentaire. Elle fournirait une occasion de dialogue entre les spécialistes et les praticiens et une meilleure compréhension réciproque des uns et des autres.

- Un commentaire plus général : On a beaucoup parlé d'accidents de taille cataclysmique. Les praticiens sont plus souvent, heureusement, affrontés à des accidents de petite taille (plutôt des incidents) dont les conséquences sont faibles quelquefois non mesurables. Mais la dimension

psychologique qu'ont prise les activités nucléaires entraîne la nécessité d'effectuer une prévision très fiable à la limite du site, voire à l'intérieur du site vis-à-vis notamment des personnes qui appartiennent à la catégorie de personnel non exposé au sens de la législation.

Il ne faudrait pas refaire, à l'encontre des spectres d'accidents possibles, la même erreur collective que tout le monde dénonce maintenant suivant laquelle on a donné trop longtemps trop d'importance relative aux études de conséquences des activités nucléaires vis-à-vis de celles qui n'ont pas été faites dans certains autres domaines industriels.

Sans négliger pour autant la préparation aux événements improbables, il y a déjà beaucoup à faire avec les accidents probables.

M. GRANDIN

Dr. THOMAS (KARLSRUHE) reported on a series of 70 experiments carried out using various tracers released at different heights (60 to 100 m or 160 to 195 m) in the topographical environment of an inhomogeneous plain. Simultaneous release of two distinct tracers continued over a period of at least 1 hour and usually for 1 1/2 to 2 hours, and sequential samples could be taken (at 50 points) at distances of between 100 m and 10 km over periods of 20 to 30 minutes using an automatic control device for opening evacuated bottles to the atmosphere via a capillary tube. The atmospheric conditions included all the PASQUILL categories and the range of wind speeds was from 2 to 8 m/s. The reference value for determining the dispersion category was the value of σ_0 measured at a height of 100 m.

Dr. GRYNING has carried out experiments of a comparable nature with regard to the height and duration of the release, the sampling time, the number of samples and the range of distances, although this was restricted to 6 km. He had, however, confined himself to a single tracer (SF_6) and for the time being, in that the experiments are to be continued, to daytime atmospheric conditions only (neutral to unstable). A further appreciable difference was the nature of the terrain, since the experiments involved a residential area in the Copenhagen suburbs.

I noticed in passing that while the two authors' experimental procedures are similar, there are clearly certain nuances in the use made of the results, to judge from the evident difference in the liveliness of the discussions on each of the two presentations, particularly with regard to variations in the dispersion parameters as a function of release height.

For his part, Dr. THOMAS arranged his results within the pairs of simultaneous release heights, whatever the direction of transport, to plot graphs of σ_y and σ_z as a function of distance for the various dispersion categories according to the release height.

Dr. GRYNING, on the other hand, compared his results to those which would be obtained by known forecasting methods, pointing out that the correlation for σ_y was better in the event of these methods being based on measured wind variance rather than on stability categories. This distinction is less marked with regard to crosswind-integrated concentrations.

One point which has yet to be determined, besides the coverage of night conditions, is an assessment of the influence on σ_z of the roughness of the terrain in the experiment area. It would seem that for this improvements in the sensitivity of tracer detection are required.

At this point, a digression might be in order on the development of non-radioactive simulation techniques using new tracers which can be detected with an ever-increasing degree of sensitivity.

Uranine, which was used regularly in the sixties, has become somewhat outdated as a tracer. It served well, but had the drawback of uncertainty as to the particle size distribution of the aerosols released and how this evolved in the atmosphere. In order to obtain a suitable granulometric spectrum, which could be reproduced and was not liable to sedimentation, the limitations of the release equipment made it necessary to restrict the rates of release and consequently to limit experiments to a range of a few hundred metres if the results were to be thoroughly reliable. Since then, SF₆ has taken over, as has CCl₄, but these are subject to significant background levels which vary with the time and location. Better results seem to be obtained with CF₂Br₂ (difluoro-dibromomethane) and the various freons, such as CFCl₃. In this regard, Dr. HEFFTER is intending to use perfluorocarbons (C₇F₁₄ and C₈F₁₆) which would, depending on atmospheric conditions, extend the experimental range from the 100 km, which could be covered using SF₆, to a distance of up to 1000 km for release rate of 10 kg/h.

To return to subsequent subjects presented:

Dr. KARLBERG and Dr. HEFFTER showed that it is possible to use routine releases of noble gases to check the accuracy of theoretical models.

Dr. KARLBERG has carried out a series of measurements downwind of a 100 m stack on the radiation from a plume (60 Ci equivalent of Kr-87 per hour) using high-pressure ionization chambers and has taken xenon samples on cooled activated charcoal. GeLi detector probes were also used, but without success because of calibration problems.

(For my own part, I was interested to note the operational use of the Xe sampler and the care taken in measuring the stack discharge rate.)

The results were compared with a PASQUILL-type model in association with a conventional plume radiation model.

Dr. HEFFTER used the routine Kr-85 discharge from the SAVANNAH RIVER plant (60 m stack).

This time, in contrast to the previous experiments, the tests were on a considerable scale in terms both of time and of distance (2 1/2 years of measurements at 13 sites at distances of 30 to 140 km, with sampling periods of the order of a week or a half-day as necessary).

Once again the sampling equipment was of the cryogenic type.

There was also simultaneous acquisition of a considerable amount of meteorological data, involving both weather station surface measurements and high-altitude measurements using rawinsondes. The results were compared with those of a long-distance dispersion model (ARL/ATAD), which calculates trajectories for 5 day periods.

As already mentioned, Dr. HEFFTER hopes to make use of perfluorocarbon tracers to simulate releases on demand, at a strictly controlled rate and over several days' travel time. Samplers based on charcoal traps had been specially designed to take fractionated samples, operating automatically.

A monitor specially adapted for measuring these tracers will also be in service soon. These projects seem to mark a new generation of simulation experiments involving real-time observations, which was only previously possible using radioactive gamma tracers.

These experiments can be linked with the paper presented by Dr. CAMERUCCI, who described the method used by ENEL to assist the national and local authorities following the SEVESO accident, essentially in order to define suitable sampling zones so as to improve diagnosis of the accident.

Thanks to a special last-minute effort, for which he deserves our thanks, Dr. CAMERUCCI was able to show us that the majority of the measurements for ground deposition of the weedkiller pollutant known as dioxin were consistent (in close agreement) with the parametric predictions (the quantity released in the accident being a priori unknown).

Dr. FERRARA, FACKRELL and FUCHS had, each in his own way, investigated the problem of the effect of obstacles in close proximity to pollutant source.

Firstly, Dr. FERRARA, on the basis of an extensive literature search and results of simulation tests carried out previously by Dr. CAGNETTI, using uranine, has sought a simple formula for correcting the dispersion parameters for a "plume" model to take account of the increased turbulence created by the presence of buildings in an atmospheric flow path. There is close agreement with HALITSKY's more complex model beyond the first 60 - 70 metres.

Dr. FACKRELL surveyed the literature on experiments (including his own) using scale models on concentrations in the recirculatory flow region, the influence of the deflection of average flow lines and the plume structure in the wake, taking account of atmospheric stability effects and of the shape and orientation of buildings.

In his paper, the author draws attention to the considerable differences which can arise between estimates made on the basis of simple geometric shapes and the more complex reality of actual industrial structures.

Dr. FUCHS, for his part, described tests carried out in wind tunnels by the firm of MOTOR COLUMBUS with particular regard to the effects of large cooling towers. These investigations were limited to the near field and continuous releases.

The towers can have important positive effects, but these effects depend on the wind and can become negative. The effects are only really positive, in terms of increased plume lift, where the release height is more or less the same as that of the cooling towers. Dr. FUCHS mentioned experiments in good agreement carried out under the same conditions by other researchers. With regard to topographical effects, he believes that in the case of an irregular topography the scale model approach gives more reliable estimates than the theoretical approach. At the present stage of his work, however, problems of self-consistency mean that it is impossible to simulate excessively complex topographical forms. As regards technical aspects, while the wind tunnel equipment per se presented no particular innovations, mention should be made of the apparatus for rapid sampling of the tracer (methane) in the three spatial dimensions and the large amount of data that could be collected.

The present work could be extrapolated to cover puff releases.

Dr. MAIGNE drew on results obtained in a hydraulic medium to discuss the major reduction in small-scale mechanical turbulence which occurs at the low wind speeds with which he was concerned insofar as their vectorial modulus is of influence.

Incidentally, the ideas set out in his paper reflect the difficulties encountered in interpreting SF₆ simulation experiments carried out at night at the CADARACHE site, which has fairly complex topography, in atmospheric conditions which favoured the development of valley breezes in relatively shallow atmospheric layers.

Making use on the one hand of the considerations regarding turbulence spectra, which Dr. CRABOL had explained elsewhere, and on the other of the effects due to variations in wind direction, the author showed that applying the puff model (advection - diffusion) necessitates, in the particular case of light wind conditions, the introduction of new, still to be determined, expressions corresponding to the simple idea that, in a puff model, turbulence should not be taken into account twice over, i.e. both in determining the trajectory, which depends on the averaging time for the wind vector, and in evaluating the size of the puff centred on this trajectory. Thus not only must the transport time be taken into account but also the time over which the wind parameter is measured.

PERSONAL COMMENTS

- It seems that, for perfectly understandable reasons of experimental practicability, work has often been confined to wind speeds greater than 2 m/s (at the 10 m height) with daytime conditions. Particular sites deserve more thorough investigation (ISPRA, CADARACHE etc).
- For my part, I am sorry that the papers did not place more emphasis on the experimental difficulties encountered, a knowledge of which could avoid costly setbacks for future research workers. This would, moreover, have added the human dimension which is too often lacking in detached theoretical discussions. Perhaps it will be possible one day to hold a seminar on "prediction setbacks" ?
- Although for practical reasons this is fairly natural, I think that listeners and readers do not have sufficient access to the raw data, which, to those

concerned, would often be more meaningful than are the refined interpretations. A bank of experimental data would provide practical orders of magnitude of great utility. The interpretation of basic data gives a meaning to these data but in general only one and there is a loss of information with regard to other possible applications.

- From this point of view, I suggest that experiments set up for more or less theoretical reasons should, particularly for distinctive sites, include in their experimental record overall readings, possibly on a different scale in time and space, in order to assess what the consequences might be at this or that sensitive point, in reproducible atmospheric conditions.
- Near-field studies, whether in wind tunnels or full-scale, are worth developing even if consequences more distant from the source are likely to be little affected by the effects analysed.

It is not only a question of protecting people near the point of discharge but also of supplementing the diagnosis of the accidental discharge.

The fact is that measurements taken in the stack may not be relevant and it is also conceivable that, in the circumstances of this or that accident, discharge to the atmosphere will not necessarily take the obvious path via a stack.

In either case it is measurements taken in the near-field which will allow us to assess the characteristics of the release and hence its consequences at a greater distance from the source, and we must avoid errors of two or three orders of magnitude, as I gather might be possible in certain circumstances.

- Full-scale simulation experiments should not just be reserved for studying dispersion solely for the benefit of atmospheric specialists but should also be put to use for operational training of the radiological protection officers who will be locally responsible for providing the authorities, in real time and under the pressure of events, with estimates of the consequences following an accidental discharge. Having a suitable model is one thing; knowing how to use it in the heat of the moment, in conditions which are not necessarily the most commonplace (hence the most thoroughly studied), and having the necessary information available are points the significance

of which often remains to be demonstrated. The results of the full-scale experiments would be there as a yardstick for the effectiveness of the arrangements for predicting the consequences.

This approach would have an additional advantage. It would provide an opportunity for a dialogue between specialists and those concerned at the practical level and for an improved mutual understanding.

- Speaking in more general terms, there has been much talk of accidents on a cataclysmic scale. Fortunately, workers in the field are more often confronted with small-scale accidents (or rather incidents), the consequences of which are slight and sometimes not even measurable.

However, the psychological dimension which nuclear activities have acquired creates a need for highly reliable predictions at the site boundary or within the site, particularly vis-à-vis those categorised as non-exposed staff in legislative terms.

It would be wrong, in combating the spectre of possible accidents, to repeat the same collective error, now universally recognized, of having given too much importance for too long to studies of the consequences of nuclear activities when one compares these to the lack of studies for certain other industrial sectors.

While not neglecting to prepare ourselves for improbable events, we have already much work outstanding with regard to probable accidents.

BROSIO E. ENEL
Vle R. Margherita 137
I - 00198 ROMA

BULTYNCK H. S.C.K./C.E.N.
200 Boeretang
B - 2400 MOL

BUSCH N. Risø National Laboratory
DK - 4000 ROSKILDE

CAGNETTI P. CNEN - CSN Casaccia
S.P. Anguillarese km 1+300
I - 00060 ROMA

CAMERUCCI C. ENEL
Via G.B. Martini 3
I - ROMA

CAPUT-ROGUIER C. Commissariat à l'Energie Atomique
B.P. no 6
F - 92260 FONTENAY-AUX-ROSES

CARACCIOLO R. CNEN
Vle R. Margherita 125
I - 00198 ROMA

CLARKE R. National Radiological Protection Board
GB - HARWELL, Didcot, Oxon OX11 0RQ

CRABOL B. Commissariat à l'Energie Atomique
CEA/IPSN/DSN
B.P. no 6
F - 92260 FONTENAY-AUX-ROSES

DECLERCQ H. (Mme) Institut d'Hygiène et d'Epidémiologie
14, rue J. Wytsman
B - 1050 BRUXELLES

DELALANDE J. Electricité de France - Septen
Tour EdF-GDF
Cédex no 8
F - 92080 PARIS LA DEFENSE

DEMUTH C. Université Catholique de Louvain
Institut d'Astronomie et de
Géophysique
Chemin du Cyclotron, 2
B - 1348 LOUVAIN-LA-NEUVE

DOURY A. Commissariat à l'Energie Atomique
CEA/IPSN/DSN
B.P. no 6
F - 92260 FONTENAY-AUX-ROSES

FACKRELL J. Central Electricity Generating Board
Marchwood Engineering Labs.
GB - MARCHWOOD, SOUTHAMPTON S04 4ZB

FERRARA V. CNEN - CSN Casaccia
S.P. Anguillarese km 1+300
I - 00060 ROMA

FERRELI A. CNEN
Vle R. Margherita 125
I - 00198 ROMA

FLANAGAN V. E.S.B. (Project Dept.)
Stepen's Court
18, St. Stephen's Court
EIR - DUBLIN 2

FUCHS H. MOTORCOLUMBUS Ingenieurunter-
nehmungen AG.
Parkstrasse 27
CH - 5401 BADEN

GAGLIONE P. Joint Research Centre ISPRA
I - 21020 ISPRA (Varese)

GARLAND J.A. Atomic Energy Research Establishment
UKAEA
Environmental and Medical Science
Division
AERE Harwell
GB - OXFORDSHIRE OX11 0RA

GARNIER A. (Mme) CEA/DPr/SEGP - Euratom
Centre d'Etudes Nucléaires
B.P. no 6
F - 92260 FONTENAY-AUX-ROSES

GEETS W. ELECTROBEL
Place du Trône 1
B - 1000 BRUXELLES

GEISS H. Kernforschungsanlage Jülich GmbH
KFA, ZST
Postfach 1913
D - 5170 JÜLICH

GODDARD A. Imperial College of Science and
Technology
Mechanical Engineering Dept.
Exhibition Road
GB - LONDON SW7 2BX

GRANDIN M. Commissariat à l'Energie Atomique
CEN Cadarache
B.P. no 1
F - 13115 ST.PAUL-LEZ-DURANCE

GRANIER J.P. EDF - DER
6, quai Watier
F - 78400 CHATOU

GRONOW W. Health and Safety Executive
Room 207 Thames House North
GB - MILLBANK, LONDON SW1

GRYNING S.E. Risø National Laboratory
DK - 4000 ROSKILDE

GYLLANDER Ch. (Mrs) Studsvik Energiteknik AB
S - 61182 NYKÖPING

HANDGE P. Gesellschaft für Reaktorsicherheit mbH
Glockengasse 2
D - 5000 KÖLN 1

HARTER C.A. United Kingdom Atomic Energy Authority
Safety and Reliability Directorate
Wieshaw Lane, Culcheth
GB - WARRINGTON WA3 4NE

HARTWIG S. Battelle Institut
Am Römerhof 35
D - 6000 FRANKFURT 90

HASENJÄGER H. Joint Research Centre ISPRA
I - 21020 ISPRA (Varese)

HEDEMANN-JENSEN P. Risø National Laboratory
DK - 4000 ROSKILDE

HEFFTER J. NOAA - Air Resources Laboratories
8060 13th Street
USA - SILVER SPRING, MARYLAND 20910

NESTER K. Kernforschungszentrum Karlsruhe GmbH
Postfach 3640
D - 7500 KARLSRUHE 1

NIELSEN L.B. Danish National Agency of
Environmental Protection
Air Pollution Laboratory
Risø National Laboratory
DK - 4000 ROSKILDE

NIELSEN S. Risø National Laboratory
Health Physics Dept.
DK - 4000 ROSKILDE

NORDLUND G. Finnish Meteorological Institute
P.O. Box 503
SF - 00101 HELSINKI 10

ORRSKOG G. The Swedish Meteorological and
Hydrological Institute
SMHI - Fack
S - 60101 NORRKÖPING

PALOMINO I. J.E.N.
Ciudad Universitaria
E - MADRID - 3

PANDOLFI G. ENEL - CTN
Vle Regina Margherita 137
I - 00198 ROMA

PETERSEN E. Risø National Laboratory
DK - 4000 ROSKILDE

PRAHM L. Danish National Agency of
Environmental Protection
Air Pollution Laboratory
Risø National Laboratory
DK - 4000 ROSKILDE

RASMUSSEN E. University of Copenhagen
Institute of Theoretical
Meteorology
6 Haraldsgade
DK - 2200 COPENHAGEN N

RASMUSSEN O.L. Risø National Laboratory
DK - 4000 ROSKILDE

RIEDEL H. Bundesgesundheitsamt
Ingolstadter Landstr. 1
D - 8042 NEUHERBERG

RÜEGGER B. OECD - NEA
38, Bd. Suchet
F - 75016 PARIS

SAVOLAINEN I. Technical Research Centre of
Finland
P.O. Box 169
SF - 00181 HELSINKI 18

SCHULTZ H. Universität Hannover
Arbeitsgruppe f. Techn. Strahlenschutz
der Universität Hannover
Appelstr. 9 A
D - 3000 HANNOVER

SCRIVEN R. Central Electricity Research Labs.
Kelvin Ave.
GB - LEATHERHEAD, SURREY

SIVERTSEN B. Norwegian Institute for Air Research
B.O. Box 130
N - 2001 LILLESTROM

SMITH F.B. British Meteorological Office (Met. 014)
London Road
GB - BRACKNELL, BERKSHIRE RG12 2SZ

STOUTE J. Netherlands Energy Research
Foundation (ECN)
P.O. Box 1
NL - 1755 ZG PETTEN N.H.

STRACKEE L. National Institute of Public Health
P.O. Box 1
NL - 3720 BA BILTHOVEN

TANGERMANN-DLUGI G. (Mrs) Meteorologisches Institut
Universität Karlsruhe
D - 7500 KARLSRUHE 1

THENHAUS G. Preuss. Elektrizitäts AG.
Postfach 4849
D - 3000 HANNOVER 1

THOMAS P. Kernforschungszentrum Karlsruhe GmbH
Abteilung Sicherheit
Postfach 3640
D - 7500 KARLSRUHE 1

THOMASSEN D. Institutt for Atomenergi
Postboks 40
N - 2007 KJELLER

THYKIER-NIELSEN S. Risø National Laboratory
DK - 4000 ROSKILDE

TOLLEY B. C.E.C.
DG XII/D/3
SDM 02/82
B - 1040 BRUXELLES

TROEN I. Risø National Laboratory
DK - 4000 ROSKILDE

TVETEN U. Institutt for Atomenergi
Postboks 40
N - 2007 KJELLER

UZZAN G. Commissariat à l'Energie Atomique
DPr/SEGP - Euratom
Centre d'Etudes Nucléaires
B.P. no 6
F - 92260 FONTENAY-AUX-ROSES

VAN CAENEGHEM J. C.E.C.
GUI 6/22
200, rue de la Loi
B - 1049 BRUXELLES

VAN ULDEN A.P. K.N.M.I.
Utrechtseweg 97
NL - DE BILT

VILAIN J. C.E.C.
DG XII/D
SDM 02/84
B - 1040 BRUXELLES

VOGT K.-J. Kernforschungsanlage Jülich GmbH
KFA, ZST
Postfach 1913
D - 5170 JÜLICH

VOGT S. Kernforschungszentrum Karlsruhe GmbH
Postfach 3640
D - 7500 KARLSRUHE 1

WIDEMO U. Studsvik Energiteknik AB
S - 61182 NYKÖPING

ZURKINDEN A. Division pour la sécurité des
installations nucléaires
Office de l'économie Energétique
CH - 5303 WÜRENLINGEN

SECRETARIAT

MYTTENAERE C. Directorate-General Research,
Science and Education;
MARTINOT M. (Mrs). Biology, Radiation Protection
and Medical Research Programme
BRUSSELS

LUYKX F. Directorate-General Employment
and Social Affairs
FRASER G. Health and Safety Directorate
VAN BOCKSTAEL G. LUXEMBOURG
KUHN K. (Mrs)
