

## PUISSANCES THERMIQUES CRITIQUES LORS DE LA PENETRATION DANS L'ATMOSPHERE DES PANACHES, AVEC OU SANS GIRATION

G. SALAUN-PENQUER

Institut de Mécanique des Fluides de Marseille, Marseille, France

et

X. GARONNE, R. GUILLAUME et A. PAPON

I.U.T. d'Aix-en-Provence, Département "Génie Mécanique", France

(Reçu le 18 octobre 1978)

**Résumé**—Les panaches issus des tours de réfrigération des centrales nucléoélectriques ont une puissance thermique importante; ils peuvent être à l'origine de mouvements convectifs plus ou moins intenses et par conséquent créer un risque météorologique. Cette étude a pour but d'apprécier la pénétration dans l'atmosphère de ces panaches, avec ou sans giration, dans le cas d'un vent nul. Pour les conditions météorologiques retenues, et dans le cadre des approximations faites, le calcul montre qu'il existe des puissances thermiques critiques au-delà desquelles se produit un phénomène d'emballlement.

### NOMENCLATURE

$b$ , rayon caractéristique du panache;  
 $b_v$ , rayon du panache visible (zone de condensation);  
 $C_p$ , chaleur spécifique de l'air à pression constante;  
 $C_v$ , chaleur spécifique de l'air à volume constant;  
 $h(\eta)$ , fonction caractéristique de la répartition radiale de la vitesse tangentielle;  
 $J$ , variation du flux de quantité de chaleur due au changement d'état;  
 $L_v$ , chaleur latente spécifique de changement eau-vapeur;  
 $l(\eta) = e^{-\eta^2}$ , fonction caractéristique de la répartition radiale de la vitesse axiale;  
 $P(z, \eta)$ , pression statique locale:  
 $P_1(z) = P_1(z, \infty)$ ;  
 $R_A = C_p - C_v$ , cas de l'air sec;  
 $R_H$ , cas de l'air humide;  
 $R_v$ , cas de la vapeur d'eau;  
 $r$ , rayon courant;  
 $s(\eta) = e^{-\eta^2}$ , fonction caractéristique de la répartition radiale de la température;  
 $T_v(z, \eta)$ , température virtuelle [K];  
 $T_m(z)$ ,  $= T(z, 0)$ ;  
 $T_1(z)$ ,  $= T(z, \infty)$ ;  
 $t(\eta) = e^{-\eta^2}$ , fonction caractéristique de la répartition radiale du rapport de mélange de l'air humide;  
 $u$ , composante radiale de la vitesse;  
 $v$ ,  $= v_m h(\eta)$ , composante tangentielle de la vitesse;  
 $v_m(z)$ , composante tangentielle de la vitesse de référence à l'altitude  $z$ ;  
 $w_m(z)$ , vitesse axiale de référence à l'altitude  $z$ ;

$w$ ,  $= w_m(z)l(\eta)$ , composante axiale de la vitesse;  
 $z$ , altitude.

### Symboles grecs

$\alpha$ , coefficient d'entraînement:  
 $u_b(z) = -\alpha w_m(z)$ ;  
 $\rho$ , masse volumique moyenne de l'aérosol;  
 $\Delta T$ ,  $= T - T_1 = (T_m - T_1)s(\eta)$ ;  
 $\Delta \rho$ ,  $= \rho_1 - \rho = -(\rho_m - \rho_1)s(\eta)$ ;  
 $\Delta \tau$ ,  $= \tau - \tau_1 = (\tau_m - \tau_1)t(\eta)$ ;  
 $\eta$ ,  $= r/b$ ,  $\eta_v = b_v/b$ ;  
 $\rho_H$ , masse volumique de la phase gazeuse de l'air humide;  
 $\rho_m(z)$ ,  $= \rho(z, 0)$ ;  
 $\rho_1(z)$ ,  $= \rho(z, \infty)$ ;  
 $\tau(z, r)$ , masse d'eau, à l'état liquide ou vapeur, par unité de masse d'air sec;  
 $\tau_m(z)$ ,  $= \tau(z, 0)$ ;  
 $\tau_1(z)$ ,  $= \tau(z, \infty)$ ;  
 $\tau_c(z)$ , rapport de mélange de la phase liquide;  
 $\tau_s(p, T)$ , rapport de mélange saturant de l'air humide.

### Nota

( )<sub>ad</sub>, la valeur entre parenthèse correspond à une transformation adiabatique;  
 les grandeurs utilisées sont des grandeurs moyennes dans le temps;  
 le signe prime caractérise la composante de fluctuation de la grandeur qu'il affecte;  
 les produits de corrélation moyennés dans le temps sont surlignés;  
 l'indice "s" se rapporte aux conditions de saturation;  
 l'indice "t" désigne les conditions à la sortie de la tour;

l'indice "0" désigne les conditions à l'origine du panache (niveau à partir duquel l'hypothèse d'invariance locale peut être admise);

- TS. tour sèche;
- TH. tour humide;
- SG. sans giration;
- AG. avec giration.

## I. INTRODUCTION

JUSQU'A un passé récent l'eau était presque exclusivement utilisée comme agent réfrigérant des centrales nucléoélectriques. La pollution thermique des eaux s'approchant d'un seuil qu'il est souhaitable de ne pas dépasser, d'autres sources froides ont été recherchées, ce qui a conduit à la création des réfrigérants atmosphériques.

Pour l'essentiel, ce type de réfrigérant utilise, pour les condenseurs, de l'eau en circuit fermé ou partiellement fermé. Le circuit comprend des échangeurs, eux-mêmes refroidis soit par un simple courant d'air (tour sèche), soit par un courant d'air et une aspersion d'eau (tour humide). L'air sec ou humide, ainsi réchauffé, est évacué en altitude dans l'atmosphère, par tirage forcé ou naturel, au travers d'une tour.

Pour des puissances importantes, le panache peut intéresser des volumes considérables; des risques météorologiques sont alors à craindre si la vitesse ascensionnelle devient grande (phénomène lié à l'instabilité totale ou sélective de l'atmosphère) et s'il existe des mouvements tourbillonnaires résiduels. On peut penser que ces risques sont plus grands pour les tours humides à tirage forcé; d'ailleurs actuellement celles-ci sont conçues de façon à éviter toute mise en rotation de l'air évacué, afin de diminuer la possibilité de formation d'une tornade. Cependant, sachant que les effets dissipatifs sont liés à la structure turbulente tourbillonnaire [1], il est vraisemblable que l'existence d'un mouvement giratoire structuré, modifie les phénomènes de transfert [2] et l'impact des conditions atmosphériques locales sur le développement du panache. On peut donc se demander si, plutôt que de s'opposer à la mise en rotation de l'air chaud, il ne vaudrait pas mieux favoriser le phénomène et l'utiliser pour maîtriser l'évolution du panache. Dans cette perspective, il apparaît souhaitable d'étudier l'influence des mouvements tourbillonnaires sur les dimensions du panache et sur l'évolution des vitesses à l'intérieur de celui-ci.

Une analyse succincte montre que la condensation peut relancer la vitesse ascensionnelle initialement décroissante d'un panache. Il en résulte que, si la puissance thermique est suffisante, un phénomène d'emballage risque de se produire pour certaines situations météorologiques.

L'étude qui suit a pour but l'établissement d'une approche mathématique permettant d'apprécier la pénétration dans l'atmosphère des différents panaches envisagés, avec ou sans giration, secs ou humides, à tirage forcé ou naturel.

L'étude d'un jet libre turbulent avec mouvement de giration, obtenu par l'introduction d'une composante tangentielle de la vitesse, diffère notablement de celle des jets libres axiaux, en particulier la rotation induit un gradient radial de pression qui, dans certains cas, peut provoquer des courants de retour dans la région centrale de l'écoulement. Le système d'équations régissant un tel mouvement ne peut pas être résolu, puisque le nombre des inconnues est plus grand que le nombre d'équations; aussi les solutions proposées, dans des cas particuliers, ont-elles été toujours obtenues de façon semi-empirique.

Les premiers travaux théoriques portant sur ce sujet, ont été effectués en 1953 par Loitsyanskii [2], qui étudia un jet laminaire à symétrie axiale avec giration, en prenant simultanément en compte les variations radiales et axiales de pression. Il obtint, pour les composantes de la vitesse, des expressions se présentant sous forme de séries, et il étendit son analyse au cas du régime turbulent en utilisant le concept de la longueur de mélange de Prandtl, liée aux théories de transfert de quantité de mouvement.

Görtler [3], en 1954, étudia un jet laminaire animé d'un mouvement de giration, un suffisamment faible pour pouvoir négliger dans son calcul les variations radiales de la pression. Il chercha des solutions semblables à l'aide de séries de fonctions propres, et appliqua son analyse au cas des jets turbulents, en supposant un coefficient de viscosité cinématique de turbulence constant.

En 1960, la méthode intégrale de Karman fut appliquée par Steiger et Bloom [4] aux jets laminaires, à giration faible, moyenne et forte. Ces auteurs ne font pas l'hypothèse d'invariance locale, ils abordent directement le cas des écoulements compressibles et incompressibles, en supposant des formes fonctionnelles analytiques pour les distributions de vitesse.

Rose [5], en 1962, effectua une recherche expérimentale importante, sur un jet turbulent issu d'un conduit animé d'un mouvement de rotation. A l'aide d'un anémomètre à fil chaud, il explora le champ des vitesses jusqu'à quinze diamètres de la sortie. Grâce à ces mesures, il put observer que la répartition radiale de la composante axiale de la vitesse avait une forme gaussienne, il vérifia aussi que l'hypothèse d'invariance locale pouvait être étendue à la composante tangentielle de la vitesse. Enfin, il précisa la façon dont les maximums des vitesses axiales et tangentielles évoluaient.

L'application de ces résultats conduisit Lin-Lee [6], en 1966, à étendre l'étude à des panaches tournants turbulents à la convection naturelle. Pour cela, cet auteur suppose l'existence de profils semblables pour les composantes axiales et tangentielles de la vitesse et il tient compte d'une vitesse d'entraînement radiale à la frontière du panache. Il utilise le concept d'entraînement de Taylor, en admettant que le coefficient d'entraînement, ayant la même valeur que celle trouvée expérimentalement

pour les panaches convectifs axiaux sans rotation, n'est pas fonction de la rotation.

Enfin Chigier et Chervinsky [7], à partir de 1966, entreprirent toute une série d'études de ces jets, à la fois expérimentales et théoriques, en vue de l'application à des problèmes de combustion. Ils comparèrent les résultats expérimentaux relatifs à la décroissance des composantes axiales et tangentielles de la vitesse, à ceux obtenus à l'aide de méthodes intégrales et obtinrent un bon accord avec l'expérience. Ils montrèrent, en particulier, qu'il n'était pas possible d'admettre l'invariance locale pour la composante radiale de la vitesse. De plus, ils mirent en évidence que la largeur du panache, l'entraînement de l'air ambiant et la décroissance de la vitesse, sont des fonctions croissantes de la prérotation.

En 1967, Craya et Darrigol [8] se sont intéressés à la turbulence de tels jets. Ils ont mesuré les corrélations et trouvé, dans le cadre de leurs expériences, que les coefficients de diffusion de la quantité de mouvement sont légèrement plus élevés que dans le cas des jets non tournants; le coefficient de diffusion thermique est par contre beaucoup plus grand.

Tous ces auteurs supposent que le jet évolue dans un milieu calme dont les propriétés physiques restent constantes dans l'espace et le temps, de plus ils ne prennent pas en compte les changements d'état.

En résumé, si les panaches sans rotation sont assez bien analysés dans le cas d'une atmosphère stratifiée ou non, avec éventuellement changement de phase, par contre l'étude des panaches thermiques convectifs avec rotation, n'a pas été étendue aux cas de changement d'état et de gradient extérieur de pression, de température et d'humidité.

Compte tenu du peu d'informations expérimentales dont on dispose pour ces panaches, nous avons estimé que, dans un premier temps, l'utilisation d'une méthode intégrale était suffisante pour connaître les paramètres principaux dont dépend leur évolution et voir s'il existe ou non une puissance critique. De plus, les conditions étant les mêmes pour toutes les variantes envisagées, la comparaison qualitative des résultats peut être considérée comme valable.

## 2. MISE EN EQUATION DU PROBLEME

Les équations sont écrites dans un système d'axes cylindriques (Fig. 1) en faisant les hypothèses suivantes:

1. Le panache est supposé à symétrie axiale;
2. En tout point du champ aérodynamique les vitesses sont faibles comparées à la vitesse du son;
3. A une altitude donnée, les variations de masse volumique suivant  $r$  sont petites comparées à la masse volumique de l'air extérieur; en conséquence, ces variations ne seront prises en compte que dans le terme de poussée hydrostatique (hypothèse de Boussinesq);

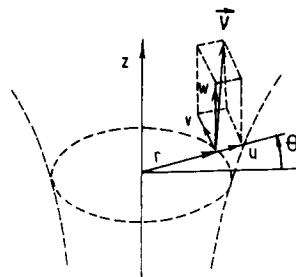


FIG. 1. Système d'axes de référence.

4. Dans le cas où il y a condensation, les dimensions des gouttelettes d'eau seront supposées suffisamment petites, pour que leur vitesse puisse être confondue avec celle du panache et que par conséquent l'effet de centrifugation puisse être aussi négligé;

5. Le régime de l'écoulement est turbulent, mais stationnaire en moyenne;

6. Les tensions d'origine visqueuse sont négligeables devant celles d'origine turbulente.

En ne retenant dans les équations que les termes prépondérants et après avoir moyenné celles-ci dans le temps, on obtient le système suivant:

Equation de continuité:

$$\frac{\partial}{\partial z} (\rho_1 r w) + \frac{\partial}{\partial r} (\rho_1 r u) = 0 \quad (1)$$

Equations de quantité de mouvement:

$$v^2 = \frac{r}{\rho_1} \frac{\partial P}{\partial r} \quad (2)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial z} (r w^2) + \frac{\partial}{\partial r} (r u w) \\ = -\frac{r}{\rho_1} \cdot \frac{\partial P}{\partial z} - \frac{\partial}{\partial r} (r u' w') - \frac{\rho}{\rho_1} r g \end{aligned} \quad (3)$$

$$\frac{\partial}{\partial z} (r^2 v w) + \frac{\partial}{\partial r} (r^2 u v) = -\frac{\partial}{\partial r} (r^2 u' v') \quad (4)$$

Equation de l'énergie:

$$C_p^* \frac{\partial}{\partial z} (r w T) + C_p^* \frac{\partial}{\partial r} (r u T) = \mathcal{G}_1 + \mathcal{L}_1 + \mathcal{E}_1, \quad (5)$$

où  $C_p^*$  est la chaleur spécifique à pression constante de l'air humide,  $\mathcal{G}_1$ ,  $\mathcal{L}_1$  et  $\mathcal{E}_1$  sont les variations d'énergie dues respectivement:

à la diffusion turbulente;

à la détente;

au changement d'état (le développement de cette équation est donné référence [9]).

Equation de transfert de l'humidité de l'air:

$$\frac{\partial}{\partial z} (r w t) + \frac{\partial}{\partial r} (r u t) = -\frac{\partial}{\partial r} (r u' t') \quad (6)$$

Equation d'état:

$$\frac{P}{\rho_H} = R_H T = R_A T_V. * \quad (7)$$

Par raison de symétrie quel que soit  $z$ , sur l'axe du panache:

$$u, v, \frac{\partial w}{\partial r}, \frac{\partial u'v'}{\partial r}, \frac{\partial u'w'}{\partial r}, \frac{\partial u'\tau'}{\partial r}, \frac{\partial u'T'}{\partial r}, \text{ sont nuls}$$

et à l'infini:

$$v, w, \overline{u'w'}, \overline{u'T'}, \overline{u'\tau'}, \frac{\partial w}{\partial r}, \frac{\partial v}{\partial r}, \frac{\partial \overline{u'w'}}{\partial r}, \frac{\partial \overline{u'v'}}{\partial r}, \\ \frac{\partial \overline{u'T'}}{\partial r}, \frac{\partial \overline{u'\tau'}}{\partial r}, \overline{u'T'}, \text{ sont nuls.}$$

En accord avec les différents travaux consultés, [2, 4, 6, 7, 10], et l'hypothèse d'invariance locale, la méthode intégrale décrite dans la référence [6] a été choisie pour résoudre le système d'équations ci-dessus. Les fonctions utilisées sont données dans la nomenclature.

Les conditions atmosphériques fournies par les stations météorologiques étant exprimées en fonction de l'altitude réelle  $z$ , il est plus simple pour les applications pratiques de conserver cette variable; de plus aucune hypothèse n'étant introduite sur l'évolution des diverses grandeurs en fonction de  $z$ , il n'est pas indispensable de l'adimensionner [9].

Remarque 1: L'équation (1) intégrée de 0 à l'infini suivant  $r$  s'écrit:

$$\frac{d}{dz} b^2 w_m + \frac{b^2 w_m}{\rho_1} \frac{d\rho_1}{dz} = -2 \lim_{r \rightarrow \infty} (ru). \quad (1 \text{ bis})$$

Selon le concept d'entraînement de Taylor,

$$\lim_{r \rightarrow \infty} (ru) = -bu_b$$

avec  $u_b = -\alpha w_m$  l'équation (1 bis) se réduit à:

$$\frac{d}{dz} b^2 w_m = bw_m \left[ 2\alpha - \frac{b}{\rho_1} \left( \frac{d\rho_1}{dz} \right) \right]$$

pour

$$\frac{b}{\rho_1} \left( \frac{d\rho_1}{dz} \right)$$

très petit devant  $2\alpha$ ,† cette équation se réduit à sa forme classique:

$$\frac{db^2 w_m}{dz} = 2\alpha b w_m.$$

Remarque 2: Notons que l'équation (2) fait apparaître l'influence de la rotation sur la pression. A une altitude  $z$  donnée, on obtient par intégration de  $\eta$  à l'infini:

$$P(z, \eta) = P_1(z) - \rho_1 v_m^2 I(\eta),$$

avec

$$I(\eta) = \int_{\eta}^{\infty} \frac{h^2}{\eta} d\eta.$$

L'étude bibliographique [7] montre que, pour les mouvements giratoires étudiés,‡  $v$  d'une part, est nul au niveau de l'axe du panache, d'autre part passe par un maximum pour  $\eta$  voisin de 0,5; de plus, Rose [5] a obtenu expérimentalement dans le cas d'un panache turbulent avec giration:

$$\int_0^{\infty} I(\eta) \eta d\eta = 0,208.$$

Compte tenu de ces différents résultats, l'expression choisie pour  $h(\eta)$  est:

$$h(\eta) = 3\eta e^{-2\eta^2}$$

d'où:

$$\int_0^{\infty} I(\eta) \eta d\eta = \frac{9}{8} \int_0^{\infty} e^{-4\eta^2} \eta d\eta = \frac{9}{64} = 0,141.$$

Remarque 3: L'influence de la rotation sur la répartition radiale de la pression, ainsi que celle de la présence des gouttelettes dans l'aérosol, quand il y a condensation, sont précisées en annexe.

Les équations (1) et (3)-(6) sont intégrées suivant  $\eta$ , de 0 à l'infini, en remplaçant la température virtuelle par son expression donnée précédemment en remarque et en utilisant le concept d'entraînement caractérisé par le coefficient  $\alpha$  constant [6]. Compte tenu des valeurs numériques correspondant au facteur de forme du profil caractéristique de l'invariance locale, elles s'écrivent:

$$\frac{d}{dz} b^2 w_m = 2\alpha b w_m$$

$$\frac{d}{dz} [b^2 (w_m^2 - 0,563 v_m^2)]$$

$$= 2b^2 g \left\{ \frac{\Delta T_m}{T_1} + 0,6 \Delta \tau_m + 0,3 \Delta \tau_m \frac{\Delta T_m}{T_1} - 2\varphi(t) \right\}$$

$$+ 0,563 \frac{v_m^2 b^2}{T_1} \left[ \frac{C_p}{R_A} \left( \frac{dT_1}{dz} \right)_{ad} - \left( \frac{dT}{dz} \right)_{réel} \right]$$

$$\frac{d}{dz} (b^3 v_m w_m) = 0$$

$$\frac{d}{dz} (b^2 w_m \Delta T_m) + 2b^2 w_m \left[ \frac{dT_1}{dz} - \left( \frac{dT_1}{dz} \right)_{ad} \right]$$

$$= -\frac{9}{20} \frac{b^2 w_m}{C_p}$$

$$\times \left\{ \frac{dn_m^2}{dz} + \frac{v_m^2}{T_1} \left[ \frac{C_p}{R_A} \left( \frac{dT_1}{dz} \right)_{ad} - \left( \frac{dT_1}{dz} \right)_{réel} \right] \right\} - 4 \frac{J}{C_p}$$

\*  $T_V$  désigne une température virtuelle. On démontre que  $T_V$  est reliée à la température réelle de l'air humide par l'expression:  $T_V \simeq (1 + 0,608\tau)T$ .

† Cette hypothèse simplificatrice revient à négliger l'expansion du panache due à la détente, devant celle due à l'entraînement de l'air extérieur, ceci reste valable en première approximation tant que  $h < 500$  m environ.

‡ Les différents mouvements giratoires considérés dans la bibliographie consultée, sont créés, soit par simple rotation du tube d'amenée [5], soit par des jets pariétaux tangentiels; cependant il existe d'autres types de mouvement giratoires, qui semblent *a priori* plus stables que ceux envisagés dans la bibliographie, citons à titre d'exemple le sillage d'une hélice travaillant en ventilateur.

$$\frac{d}{dz} (b^2 w_m \Delta \tau_m) = -2b^2 w_m \frac{d\tau_1}{dz}$$

$$\frac{P_1}{\rho} = R_A T_V.$$

où la fonction  $\varphi(t)$  qui intervient dans la deuxième équation du système est le flux volumique de l'eau condensée dont l'expression est:

$$\varphi(t) = \int_0^{n_v} \tau_c d\eta^2 = \frac{380}{p_1} \left\{ \frac{A}{c} \ln \left| \frac{ct_v + 1}{ct_m + 1} \right| + \frac{At_1 + B}{ct_1 + 1} \ln \left| \frac{t_v - t_1}{ct_v + 1} \cdot \frac{ct_m + 1}{t_m - t_1} \right| \right\} + \frac{380}{p_1} \left[ \frac{a}{c} (t_v - t_m) + \tau_1 \eta_v^2 + \Delta \tau_m (1 - e^{-\eta_v^2}) \right]$$

où  $t = T - 273$  (l'établissement de  $\varphi(t)$  est donné en annexe).

Dans ce calcul les vitesses de rotation sont faibles, en conséquence on utilise la même expression de  $J$ , donnée référence [9], pour les panaches avec ou sans giration.

### 3. EXPLOITATION NUMERIQUE DU SYSTEME

La résolution numérique du système ci-dessus, dépend d'un grand nombre de paramètres et des diverses situations météorologiques possibles. Elle est effectuée ici de façon à:

1. Mettre en évidence l'influence du coefficient d'entraînement  $\alpha$  et celle de la vitesse de giration  $v_{m0}$ , sur la pénétration dans l'atmosphère d'un panache, de puissance thermique  $Pu$  constante, dans le cas où il n'y a pas de condensation;

2. Permettre l'introduction de ces paramètres dans une application pratique;

3. Déterminer la puissance thermique critique  $Pu_c$ , pour les tours sèches et humides et une certaine situation météorologique.

Les conditions initiales du système à résoudre, sont celles régnant à l'extrémité de la zone d'établissement du jet; en effet, l'invariance n'est pleinement établie qu'à une certaine distance de la section de sortie de la cheminée [10].

Pour calculer ces conditions, on a admis au niveau de la section de sortie de la tour, une répartition radiale uniforme des différentes grandeurs, avec:

$$w_{m0} = w_t \\ \Delta T_{m0} = \Delta T_t.$$

Le rayon origine  $b_0$  est estimé à  $\sqrt{2}b_t$ ; cette valeur correspond en fait, au cas d'un panache thermique dont le flux de chaleur se conserve, la zone d'établissement se situant dans une atmosphère calme, dont les propriétés physiques sont constantes.

Dans le cas d'une cheminée classique, la longueur de cette zone est estimée habituellement, s'il n'y a pas de vent, à six fois le diamètre de sortie\* [11].

\*En fait, la longueur de cette zone ainsi que son épanouissement, dépend certainement des conditions atmosphériques extérieures et des conditions initiales de rejet.

Le rayon de sortie  $b_t$  de la tour, en fonction de la puissance thermique à dissiper est donné:

Dans le cas des tours sèches par:

$$b_t = \left[ \frac{Pu}{\pi \rho_{10} C_p \Delta T_t w_{m0}} \right]^{1/2},$$

et dans celui des tours humides par:

$$b_t = \left\{ \frac{Pu}{\left[ \pi \rho_{10} w_{m0} [C_p \Delta T_1 + (\tau_{s0} - \tau_{10}) L_v] \right]} \right\}^{1/2}.$$

Pour l'étude de la pénétration du panache en fonction de  $\alpha$  et de  $v_{m0}$ , le modèle a été mis en oeuvre en utilisant des conditions météorologiques imposées a priori. Par la suite, pour la détermination de la puissance critique, il a été utilisé avec une condition météorologique réelle.

#### Influence de $\alpha$ et $v_{m0}$ sur la pénétration du panache

Les conditions aux limites à la sortie de la tour pour cette étude sont:

$$z_t = 400 \text{ m (altitude initiale)}$$

$$w_{mt} = 4 \text{ ms}^{-1}$$

$$\Delta T_{mt} = 19^\circ \text{C}$$

$$Pu = 279 \text{ MW.}$$

Les répartitions verticales atmosphériques de température et d'humidité sont données par:

$$T_1 = 300 - 6,5 \cdot 10^{-3} z$$

$$\tau_1 = 11 \cdot 10^{-3} - 2,5 \cdot 10^{-6} z.$$

Les Figs. 2 et 3 montrent l'influence de  $\alpha$  et  $v_{m0}$  sur la pénétration d'un panache.

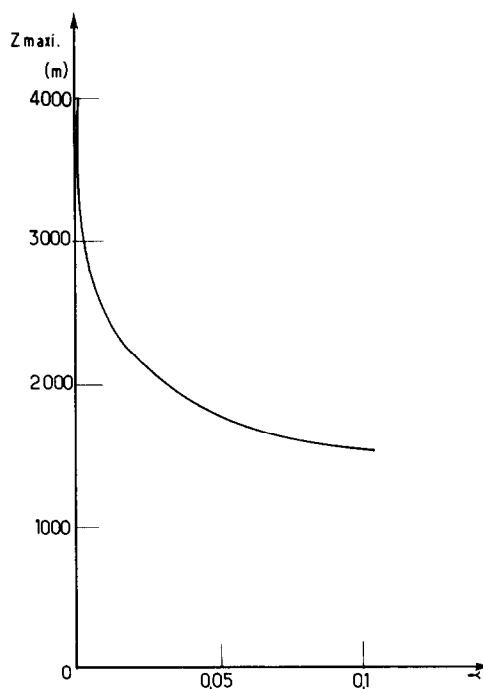


FIG. 2. Altitude maximale atteinte par le panache en fonction de  $\alpha$  (sans condensation).

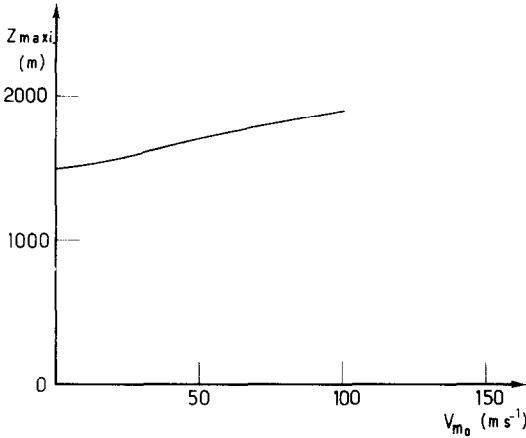


FIG. 3. Altitude maximale atteinte par le panache en fonction de la prérotation (sans condensation) ( $\alpha=0,08$ ).

*Détermination de la puissance critique pour une situation météorologique réelle*

Valeurs retenues pour les vitesses caractéristiques du panache au niveau initial et conditions atmosphériques. Dans le cas d'un tirage naturel  $w_{m0} = 4 \text{ ms}^{-1}$ ; Dans le cas d'un tirage forcé avec ou sans giration  $w_{m0} = 14 \text{ ms}^{-1}$ . Une seule vitesse de giration est étudiée:  $v_{m0} = 14 \text{ ms}^{-1}$ . Les conditions extérieures correspondent à la situation météorologique observée le 9 Août 1975 à 12h TU à Nîmes (Fig. 4).

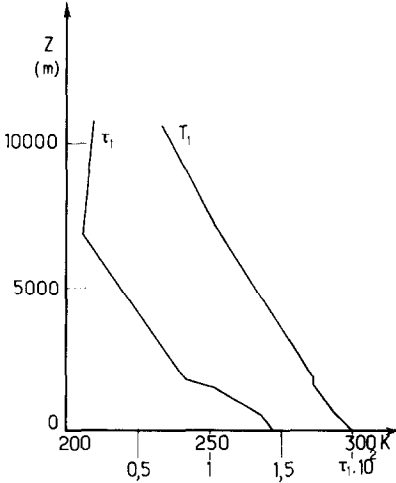


FIG. 4. Situation météorologique du 9 août 1975 (12h TU) à Nîmes.

Valeurs retenues pour la température et l'humidité du panache au niveau initial, 400 m.

Tours sèches:

$$\Delta T_{m0} = 12,33 \text{ C et } \Delta \tau_{m0} = 0,58 \cdot 10^{-3}$$

Tours humides:

$$\Delta T_{m0} = 13,78 \text{ C et } \Delta \tau_{m0} = 25,12 \cdot 10^{-3}$$

A titre d'exemple, sur la Fig. 5 est tracé le graphe de l'évolution des différentes grandeurs caractéristiques du panache, en fonction de l'altitude, dans le cas où il y a emballement.

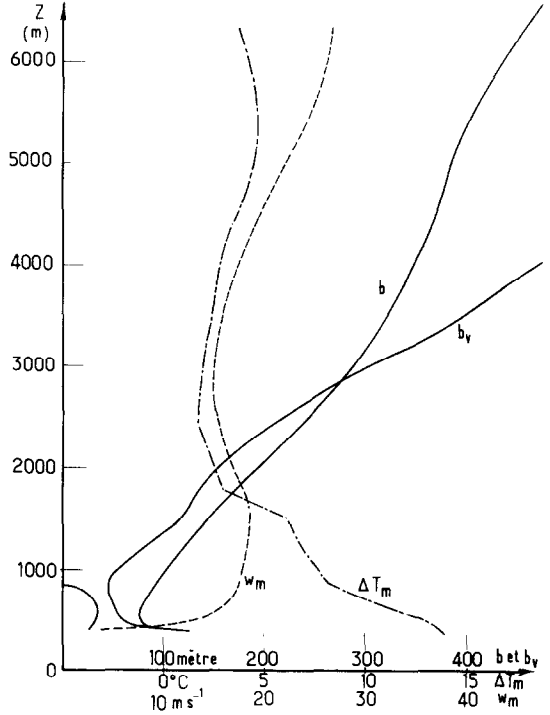


FIG. 5. Evolution des grandeurs caractéristiques du panache en fonction de l'altitude: Tour humide: Pu 8000 Mw,  $b_0 = 125,4 \text{ m}$ ,  $\Delta T_{m0} = 13,78 \text{ C}$ ,  $\Delta \tau_{m0} = 25,12 \cdot 10^{-3}$ ,  $w_{m0} = 4 \text{ m s}^{-1}$ .

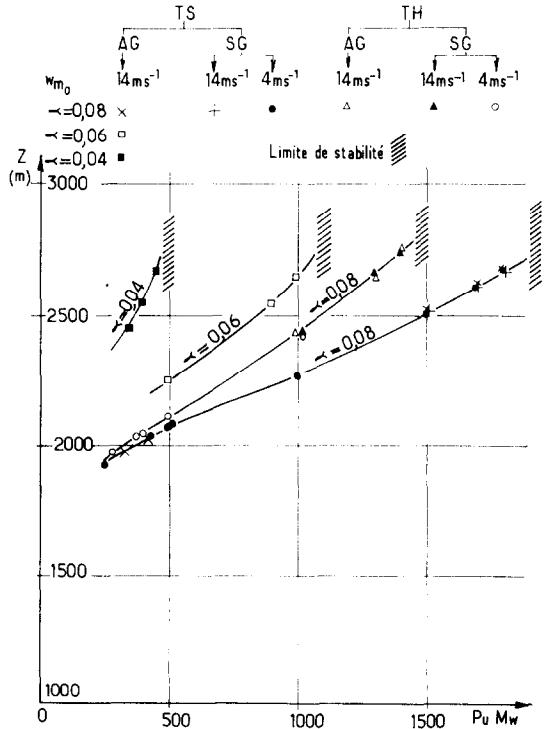


FIG. 6. Puissances critiques d'instabilité pour la situation météorologique du 9 août 1975 à 12h T.U. (Nîmes) ( $z_0 = 400 \text{ m}$ ).

La Fig. 6 montre l'influence de la puissance thermique émise sur l'altitude maximale atteinte par le panache et met en évidence la puissance critique.

Il apparait que, pour la situation météorologique retenue, la puissance critique  $Pu_c$  dépend essentiellement de l'état d'humidité de l'air chaud émis et de la valeur du coefficient d'entraînement  $\alpha$ . A  $\alpha$  constant,  $Pu_c$  est nettement plus faible pour les tours humides que pour les tours sèches; dans l'un et l'autre cas, la giration n'a pas d'influence significative sur cette puissance.  $Pu_c$  est une fonction décroissante de  $\alpha$ .

#### 4. CONCLUSIONS

Cette étude montre que la pénétration du panache, pour une situation météorologique donnée, dépend non seulement des conditions initiales de température, mais aussi:

- Du coefficient d'entraînement;
- De la prérotation;
- De l'état d'humidité relative du panache.

L'influence de ces paramètres peut être ainsi résumée:

(a) Dans le cas d'une atmosphère stable, la pénétration est une fonction décroissante de  $\alpha$  (à  $v_{m0}$  constant) et croissante de  $v_{m0}$  (à  $\alpha$  constant);

(b) La condensation à l'intérieur du panache améliore ses possibilités de pénétration.

Pour les conditions météorologiques retenues et dans le cadre des approximations faites, le calcul montre qu'il existe une puissance thermique critique, caractérisée par l'apparition d'une grande vitesse ascensionnelle (emballement) et une forte discontinuité de l'altitude maximale atteinte par le panache. A coefficient d'entraînement constant, cette puissance critique dépend de la variante envisagée et de la situation météorologique. On peut noter que l'emballement réalise une des conditions nécessaires à l'apparition d'un risque météorologique, c'est à dire à la possibilité de formation d'orages ou de tornades.

*Remerciements*—Les auteurs tiennent à remercier le Ministère de la Qualité de la Vie qui a financé cette étude. Ils expriment leur gratitude à Monsieur Chapelle alors Chef de la Division Impact des Aménagements à ce Ministère, pour l'intérêt qu'il a porté à ce travail en les faisant bénéficier de sa grande compétence.

#### BIBLIOGRAPHIE

1. H. Tennekes and J. L. Lumley, *A First Course in Turbulence*, 3rd edn. MIT Press, Cambridge, Mass. (1972).
2. L. G. Loitsyanskii, The propagation of a twisted jet in an unbounded space filled with the same fluid, *Prikl. Mat. Mekh.* **17**, 3-16 (1953).
3. H. Görtler, Decay of swirl in an axially symmetrical jet far from the orifice, *Revista Matematica Hispano Americana* **14**, 143-178 (1954).
4. M. H. Steiger and M. H. Bloom, *Axially Symmetric Laminar Free Mixing with Swirl*, Heat Transfer and Fluid Mechanics Institute, Stanford University Press (1961).
5. W. G. Rose, A swirling round turbulent jet, *Trans. ASME Sér. E*, **29**, 616-625 (1962).
6. S. Lin-Lee, Axisymmetric turbulent swirling jet, *J. appl. Mech., Trans. ASME, Sér. E*, **32**, 258-262 (1965).
7. N. A. Chigier and A. Chervinsky, Experimental and theoretical study of turbulent swirling jets issuing from

a round orifice, Israël Institute of Technology, TAE Reports 46 and 49 (1966).

8. A. Craya and M. Darrigol, Turbulent swirling jet, *Physics Fluids, Suppl.* **10**, 197-199 (1967).
9. X. Garonne, R. Guillaume, A. Papon et G. Salaun-Penquer, Sur une nouvelle méthode de calcul de l'influence de la condensation dans le développement des panaches thermiques, *Int. J. Heat Mass Transfer* **22**, 21-26 (1979).
10. G. N. Abramovich, *The Theory of Turbulent Jets*, M.I.T. Press, Cambridge, Mass. (1963).
11. B. Hill, Measurement of local entrainment rate in the initial region of axisymmetric turbulent air jets, *J. Fluid Mech.* **53**, 773-779 (1972).

#### ANNEXE

##### Introduction des Gouttelettes d'Eau dans l'Equation de la Quantité de Mouvement Suivant z

L'équation de la quantité de mouvement suivant z doit être développée en détail, afin de faire apparaître l'influence des gouttes d'eau sur la poussée hydrostatique, ainsi que l'influence de la rotation sur la pression. Observons tout d'abord que:

$$\rho \simeq \rho_H + \rho_1 \tau_c \text{ avec } \rho_1 \tau_c \ll \rho_H.$$

Il en résulte que:

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial z} (rw^2) + \frac{\partial}{\partial r} (ruw) \\ = rg \left[ \frac{\rho_1 - \rho_H}{\rho_H} - \tau_c \right] - \frac{\partial}{\partial r} (\overline{ru'w'}) + \frac{r}{\rho_H} I(\eta) \frac{d}{dz} (\rho_1 v_m^2). \end{aligned}$$

Or

$$\frac{\rho_1 - \rho_H}{\rho_H} = \frac{p}{R_A T_V} - \frac{p}{R_A T_V} = \frac{T_V - T_{V_1}}{T_{V_1}}.$$

Compte tenu du fait que  $T_V$  est la température virtuelle, on obtient tous calculs faits en utilisant les températures réelles:

$$\frac{\rho_1 - \rho_H}{\rho_H} = \left[ \frac{\Delta T_m}{T_1} + 0.6 \Delta \tau_m \right] e^{-\eta^2} + 0.6 \frac{\Delta \tau_m \Delta T_m}{T_1} e^{-2\eta^2}.$$

L'équation de la quantité de mouvement écrite ponctuellement est donc:

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial z} (rw^2) + \frac{\partial}{\partial r} (ruw) = rg \left[ \frac{\Delta T}{T_1} + 0.6 \left( \Delta \tau + \frac{\Delta \tau \Delta T}{T_1} \right) - \tau_c \right] \\ - \frac{\partial}{\partial r} (\overline{ru'w'}) + \frac{r}{\rho_1} I(\eta) \frac{d}{dz} (\rho_1 v_m^2). \end{aligned}$$

Dans cette équation, l'influence des gouttelettes d'eau apparaît dans  $\tau_c$  et la rotation dans

$$\frac{1}{\rho_1} \frac{d}{dz} (\rho_1 v_m^2),$$

ce dernier terme peut également s'écrire:

$$\frac{1}{\rho_1} \frac{d}{dz} (\rho_1 v_m^2) = \frac{v_m^2 d\rho_1}{\rho_1 dz} + \frac{dv_m^2}{dz}.$$

soit encore en observant que:

$$\begin{aligned} \frac{1}{\rho_1} \left( \frac{d\rho_1}{dz} \right) \simeq \frac{1}{T_1} \left[ \frac{C_p}{R_A} \left( \frac{dT}{dz} \right)_{ad} - \left( \frac{dT}{dz} \right)_{réel} \right] \\ \frac{1}{\rho_1} \frac{d}{dz} (\rho_1 v_m^2) = \frac{v_m^2}{T_1} \left[ \frac{C_p}{R_A} \left( \frac{dT}{dz} \right)_{ad} - \left( \frac{dT}{dz} \right)_{réel} \right] + \frac{dv_m^2}{dz}. \end{aligned}$$

A une altitude donnée, l'équation de quantité de mouvement peut alors être intégrée de 0 à l'infini suivant  $\eta$  pour

donner:

$$\frac{d}{dz} [b^2(w_m^2 - 0.563v_m^2)] = 2b^2g \left\{ \frac{\Delta T_m}{T_1} + 0.6\Delta\tau_m + 0.3\Delta\tau_m \frac{\Delta T_m}{T_1} - 2 \int_0^{\eta_c} \eta \tau_c d\eta \right\} + 0.563 \frac{v_m^2 b^2}{T_1} \left[ \frac{C_p}{R_A} \left( \frac{dT_1}{dz} \right)_{ad} - \left( \frac{dT}{dz} \right)_{réel} \right]$$

L'intégrale restant dans le membre de droite de cette égalité, se calcule de la façon suivante, en notant que:

$$\tau_c = \tau - \tau_s = \tau_1 + \Delta\tau_m e^{-\eta^2} - \tau_s$$

$$2 \int_0^{\eta_c} \eta \tau_c d\eta = \int_0^{\eta_c} \tau_1 d\eta^2 + \Delta\tau_m \int_0^{\eta_c} e^{-\eta^2} d\eta^2 - \int_0^{\eta_c} \tau_s d\eta^2$$

$$= \tau_1 \eta_c^2 + \Delta\tau_m (1 - e^{-\eta_c^2}) - \int_0^{\eta_c} \tau_s d\eta^2$$

En remplaçant dans la dernière intégrale  $\tau_s$  par l'expression proposée dans la référence [9]:†

$$\tau_s = \frac{380}{p_1} \left( \frac{at^2 + bt + 1}{ct + 1} \right)$$

et en utilisant le changement de variable:

$$\frac{T - T_1}{\Delta T_m} = e^{-\eta^2} \Rightarrow \frac{dT}{\Delta T_m} = -e^{-\eta^2} d\eta^2 \Rightarrow \frac{dt}{\Delta T_m} = -\frac{t - t_1}{\Delta T_m} d\eta^2$$

On obtient tous calculs faits:

$$\varphi(t) = \frac{380}{p_1} \left\{ \frac{A}{c} \ln \left| \frac{ct_v + 1}{ct_m + 1} \right| + \frac{At_1 + B}{ct_1 + 1} + \ln \left| \frac{t_v - t_1}{ct_v + 1} \frac{ct_m + 1}{t_m - t_1} \right| + \frac{380}{p_1} \left[ \frac{a}{c} (t_v - t_m) + \tau_1 \eta_c^2 + \Delta\tau_m (1 - e^{-\eta_c^2}) \right] \right\}$$

avec:  $A = b - \frac{a}{c} (1 - ct_1)$

$$B = \frac{at_1}{c} + 1$$

expression valable pour  $\Delta T_m \neq 0$ .

CRITICAL THERMAL POWER OF BUOYANT PLUMES, WITH OR WITHOUT VORTEX, DURING THEIR PENETRATION IN THE ATMOSPHERE

**Abstract** - The buoyant plumes rising from cooling towers have an important thermal power; more or less strong updrafts may be observed and a meteorological risk is not to be excluded. The aim of this study is to investigate the maximum plume rise in the atmosphere of these wastes (pure plumes or vortex) without wind. For the atmospheric conditions and the approximations used the results show the existence of critical thermal powers beyond which the plumes "bolt".

DIE KRITISCHE THERMISCHE ENERGIE VON AUFTRIEBSSCHWADEN MIT ODER OHNE WIRBEL WÄHREND IHRES EINDRINGENS IN DIE ATMOSPHERE

**Zusammenfassung** - Die Auftriebsschwaden, die von Kühltürmen ausgehen, besitzen eine bedeutende thermische Energie. Es können mehr oder weniger starke Aufwinde beobachtet werden, und ein meteorologisches Risiko ist nicht auszuschließen. Ziel dieser Arbeit ist die Untersuchung der maximalen Bewegung dieser Schwaden (reiner Schwaden oder Wirbel) in der Atmosphäre ohne Windbewegung. Bei den untersuchten atmosphärischen Bedingungen und den verwendeten Näherungen zeigen die Ergebnisse, daß es kritische thermische Energien gibt, bei deren Überschreiten die Schwaden "durchschlagen".

КРИТИЧЕСКАЯ ТЕПЛОВАЯ ЭНЕРГИЯ ПРОНИКАЮЩИХ В АТМОСФЕРУ СВОБОДНОКОНВЕКТИВНЫХ СТРУЙ ПРИ НАЛИЧИИ И ОТСУТСТВИИ ЗАВИХРЕНИЙ

**Аннотация** - Свободноконвективные струи, поднимающиеся над градирнями атомных электростанций, характеризуются большими значениями тепловой энергии. Можно наблюдать возникновение довольно интенсивных восходящих потоков, которые могут представить опасность с метеорологической точки зрения. Работа предпринята с целью исследования максимального проникновения в атмосферу таких потоков (слабых струй или вихрей) в отсутствие ветра. Показано, что при данных условиях и использованных допущениях существует критическая величина тепловой энергии, за пределами которой происходит унос струй.