



# Chapitre 4.

# AÉRAULIQUE DES

# FUMÉES

- 1 -

---

Olivier Vauquelin

*IUSTI (UMR CNRS 7343)*

*Aix-Marseille Université*

Rabah Mehaddi

*LEMETA (UMR CNRS 7563)*

*Université de Lorraine*

## 1. Introduction

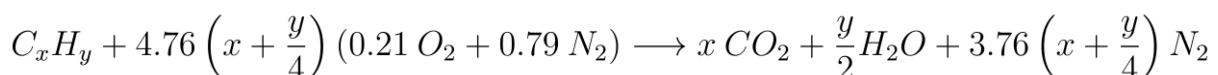
L'objectif de ce cours est de présenter les modélisations théoriques permettant d'estimer l'évolution dans le temps et dans l'espace de gaz chauds issus d'une source thermique (par la suite un foyer d'incendie) dans des espaces (tunnels, locaux connectés ...) pouvant être ventilés mécaniquement ou naturellement. Ces modélisations sont celles que l'on retrouve dans les codes dit "zonaux" dont la vocation est de pouvoir estimer, avec des temps de calcul très courts, les débits échangés entre les locaux et avec l'extérieur, la durée des processus (remplissage, désenfumage, ...), les températures et hauteurs des couches de fumées, etc.

La mécanique des fluides associée est celle des écoulements à masse volumique variable. Ici, les variations des masses volumiques sont liées aux variations des températures ou à la mise en contact et au mélange de fluides de masses volumiques différentes. On parlera donc d'écoulements inhomogènes et non pas d'écoulements compressibles, la compressibilité au sens strict étant associée aux variations de masses volumiques dues aux variations des pressions (écoulement à grande vitesse). Dans les problèmes que nous allons aborder, quelle que soit la valeur des écarts de masses volumiques, on pourra toujours considérer que les écarts relatifs de pression  $\Delta p/p$  sont faibles, ce qui est équivalent à faire l'hypothèse d'un nombre de Mach petit.

## 2. Production de fumées : cas du feu de bac

Pour un feu de puissance donnée, il est très difficile d'estimer les fumées produites puisque leurs caractéristiques (débit et température) varient dans l'espace. Pour fixer quelques ordres de grandeur, on s'intéresse ici au cas d'un feu issu d'un bac de combustible liquide de surface  $S$  posé au sol ( $z = 0$ ). L'objectif est d'estimer la quantité de fumées produites. Le terme "fumée" désigne ici le mélange formé par les produits de combustion et l'air entraîné mécaniquement.

Considérons un combustible hydrocarbure de la forme  $C_x H_y$ . On va établir toutes les relations dans ce cas général puis on effectuera les applications numériques dans le cas particulier de l'heptane ( $x = 7$  et  $y = 16$ ) dont la chaleur massique de combustion est de  $44.6 \text{ MJ kg}^{-1}$ . La réaction de combustion de cet hydrocarbure (réaction d'une mole de  $C_x H_y$  avec de l'air constitué de 21% d'oxygène et de 79% d'azote) s'écrit :



Etant entendu que le volume d'une mole d'air à 20 °C est de 24 litres, l'expression du rapport  $r_1$  entre le débit massique d'air nécessaire à la combustion stœchiométrique  $m_{sto}$  et le débit massique de combustible  $m_{C_x H_y}$  s'écrit :

$$m_{sto} = 4.76 \left( x + \frac{y}{4} \right) \frac{24}{1000} \rho_0 \quad \text{et} \quad m_{C_x H_y} = \frac{12x + y}{1000}$$
$$\Rightarrow r_1 = \frac{m_{sto}}{m_{C_x H_y}} \approx 137 \frac{x + y/4}{12x + y} \quad (= 15 \text{ pour l'heptane})$$

Pour un feu de bac de combustible liquide, on peut évaluer la puissance totale  $\dot{Q}_t$  à partir de la surface  $S$  du bac, de la chaleur massique de combustion  $\Delta H_c$  (en  $J \text{ kg}^{-1}$ ) de l'efficacité de combustion  $\eta$  et du taux réactionnel  $\dot{m}$  (débit massique de combustible par unité de surface) à partir de la relation suivante :

$$\dot{Q}_t = \eta \dot{m} S \Delta H_c$$

L'efficacité de combustion (dont la valeur est comprise entre 0 et 1) dépend de la nature de la source et de son environnement, c'est-à-dire du niveau de confinement et de l'oxygène disponible. Nous supposons que  $\eta = 1$  par la suite.

En pratique, une fraction  $\chi_{rad}$  de cette puissance totale est "perdue" par rayonnement, le reste étant convecté dans les fumées. La puissance convective s'écrit donc :

$$\dot{Q}_c = (1 - \chi_{rad}) \dot{m} S \Delta H_c$$

Des tests réalisés pour des feux de bacs d'hydrocarbures ont montré que la fraction rayonnée était relativement constante (entre 30 et 40%) pour des bacs de diamètres inférieurs à 3m. Au delà, elle diminue par un effet de blocage du rayonnement par les suies dont la production augmente fortement avec la taille du bac. Nous retiendrons la valeur  $\chi_{rad} = 0.3$  pour la suite.

En notant  $r_2$  le rapport entre le débit massique d'air entraîné  $m_{ent}$  dans le panache (mécaniquement) et le débit massique stœchiométrique  $m_{sto}$ , le débit massique  $m_f$  des fumées s'écrit en fonction de  $r_1, r_2, S$  et  $\dot{m}$ .

$$m_f = m_{C_x H_y} + m_{sto} + m_{ent} = m_{C_x H_y} + r_1 m_{C_x H_y} + r_2 m_{sto} = [1 + r_1 (1 + r_2)] \dot{m} S$$

Dans le cas de feux de bacs de combustibles liquides de grands diamètres  $\$D\$$  (régime radiatif dominant) il est admis que le taux réactionnel peut s'écrire sous la forme :

$$\dot{m} = \dot{m}_\infty (1 - e^{-\beta D})$$

Le taux réactionnel indicé " $\infty$ " correspond à la valeur asymptotique obtenue pour des bacs de très grands diamètres. Les expériences de Babrauskas (Fire Technology, 1961) réalisées pour une large gamme de combustibles liquides ont montré que :

$$\dot{m}_\infty = 0.101 \pm 0.009 \text{ kg m}^{-2} \text{ s}^{-1} \quad \text{et} \quad \beta = 1.3 \pm 0.5 \text{ m}^{-1}$$

Pour l'heptane, des expériences spécifiques ont conduit aux valeurs de 0.0784 pour le taux réactionnel infini et de 0.8 pour le coefficient d'extinction  $\beta$ .

Finalement, en croisant les expressions du débit massique obtenu précédemment et celles issues de la théorie du panache (voir relations d'Heskestad dans le chapitre suivant), on calcule, dans le cas de l'heptane, le rapport  $r_2$  à l'altitude de 5m au dessus d'un bac de diamètre  $D = 1m$ .

$$m_f = [1 + 15 (1 + r_2)] \dot{m} S \quad \text{et} \quad m_f = 0.56 \dot{Q}_c^{1/3} z^{5/3} = 0.56 [(1 - \chi_{rad}) \dot{m} S \Delta H_c]^{1/3} z^{5/3}$$

Pour de l'heptane et à l'altitude  $z = 5m$ , on obtient  $r_2 \approx 15$ .

### **3. La modélisation du panache turbulent**

Comme le montre la figure 1 ci-dessous, on s'intéresse au panache turbulent issu de l'émission continue à la vitesse  $u_i$  d'un gaz chaud par une ouverture circulaire de diamètre  $d_i$ . On note  $\rho_i$  la masse volumique du gaz chaud à l'injection et  $\rho_0$  la masse volumique du fluide ambiant (typiquement de l'air à 20° C). Le panache entraîne alors le fluide ambiant sur sa périphérie à la vitesse horizontale  $u_e(z)$ .

Dans le modèle théorique que nous allons mettre en place on va considérer que les profils radiaux de vitesses et de masses volumiques sont constants dans le panache à une altitude donnée (hypothèses de profils "top-hat"). Ces profils sont plutôt de forme Gaussienne mais il est assez simple d'établir, pour une altitude  $z$  donnée, la correspondance entre le maximum de la Gaussienne (dans l'axe du

panache) et la valeur moyenne du profil plat. On négligera le rôle de la viscosité et on supposera que le champ des masses volumiques est relié au champ des températures par l'équation des gaz parfaits. Ainsi, en notant  $T_0$  et  $\rho_0$  la température et la masse volumique du milieu ambiant et  $T$  et  $\rho$  celles du panache à l'altitude  $z$ , on aura :

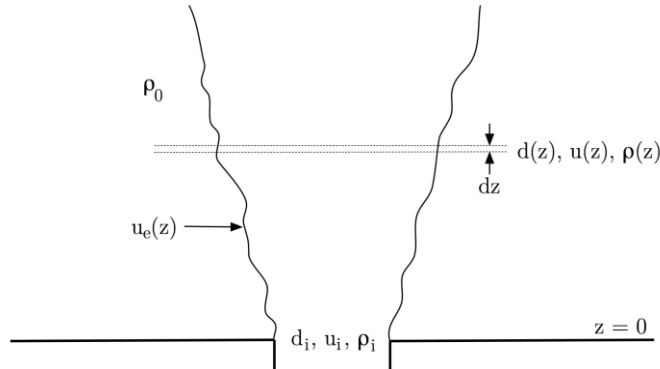


Fig 1: Schéma du panache turbulent.

$$\rho T = \rho_0 T_0 \implies \frac{\Delta \rho}{\rho} = \frac{\Delta T}{T_0} \quad \text{avec} \quad \Delta \rho = \rho_0 - \rho \quad \text{et} \quad \Delta T = T - T_0$$

Entre deux plans horizontaux séparés par une distance infinitésimale  $dz$ , la conservation du débit massique, le théorème de la quantité de mouvement et la conservation de la puissance convectée  $\dot{Q}_c$  conduisent au système d'équations différentielles couplées :

- 4 -

$$\frac{d}{dz}(\rho u d^2) = 4\rho_0 u_e d \quad \bullet \quad \frac{d}{dz}(\rho u^2 d^2) = \Delta \rho g d^2 \quad \bullet \quad \frac{d\dot{Q}_c}{dz} = \frac{d}{dz} \left( \rho \frac{\pi d^2}{4} u C_p \Delta T \right) = 0$$

Notons que la troisième équation correspond à la conservation du débit de flottabilité  $B$  défini par  $B = \frac{g \Delta \rho}{\rho_0} \frac{\pi d^2}{4} u$ . En notant  $C_p$  la chaleur spécifique du gaz chaud, on peut en effet exprimer le débit de flottabilité en fonction de la puissance convective :

$$B = \frac{g \dot{Q}_c}{\rho_0 C_p T_0}$$

Dans la limite de l'approximation de Boussinesq (c.f. Gray & Giordini, International Journal of Heat and Mass Transfer, 1976) qui suppose des écarts de masses volumiques modérés, la vitesse d'entraînement  $u_e$  dans un panache turbulent peut être estimée à partir de l'hypothèse de Morton, Taylor & Turner (Proceedings of the Royal Society of London, 1956) qui suggère, quelle que soit l'altitude, la même proportionnalité entre  $u_e$  et la vitesse verticale du panache :  $u_e(z) = \alpha u(z)$ , avec  $\alpha = \text{constante}$ . Dans le cas général non-Boussinesq, Ricou & Spalding (Journal of Fluid Mechanics, 1961) ont montré, à partir de données expérimentales, que la vitesse d'entraînement diminuait de façon significative pour de forts écarts de masse volumique entre le panache et le milieu ambiant. Ils ont proposé une correction du modèle de Morton faisant intervenir la valeur locale de la masse volumique du panache :

$$u_e(z) = \alpha \sqrt{\frac{\rho(z)}{\rho_0}} u(z) \quad \text{avec} \quad \alpha = \text{constante}$$

On adopte alors ce modèle corrigé et on effectue les changements de variables suivants :

$$\delta = \sqrt{\frac{\rho}{\rho_0}} d \quad \text{et} \quad \eta = \frac{\Delta\rho}{\rho} = \frac{\Delta T}{T_0}$$

Avec ce nouveau modèle de fermeture, on aboutit finalement à un système de trois équations à trois inconnues  $u(z)$ ,  $\delta(z)$  et  $\eta(z)$  :

$$\frac{d}{dz}(u\delta^2) = 4\alpha u\delta \quad \bullet \quad \frac{d}{dz}(u^2\delta^2) = \eta g\delta^2 \quad \bullet \quad \frac{d}{dz}(\eta u\delta^2) = 0$$

On recherche les solutions dites "auto-similaires" qui supposent que chacune des inconnues peut s'exprimer suivant une loi en puissance de  $z$  :

$$u(z) = C_1 z^a \quad \bullet \quad \delta(z) = C_2 z^b \quad \bullet \quad \eta(z) = C_3 z^c$$

Après calculs, il vient :

$$u(z) = \left(\frac{25}{48\pi\alpha^2}\right)^{1/3} B^{1/3} z^{-1/3} \quad \bullet \quad d(z) = \frac{12\alpha}{5} \sqrt{\frac{\rho_0}{\rho}} z \quad \bullet \quad \frac{\Delta\rho}{\rho} = \frac{4}{3g} \left(\frac{25}{48\pi\alpha^2}\right)^{2/3} B^{2/3} z^{-5/3}$$

Il s'agit d'une solution de type "point source" qui suppose qu'en  $z = 0$  le gaz chaud est rejeté au débit de flottabilité  $B$  par un point ( $d_i \sim 0$ ) à une vitesse et avec un écart de masse volumique infinis. Cette solution peut donc être physiquement réaliste en champ lointain ( $z$  grand) mais elle reste forcément très imprécise près de la source (champ proche). Pour une source réelle de surface finie, il est possible d'atténuer cette singularité en décalant le point source au niveau d'une source virtuelle située à la cote  $z_v$ , ce qui permet d'obtenir des valeurs finies pour  $u$ ,  $d$  et  $\Delta\rho/\rho$  en  $z = 0$ . Pour l'application incendie, on explicite ainsi facilement  $u(z)$ ,  $d(z)$  et  $\Delta T(z)/T_0$  à partir la puissance convective  $\dot{Q}_c$  exprimée en MW. Pour le calcul des coefficients, on prenant :  $\alpha = 0.1$  ;  $T_0 = 293 \text{ K}$  ;  $\rho_0 = 1.2 \text{ kg m}^{-3}$  ;  $C_p = 1000 \text{ J kg}^{-1} \text{ K}^{-1}$  ;  $g = 9.81 \text{ m s}^{-2}$  on retrouve les relations d'Heskestad (Fire Safety Journal, 1984) :

$$u(z) = 10.3 \dot{Q}_c^{1/3} (z - z_v)^{-1/3} \quad \bullet \quad d(z) = 0.24 \sqrt{\frac{T}{T_0}} (z - z_v) \quad \bullet \quad \frac{\Delta T}{T_0}(z) = 8.5 \dot{Q}_c^{2/3} (z - z_v)^{-5/3}$$

- 5 -

La position de la source virtuelle  $z_v$  proposée par Heskestad fait intervenir le diamètre du bac  $D$  et la puissance totale du feu  $\dot{Q}_t$  (exprimée en MW). Elle est donnée sous la forme suivante :

$$z_v = -1.02 D + 1.32 \dot{Q}_t^{2/5} \simeq -1.02 D + 1.52 \dot{Q}_c^{2/5}$$

Finalement, à partir de ces solutions, on peut exprimer le débit massique théorique  $m(z)$  du panache tel qu'utilisé à la fin du chapitre précédent :

$$m(z) = 0.56 \dot{Q}_c^{1/3} (z - z_v)^{5/3}$$

#### 4. Modèle de remplissage

On se propose d'étudier le remplissage d'un local par une source ponctuelle de flottabilité (débit de flottabilité  $B$ ). Comme indiqué sur la figure 2, le local est de forme parallélépipédique de surface au sol  $S$  et de hauteur  $H$  et la source est au sol ( $z = 0$ ), placée suffisamment loin des parois pour que le panache se développe comme dans un milieu libre. L'ouverture vers l'extérieur (au sol) est supposée être suffisamment grande pour le panache puisse entrainer son environnement normalement. Nous nous plaçons d'abord dans la cadre de l'approximation de Boussinesq comme dans le modèle pionnier développé par Baines & Turner (Journal of Fluid Mechanics, 1969) et connu sous le nom de "filling box model".

Les caractéristiques du panache de fumées (diamètre, vitesse verticale, masse volumique et/ou température) sont données par les solutions similaires. Le remplissage du local commence dès lors que la panache a impacté le plafond (condition initiale du modèle). La masse volumique de la couche initiale qui se forme au plafond (et qui est infiniment petite) vaut alors  $\rho(H)$ . Cette couche s'épaissit ensuite en étant alimentée par le panache. Le transfert de masse et d'énergie entre le panache et la couche de fumées s'effectue à une altitude  $z$  donnée par le disque de diamètre  $d(z)$  à la vitesse

$u(z)$ . On pourra supposer pour simplifier les calculs (mais ce n'est pas une obligation) que la surface du disque est petite devant la surface  $S$  du plafond. On suppose enfin qu'à chaque instant la masse volumique  $\rho^*$  de la couche de fumées est uniforme.

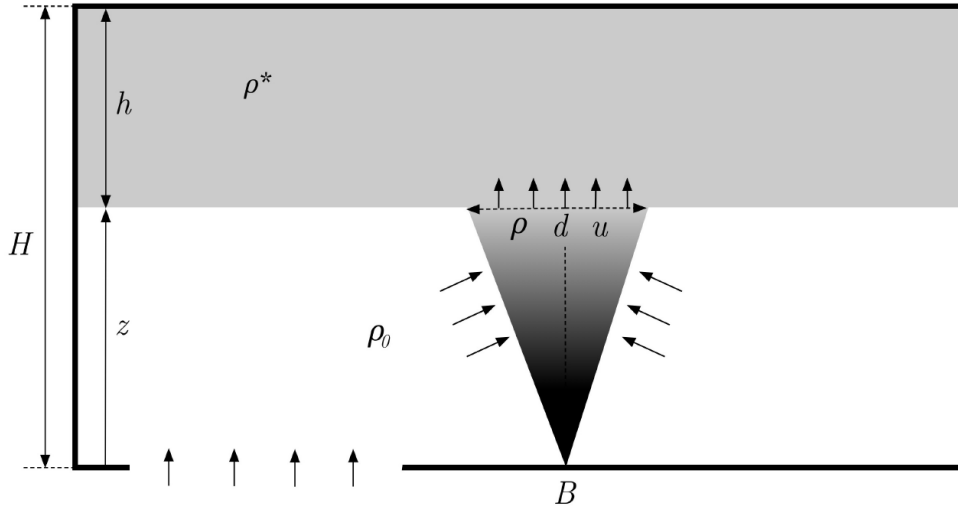


Fig 2 : Schéma de la configuration étudiée.

A partir d'un bilan des débits volumiques sur le volume de contrôle défini par la couche de fumées, on établit puis on intègre l'équation différentielle donnant l'épaisseur  $h(t)$  de cette couche en fonction du temps :

$$\frac{dhS}{dt} = \frac{\pi d^2}{4} u$$

$$\frac{dz}{dt} = -\frac{1}{S} \frac{\pi}{4} \left( \frac{12\alpha}{5} \right)^2 \left( \frac{25}{48\pi\alpha^2} \right)^{1/3} B^{1/3} z^{5/3} = -Az^{5/3}$$

$$\Rightarrow \frac{dz}{z^{5/3}} = -Adt \quad \text{par suite :} \quad h(t) = H \left[ 1 - \frac{1}{\left(1 + \frac{2}{3}AH^{2/3}t\right)^{3/2}} \right]$$

Le bilan des débits massiques sur le volume de contrôle défini par la couche de fumées s'écrit :

$$\frac{d\rho^*hS}{dt} = \rho \frac{\pi d^2}{4} u$$

En retranchant à cette équation l'équation de bilan des flux volumiques (préalablement multipliée par  $\rho_0$ ), on obtient l'équation traduisant le bilan des débits de flottabilité :

$$\frac{d\Delta\rho^*hS}{dt} = \Delta\rho \frac{\pi d^2}{4} u = \frac{\rho_0 B}{g} = \text{constante} \quad \Rightarrow \quad \Delta\rho^* = \frac{\frac{\rho_0 B}{g}t + K}{hS}$$

A  $t = 0$ , on a  $h = 0$ . La valeur de  $\Delta\rho^*$  ne peut donc être finie que si la forme est indéterminée, c'est-à-dire si  $K = 0$ . Par un développement limité lorsque  $t \rightarrow 0$ , on obtient :

$$h(t) = H \left[ 1 - \left(1 + \frac{2}{3}AH^{2/3}t\right)^{-3/2} \right] \approx AH^{5/3}t$$

Par suite, on peut alors vérifier que :

$$\frac{\Delta\rho^*}{\rho_0}(t=0) = \frac{B}{gAH^{5/3}S} = \frac{4}{3g} \left( \frac{25}{48\pi\alpha^2} \right)^{2/3} B^{2/3} H^{-5/3} = \frac{\Delta\rho}{\rho_0}(z=H)$$

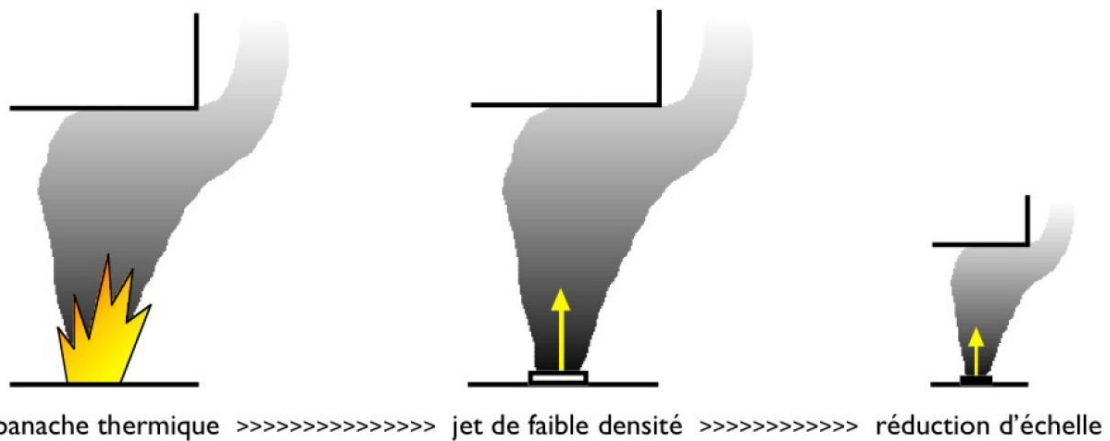
## 5. Similitudes et expériences à échelle réduite

L'objectif est de définir une méthodologie expérimentale visant à reproduire les fumées produites par un incendie à partir de l'émission continue d'un fluide chaud ou d'un fluide de faible masse volumique (type mélange d'air et d'hélium) à la température ambiante.

L'intérêt principal d'une telle technique est de pouvoir étudier en laboratoire, sur des maquettes à échelle réduite dans des conditions normales et sans flamme, la production, la propagation et le contrôle des fumées d'incendie dans des configurations multiples telles que les grands bâtiments, les locaux connectés, les tunnels, etc.

Comme l'illustrent les schémas ci-dessous, la démarche peut être décomposée en deux étapes distinctes :

- La première étape consiste à déterminer les grandeurs caractéristiques d'un rejet continu chaud et/ou de faible masse volumique à partir de celles d'un panache issu d'un feu de puissance donnée et placé dans un environnement connu.
- La deuxième étape vise à fixer, à partir de lois de similitudes, la correspondance entre ces grandeurs caractéristiques pour passer de la pleine échelle à l'échelle réduite.



**Fig 3** : Etapes pour la simulation (sans flammes ni combustion) à échelle réduite d'un panache d'incendie par un jet de faible masse volumique.

### Première étape

Associer un panache thermique d'incendie à un jet est un modèle physique approché puisqu'un jet apporte de la masse, du volume et possède une quantité de mouvement initiale alors que les fumées n'ont pas de quantité de mouvement initiale et elles apportent du volume (par chauffage et dilatation de l'air) mais très peu de masse. L'idée sera donc d'apporter le même volume en tentant de minimiser la masse apportée par le jet ainsi que sa quantité de mouvement initiale.

En fait, le modèle physique sans flamme et sans combustion le plus proche d'un panache de fumées d'incendie serait le panache de convection naturelle généré par une surface portée à haute température. A titre d'exemple, considérons un panache d'incendie de 1 MW (convectée) issu d'un bac de surface  $S$  ( $\sim 1 \text{ m}^2$ ). La température  $T_p$  qu'il faudrait imposer sur une plaque de même surface pour générer un panache de convection naturelle de même puissance est :

$$\dot{Q}_c = h(T_p - T_0)S$$

En convection libre dans l'air on a  $h = 5 \sim 25$ , soit donc  $T_p - T_0 \sim 10^5$ . Cette solution est donc à rejeter.

Revenons alors à la simulation utilisant un jet. On rappelle qu'un feu peut être quantifié par sa puissance convective :

$$\dot{Q}_c = \rho_f C_p q_f (T_f - T_0)$$

avec  $q_f$  le débit volumique,  $T_f$  la température et  $\rho_f$  la masse volumique des fumées qui constituent le panache,  $T_0$  la température du fluide ambiant et  $C_p$  la capacité calorifique des fumées (assimilées à de l'air chaud). Alternativement, un rejet de faible masse volumique (isotherme) est en général quantifié par son débit de flottabilité  $B$ . En notant  $\rho_f$  la masse volumique du rejet,  $q_f$  son débit volumique,  $\rho_0$  la masse volumique du fluide ambiant et  $g$  l'accélération gravitationnelle,  $B$  est donné par  $B = \frac{\rho_0 - \rho_f}{\rho_0} g q_f$ .

La relation donnant la puissance convective (ou celle donnant le débit de flottabilité) montre qu'il existe une infinité de couples  $T_f$  (ou  $\rho_f$ ) et  $q_f$  permettant d'obtenir la valeur souhaitée de la puissance convective (ou du débit de flottabilité). La seule donnée en puissance n'est donc pas suffisante pour fixer strictement les caractéristiques (débit et température) du jet.

- 8 -

Considérons d'abord le rejet continu d'un gaz chaud (de l'air) par une surface identique à la surface du bac de combustible. En pratique, on peut assez facilement chauffer de l'air ambiant à  $20^\circ\text{C}$  jusqu'à  $100^\circ\text{C}$  (passage par des résistances chauffantes). Le débit volumique d'air chaud à  $100^\circ\text{C}$  qu'il serait nécessaire d'injecter pour simuler une puissance convective de 1 MW est :

$$q_f = \frac{\dot{Q}_c}{\rho_0 C_p T_0 \frac{\Delta T}{T}} = 13.26 \text{ m}^3 \text{ s}^{-1}$$

Pour une surface de  $1 \text{ m}^2$ , la vitesse d'injection est d'environ  $13 \text{ m s}^{-1}$ , ce qui conduit à une forte quantité de mouvement initiale (effet "jet") et donc à un déséquilibre entre l'inertie et la flottabilité. Le rapport inertie/flottabilité se rééquilibrera en champ lointain mais une distorsion importante va persister en champ proche. A débit donné, pour réduire la valeur de la vitesse d'injection on peut augmenter la surface d'injection (distorsion géométrique sur la source) ce qui est raisonnable si la taille de la source est petite par rapport à la taille du domaine d'étude. Sans distorsion géométrique de la source, la seule possibilité pour réduire le débit (et donc l'effet "jet") et d'augmenter la température du fluide injecté ou d'en diminuer la masse volumique. Pour réduire les écarts de masse volumique à l'injection on se propose d'utiliser un mélange d'air et d'hélium à la température ambiante  $T_0$ . En notant  $\chi_{air}$  et  $\chi_{hel}$  les fractions volumiques, respectivement, de l'air et de l'hélium dans le mélange, la masse volumique  $\rho_f$  de ce dernier sera donc donnée par :

$$\rho_f = \chi_{air} \rho_{air} + \chi_{hel} \rho_{hel} \quad \text{avec} \quad \chi_{air} + \chi_{hel} = 1$$

Aux conditions normales, on a  $\rho_{air} = 1.2 \text{ kg m}^{-3}$  et  $\rho_{hel} = 0.166 \text{ kg m}^{-3}$ .

En écrivant la conservation des débits volumique puis massique à l'injection, on montre que  $q_{hel} = \chi_{hel} q_f$ . En remplaçant  $\rho_f$  dans l'expression du débit de flottabilité, on constate alors que ce dernier



ne dépend que du débit d'hélium. On en déduit alors la relation qui existe entre la puissance convective simulée et le débit d'hélium :

$$\dot{Q}_c = C_p T_0 q_f \chi_{hel} (\rho_{air} - \rho_{hel}) \implies q_{hel} = \frac{\dot{Q}_c}{C_p T_0 (\rho_{air} - \rho_{hel})} = \frac{\rho_{air}}{g(\rho_{air} - \rho_{hel})} B$$

$$\implies q_{hel} = 3.3 \dot{Q}_c \text{ (MW)} \quad \text{ou} \quad q_{hel} = 0.12 B$$

On voit ainsi que pour un feu dont la puissance convective serait de quelques mégawatts, la simulation nécessiterait d'injecter plusieurs mètres-cubes d'hélium par seconde, ce qui, en plus d'être fort coûteux, ne présenterait aucun intérêt scientifique. L'approche "air-hélium" ne sera donc pertinente que pour des investigations sur des dispositifs à échelle réduite.

A partir d'un terme source fixé (par sa puissance convective ou son débit de flottabilité) les relations que nous venons d'établir permettent de calculer le débit volumique d'hélium, mais elles ne renseignent aucunement sur la valeur des fractions volumiques, c'est-à-dire sur la quantité d'air à prendre en compte dans le mélange à injecter. Ce résultat est normal et évident puisque dans une configuration isotherme, injecter de l'air dans de l'air n'apporte pas de débit de flottabilité. A titre indicatif, sans ajout d'air, c'est-à-dire pour un rejet d'hélium pur, la température équivalente à la source serait d'environ 1800°C si on applique la loi des gaz parfaits. Le seul intérêt d'ajouter un débit d'air au débit d'hélium fixé par la puissance serait (sans modifier la puissance) de diminuer l'écart de masse volumique (donc la température équivalente) à l'injection. Cependant, cette diminution sera accompagnée par une forte augmentation du débit massique global injecté, c'est-à-dire de la masse injectée et de la vitesse, ce qui nous éloigne encore un peu plus des conditions d'émission d'un panache d'incendie.

## Deuxième étape

La deuxième étape s'affranchit de la problématique "feu" puisqu'il s'agit simplement de déterminer les règles de similitudes à respecter pour reproduire un jet vertical de faible masse volumique à une échelle géométrique plus petite.

- 9 -

En reprenant les équations de conservation (masse, quantité de mouvement et débit de flottabilité, on peut écrire sous une forme généralisée :

$$\frac{d}{dz} \left[ \left( \frac{\rho}{\rho_0} \right)^j u d^2 \right] = 4u_e d \quad \bullet \quad \frac{d}{dz} \left[ \left( \frac{\rho}{\rho_0} \right)^j u^2 d^2 \right] = \frac{\Delta \rho}{\rho_0} g d^2 \quad \bullet \quad \frac{d}{dz} (\Delta \rho u d^2) = 0$$

L'exposant  $j$  vaut 0 si on se place dans le cadre de l'approximation de Boussinesq et il vaut 1 sinon.

Considérons l'équation de conservation de la quantité de mouvement et retranchons de part et d'autre de cette équation la quantité :

$$\frac{d}{dz} \left[ \left( \frac{\rho_0}{\rho_0} \right)^j u^2 d^2 \right] = \frac{d}{dz} (u^2 d^2)$$

On obtient alors :

$$\frac{d}{dz} \left[ u^2 d^2 \left( 1 - j \frac{\Delta \rho}{\rho_0} \right) \right] = \frac{\Delta \rho}{\rho_0} g d^2$$

En considérant une échelle de longueur  $L$ , une échelle de vitesse  $U$  et un écart de masse volumique caractéristique  $\Delta \rho_i$ , la forme adimensionnelle de l'équation précédente s'écrit, à partir des quantités sans dimension  $\tilde{z}$ ,  $\tilde{u}$ ,  $\tilde{d}$  et  $\tilde{\Delta \rho}$

$$\frac{d}{d\tilde{z}} \left[ \tilde{u}^2 \tilde{d}^2 \left( 1 - j \frac{\Delta\rho_i}{\rho_0} \Delta\tilde{\rho} \right) \right] = \frac{\Delta\rho_i g L}{\rho_0 U^2} \Delta\tilde{\rho} \tilde{d}^2$$

On en déduit alors que la (ou les) quantité(s) sans dimension à conserver pour assurer la similitude sont :

$$\frac{\Delta\rho_i g L}{\rho_0 U^2} \quad \text{dans le cas Boussinesq}$$

$$\frac{gL}{U^2} \quad \text{et} \quad \frac{\Delta\rho_i}{\rho_0} \quad \text{dans le cas général non-Boussinesq}$$

Dans le cas général non-Boussinesq, la similitude apparaît donc comme étant incompatible avec une distorsion des masses volumiques. Ceci remet en question la validité des expériences de type "eau douce - eau salée" pour étudier l'aérodynamique des fumées d'incendie.

Finalement, pour un facteur de réduction géométrique, les facteurs de correspondance (échelle réelle/échelle maquette) pour les vitesses, les temps, les masses volumiques, les débits volumiques et massiques et les débits de flottabilités (c'est-à-dire les puissances) sont les suivants :

$$L_M = \kappa L_R \quad \bullet \quad U_M = \kappa^{1/2} U_R \quad \bullet \quad t_M = \kappa^{1/2} t_R$$

$$\rho_M = \rho_R \quad \bullet \quad (q_v)_M = \kappa^{5/2} (q_v)_R \quad \bullet \quad (q_m)_M = \kappa^{5/2} (q_m)_R \quad \bullet \quad B_M = \kappa^{5/2} B_R$$

## 6. Modèle de remplissage-vidange

L'objectif est d'estimer la capacité de désenfumage naturel (ouverture à l'atmosphère) d'un exutoire de surface  $\Sigma$  placé au plafond dans un local de forme parallélépipédique de surface au sol  $S$  et de hauteur  $H$ . La source (par la suite le feu) développe un panache turbulent à partir du sol ( $z = 0$ ) dont le débit de flottabilité  $B$  est une donnée du problème. Le panache impacte le plafond à l'instant  $t = 0$  pour former une fine couche. La hauteur de cette couche  $h$  et sa masse volumique moyenne (notée  $\rho^*$ ) vont ensuite évoluer au cours du temps. On notera  $w$  la vitesse débitante du fluide léger (par la suite les fumées) s'échappant par l'exutoire.

Les ouvertures du local, en partie basse, seront supposées suffisamment grandes pour permettre au panache d'entraîner l'air environnant sans restriction afin d'assurer un régime de "ventilation par déplacement" idéal.

L'objectif est ici d'apporter une réponse théorique au problème suivant : La géométrie du local est connue (surface au sol  $S$  et hauteur  $H$ ). On se fixe la puissance d'un feu dimensionnant  $\dot{Q}_c$  (ou son débit de flottabilité  $B$ ). On s'impose une hauteur  $h_s$  de l'interface garantissant la sécurité. On calcule la surface  $\Sigma$  de l'exutoire permettant d'atteindre cet objectif.

En notant  $u$  la vitesse,  $d$  le diamètre et  $\rho$  la masse volumique du panache à l'altitude  $z$ , les équations de conservation des débits (volumiques et massiques) sur le volume de contrôle défini par la couche de fumées s'écrivent :

$$\frac{dhS}{dt} = \frac{\pi d^2}{4} u - w\Sigma \quad \text{et} \quad \frac{d\rho^* hS}{dt} = \rho \frac{\pi d^2}{4} u - \rho^* w\Sigma$$

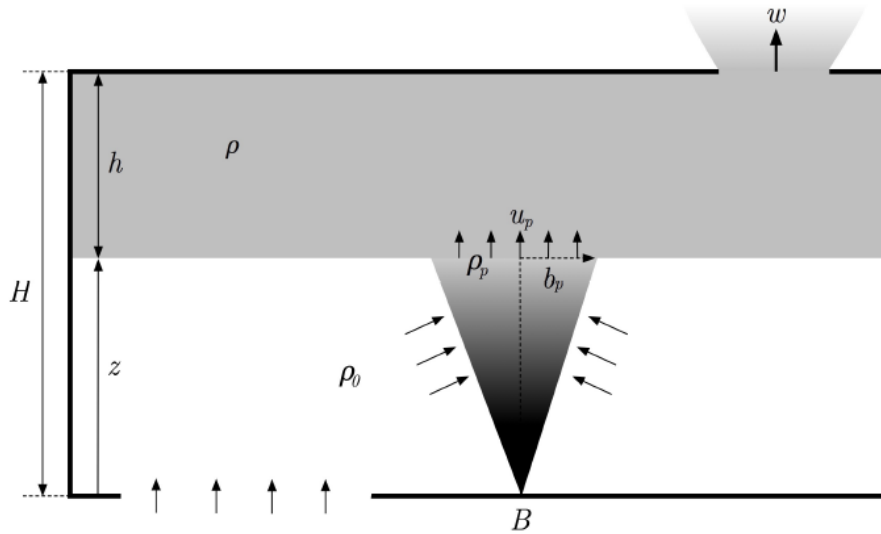


Fig 4 : Schéma de la configuration étudiée.

En multipliant la première équation par  $\rho_0$  et en lui retranchant la seconde, on obtient l'équation de conservation du débit de flottabilité :

$$\frac{d\Delta\rho^* h S}{dt} = \Delta\rho \frac{\pi d^2}{4} u - \Delta\rho^* w \Sigma = \frac{\rho_0 B}{g} - \Delta\rho^* w \Sigma$$

Pour la dynamique du problème, on applique le théorème de Bernoulli entre un point A situé sur l'interface (à la hauteur z) et un point B au niveau de l'exutoire. La vitesse débitante w à l'exutoire s'écrit donc :

$$\frac{1}{2}\rho^* \left( \frac{w}{C_D} \right)^2 = \Delta\rho g h \Rightarrow w = C_D \sqrt{2 \frac{\Delta\rho^*}{\rho^*} g h}$$

Le coefficient de débit à l'exutoire  $C_D$  sera pris égal à  $0.7 \approx 1/\sqrt{2}$ , valeur classique qui permet d'alléger les calculs.

Pour modéliser le panache, on va considérer le modèle point source non-Boussinesq (dérivé de la théorie de Morton, Taylor & Turner) tel que :

$$u(z) = a B^{1/3} z^{-1/3} \quad \bullet \quad d(z) = b \sqrt{\frac{\rho_0}{\rho}} z \quad \bullet \quad \frac{\Delta\rho}{\rho} = c \frac{B^{2/3}}{g} z^{-5/3}$$

$$a = \left( \frac{25}{48\pi\alpha^2} \right)^{1/3} \quad \bullet \quad b = \frac{12\alpha}{5} \quad \bullet \quad c = \frac{4a^2}{3}$$

On va s'intéresser uniquement à l'état stationnaire de ce problème qui est atteint, au bout d'un temps suffisamment long, dès que les débits (volumiques et massiques) du panache au niveau de l'interface séparant l'air frais des fumées sont égaux à ceux qui passent à l'exutoire. D'un point de vue mathématique, cela revient à considérer que les dérivées temporelles s'annulent dans les équations établies précédemment (c'est-à-dire que les seconds membres de ces équations sont égaux à zéro). En combinant de façon algébrique ces relations avec la relation issue du théorème de Bernoulli, on montre que :

$$\frac{(\zeta_s^{5/3} + \theta)^2 \zeta_s^{5/3}}{1 - \zeta_s} = \frac{\Lambda^2}{\kappa^2} \quad \bullet \quad \eta_s = \frac{\theta}{\zeta_s^{5/3}} \quad \bullet \quad \omega_s = \sqrt{\frac{\theta(1 - \zeta_s)}{\zeta_s^{5/3}}}$$

avec les variables adimensionnelles  $\zeta = z/H$ ,  $\eta = \Delta\rho^*/\rho^*$  et  $\omega = w/\sqrt{gH}$ , le paramètre géométrique  $\Lambda = \Sigma/H^2$ , le nombre sans dimension  $\theta = c B^{2/3} gH^{5/3}$  (caractérisant la puissance de la source relativement à la hauteur du local) et la constante  $\kappa = \pi/4ab^2/c^2 = 18\sqrt{3}\pi\alpha^2/25$ .

A partir de la première relation (relative à ) et en revenant aux grandeurs dimensionnelles, la surface  $\Sigma$  de l'exutoire permettant d'obtenir la hauteur libre de fumées  $z_s$  (avec  $H = h_s + z_s$ ) s'exprime alors, pour un feu de puissance convective  $\dot{Q}_c$ :

$$\Sigma = 0.039 \frac{z_s^{5/6} (z_s^{5/3} + 8.13 \dot{Q}_c^{2/3})}{\sqrt{H - z_s}} \quad \text{avec } \dot{Q}_c \text{ exprimé en MW}$$

On retrouve ainsi la formule dite du "petit feu" de l'IT 246. La formule du "grand feu" peut être retrouvée en se basant sur les relations du panache de Thomas et al. (*Fire Research Technical Paper*, 1963).

**Application numérique:** Pour un local de hauteur  $H = 10 \text{ m}$  et pour un feu de puissance convective  $\dot{Q}_c = 1 \text{ MW}$ , calculer la surface d'exutoire nécessaire pour assurer une hauteur libre de fumées  $z_f = 5 \text{ m}$ . Quelle serait alors la température moyenne de la couche de fumées et le débit des fumées sortant par l'exutoire ?

**Réponse :**  $\Sigma = 1.52 \text{ m}^2$ ,  $T^* = 204 \text{ }^\circ\text{C}$ ,  $q_v = w \Sigma = 8.43 \text{ m}^3 \text{ s}^{-1}$ .

## 7. Incendie en tunnel

- 12 -

### Définitions :

Un tunnel est une galerie souterraine servant de voie de passage. En général, il permet de raccourcir un itinéraire ou d'éviter un col (tunnel sous une montagne). On peut aussi être amené à utiliser un tunnel pour éviter de restructurer l'urbanisme existant dans les agglomérations urbaines, notamment avec le métro. Un tunnel peut aussi permettre la réduction des nuisances du trafic en particulier en ville ou pour les villages en bordure d'autoroute.

L'un des plus vieux tunnels découvert à ce jour serait celui de la province Nevşehir. Long de 7000 m, ce tunnel a été découvert par des archéologues en 2014 et aurait été construit il y a 5000 ans. On parle aussi du tunnel de Babylone construit 1000 ans avant J.C. par la reine assyrienne Sémiramis. Avec le développement du transport ferroviaire, le percement des tunnels s'est accru. En particulier pour réduire les pentes des chemins de fer à cause de la faible adhérence des rails sur les voies ferrées. Par ailleurs, au début de l'ère industrielle, les trains étaient tractés par des machines à vapeur, nécessitant une ventilation mécanique des tunnels. Le développement de la traction par moteur électrique a permis de réduire la nécessité d'une ventilation importante pour les tunnels ferroviaires sauf dans le cas des TGV. En effet, pour les lignes TGV, les caractéristiques géométriques des tunnels sont contraignantes à cause de la grande dissipation de chaleur et des ondes de choc créée par le mouvement du train.

Ces dernières décennies, beaucoup de nouveaux chantiers de tunnels d'envergures ont vu le jour. En particulier, en Chine, un pays qui a vu son économie croître radicalement dans les années 2000. En effet, ce pays a eu besoin de construire des infrastructures importantes. Ainsi il compte aujourd'hui quatre des dix tunnels les plus longs du monde, chacun dépassant les 20 km de long. En Europe également, de nombreux tunnels de grandes dimensions ont été construits comme par exemple, le

tunnel sous la Manche ou le tunnel de Saint-Gothard, chacun dépassant les 50 km de long. De plus, de nouveau projet d'extension de ligne de métro ou de création nouvelles lignes voient le jour comme le Paris Grand Express, qui sera composé de 200 km de galerie de métro nouvellement excavées. Enfin, certains chantiers à risque comme les projets d'enfouissement de matières radioactives dans des galeries souterraines peuvent aussi être le siège de risque d'incendies majeurs qui peuvent dégénérer en catastrophes radioactives.

### Feux dans les tunnels :

L'étude des feux dans les tunnels est l'objet de beaucoup d'intérêt de la part des chercheurs, en particulier, à cause d'accidents majeurs qui ont défrayé la chronique. L'un des plus emblématiques est la catastrophe du tunnel du Mont Blanc, un tunnel reliant Chamonix-Mont-Blanc, en France, à Courmayeur, Vallée d'Aoste en Italie. Le 24 mars 1999, un camion transportant de la margarine et de la farine a pris feu à environ 7 kilomètres de l'entrée française du tunnel. Le conducteur ayant pris conscience du dégagement de fumée de son véhicule, décide de s'arrêter. Quelques minutes plus tard, les agents italiens et français du tunnel sont alertés. Ils décident de fermer les péages des deux côtés italien et français. Malgré cela, 29 véhicules ont pu entrer avant la fermeture des péages dont seuls quatre camions ont pu traverser le tunnel.

Vingt minutes après le déclenchement de l'incendie, les premiers pompiers arrivent au tunnel. Un quart d'heure plus tard, un groupe de pompiers est pris au piège à environ 5 km du foyer. Il faudra cinq heures pour que ces pompiers soient secourus. On déplore cependant la mort d'un adjudant-chef dans cette catastrophe. Au total, le sinistre durera 53 heures atteignant un pique de puissance estimé à 190 MW et une température maximale supérieure à 1000 °C. L'incendie fera 39 victimes.



**Fig 5** : Vue des dommages causés par l'incendie dans le tunnel de Tauern.

Un autre exemple d'incendie meurtrier en tunnel est l'accident du tunnel de Tauern reliant le nord de l'Italie au sud de l'Allemagne. Cet accident a eu lieu en mai 1999 et a causé la mort de 12 personnes (Pour plus de détails voir Leitner, 2001, *Tunnelling and Underground Space Technology*) La figure 5 présente une vue des dommages infligés par l'incendie à la structure intérieure du tunnel.

Concernant les incendies dans les tunnels ferroviaires, leurs dangers sont accrues du fait du nombre important de passagers. Un exemple souvent cité est l'incendie du métro de Bakou en Azerbaïdjan en 1995. Le feu a été déclenché par une défaillance électrique qui a embrasé deux wagons de queue d'une rame de métro. Cette dernière s'est arrêtée au milieu de deux stations. Comme l'incendie a malheureusement eu lieu à une heure de pointe, la rame de métro était remplie de passagers. Les victimes furent très nombreuses car on déplore 337 morts et 270 blessés. Un deuxième exemple est

celui de l'incendie criminel, en 2003, dans le métro de Daegu en Corée du sud. Cet incendie a fait 198 morts. Le tableau 2 répertorie quelques incendies marquants en tunnels ferroviaires.

Année	Localisation	Longueur du tunnel (m)	Conséquences
Mai 1949	New York, USA	2550	66 blessés
Aout 1978	Velsen, Pays Bas	770	5 morts et 5 blessés
Juillet 1979	Shizuoka, Japan	2045	7 morts et 2 blessés
Avril 1980	Kajiwara, Japan	740	1 mort
Avril 1982	Oakland, USA	1083	7 morts et 2 blessés
Février 1983	Modane, France - Italie	12868	
Février 1994	Huguenot, Afrique du Sud	4000	1 morts et 28 blessés
Mars 1999	Mont Blanc, France-Italie	11600	39 morts
Mai 1999	Tauern, Autriche	6400	12 morts
Octobre 2001	St. Gotthard	16322	11 morts
Juin 2005	Fréjus, France-Italie	12900	2 morts

**Tableau 1** : Quelques incendies de tunnels routiers.



**Fig 6** : Fumées dégagées lors de l'incendie de Daegu en Corée du sud.

Année	Localisation	Longueur du tunnel (m)	Conséquences
Février 1971	Wranduk, Yougoslavie	1500	1 morts et 58 blessés
Novembre 1979	Hokoriku, Japan		30 morts et 58 blessés
Janvier 1979	Métro de San Francisco, USA		1 morts et 58 blessés
Novembre 1987	Métro Londonien, Grande Bretagne		31 morts
Décembre 1990	Métro de New York, USA		2 morts et 200 blessés
Juin 1991	Métro de Moscou, Russie		7 morts
Octobre 1995	Métro de Bakou, Azerbaïdjan		337 morts et 270 blessés
Juillet 1998	Gueizhou, Chine	800	plus de 80 morts
Mai 1999	Salerne, Italie	9000	4 morts et 9 blessés

**Tableau 2** : Quelques incendies de tunnels ferroviaires.

L'objectif de cette partie du cours est de fournir des modèles analytiques permettant d'appréhender certaines caractéristiques des feux en tunnel, comme la vitesse de propagation des fumées, la distribution de la température le long du tunnel et quelques notions sur la ventilation opérationnelle.

## 8. Ventilation dans les tunnels

En fonctionnement quotidien, la ventilation a pour objectifs principal d'assurer une bonne qualité de l'air. Il s'agit principalement de réduire la concentration des polluants dans l'air et maintenir une bonne visibilité. Il s'agit de la ventilation sanitaire. Par ailleurs, dans certaine application spécifique comme les tunnels pour TGV, la ventilation sert à la mise en pression du tunnel afin de réduire l'impact des ondes de choc produite par le passage du train. En cas d'incendie, la ventilation doit éviter l'envahissement du tunnel par les fumées et éventuellement extraire les fumées pour réduire la puissance thermique présente dans le tunnel.

Différentes types de ventilation peuvent être distinguées suivant le type de tunnel (mono ou bidirectionnel, routier, ferroviaire), sa géométrie (pente, section) et le nombre ou type de véhicules qui l'empruntent.

### Ventilation naturelle

La ventilation naturelle fait appel à deux mécanismes naturels pour faire circuler l'air en conditions normales de fonctionnement:

- Différence de pression entre l'entrée et la sortie du tunnel, en particulier si le tunnel est en pente.
- Effet piston induit par le passage des voitures qui entraînent l'air dans leurs mouvements.

Ce type de ventilation est souvent utilisé pour des tunnels de courtes dimensions longitudinales. En cas d'incendie, les fumées sont entraînées par leur flottabilité, générée par la différence de température entre les fumées et l'air frais extérieur.

### Ventilation longitudinale

La ventilation longitudinale consiste à créer à l'aide de ventilateurs (accélérateurs), un courant d'air longitudinal qui va faire circuler l'air dans le tunnel en condition normal de fonctionnement. En cas d'incendie, deux situations peuvent être distinguées. En effet, dans le cas d'un tunnel monodirectionnel, les fumées issues de l'incendie sont repoussées dans le sens de circulation de véhicules. Ainsi, les véhicules en aval de l'incendie peuvent s'extraire rapidement des fumées tandis que les véhicules se trouvant en amont du foyer sont protégés par la ventilation. Une illustration est proposée sur la figure 7.



**Fig 7** : Illustration du principe de ventilation longitudinale

Dans le cas d'un tunnel bidirectionnel, le double sens de circulation devient un problème. En effet, le courant longitudinal peut induire une de-stratification des fumées, ce qui est néfaste pour la sécurité des personnes. Une solution consiste à réduire la vitesse de ventilation pendant l'évacuation des

occupants. Cependant cette opération est délicate et ne peut être appliquée avec succès que pour des tunnels courts.

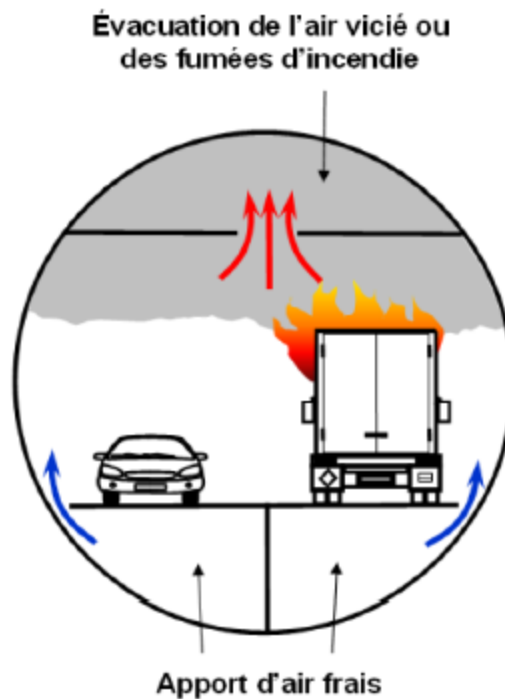


Fig 8 : Principe de la ventilation transversale.

### Ventilation transversale

- 16 -

Le principe de la ventilation transversale est présenté sur la figure 8. Dans ce système, le tunnel est équipé d'un réseau de gaines permettant d'extraire soit l'air vicié en condition normale d'exploitation ou les fumées en cas d'incendie. L'avantage de ce système de ventilation est de favoriser la stratification des fumées. De plus, il est adéquat pour les tunnels bidirectionnels ou monodirectionnels. Cependant, le risque est une production importante de fumées qui va saturer la quantité de fumées pouvant être extraite. Par ailleurs, par conservation du débit, un courant longitudinal sera créé dans le tunnel (voir figure 9). Si le débit d'extraction est trop important, le courant longitudinal risque de dé-stratifier la couche de fumées et nuire à la sécurité des personnes.

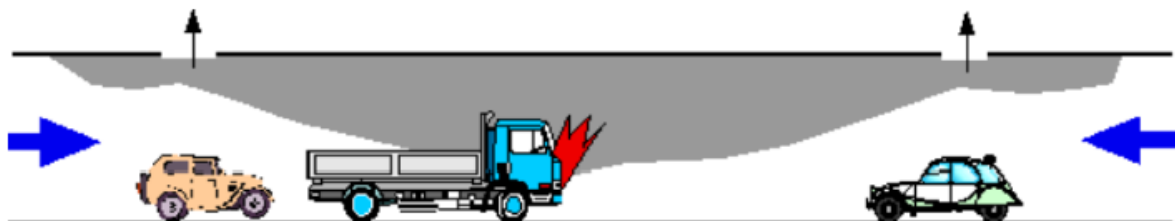


Fig 9 : Principe de la ventilation transversale.

### Puissance du feu

Généralement le développement d'un feu est séparé en trois phases distinctes (voir Karlsson & Quintiere) :

- Montée en puissance du feu.
- Feux pleinement développée.
- Phase de décroissance et d'extinction.



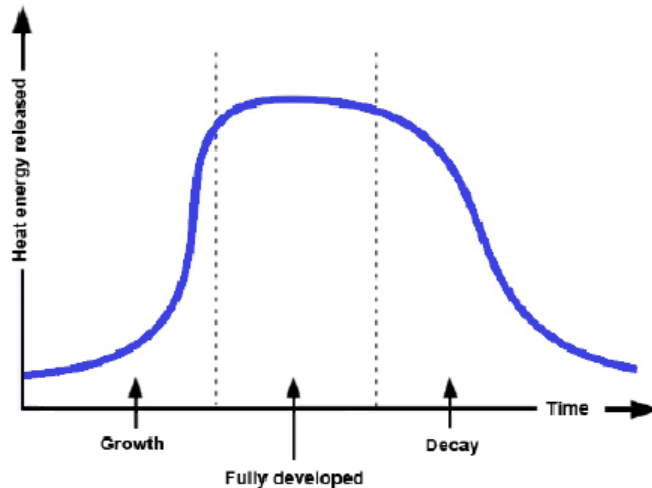


Fig 10 : Schéma d'un feu typique en tunnel.

Ces phases sont schématisées sur la figure 10. De plus, le développement du feu peut être contrôlé soit par le système de ventilation ou par la quantité de combustible. Pour distinguer ces deux situations, il faut être capable de mesurer la quantité d'oxygène au voisinage du feu. En effet, d'un feu contrôlé par le combustible, il y a suffisamment d'oxygène disponible. Dans le cas d'un foyer contrôlé par la quantité de combustible, le feu est sous ventilé et la puissance du feu dépend principalement de la ventilation. Dans le cas d'un feu sous ventilé, un problème peut survenir d'un apport important et soudain d'oxygène, il s'agit du flashover. Dans le cas de tunnel, ce type d'incident ne peut pas avoir lieu sauf dans les compartiments d'un véhicule ou d'une rame de train. Ainsi, l'allumage d'une ventilation mécanique lors d'un incendie, qui s'est déclaré depuis un moment, peut être risqué et doit faire l'objet de beaucoup de précaution. En effet, l'apport d'oxygène qui survient peut conduire à l'augmentation rapide de la puissance du feu (sans forcément créer un flashover) et causer des dommages très graves et/ou surprendre les services de secours. Pour calculer la puissance maximale que peut atteindre un feu, nous nous inspirons ici du travail de [Babrauskas \(1981\)](#) dans le cas de feux compartimentés. En effet, cet auteur propose la formule suivante :

$$\dot{m}_a = C \rho_a A_0 \sqrt{g h_0} ,$$

où  $\dot{m}_a$  est le débit massique d'air au travers d'ouvrants de surface  $A_0$  et de hauteur  $h_0$ ,  $\rho_a$  est la masse volumique de l'air ambiant,  $g$  est l'accélération gravitationnelle et  $C$  est une constante de proportionnalité. La valeur de  $C$  varie entre 0.08 et 0.13 suivant les phases de développement du feu.

Sachant que pour la plupart des combustibles carbonés, pour un kilogramme d'oxygène consommé, la combustion produit  $13.1 \times 10^3 \text{ kJ}$  d'énergie (voir Huggett 1980, *Fire and Materials*) Sachant que la fraction massique d'oxygène dans l'air vaut 0.231, nous pouvons écrire

$$Q_{max} = 13.1 \cdot 10^3 \dot{m}_a \chi_{O_2} = 1500 A_0 \sqrt{h_0} .$$

Notons que cette équation est adéquate dans le cas de feux compartimentés. Pour un tunnel, Ingason 2007, *Fire Safety Journal*, a montré que pour des feux de trains en tunnel, cette relation sous-estime l'énergie maximale dégagée et doit être multipliée par un facteur 1.72.

Dans le cas où l'oxygène est abondant, le feu est contrôlé par la quantité de combustible. Ainsi, pour calculer la puissance, la relation suivante peut être utilisée:

$$Q = \dot{m}_f \chi \Delta H_c ,$$

où  $\dot{m}_f$  est la quantité de combustible,  $\chi$  est un facteur qui tient compte de l'efficacité de la combustion et  $\Delta H_c$  est la puissance dégagée pour un kilogramme de combustible brûlé.

Dans le cas d'une combustion contrôlée par la ventilation, la puissance est proportionnelle à la quantité d'air  $\dot{m}_a$ . Dans ce cas, la puissance du feu s'exprime comme suit :

$$Q = \dot{m}_a \frac{\Delta H_c}{r},$$

où  $r$  est le rapport stœchiométrique entre la quantité d'air par la quantité de combustible nécessaire pour une combustion complète. \cite{huggett1980estimation} a montré que le rapport  $\Delta H_c / r$  est égale à  $3000 \text{ kJ/kg}$ , pour la plus part des combustibles carbonés. Ainsi,  $Q = 3000 \dot{m}_a$ .

### Description d'un feu dans un tunnel

Dans la section qui suit, nous nous intéresserons aux feux en tunnel uniquement du point de vue aéraulique des fumées, c'est-à-dire que le feu sera vu comme une source de flottabilité qui va entrainer en mouvement les masses d'airs environnantes.

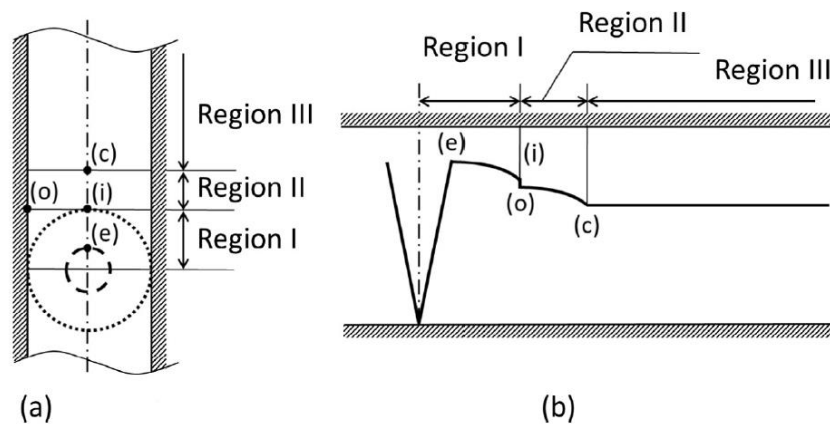


Fig 11 : Schéma d'un feu typique en tunnel.

Un feu typique dans un tunnel est montré par la figure 11. En plus du panache qui produit les fumées chaudes, trois régions principales peuvent être distinguées pour l'écoulement au plafond. La première région correspond à l'impact du panache au plafond. Cette zone peut être assimilée à un écoulement axisymétrique sur une paroi plane. Cet écoulement est alimenté continuellement depuis le centre par le panache de fumées. La troisième région est une zone où l'écoulement est unidirectionnel.

Entre ces deux zones se trouve la région deux qui correspond à une zone de transition.

Dans la suite de ce cours, nous intéresseront donc à cette troisième partie unidirectionnelle. Pour ce faire, nous devrions faire un détour sur la théorie des courants de densité. Ceci nous permettra d'introduire certains concepts comme le nombre de Froude au front du courant de fumées, la vitesse de propagation ....

## 9. Courant de gravité

Les courants de gravité (ou de densité) sont des déplacements le long d'une surface horizontale ou inclinée d'un fluide dense au sein d'un fluide moins dense ou inversement le déplacement horizontale d'un fluide léger au sein d'un fluide plus lourd. Cette seconde configuration correspond à celle d'une couche de fumées (moins dense) se déplaçant horizontalement au sein d'un fluide plus dense (l'air ambiant).

Les différences de densité qui engendrent ces courants sont généralement faibles et dues à plusieurs paramètres tels les changements de température. Néanmoins, ces écarts ne peuvent être ignorés puisque les courants générés sont souvent, malgré tout, très puissants.

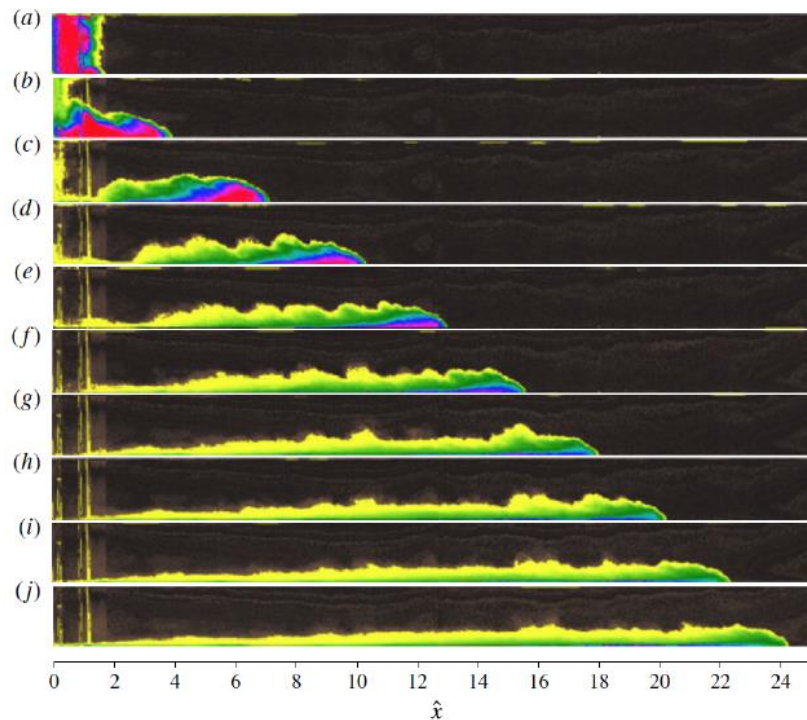


Fig 12 : Exemple d'un courant de densité.

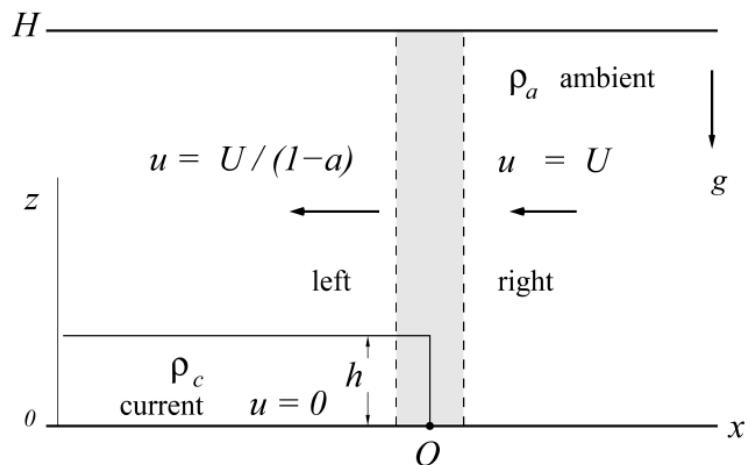


Fig 13 : Schéma d'un courant de gravité.

Dans ce chapitre la théorie des courants de gravité est utilisée pour décrire la vitesse de propagation des fumées dans un tunnel. Ainsi que certaines caractéristiques comme l'épaisseur de la couche de fumées et sa température.

### **Théorie de Benjamin, 1968, *Journal of Fluid Mechanics***

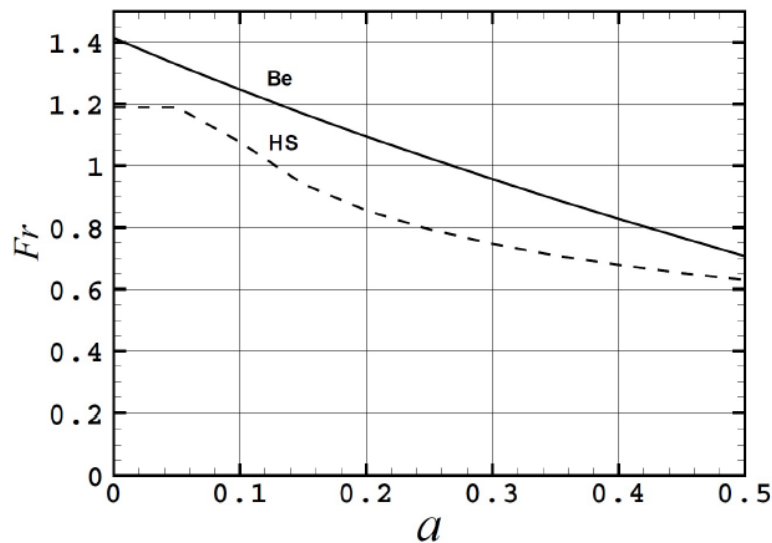
La théorie de benjamin se base sur l'hypothèse d'un écoulement turbulent. L'ingrédient principal cette théorie est le nombre de Froude au niveau du Front du courant de densité. Ce nombre est défini comme suit:

$$Fr = \frac{U}{\sqrt{g \frac{\Delta \rho}{\rho_a} h}},$$

où  $U$  est la vitesse au niveau du Front du courant de gravité,  $\Delta \rho = |\rho_a - \rho_c|$  est la différence de masse volumique entre le courant et le milieu ambiant et  $h$ , l'épaisseur du courant de densité. Comme montré sur la figure 13, en utilisant un repère lié au courant de gravité et en appliquant les équations de conservation du volume et de la quantité de mouvement, on obtient la relation suivante:

$$Fr = \left[ \frac{(2-a)(1-a)}{1+a} \right]^{1/2},$$

où  $a = h/H$  est le rapport entre l'épaisseur du courant de densité  $h$  et la hauteur du canal  $H$ .



**Fig 14** : Variation du nombre de Froude en fonction de  $a = h/H$ : Benjamin, 1968, *Journal of Fluid Mechanics* (Be) et Huppert & Simpson, 1980, *Journal of Fluid Mechanics* (HS).

Un résultat fondamental du travail de Benjamin (1968, *Journal of Fluid Mechanics*) est que le courant de densité ne peut être plus grand que la moitié du canal i.e.  $a = 1/2$ . Notons cependant que l'équation ci-dessus donne une relation entre  $h$  et  $U$ , sans nous permettre de déterminer leurs évolutions temporelles.

Une formulation plus pratique proposée par Huppert & Simpson, 1980, *Journal of Fluid Mechanics*, basée sur des mesures expérimentales montre que:

$$Fr = \begin{cases} 1.19 & (0 < a < 0.075) \\ \frac{1}{2} a^{-1/3} & (a > 0.075). \end{cases}$$

### Phase transitoire de développement du courant de densité

Dans cette section nous considérons le cas d'un courant de densité alimenté continuellement par un débit noté  $q$ . Ainsi, par conservation du débit dans l'ensemble du courant de densité et en considérant que l'entraînement est faible, nous écrivons alors:

$$x_N h_N = \frac{q t}{W},$$

où  $x_N$  est la position du courant de densité,  $h_N$  sont épaisseur et  $W$  est la largeur du courant de densité.

En utilisant la définition du nombre de Froude, nous pouvons écrire l'équation suivante:

$$\frac{dx_N}{dt} = u = Fr(a) \left( g \frac{\Delta\rho}{\rho_a} \right)^{1/2} h_N^{1/2} .$$

En combinant à présent les deux équations ci-dessus, nous obtenons le résultat suivant:

$$x_N = \left( \frac{q}{W} \right)^{1/3} Fr(a)^{2/3} \left( g \frac{\Delta\rho}{\rho_a} \right)^{1/3} t ,$$

$$h_N = \left( \frac{q}{W} \right)^{2/3} Fr(a)^{-2/3} \left( g \frac{\Delta\rho}{\rho_a} \right)^{-1/3} .$$

On note sur cette phase transitoire que le transfert de chaleur est négligé, c'est à dire que  $\Delta\rho/\rho_a = cste$ . Cette hypothèse est forte pour le cas transitoire et devient inacceptable pour le cas d'un régime établie.

### Phase stationnaire: application au cas de l'incendie

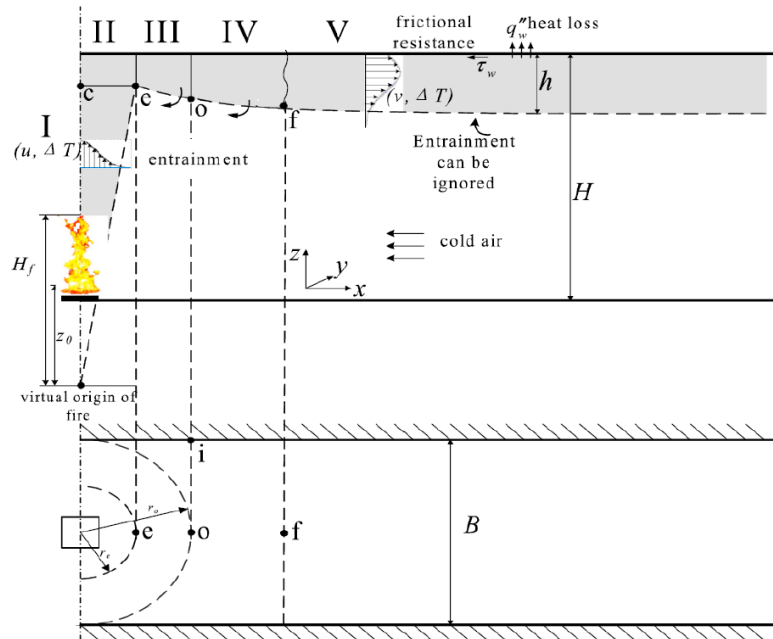


Fig 15 : Schéma d'un courant de gravité dans un tunnel.

Le schéma 15 montre une couche de fumées issues d'un incendie dans un tunnel.

Dans cette situation, les équations de conservation de masse, de quantité de mouvement et d'énergie peuvent être écrites sous la forme suivante:

$$\frac{d\dot{m}}{dx} = \beta u \rho_a ,$$

$$\frac{d(\dot{m}u)}{dx} = -\frac{d}{dx} \left( \frac{1}{2} g \Delta\rho h^2 \right) - \frac{1}{2} c_f \rho u^2 \left( \frac{2h + B}{B} \right) ,$$

$$\frac{d(\dot{m}c_p \Delta T)}{dx} = -h_c \Delta T \eta \left( \frac{2h + B}{B} \right) ,$$

où  $\dot{m} = \rho u h$  est le débit massique dans la couche de fumées par unité de longueur,  $\rho$  est la masse volumique des fumées,  $v$  la vitesse moyenne des fumées,  $h$  l'épaisseur de la couche de fumées stratifié,  $\beta$  est le coefficient d'entraînement dans les fumées,  $\rho_a$  est la masse volumique du fluide ambiant (air),  $\Delta \rho = \rho_a - \rho$  est la différence de masse volumique,  $\Delta T = T - T_a$  est la différence entre la température des fumées  $T$  et la température ambiante  $T_a$ ,  $g$  est l'accélération gravitationnelle,  $c_f$  est le coefficient de frottement des fumées avec les parois,  $B$  est la largeur du tunnel,  $c_p$  est la capacité calorifique des fumées,  $h_c$  est le coefficient de convection avec les parois et  $\eta$  est un coefficient qui tient compte des échanges à la paroi. Ce coefficient s'écrit

$$\eta = \frac{T - T_w}{T - T_a},$$

où  $T_w$  est la température des parois.

En supposant que l'entraînement est faible (i.e.  $\beta \approx 0$ ) et que le paramètre  $\eta$  reste constant, nous pouvons réécrire l'équation de conservation de l'énergie comme suit:

$$\frac{d(\Delta T)}{dx} = -\frac{h_c \eta}{\dot{m} c_p} \Delta T \left( \frac{2h + B}{B} \right).$$

$$\eta = Cste$$

Notons que dans le cas présent l'épaisseur  $h$  est considérée comme constante.

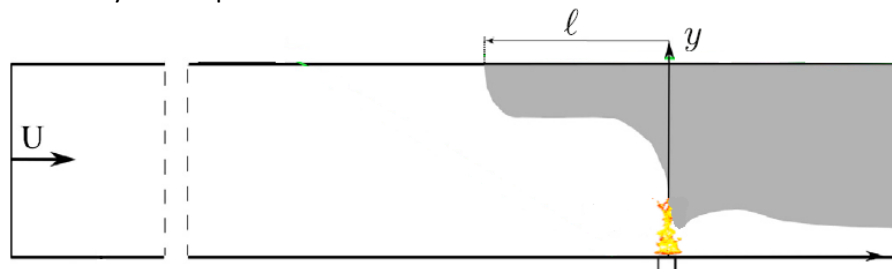
La résolution de l'équation ci-dessus permet d'aboutir à

$$\frac{\Delta T}{\Delta T_0} = \exp \left[ -\frac{h_c \eta}{\dot{m} c_p} \left( \frac{2h + B}{B} \right) (x - x_0) \right].$$

Cette dernière relation montre que la température décroît exponentiellement en fonction de la distance à la source.

## 10. Ventilation opérationnel

Dans le cas où le tunnel est longitudinalement ventilé, les fumées issues de l'incendie sont repoussées d'un côté. Comme schématisé sur la figure 16, on peut définir une longueur de retour qui est la distance entre le foyer et la position où les fumées rebroussement chemin.



**Fig 16** : Schéma d'un feu dans un courant d'air longitudinal.

Cette longueur est fonction de la géométrie du tunnel, du feu et de la vitesse horizontale de ventilation. Ainsi, on peut définir une vitesse critique qui correspond à la vitesse minimale pour laquelle toutes les fumées sont repoussées au droit du foyer.

Ici nous allons décrire un modèle théorique, s'inspirant des courants de gravité et permettant de donner la vitesse critique en fonction des différents paramètres du problème.

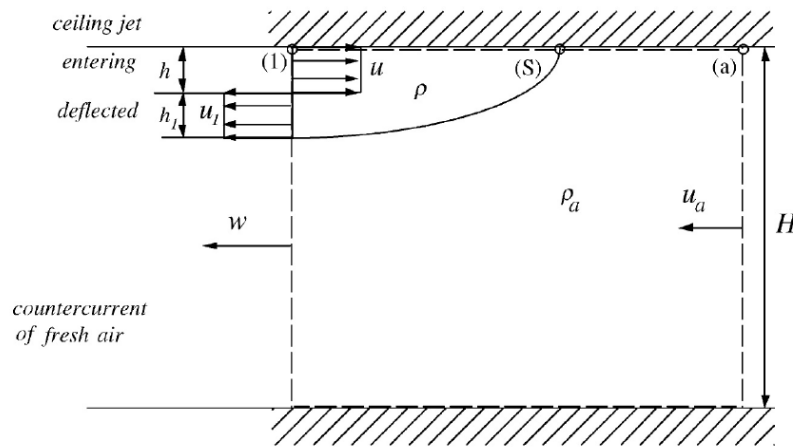
### **Modèle de Kunsch, 2002, *Fire Safety Journal***

Dans la figure 17 est présentée la configuration d'une couche de fumée stratifiée soumise à un courant longitudinal de vitesse  $u_a$ . Sur cette figure est également délimité un volume de contrôle

entourant la région frontale de l'écoulement. Les équations de conservation pour ce volume de contrôle sont les suivantes :

$$\begin{aligned} u_1 h_1 &= u h , \\ u_a H &= w (H - (h + h_1)) , \\ \rho_a u_a^2 H - \rho u^2 h^2 - \rho u_1^2 h_1^2 - \rho_a w^2 (H - (h + h_1)) &= K_1 - K_a , \end{aligned}$$

où  $\rho_a$  est la masse volumique de l'air ambiant,  $\rho$  est la masse volumique des fumées et  $H$  la hauteur du tunnel. Les termes  $K_1$  et  $K_a$  représentent les force de pression de part et d'autre du volume de contrôle.



**Fig 17** : Schémad'une couche de fumées repoussée par un courant longitudinal.

En appliquant le théorème de Bernoulli sur la ligne de courant passant par le point S, nous pouvons écrire:

$$p_1 + \frac{1}{2}\rho u^2 = p_a + \frac{1}{2}\rho u_a^2 = p_s.$$

Avec cette dernière équations, le terme  $K_1 - K_a$  s'écrit:

$$K_1 - K_a = \left( \frac{1}{2}\rho_a u_a^2 - \frac{1}{2}\rho u^2 \right) H - \frac{1}{2}(\rho_a - \rho) g (h + h_1) (2H - h - h_1) .$$

Ainsi nous pouvons exprimer la vitesse  $u_a$  comme suit:

$$u_a^2 = \frac{1 - 2\phi\psi_1}{1 + 2\phi\psi_1} \left[ 4gh\psi_1 \left( 1 - \frac{\rho}{\rho_a} \right) (1 - \phi\psi_1) + \left( \frac{\rho}{\rho_a} \right) u^2 (1 - 4\phi\psi_2) \right]$$

où  $\phi = h/H$ ,  $\psi_1 = (1 + h_1/h)/2$  et  $\psi_2 = \psi_1/(h_1/h)$ .

Sachant que dans la plupart des cas  $\psi_1 \approx \psi_2 \approx 1$ , la vitesse  $u_a$  s'exprime comme suit

$$u_a^2 = \frac{1 - 2\phi}{1 + 2\phi} \left[ 4gh \left( 1 - \frac{\rho}{\rho_a} \right) (1 - \phi) + \left( \frac{\rho}{\rho_a} \right) u^2 (1 - 4\phi) \right] ,$$

Dans cette situation, il suffit de donner , u et h en fonction des caractéristiques du foyer, nous obtenons

$$u_a \approx 1.44 \frac{\sqrt{1 + 3.6Q_0^{2/3}}}{1 + 6.1Q_0^{2/3}} Q_0^{1/3}$$

où

$$Q_0 = \frac{Q}{\rho_a T_a c_p H^{5/2} \sqrt{g}}.$$

Ainsi deux régimes émergent: pour les petits feux  $u_a \approx 1.44 Q_0^{\frac{1}{3}} + O(Q_0)$ . Dans le cas où la puissance du feu est importante, on peut écrire  $u_a \approx 0.45 + O\left(Q_0^{\frac{2}{3}}\right)$ .

Notons enfin que cette théorie montre que le rapport largeur sur hauteur du tunnel (W/H) a une influence faible sur la vitesse critique.

## 11. BIBLIOGRAPHIE

- [1] Babrauskas, V. (1983). Estimating large pool fire burning rates. *Fire technology*, 19(4), 251-261.
- [2] Gray, D. D., & Giorgini, A. (1976). The validity of the Boussinesq approximation for liquids and gases. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 19(5), 545-551.
- [3] Morton, B. R., Taylor, G. I. & Turner, J. S. (1956). Turbulent gravitational convection from maintained and instantaneous sources. *Proc. R. Soc. Lond. A*, 234(1196), 1-23.
- [4] Ricou, F. P., & Spalding, D. B. (1961). Measurements of entrainment by axisymmetrical turbulent jets. *Journal of fluid mechanics*, 11(1), 21-32.
- [5] Heskestad, G. (1984). Engineering relations for fire plumes. *Fire Safety Journal*, 7(1), 25-32.
- [6] Baines, W. D., & Turner, J. S. (1969). Turbulent buoyant convection from a source in a confined region. *Journal of Fluid mechanics*, 37(1), 51-80.
- [7] Thomas, P. H. (1963). Investigations into the flow of hot gases in roof venting. *Fire research technical paper*, 7.
- [8] Benjamin, T. B. (1968). Gravity currents and related phenomena. *Journal of Fluid Mechanics*, 31(2), 209-248.
- [9] Kunsch, J. P. (2002). Simple model for control of fire gases in a ventilated tunnel. *Fire Safety Journal*, 37(1), 67-81.
- [10] Leitner, A. (2001). The fire catastrophe in the Tauern Tunnel: experience and conclusions for the Austrian guidelines. *Tunnelling and Underground Space Technology*, 16(3), 217-223.
- [11] Karlsson, B., & Quintiere, J. (1999). *Enclosure fire dynamics*. CRC press.
- [12] Babrauskas, V. (1981). A closed-form approximation for post-flashover compartment fire temperatures. *Fire Safety Journal*, 4(1), 63-73.
- [13] Huggett, C. (1980). Estimation of rate of heat release by means of oxygen consumption measurements. *Fire and Materials*, 4(2), 61-65.
- [14] Ingason, H. (2007). Model scale railcar fire tests. *Fire safety journal*, 42(4), 271-282.
- [15] Huppert, H. E., & Simpson, J. E. (1980). The slumping of gravity currents. *Journal of Fluid Mechanics*, 99(4), 785-799.