Vaporisation explosive

G. Berthoud

Centre d'études nucléaires de Grenoble

On appelle vaporisation explosive ou explosion de vapeur l'ensemble des phénomènes violents consécutifs à la mise en contact d'un liquide froid volatil avec un liquide chaud à une température très supérieure à la température de saturation du corps froid. De tels événements ont été observés entre autre dans des fonderies et il semble bien que l'on ait eu une explosion de vapeur lors de la toute récente catastrophe de Tchernobyl. L'effet destructeur observé résulte de la détente d'une très grande quantité de vapeur produite pendant un temps très court. Il est alors de première importance d'appréhender les mécanismes de production de vapeur (nucléation) résultant d'un contact entre deux liquides.

Un critère permettant d'apprécier le risque d'obtention d'une explosion de vapeur consiste d'ailleurs à comparer la température instantanée de contact des deux corps à la température de nucléation spontanée du liquide froid. C'est ce que nous allons préciser dans ce papier.

1. Introduction

On appelle vaporisation explosive ou explosion de vapeur, l'ensemble des phénomènes violents consécutifs à la mise en contact d'un liquide froid volatil avec un liquide chaud à une température très supérieure à la température de saturation du corps froid.

De tels événements violents ont été observés aussi bien dans l'industrie classique que dans l'industrie nucléaire. Parmi les industries classiques qui ont eu à souffrir de ce phénomène, on peut citer :

— les fonderies : en 1968, au Québec, la chute d'environ 50 kg d'acier fondu dans de l'eau a entraîné des dommages considérables au bâtiment, allant même jusqu'à

fracturer une dalle de béton d'environ 50 cm d'épaisseur. Plus récemment, une interaction entraînant la mort de plusieurs personnes eût lieu en Angleterre [1]. Dans ce cas, la configuration était différente puisqu'une croûte séparait l'acier liquide de l'eau liquide et ce fût l'action d'un « trigger » externe qui provoqua l'explosion;

— l'industrie pétrolière [2] si du Gaz Naturel Liquéfié vient à se répandre dans de l'eau;

— l'industrie papetière où de nombreuses interactions de gravité plus faible ont été observées entre différentes « liqueurs » (« smelt ») et l'eau [3].

Dans l'industrie nucléaire, en 1952, le mauvais fonctionnement d'une barre de sécurité dans le réacteur expérimental canadien NRX entraîna une excursion de

Explosive vaporization.

Explosive vaporization or vapor explosion refers to all violent phenomena resulting from the placing in contact of a cold volatile liquid with a hot liquid at a temperature much higher than the saturation temperature of the cold body. Such events have also been observed in foundries and it seems that a vapor explosion occurred during the recent catastrophe at Tchernobyl. The observed destructive effect results from the expansion of a very large amount of the vapor which was produced over a very short period of time. It is therefore of vital importance to understand the vapor production mechanisms (nucleation of subcooled water) resulting from a contact between two liquids.

One element of criterion enabling one to evaluate the risk of obtaining a vapor explosion also consists of comparing the instantaneous contact temperature of the two bodies with the spontaneous nucleation temperature of the cold liquid. This is what we intend to specify in this document.

puissance qui endommagea sérieusement le cœur à la suite d'une interaction « moyenne » [4]. A la suite de cet accident, des essais destructifs furent effectués sur le réacteur à eau bouillante BORAX en 1954 [5] et le réacteur SPERT en 1962 (Special Power Excursion Reactor) également refroidi à l'eau [6]. Dans les deux cas, l'interaction combustible-eau suivant l'excursion de puissance fut suffisamment énergétique pour rompre la cuve du réacteur avec l'obtention de pics de pression estimés à 650 bar dans BORAX et supérieurs à 270 bar dans SPERT. En 1961 dans le réacteur expérimental à eau bouillante SL-1, il semble que le retrait d'une barre de contrôle ait entraîné une excursion de puissance conduisant à la fusion du combustible et des gaines en aluminium puis à une interaction qui rompit la cuve (pic de pression estimé à 700 bar). Deux personnes furent tuées par l'onde de choc tandis qu'une troisième décédait des suites de l'irradiation. Plus récemment il semble bien que la destruction du réacteur à eau bouillante de Tchernobyl ait été provoquée par l'interaction entre le combustible et l'eau à la suite également d'une excursion de puissance.

Tous ces nombreux accidents ont entraîné de nombreuses études tant sur les conditions pouvant conduire à une explosion de vapeur que sur les effets de celles-ci.

2. Généralités sur l'explosion de vapeur

Une explosion de vapeur consiste donc en la production en un temps très court — de l'ordre de la ms — de quantités importantes de vapeur.

Des quantités importantes de vapeur peuvent être produites en des temps très courts de deux façons extrêmes :

- 1) soit les conditions de contact corps chaud - corps froid sont telles que les taux de production de vapeur sont très élevés (ce qui correspond à des taux de nucléation élevés).
- 2) soit la surface d'échange entre le corps chaud et le corps froid s'accroît considérablement en un temps très court par fragmentation fine du corps chaud et dispersion dans le réfrigérant.

Il est bien évident que des situations intermédiaires entre ces deux cas extrêmes peuvent produire les mêmes effets.

On trouve donc dans la littérature deux types d'approche pour l'étude de l'explosion de vapeur :

- d'une part, on s'intéresse aux *mécanismes de nucléation lors du contact liquide-liquide entre les deux corps*. La théorie de la *Nucléation spontanée* proposée originalement par Katz [7], puis développée par Fauske [8, 9] en constitue le modèle de référence. Cette théorie sera développée en détail au paragraphe 4;
- d'autre part, on étudie davantage les *mécanismes pouvant conduire à une fragmentation très fine et très rapide du corps chaud*. Certains de ces mécanismes faisant intervenir les régimes d'ébullition, nous allons tout d'abord en effectuer une brève revue.

1. Comparaison entre les températures de l'étain et de l'eau lors du déclenchement de l'interaction avec la carte d'ébullition de Walford (tiré de [12]).

3. Mécanismes de fragmentation pouvant intervenir lors d'une explosion de vapeur

Malgré la multiplicité des modèles de fragmentation présents dans la littérature, on peut cependant les regrouper en quatre familles types :

3.1. Fragmentation d'origine hydrodynamique : elle est due au mouvement relatif des deux corps. Le degré de fragmentation est alors caractérisé par le nombre de Weber qui est le rapport des forces d'inertie aux forces de surface. Plus ce nombre est grand, plus la fragmentation est fine et rapide [10].

3.2. Fragmentation due au dégagement violent d'un gaz dissous dans le corps chaud lors de sa trempe dans le corps froid. En effet si le liquide et le gaz dissous ne forment pas une phase stable et si la solubilité du gaz décroît avec la température, alors, lors de la trempe, le corps chaud devient supersaturé et l'expulsion du gaz le fragmente.

3.3. Fragmentation résultant des contraintes thermiques s'établissant dans la croûte solide se développant lors du contact.

3.3.1. Pendant qu'une goutte de corps chaud tombe dans le réfrigérant.

3.3.2. Lorsqu'une goutte de réfrigérant se retrouve piégée à l'intérieur du corps chaud.

3.3.3. Lorsque du réfrigérant se retrouve piégé entre la paroi du récipient et le corps chaud. Ceci est certainement la raison des explosions observées entre l'alumi-

2. Perforations de la croûte solide d' UO_2 par des jets d'eau liquide lors du collapse du film de vapeur [14].

3. Les mécanismes d'ébullition: différences entre un système solide-liquide et un système liquide-liquide.

nium et l'eau puisque l'on peut supprimer celles-ci en revêtant les parois des fours avec une peinture spéciale.

3.4. Fragmentation provenant du régime d'ébullition à l'interface

3.4.1. L'ébullition de transition étant un régime hydrodynamiquement violent a souvent été invoquée comme pouvant fragmenter et mélanger les corps chaud et froid. Les expériences d'interaction de Shoji et Tagaki [11] entre des gouttes d'étain et de l'eau semblent confirmer cette hypothèse comme on le constate sur la figure 1 où les conditions expérimentales (températures de l'étain et de l'eau) ayant donné lieu à une interaction sont superposées à la carte des régimes d'ébullition obtenue par Walford [12] avec une sphère de nickel se déplaçant dans l'eau.

3.4.2. La destabilisation spontanée ou non sous l'action d'une onde de pression extérieure du film de vapeur est également très souvent invoquée. Dans ce cas, on peut penser, comme Pion [13] que ce sont les instabilités de Rayleigh-Taylor se développant à l'interface film-réfrigérant qui sont responsables de la fragmentation du corps chaud. En effet, ces instabilités conduisent au développement de jets de réfrigérant liquide pouvant permettre à de petites « gouttes » de réfrigérant de se retrouver emprisonnées dans le corps chaud (situation analogue à celle décrite en 3.3.2.), puis en explosant de disperser celui-ci. De tels jets peuvent même perforer une croûte solide naissante à la surface du corps chaud comme on peut le voir sur la figure 2 représentant une croûte d' UO_2 après une interaction UO_2 -eau. De tels jets peuvent être également dus aux collapses asymétriques de bulles de vapeur à l'interface [15].

4. Théorie de la nucléation spontanée

Cette théorie a été utilisée pour la première fois par Katz et Sliepcevic [16] en 1971 pour expliquer les explosions de vapeur observées lorsque l'on répandait du GNL sur de l'eau. Elle repose sur le fait que le corps chaud étant à l'état liquide, on ne peut plus utiliser les courbes d'ébullition habituelles obtenues à partir d'un solide chaud. En effet, l'absence d'un nombre significatif de sites de nucléation fait que le réfrigérant peut être surchauffé jusqu'à atteindre T_{SN} , température de nucléation spontanée, avant formation de quantités importantes de vapeur. Ceci est schématisé sur la figure 3.

Alors, lorsque du GNL (constitué principalement de méthane avec quelques pourcents d'hydrocarbures à températures d'ébullition plus élevées) vient en contact avec de l'eau à température ambiante, l'écart de température est tel que l'on se retrouve en régime d'ébullition en film (point A sur fig. 3). L'échauffement du GNL entraîne la vaporisation du méthane plus volatil et on évolue alors vers le point B. A ce point, le film n'est plus stable et avec un système solide-liquide on entrerait dans le régime d'ébullition de transition avec nucléation importante aux sites de nucléation.

Par contre, avec un système liquide-liquide, si le GNL mouille bien l'eau, la nucléation n'aura pas lieu mais une fine couche de réfrigérant s'échauffera rapidement jusqu'à atteindre sa limite de surchauffe et bouillir de façon explosive.

Fauske [8, 9] a ensuite repris et développé cette idée et a posé comme conditions nécessaires à l'obtention d'une explosion de vapeur :

4. Taux de nucléation.

5. Développement de la couche limite thermique et critère de stabilité mécanique d'une bulle de vapeur (extrait de [9])
 $t \leq 10^{-7}$ s

- 1) l'obtention de contacts liquide-liquide
- 2) avec une température d'interface supérieure à la température de nucléation spontanée.

La nucléation spontanée correspond au mécanisme par lequel les noyaux critiques de vapeur sont formés à partir des fluctuations statistiques de densité au sein du liquide indépendamment de tout site préférentiel (interface liquide-vapeur ou liquide-gaz). Elle peut être hétérogène : le noyau de vapeur prend la forme d'une lentille à l'interface liquide-liquide ou homogène dans le cas d'un bon mouillage : le noyau se forme alors entièrement dans le liquide volatil (voir par exemple Jarvis [17]).

Pour des raisons de simplification, nous nous limiterons par la suite au cas de mouillage parfait.

Pour établir la température T_{SN} à laquelle la nucléation spontanée a lieu, Fauske utilise la relation classique de la nucléation [18] reliant le taux de nucléation par unité de volume à la température absolue :

$$J(T) = A(T) e^{-w/kT} \quad (1)$$

w étant le travail réversible de formation d'un noyau critique à partir du liquide donné par $w = 16 \pi \sigma^3 / 3 (P_v - P_l)^2$, k étant la constante de Boltzmann, T la température absolue, σ la tension de surface, P_v la pression de la vapeur et P_l la pression dans le liquide (NB. dans le cas où le mouillage n'est pas parfait, la valeur de w est réduite).

La description détaillée du processus de nucléation se trouve dans le facteur préexponentiel $A(T)$ mais même si celui-ci varie de façon importante selon la description retenue, il n'influe que très peu sur la valeur de T_{SN} . En effet comme on le voit sur la figure 4, le taux de nucléation reste faible tant que la température du liquide n'atteint pas une valeur critique pour laquelle J augmente très rapidement.

À partir d'une description de la nucléation à l'interface liquide-liquide, Fauske établit une densité maximum

de bulles ne conduisant pas à la formation d'un film de vapeur mais permettant au contraire des contacts liquide-liquide et une ébullition explosive. Il arrive ainsi à prédire la taille d'une goutte de réfrigérant qui explosera immédiatement (après le temps nécessaire au développement de la nucléation) et qui fragmentera alors les gouttes plus grosses qui étaient entourées d'un film de vapeur permettant ainsi à l'interaction de se développer à tout le système.

Nous allons maintenant détailler ce modèle.

4.1. Etablissement d'une couche limite thermique suffisante pour permettre à la nucléation de se développer

C'est par ce concept que Fauske explique le retard à la vaporisation explosive observé lorsqu'un corps volatil vient en contact avec un liquide beaucoup plus chaud. De manière analogue à Hsu [19] pour la nucléation sur une paroi solide, Fauske postule que la nucléation ne peut se développer tant qu'une couche limite thermique d'épaisseur suffisante pour contenir un noyau de taille critique ne s'est pas développé.

On peut considérer que lors du contact, il s'établit une température T_i d'interface constante solution de l'équation parabolique de la chaleur, donc telle que :

$$T_i = \frac{T_{co} + \sqrt{\frac{(\lambda p C) f}{(\lambda p C) c}} T_{fo}}{1 + \sqrt{\frac{(\lambda p C) f}{(\lambda p C) c}}} \quad (2)$$

Le profil de température dans le liquide froid étant donné par la fonction erf et qui pour les petites valeurs de l'argument, peut s'exprimer par :

6. Développement de la couche limite thermique et critère de stabilité mécanique d'une bulle de vapeur ($t > 10^{-6}$ s)

$$\frac{T_i - T(x)}{T_i - T_0} \approx \frac{x}{\sqrt{2} \alpha_f t} \quad (3)$$

λ : conductibilité thermique

ρ : densité

C : capacité calorifique

α : diffusivité thermique

indices : f : corps froid

c : corps chaud

o : initial

La solution de ces relations (2) et (3) est représentée pour le cas du fréon 22 et de l'eau dans le cas où $T_i = T_{sn} = 60^\circ\text{C}$ sur la figure 5. Sur cette figure est également tracée la courbe représentant la condition de stabilité mécanique pour une bulle de vapeur à savoir

$$D_b = \frac{4\sigma}{P_v - P_l} \quad (4)$$

Cette augmentation quasi instantanée de la température d'interface s'accompagne d'une pressurisation due à l'expansion locale du liquide (pic de pression simple phase), pressurisation qui supprime la nucléation tant qu'une onde de détente ne vient pas rétablir le niveau de pression initial. Ce premier retard à la nucléation peut s'estimer par $t_a = 2\ell/c$ où ℓ est la distance entre l'interface et la surface libre à la face opposée de la goutte (voir fig. 7) et c la vitesse du son dans le liquide.

Après ce temps t_a , si la couche thermique n'est pas assez épaisse pour contenir un noyau de taille critique ($t = 10^{-9}$ et 10^{-8} s sur la figure 5), les noyaux créés vont s'effondrer et la couche continue à croître.

Puis, quand la couche limite thermique est suffisamment développée, le taux de formation de noyaux de taille critique s'obtient en multipliant $J(T)$ le taux de nucléation par unité de volume par le volume V de fluide ayant une température supérieure ou égale à T . Ce produit, par cm^2 de surface, est également représenté sur la figure 5

pour le temps $t = 10^{-7}$ s. On constate alors que les noyaux critiques qui vont pouvoir se développer sont ceux qui correspondent au diamètre critique le plus petit (point A sur la figure).

Le temps de formation d'un tel noyau est $t_w = 1/JV$.

Une fois formé, le noyau va vouloir croître vers son autre point stable (point B sur la figure). Cette croissance sera dominée par les forces d'inertie car on est dans le cas de fortes surchauffes, faible pression ambiante et petite taille et ne pourra avoir lieu tant que la pressurisation locale due à la formation de la bulle dure. Fauske considère alors qu'il faut à nouveau atteindre un temps $t_a = 2\ell/c$ avant que le noyau formé puisse croître.

Le retard total à la nucléation s'exprime alors par

$$t_n = \frac{2\ell}{c} + \frac{1}{JV} + \frac{2\ell}{c} \quad (5)$$

Il faut alors remarquer (fig. 6) que pour $t = 10^{-5}$ s, le profil de température et la courbe de stabilité mécanique ne présentent pas de deuxième point d'intersection (pour le couple de liquides précédent). Alors, s'il faut attendre 10^{-5} s pour qu'une bulle de vapeur puisse croître, elle pourra le faire sans restriction jusqu'à traverser toute la couche de liquide froid. Par contre, si le temps de nucléation est inférieur à 10^{-6} s, la couche limite thermique se compose d'une zone de croissance stable (A $\rightarrow$ B) et d'une région instable où la vapeur se recondensera.

Le temps t_g que met une bulle pour croître de A à B peut s'estimer à partir des lois de croissance inertielles [20] et l'on a :

$$t_g = \frac{\Delta r}{\sqrt{\frac{2}{3} \frac{\Delta P}{\rho \ell}}} \quad (6)$$

où ΔP représente l'écart de pression moteur moyen entre les points A et B. Ce temps représente alors le temps minimum de vie d'une bulle.

Si, pendant la durée de vie d'une bulle, de nombreuses bulles peuvent croître, il se peut alors qu'elles coalescent, formant alors un film de vapeur. Le nombre de bulles qui peuvent se former pendant le temps t_g est JVt_g . Cette évaluation n'est cependant valable que si le nombre de bulles formées n'est pas trop grand pour que celles-ci n'entraînent une pressurisation du liquide, celui-ci n'ayant pas eu le temps de se déplacer radialement. Ceci dépend de la compressibilité du liquide reliée à la vitesse du son par $\frac{\Delta P}{\Delta \rho} = c^2$.

En supposant constante la masse du liquide, sa variation de densité s'exprime par :

$$\Delta \rho_\ell = - \frac{\rho_\ell}{V_\ell} \Delta V_\ell$$

ΔV_ℓ étant la variation du volume liquide due à la compression. Cette compression du liquide, que l'on suppose exister sur une épaisseur égale au diamètre d'une bulle, correspond au volume de vapeur formé soit :

$$-\Delta V_\ell = \Delta V_v = N\pi D^3/6 \approx ND^3/2$$

7. Les deux comportements possibles d'une goutte de réfrigérant (extrait de [9]).

8. Prédiction de la taille d'une goutte de liquide volatil qui se retrouvera en régime d'ébullition en film en fonction de la température d'interface T_i . (extrait de [9]).

9. Comparaison entre le comportement prévu et observé pour des gouttelettes de fréon 12 mises en contact avec une huile minérale.

d'où l'augmentation de densité de la phase liquide, par unité de surface ($V_\ell = D \times 1$), en fonction du nombre N et de la taille D de noyaux de taille critique formés (point A);

$$\Delta \rho_\ell = \frac{\rho_\ell}{D} \frac{ND^3}{2} = \rho_\ell \frac{ND^2}{2}$$

L'augmentation de pression du liquide étant alors :

$$\Delta P_\ell = c^2 \Delta \rho_\ell = \frac{1}{2} N \rho_\ell D_A^2 c^2$$

Fauske suppose alors qu'une pressurisation de 5 bars suffit à supprimer la nucléation (prendre 2 ou 15 bars change peu les résultats affirme-t-il) et en prenant une taille caractéristique $D \approx 50 \text{ \AA}$, il arrive à une limite de 10^9 sites de nucléation par cm^2 d'interface. En d'autres termes, l'apparition de 10^9 sites/ cm^2 d'interface empêche l'activation des autres sites, mais si le nombre de sites formés pendant t_g est inférieur à cette limite, chaque bulle peu croître indépendamment de ces voisines (il n'y a pas de pressurisation due aux autres bulles).

4.2. Comportement d'une goutte de liquide froid selon sa taille

A partir du modèle précédent, on peut discuter du comportement d'une goutte de liquide froid venant impacter le liquide chaud. On prend alors comme longueur caractéristique ℓ le diamètre de la goutte.

Au contact, on a la température d'interface donnée par (2) et établissement d'une couche limite thermique pendant le temps t_n (5).

On a alors (voir fig. 5) les conditions de formation d'une bulle (point A) ainsi que le diamètre maximum auquel elle peut croître de façon stable (point B), d'où la durée t_g de la croissance par (6). On calcule alors le nombre maximum de bulles qui peuvent exister simultanément $N = JVt_g$, ce nombre étant par ailleurs limité à $10^9/\text{cm}^2$ et l'on regarde ensuite si ces N bulles coalescent lorsqu'elles atteignent le diamètre D_B .

Pour que des bulles de taille D_B coalescent, il en faut un nombre N_B par unité de surface tel que :

$$N_B = \frac{1}{D_B^2}$$

Alors si $N > N_B$, les bulles vont coalescer et former un film de vapeur tandis que si $N < N_B$, la vapeur à pression élevée va croître rapidement et se condenser, la goutte liquide étant « capturée » par la surface. Ces deux comportements différents sont schématisés sur la figure 7.

Cas des températures d'interface très élevées

Quand la température d'interface s'approche de la température critique, les notions précédentes relatives à la nucléation ne s'appliquent plus (à la température critique, un noyau critique contiendrait moins d'une molécule) et Fauske suppose qu'il faut un minimum de 40 molécules pour créer un noyau de taille critique. Alors quand $T_i > T_{cr}$, la considération principale est de savoir si la couche limite thermique a atteint une épaisseur

suffisante pour contenir un noyau de 40 molécules de vapeur à la pression critique au bout du temps $2 t_a$. On se retrouve alors inévitablement en régime d'ébullition en film. On doit donc regarder si à $t = 2 t_a$, $T = T_{cr}$ à une distance D_b de l'interface c'est-à-dire si :

$$\frac{T_i - T_{cr}}{T_i - T_{fo}} = \frac{D_b}{\sqrt{8 \alpha_f t_a}}$$

D_b étant le diamètre d'une bulle contenant 40 molécules à P_{cr} .

On peut donc maintenant distinguer les domaines où l'on aura formation d'un film de vapeur des domaines où les gouttes sont capturées. C'est ce qui est tracé sur la figure 8 pour le fréon 22 et l'eau.

Pour une température d'interface donnée, les gouttes de taille supérieure à la taille critique se retrouveront entourées d'un film de vapeur tandis que celles de taille inférieure seront « capturées » par la surface avec production importante de vapeur si $T_i \sim T_{SN}$. Les bulles de vapeur produites se recondenseront avant de coalescer, créant ainsi un mode très efficace de transfert de chaleur de l'interface vers l'intérieur de la goutte qui va s'échauffer très rapidement.

Sur la figure 9 sont comparées les prédictions théoriques précédentes avec des résultats expérimentaux pour du fréon 12 et une huile minérale.

D'après la figure 8, il est évident à partir des tailles des gouttelettes susceptibles d'initier une ébullition explosive que la capture d'une seule goutte ne suffit pas à produire une explosion, ni même à en initier une. Cependant, lorsque le liquide froid se mélange avec le liquide chaud avec ébullition en film, une fraction significative de sa masse peut atteindre des tailles caractéristiques du critère de capture — *qui ne veut représenter qu'un ordre de grandeur* — et cette fraction peut alors déclencher une explosion.

5. Conclusion

Fauske a donc présenté un modèle, fondé sur les mécanismes de nucléation spontanée permettant de quantifier la production de vapeur lors du contact entre deux liquides. Ce modèle permet de prédire le comportement d'une goutte de réfrigérant de taille donnée lorsqu'elle vient en contact avec le liquide chaud et ceci en fonction de la température d'interface.

Si celle-ci est basse, de grosses gouttes sont capturées par le liquide chaud avec de faibles taux de vaporisation (faibles J). Si la température d'interface est élevée, les grosses gouttes restent entourées d'un film de vapeur jusqu'à atteindre la taille critique de capture. Elles sont alors capturées par le liquide chaud, les taux de production de vapeur sont alors très élevés et peuvent conduire à ce que l'on appelle l'explosion de vapeur.

Ce modèle permet de rendre compte de très nombreux résultats expérimentaux, essentiellement à petite échelle [21].

Pour expliquer une explosion à grande échelle, Fauske suggère que celle-ci démarre lorsque, localement, un certain nombre de gouttes atteignent la taille critique

de capture. La vaporisation explosive qui en résulte crée une onde de pression qui va alors fragmenter les gouttes voisines qui explosent à leur tour, le phénomène se propageant à l'ensemble des masses en présence.

Je ne crois cependant pas que ce modèle soit aussi universel que ce qu'en pensent ses auteurs. Il ne permet pas en effet de prédire les interactions obtenues entre l'oxyde d'uranium et le sodium [22]. Pour ma part, il ne représente que la limite extrême du régime d'ébullition possible, le liquide volatil atteignant sa limite de surchauffe avant de bouillir de façon explosive. Je le classerai donc dans les modèles de fragmentation faisant intervenir le régime d'ébullition à l'interface puisque c'est l'ébullition explosive des petites gouttes qui entraîne la fragmentation des gouttes plus grosses permettant ainsi à l'interaction de se développer.

Adresse de l'auteur

Monsieur G. Berthoud
Centre d'études nucléaires de Grenoble
Service des transferts thermiques
Laboratoire de physique, modélisation et logiciels
85X avenue des Martyrs
38041 Grenoble cedex
Tél. : 76.88.32.44

Références

- [1] J.M. Factory Inspectorate : *The Explosion at the Appleby-Frodingham Steelworks, Scunthorpe, 4 November 1975*, ISBN 0 11 880331 X, HMSO, London, 1976.
- [2] YANG K., 1973 : *Nature*, Vol. 243, p. 221-222. Explosive Interaction of Liquified Natural Gas and Organic Liquids.
- [3] GRACE T.M., ROBINSON R.R., 1986 : NUREG/CR — 4745 : *Energetics of Smelt/Water Explosions*.
- [4] HATFIELD G.W., 1955 : *Mechanical Engineering*, vol. 77, p. 124-126. A Reactor Emergency with resulting improvements.
- [5] DIETRICH J.R., 1955 : *Proc. Int. Conference on Peaceful Uses of Atomic Energy Vol. 13*, p. 88-101. Experimental Determination of the Self-Regulation and Safety of Operating Water Moderated Reactors.
- [6] MILLER R.W., 1963 : *Trans. A.N.S.*, vol. 6, p. 138-139. Experimental Results and Damage Effects of Destructive Test.
- [7] KATZ D.L. 1972 : *Chemical Engineering Progress*, Vol. 68, n° 5, p. 68-69, Superheat Limit Explosions.
- [8] FAUSKE H.K., 1974 : *Fast Reactor Safety Meeting*, Beverly Hills, p. 992-1005. Some aspects of liquid-liquid heat transfer and explosive boiling.
- [9] FAUSKE H.K., HENRY R.E., 1975 : *ASME Heat Transfer Conference*, San Francisco 75-HT-66 *Energetics of Vapor Explosions*.
- [10] PILCH M., ERDMAN C.A., REYNOLDS A.B., 1981 : NUREG/CR — 2247. Acceleration Induced Fragmentation of Liquid Drops.

- [11] SHOJI M., TAKAGI N., 1983 : Bulletin of the JSME Vol. 26, n° 215, p. 791-796. An Experimental Study of Small Scale Vapor Explosions for Molten Tin Dropped into Water.
- [12] WALFORD F.J., 1969 : Int. J. of H. and Mass Transfer, vol. 12, n° 2, p. 195.
- [13] PION A., 1983 : Thèse USM Grenoble. Mise en contact brutale d'un liquide chaud et du réfrigérant volatil : Instabilité du film de vapeur créé.
- [14] EL-GENK M., HOBBS R.R., Mc DONALD P.E., 1983 : Journal of Nuclear Materials, Vol. 113, p. 101-117. Fragmentation of Molten Debris during a Molten Fuel-Coolant Interaction.
- [15] BUCHANAN D.J., DULLFORLE T.A., 1973 : Nature, Vol. 245, p. 32-34, Mechanism for Vapor Explosions.
- [16] KATZ D.L., SLIEPCEVICH C.M., 1971 : Hydrocarbon Process, vol. 50, n° 11, p. 240.
- [17] JARVIS T.J. et al., 1975 : Journal of Colloid and Interface Science, Vol. 50, n° 2, p. 359-368. Bubble Nucleation Mechanisms of Liquid Droplets Superheated in Other Liquids.
- [18] BLANDER M., KATZ J.L., 1975 : AIChE Journal, vol. 21, n° 5, p. 833-848, Bubble Nucleation in Liquids.
- [19] HSU Y.Y., 1962 : ASME J. of Heat Transfer, Vol. 84, 207. On the size of range of active nucleation cavities on a heating surface.
- [20] MICKIC B.B., ROHSENOW W.M., GRIFFITH P., 1970 : Int. J. of Heat Transfer Vol. 13, p. 657-666. On Bubble Growth Rates.
- [21] HENRY R.E., FAUSKE H.K., 1979 : Trans. of ASME, vol. 101, p. 280-287, Nucleation Processes in Large Scale Vapor Explosions.
- [22] AMBLARD M., BERTHOUD G., NEWMAN W., 1981 : Winter Annual Meeting of ASME, Washington. The CORECT 2 experiments.

Discussion

Président : M.R. SÉMÉRIA

Le Président. — Je remercie M. BERTHOUD de son exposé. Je pense qu'il y aura quelques questions.

M. BONNIN. — Au sujet de la transformation énergie thermique-énergie mécanique dans la vaporisation explosive, quel est le rendement que vous avez atteint dans vos expériences d'interaction entre sodium et combustible UO_2 fondu ? Quel est le rendement théorique maximal ? Quelles sont les énergies mises en jeu ?

M. BERTHOUD. — Il y a un modèle qui donne le rendement maximum en considérant des transformations à l'équilibre instantané. C'est ce qu'on pourra appeler la limite théorique maximum du rendement. Un autre modèle est fondé sur la théorie de la détonation thermique. Expérimentalement, le rendement observé n'a jamais dépassé 50 % du rendement théorique.

En ce qui concerne l'énergie mécanique libérée, on a obtenu 20 kJ lors de la détente d'une colonne de sodium après sa chute dans un pot d'oxyde d'uranium fondu. Cela fait 10 joules par gramme. Le rendement maximum calculé serait de 8 % environ.

M. BONNIN. — Peut-on obtenir des rendements beaucoup plus élevés ?

M. BERTHOUD. — La violence des interactions est contrôlée par la transmission de la chaleur du corps chaud au corps froid. L'interaction sera d'autant plus énergétique que cet échange sera plus longtemps maintenu, par exemple en augmentant le confinement. C'est en procédant de la sorte que l'on a pu obtenir des interactions entre de l' UO_2 et du Na.

M. BONNIN. — Y a-t-il une bonne fragmentation ?

M. BERTHOUD. — C'est une des conditions pour obtenir une interaction énergétique, car elle augmente la surface d'échange. Cette fragmentation dépend de la séquence accidentelle elle-même comme lors d'un accident hypothétique d'excursion de puissance où l'énergie thermique est dégagée dans le combustible par la réaction nucléaire. Celui-ci se trouve surchauffé, pressurisé et dispersé dans le réfrigérant. C'est cette masse dispersée qui sert au calcul de l'énergie maximum.

Le Président. — Sans dispersion mécanique due à d'autres effets que l'interaction elle-même, les rendements doivent rarement dépasser quelques pourcent.

M. BERTHOUD. — On mesure des rendements de 10 % dans les interactions graves, notamment dans le cas de confinement par les structures.

Le Président. — Dans les réacteurs à eau, on peut avoir un contact entre quelques tonnes de cœur fondu et de l'eau. Divers scénarios et configurations sont envisagés. Si la cuve est encore en bon état, l'interaction thermique ne devrait pas entraîner sa rupture.

M. BERTHOUD. — Des ruptures de la cuve pourraient cependant avoir lieu. Les américains, dans leurs expériences, ont observé des rendements de 17 %, mais des calculs probabilistes, utilisant les données expérimentales, montrent qu'il est très probable que la cuve garde son intégrité.

Le Président. — S'il n'y a pas d'autres questions, nous allons passer à l'exposé suivant, qui sera fait par M. CHEVAILLIER, Maître de Conférence à l'Université Paul Sabatier à Toulouse.