

INSTITUT UNIFIE DE RECHERCHE NUCLEAIRE, DUBNA

Rapport No P13 - 3726

CERN LIBRARIES, GENEVA



CM-P00100563

QUELQUES QUESTIONS DE LA THEORIE DE LA CROISSANCE
ET DE LA CONDENSATION DES BULLES
DANS LES CHAMBRES A BULLES

par

L.G. Tkachev

Traduit au CERN par A. Golovanoff
(Original : russe)

(CERN Trans. 69-5)

Genève
Janvier 1969

Les exigences pratiques du développement de la technique des chambres à bulles constituent l'une des raisons principales qui stimulent l'étude théorique et expérimentale du comportement des bulles dans un liquide, et en particulier les études de processus de croissance asymptotique et de condensation des bulles.

Les lois fondamentales du comportement d'une bulle de vapeur dans un liquide en surfusion ont été étudiées dans les travaux de Plesset et Zwick^{/1/}, Forster et Zuber^{/2/}. Ils ont montré que la vitesse de croissance d'une bulle^{*)} dans le liquide dépend de nombreux facteurs : inertie et viscosité du liquide, vitesse du son dans le liquide et dans la vapeur, vitesse d'évaporation du liquide et vitesse de la transmission de la chaleur du liquide environnant à la paroi de la bulle. Dans le domaine où le rayon d'une bulle R est beaucoup plus grand que le rayon critique, le facteur déterminant de la vitesse de croissance de la bulle est la vitesse de transmission thermique dans le liquide. Du fait de la faible vitesse de croissance de la bulle par rapport à la vitesse du son, le processus de transmission thermique est considéré

*) Il faut remarquer que la théorie exposée de la croissance des bulles est transposée automatiquement au processus de leur condensation, au prix de modifications qui sont indiquées seulement lorsqu'il est nécessaire.

dans l'hypothèse où la pression dans le liquide est égale à la pression dans la bulle et où la température du liquide à la frontière de la bulle T_0 est égale à la température de la vapeur, cette température étant tirée de la condition d'équilibre de la vapeur et du liquide à la pression considérée.

Les résultats obtenus dans les travaux /1, 2/ concordent bien avec les données expérimentales de Dergarabedian /3/, qui étudia la croissance des bulles dans l'eau en surfusion. Toutefois, les mesures de la vitesse de croissance et de condensation des bulles dans les chambres à bulles à hydrogène liquide, obtenues par Alvarez /4/, Fabian et al /5/, Harigel et al /6/, montrent un certain écart des études théoriques /1, 2/. Le travail d'Aleksandrov et al /7/ montre que la montée des bulles à la surface a une influence considérable sur la vitesse de croissance et de condensation des bulles; toutefois, la prise en considération de ce facteur n'élimine pas les divergences avec les données expérimentales, et l'écart des valeurs théoriques s'élève à 10-30 % pour la croissance des bulles pour atteindre 300 % dans le cas de leur condensation.

Le présent travail constitue une tentative d'expliquer les causes des écarts entre les valeurs théoriques et expérimentales de la vitesse de croissance des bulles dans un liquide en surfusion. Il convient de donner une brève formulation des principes fondamentaux de la théorie de la croissance (de la condensation) des bulles

dans un liquide /1, 2, 8/, avant d'aborder son analyse critique. Afin de ne pas compliquer le problème, on ne tiendra pas compte de la remontée des bulles. Ajoutons que son étude elle-même /7/ est fondée sur les résultats de la théorie du comportement des bulles immobiles. Si l'on ne tient pas compte de la remontée, nous sommes confrontés à un problème à asymétrie sphérique de recherche des solutions des trois équations :

$$\frac{4\pi}{3} L \rho' \frac{dR^3}{dt} = 4\pi R^2 k \frac{\partial T}{\partial R} ; \quad (1)$$

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} (\rho r^2 \dot{r}) = 0 ; \quad (2)$$

$$c_p \rho \frac{dT}{dt} = \frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} (r^2 k \frac{\partial T}{\partial r}) ; \quad (3)$$

équation de la conservation de l'énergie dans l'évaporation du liquide de la surface de la bulle (1), équation de continuité (2) et équation de conduction thermique (3), soumises aux conditions aux limites et aux conditions initiales :

$$T(R, t) = T_0 \quad , \quad T(\infty, t) = T_\infty \quad , \quad T(r, 0) = T_\infty \quad . \quad (4)$$

où l, ρ' - chaleur de vaporisation et densité de la vapeur,
 k, ρ, c_p - conductibilité thermique, densité, capacité thermique
du liquide à pression constante, r - coordonnée radiale du point

dans le liquide, t - temps, $T(r,t)$ et T_∞ - température dans la couche adjacente ^{*)} et à une distance importante du centre de la bulle. L'équation (1) est vraie, à la condition que la pression dans le système ne dépende pas du temps; de plus, toutes les grandeurs figurant dans l'équation sont calculées pour un point à la limite de la bulle. Dans la résolution des équations (1) - (3), on suppose que les paramètres thermo-physiques k, ρ, c_p sont des constantes indépendantes de la température ^{**)}. Le système d'équations initiales est simplifié si l'on passe à de nouvelles variables indépendantes et à une nouvelle fonction cherchée, à l'aide de la transformation :

$$h = \frac{r^3 - R^3}{3} ; r = D \int_0^t R^4(t) dt, \quad \theta = \frac{T - T_\infty}{\Delta T}, \quad (5)$$

où $D = k/\rho c_p$ - conductibilité de température du liquide et $\Delta T = T_\infty - T_0$ - surchauffage du liquide. A la suite de cette transformation, les équations (1) - (3) et les conditions complé-

*) couche de liquide au voisinage de la surface de la bulle, dans laquelle la température passe de T_0 à T_∞ .

***) La validité d'une telle hypothèse dans le cas de l'eau et de l'hydrogène liquide est analysée plus bas.

mentaires (4) prennent la forme :

$$\frac{dR^3}{dr} = \frac{3k\Delta T}{DL\rho'} \frac{\partial\theta(0,r)}{\partial h}, \quad (6)$$

$$\dot{h} = 0 \quad (7)$$

$$\frac{\partial\theta}{\partial r} = \frac{\partial}{\partial h} \left[\left(1 + \frac{3h}{R^3}\right)^{\frac{4}{3}} \frac{\partial\theta}{\partial h} \right], \quad (8)$$

$$\theta(0,r) = -1, \theta(\infty,r) = \theta(h,0) = 0. \quad (9)$$

Des difficultés apparaissent dans la résolution de l'équation (8), car elle contient une fonction inconnue $R(r)$. Ces difficultés peuvent être évitées si l'on suppose que le rapport $\frac{3h}{R^3} \ll 1$, puisque dans ce cas on peut utiliser la méthode de la théorie des perturbations. On peut montrer que dans l'approximation où ce terme est nul, la solution du système d'équations (6) - (8) est de la forme :

$$\theta = -1 + \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_0^{h/2\sqrt{r}} e^{-x^2} dx \quad (10)$$

$$R^3 = \frac{6\Delta T k}{L\rho' D \sqrt{\pi}} \sqrt{r} = 6\Lambda_0 \sqrt{r}. \quad (11)$$

Après que les solutions $\theta = \theta(h,r)$ et $R^3 = R^3(r)$ aient été trouvées, on peut calculer la valeur moyenne de $\frac{3h}{R^3}$

afin de vérifier l'hypothèse initiale de sa petitesse. Par définition, nous avons :

$$3 \left\langle \frac{h}{R^3} \right\rangle = \frac{\int_0^{\infty} \frac{3h}{R^3} \theta(h, r) dh}{\int_0^{\infty} \theta(h, r) dh} = \frac{\pi}{4} \frac{L \rho' D}{k \Delta T} \quad (12)$$

La signification physique de la grandeur $3 \left\langle \frac{h}{R^3} \right\rangle$ est, comme il ressort de la relation (12), celle du rapport du volume de la couche adjacente au volume de la bulle. On trouvera au tableau 1 les valeurs de $3 \left\langle \frac{h}{R^3} \right\rangle$, calculées par la formule (12) pour l'eau et l'hydrogène liquide, afin de vérifier la validité de l'approximation utilisée aussi bien dans le cas de la croissance que dans celui de la condensation des bulles. On donne aussi la dépendance de k , ρ , c_p de la température.

Tableau 1

Liquide	H ₂ O	H ₂	90% H + 10% Ne
T _∞ °K croiss. = 5	378	25	27
3 $\left\langle \frac{h}{R^3} \right\rangle$ croiss. (Δ T = 5)	0,05	0,15	0,01
3 $\left\langle \frac{h}{R^3} \right\rangle$ condens (Δ T = 2)	0,1	1	0,2
$\frac{1}{k} \left(\frac{dk}{dT} \right)$	10 ⁻³	3.10 ⁻²	2.10 ⁻²
$\frac{1}{\rho} \left(\frac{d\rho}{dT} \right)$	-2.10 ⁻⁴	-3.10 ⁻²	-2.10 ⁻²
$\frac{1}{c_p} \left(\frac{dc_p}{dT} \right)$	3.10 ⁻⁴	7.10 ⁻²	0,1

Les valeurs des paramètres données dans ce tableau ont été obtenues expérimentalement dans les travaux /3, 6, 9, 11/. Compte tenu des grandes perspectives ouvertes par l'utilisation d'un mélange néon-hydrogène dans les chambres à bulles /11/, on trouvera aussi des données pour un mélange de 90 % molaires d'hydrogène et de 10 % molaires de néon^{*)}.

Comme il apparaît au tableau 1, l'hypothèse de la petitesse de la grandeur $3 < \frac{h}{R^3} >$ est vraie pour la croissance des bulles, mais n'est plus généralement valable dans le cas de leur condensation. C'est

que la grandeur de la surchauffe ΔT , dont dépend $3 < \frac{h}{R^3} >$, d'après la relation (12) est beaucoup plus petite dans le processus de condensation des bulles que dans le processus de leur croissance.

Pour ce qui est de la dépendance entre les grandeurs k, ρ, c_p et la température, elle est de 10 à 100 fois plus forte pour l'hydrogène liquide que pour l'eau, si bien que pour une surchauffe de 5° le long de la couche adjacente, les valeurs de k, ρ, c_p varient de 15 à 35 % pour l'hydrogène liquide et seulement de 0,1 à 0,5 % dans le cas de l'eau. Par conséquent, l'hypothèse

*) Ces données sont extraites du travail /10/

initiale sur la constance des paramètres thermophysiques dans la couche adjacente n'est pas fondée dans le cas de l'hydrogène liquide.

Ainsi, l'analyse des données du tableau 1 permet de conclure qu'il existe certaines raisons de divergence entre les calculs théoriques de la vitesse de croissance (de condensation) des bulles et les données expérimentales pour l'hydrogène. Afin de parvenir à une concordance plus satisfaisante des résultats théoriques et expérimentaux, il faut résoudre un problème plus général : d'abord sans l'hypothèse de la petitesse de la grandeur $\frac{2h}{R^3}$ dans l'équation (8); ensuite, il est désirable de tenir compte dans les équations initiales de la dépendance qui existe entre d'une part la conductibilité thermique, la densité et la capacité thermique du liquide, et d'autre part la température.

La dépendance des paramètres thermophysiques k , ρ , c_p des variations de la température complique considérablement la solution du système d'équations initiales. C'est pourquoi nous négligeons le fait que k et ρ dépendent de la température, puisque dans le cas de l'hydrogène liquide cette dépendance est plus faible que la dépendance $c_p(\theta)$. Nous représenterons la capacité thermique en fonction de la température par deux termes de la série de Taylor :

$$c_p(\theta) = c_{p\infty} (1 + \alpha\theta), \quad (13)$$

où $c_{p\infty}$ - capacité thermique du liquide à l'extérieur de la couche adjacente, le paramètre sans dimension α est égal à $\approx 0,35$ dans le cas de l'hydrogène liquide pour $\Delta T = 5$ et $T = 25^\circ\text{K}$.

Ainsi, au lieu d'une équation linéaire (8), nous obtenons une équation quasi-linéaire :

$$(1 + \alpha\theta) \frac{\partial\theta}{\partial r} = \frac{\partial}{\partial h} \left[\left(1 + \frac{3h}{R^3} \right)^{\frac{4}{3}} \frac{\partial\theta}{\partial h} \right], \quad (14)$$

où le terme $\frac{3h}{R^3}$ peut prendre n'importe quelle valeur. La résolution de cette équation se trouve compliquée par la présence d'un terme non linéaire et d'une fonction inconnue $R(r)$. Toutefois, les propriétés de symétrie de l'équation (14) permettent de simplifier le problème. En effet, l'équation (14) comme les équations (6-9) sont invariables dans la transformation :

$$r \rightarrow m^2 r, \quad h \rightarrow m h, \quad (15)$$

C'est pourquoi la solution peut être cherchée sous la forme

$\theta = \theta(s)$, où $s = \frac{h}{2\sqrt{r}}$. Il en résulte que la fonction $R(r)$ peut être représentée sous la forme suivante :

$$R^3 = 6A\sqrt{r} \quad (16)$$

ou, en tenant compte de la dépendance entre les variables r et t ,

$$R = \sqrt{12D} A\sqrt{t} \quad (16)$$

où A - constant indépendante de r , déterminé à l'issue de la résolution du système d'équations (6, 7, 9, 14). La substitution $\theta = \theta(s)$ permet d'écrire ces équations sous la forme :

$$A = \frac{\sqrt{\pi}}{2} A_0 \frac{d\theta(0)}{ds} \quad (17)$$

$$2(1 + \alpha\theta) s \frac{d\theta}{ds} = - \frac{d}{ds} \left[\left(1 + \frac{s}{A}\right)^{\frac{4}{3}} \frac{d\theta}{ds} \right] \quad (18)$$

$$\theta(0) = -1, \quad \theta(\infty) = 0. \quad (19)$$

L'équation (18) est une équation différentielle quasi-linéaire ordinaire, dont la solution dépend de deux paramètres α et A . Par définition, le paramètre α doit être petit par rapport à l'unité; c'est pourquoi il est plus simple d'écrire la solution de l'équation (18) sous forme d'une série en α . Dans l'approximation linéaire, nous obtenons :

$$\theta = \theta_1 + \alpha\theta_2 \quad (20)$$

Comme le paramètre Λ dépend aussi de a , il faut, parallèlement à la décomposition (20), le décomposer aussi :

$$\Lambda = \Lambda_1 + \alpha \Lambda_2, \quad (21)$$

À la suite de la décomposition, le système d'équations (17-19) se divise en deux systèmes ; le système d'équations dans l'approximation de a nul est de la forme :

$$\begin{aligned} \Lambda_1 &= \frac{\sqrt{\pi}}{2} \Lambda_0 \frac{d\theta_1(0)}{ds}, \\ 2s \frac{d\theta_1}{ds} + \frac{d}{ds} \left[\left(1 + \frac{s}{\Lambda_1}\right)^{\frac{4}{3}} \frac{d\theta_1}{ds} \right] &= 0 \\ \theta_1(0) &= -1, \quad \partial\theta_1(\infty) = 0. \end{aligned} \quad (22)$$

Ensuite, lorsque les solutions $\theta_1(s)$ et Λ_1 sont trouvées, on définit le système d'équations en première approximation pour a :

$$\begin{aligned} \Lambda_2 &= \frac{\sqrt{\pi}}{2} \Lambda_0 \frac{d\theta_2(0)}{ds}, \\ 2s \frac{d\theta_2}{ds} + \frac{d}{ds} \left[\left(1 + \frac{s}{\Lambda_2}\right)^{\frac{4}{3}} \frac{d\theta_2}{ds} \right] &= \\ -2s\theta_1 \frac{d\theta_1}{ds} + \frac{d}{ds} \left[\left(1 + \frac{s}{\Lambda_1}\right)^{\frac{1}{3}} \frac{4s\Lambda_2}{3\Lambda_1^2} \cdot \frac{d\theta_1}{ds} \right], \\ \theta_2(0) &= \theta_2(\infty) = 0. \end{aligned} \quad (23)$$

Les équations obtenues se résolvent assez facilement et les solutions θ_1 et θ_2 s'expriment par des formes quadratiques volumineuses qui ne sont pas données ici. Une fois θ_1 et θ_2 trouvés, les équations définitives pour la détermination des paramètres A_1 et A_2 sont de la forme suivante :

$$-1 + \frac{6A_1^2}{\sqrt{\pi}A_0} \int_0^1 \exp[3A_1^2\phi(x)] dx = 0, \quad (24)$$

$$A_2 = \frac{6A_1^3 \int_0^1 \exp[3A_1^2\phi(y)] dy \int_y^1 (t^{-3} - 1) dt [-1 + \frac{6A_1^2}{\sqrt{\pi}A_0} \int_0^1 \exp[3A_1^2\phi(z)] dz]}{\int_0^1 \exp[3A_1^2\phi(y)] [-\frac{4}{3}y^3 + \frac{7}{3} - 2A_1^2(2y^{-2} + 8y - y^4 - 9)] dy}, \quad (25)$$

$$\text{où } \phi(x) = \frac{-1 + 3x^2 - 2x^3}{x^2} \quad \text{et} \quad A_0 = \frac{\Delta T \cdot k}{L \rho' D \sqrt{\pi}} \quad -\phi$$

-facteurs déterminant la vitesse d'une bulle compte tenu des conditions $a = 0$ et $\frac{3h}{R^3} \ll 1$. Les équations (24) et (25) obtenues sont résolues à l'aide d'une intégration numérique.

Les résultats de la résolution numérique sont représentés graphiquement sur les Fig. 1-3. Il est commode de prendre pour variable indépendante le paramètre A_0 ou A_1 . Ce choix permet de diviser naturellement le domaine de variation $A_0(A_1)$ en domaines correspondant à la croissance et à la condensation des bulles, puisque le rôle des effets considérés apparaît directement dans les deux processus.

La Fig. 1 représente les variations de la grandeur $\frac{A_1}{A_0}$ en fonction de A_0 , qui caractérise l'influence de l'épaisseur de la couche adjacente sur la vitesse théorique de croissance (de condensation) des bulles immobiles. La forme de la fonction permet de conclure que :

- a) la prise en considération du terme $\frac{3h}{R^3}$ dans l'équation de la conductibilité thermique entraîne une augmentation de la vitesse théorique de croissance (de condensation) des bulles;
- b) la correction de vitesse de croissance n'est pas grande et se trouve comprise dans les limites 8-15 %, la correction de vitesse de condensation des bulles est considérable et atteint 40-150 %.

En ce qui concerne la correction introduite par la prise en considération de la variation de la capacité thermique du liquide en fonction de la température, elle est représentée sur la Fig. 2c en plus de la grandeur $(-\frac{A_2}{A_1})$ en fonction de A_1 . Il ressort des figures que la correction est partout négative; elle augmente avec la vitesse de croissance (de condensation). Dans la zone de croissance, elle atteint 12 à 15 %, dans la zone de condensation moins de 10 %.

Ainsi la correction totale de la vitesse de croissance d'une bulle est de l'ordre de 5 à 10 %, la correction de la

vitesse de condensation peut atteindre 150 %; elle est conditionnée principalement par l'épaisseur considérable de la couche adjacente.

Comme l'épaisseur de la couche adjacente joue un rôle essentiel dans l'étude de la dynamique des bulles dans le liquide, on donne sur la Fig. 3 la variation de la grandeur $3\langle \frac{h}{R^3} \rangle = \langle \frac{r^3}{R^3} \rangle - 1$ en fonction de A . Ces valeurs étaient calculées d'après la définition (membre de gauche de la relation (12)), et la courbe en pointillés a été obtenue à l'aide de la solution de Plesset-Zwick (10-11), compte tenu de la dépendance qui existe entre A_1 et A_0 ; on obtient la courbe en trait plein si l'on se sert de la solution du système d'équations (22) et de la relation (16). Il ressort de la Fig. 3 que l'épaisseur de la couche adjacente est petite dans les processus de croissance des bulles, et, comme prévu, les deux courbes coïncident dans ce domaine de variation de A_1 . Dans le cas de la condensation, la grandeur $3\langle \frac{h}{R^3} \rangle$ peut prendre une valeur arbitraire dans le cas général et la solution de Plesset-Zwick donne des valeurs trop petites de l'épaisseur de la couche adjacente. Ainsi, l'hypothèse initiale, fondée sur l'étude approchée des processus de croissance et de condensation des bulles dans les chambres à bulles, se trouve confirmée dans une étude plus précise.

Pour conclure, il est intéressant de comparer les résultats obtenus avec les mesures disponibles de la vitesse de croissance et de recompression des bulles dans les chambres à bulles à hydrogène.

a) Les données expérimentales relatives à la croissance des bulles à pression constante /3-6/ confirment que $R \approx \sqrt{t}$, comme cela résulte de la forme générale des équations (6-9, 14);

b) Les écarts entre les valeurs théoriques et calculées expérimentales du coefficient de proportionnalité de cette relation $R(t)$, qui atteignent 30 % /6/ ne peuvent être considérés comme une preuve infirmant la méthode exposée, puisque dans le calcul du facteur expérimental on ne tenait pas compte de la variation des grandeurs T , ρ et c_p lors de la diminution adiabatique de la pression de P_{\max} à P_{\min} /12/. Les lois de la thermodynamique déterminent ces variations de la façon suivante :

$$\delta T = \int_{P_{\max}}^{P_{\min}} \left(\frac{\partial T}{\partial p} \right)_s dp = \int_{P_{\max}}^{P_{\min}} \frac{T}{c_p} \left(\frac{\partial v}{\partial T} \right)_p dp, \quad (27)$$

$$\delta \rho = \int_{P_{\max}}^{P_{\min}} \left(\frac{\partial \rho}{\partial p} \right)_s dp = - \int_{P_{\max}}^{P_{\min}} \rho^2 \left[\left(\frac{\partial v}{\partial p} \right)_T + \frac{T}{c_p} \left(\frac{\partial v}{\partial T} \right)_p^2 \right] dp \quad (28)$$

$$\delta c_p = \int_{P_{\max}}^{P_{\min}} \left(\frac{\partial c_p}{\partial p} \right)_s dp = \int_{P_{\max}}^{P_{\min}} \frac{T}{c_p} \left[\left(\frac{\partial v}{\partial T} \right)_p \left(\frac{\partial c_p}{\partial T} \right)_p - c \left(\frac{\partial^2 v}{\partial T^2} \right)_p \right] dp, \quad (29)$$

où S - entropie du système, $v \equiv \frac{1}{\rho}$ - volume spécifique du liquide. Toutefois, il est difficile d'utiliser ces formules, puisqu'il faut connaître la dépendance entre la densité et la capacité thermique d'une part, et la pression et la température d'autre part, tant dans le domaine stable que dans le domaine métastable. L'ignorance des corrections (27-29) ne permet pas de faire des comparaisons précises avec les calculs théoriques, puisqu'on ne peut pas dans un cas négliger et dans un autre tenir compte des effets qui sont du même ordre.

c) cette dernière remarque concerne la recompression des bulles. Il ressort de notre étude que dans ce cas l'épaisseur de la couche adjacente est $\delta \approx R$. Toutefois dans le travail /7/, il n'y a pas de fondement pour supposer que $\delta \ll R$ dans l'étude de la recompression des bulles qui remontent. Il semble que ce soit là la cause de la divergence considérable des données expérimentales /6/ et théoriques /7/ sur la vitesse de recompression des bulles dans les chambres à bulles à hydrogène liquide.

Le rôle important de la remontée des bulles dans le processus de recompression est indéniable, comme le confirme l'expérience /6/. Aussi, serait-il important d'étudier la dynamique de la remontée des bulles, compte tenu des résultats de ce travail.

L'auteur a l'agréable devoir d'exprimer sa profonde gratitude à L.G. Zactavenko, U. Kundt pour leurs fructueuses critiques, ainsi qu'à G.S. Voronov, Yu.P. Merekov, G.I. Silivanov et A.I. Filippov pour leurs précieuses remarques.

REFERENCES

1. M.S. Plesset, S.A. Zwick, J. Appl. Phys. 23, 95 (1952); 25, 493 (1954); 32, 308 (1955).
2. H.K. Forster, N. Zuber, J. Appl. Phys., 25, 474 (1954).
H.K. Forster, J. Appl. Phys. 25, 1067 (1954).
3. P. Dergarabedian, J. Appl. Phys. 25, 474 (1954).
4. L. Alvarez, CERN Symposium on High Energy Physics 2, 1 (1956)
5. B.N. Fabian, R.L. Place, W.A. Rileg, W.H. Sims and V.P. Kenney, Rev. Sci. Instr. 34, 484 (1963)
6. G. Harigel, G. Horlitz, S. Wolff, Preprint DESY 67/14 (1967)
7. Yu. A. Aleksandrov, G.S. Voronov, N.B. Delone. PTE, 3, 50 (1962); 2, 41 (1963)
8. L.A. Skinner and S.G. Bankoff, Phys. Fluids 7, 1 (1964); 8, 1417 (1965)
9. J. Key, T. Leby. Tables de constantes physiques et chimiques, M. 1962
10. V.P. Kenney, W.D. Shephard, W.B. Madden, E.A. Harrington, Preprint ANL. 60439 (1967)
11. R. Florent, C.F. Geles, G. Harigel, H. Leutz, F. Schmeissner, I. Fischhauser, G. Horlitz, S. Wolff, H. Filthuth, Preprint DESY, Oct. 1967
12. L.D. Landau, E.M. Lifshits, Physique statistique M 1964, p. 69-73.

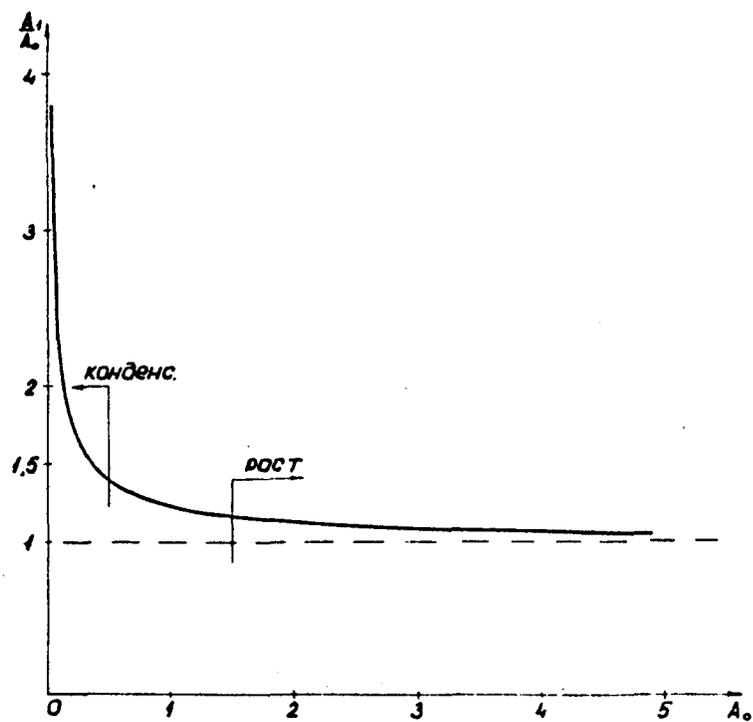


Fig. 1 : Correction relative de la vitesse théorique de croissance (de condensation) d'une bulle, lorsqu'on prend en considération l'épaisseur exacte de la couche adjacente entre la bulle et le liquide.

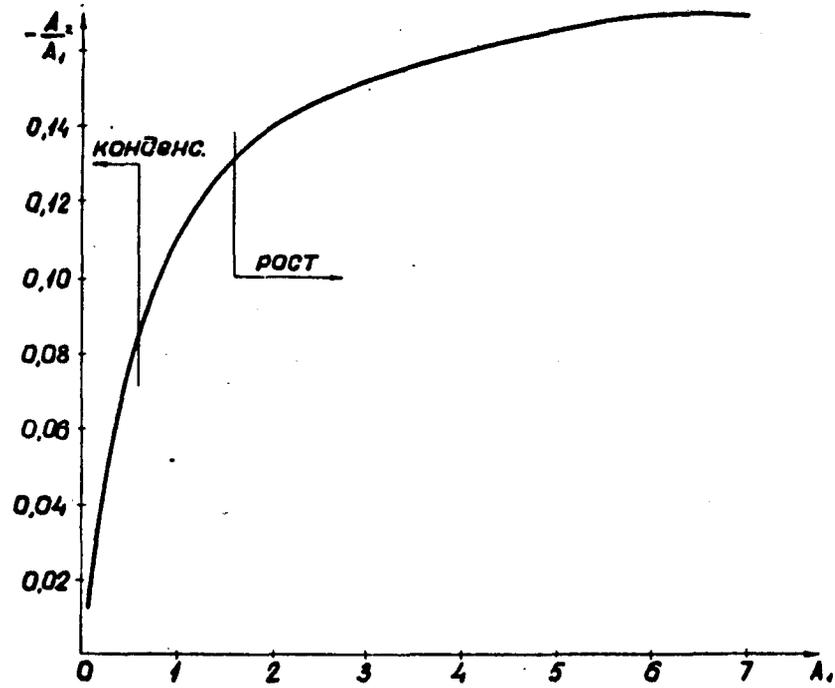


Fig. 2 : Correction de la vitesse de croissance (de condensation) théorique d'une bulle, conditionnée par la dépendance entre la capacité thermique du liquide et la température.

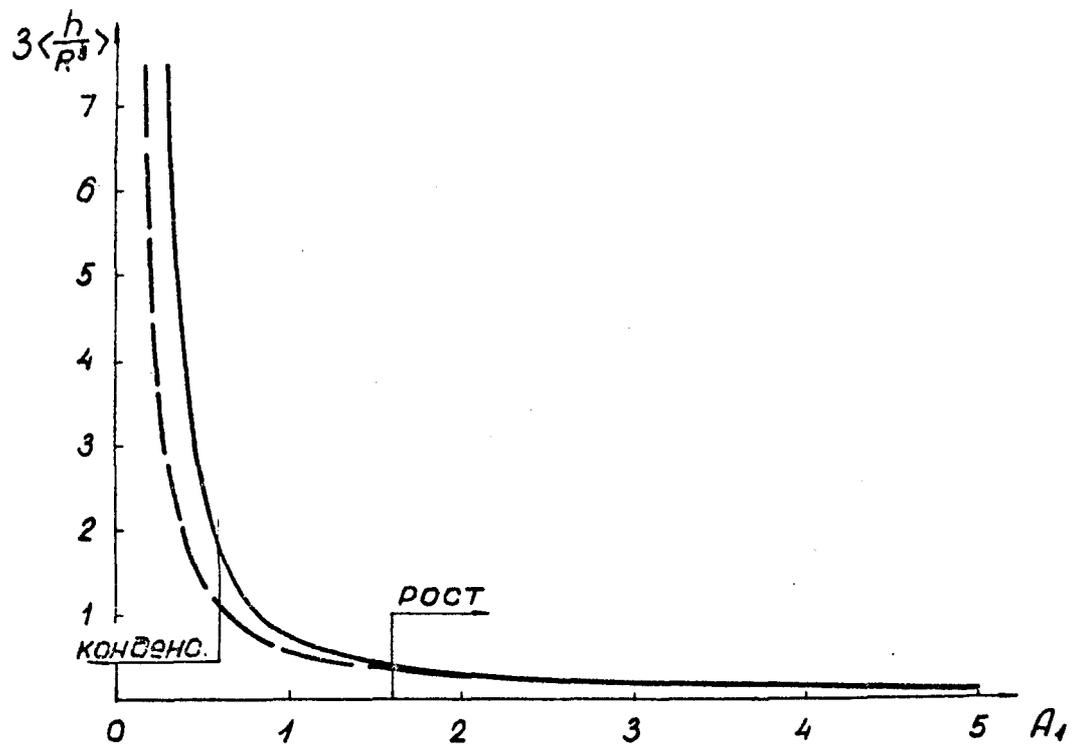


Fig. 3 : Rapport du volume de la couche adjacente au volume de la bulle dans les processus de croissance et de condensation des bulles. Le trait pointillé correspond à la solution de Plesset-Zwick, le trait plein à la solution obtenue dans le présent travail.