

ANALYSE DES CONDITIONS DE PRE-ALLUMAGE DU FEU

MARIN BICĂ¹ and CORINA DANA CERNĂIANU²

¹Université de Craiova, Faculté de Mécanique
Département de Thermodynamique
e-mail: marinbica52@gmail.com

²Université de Craiova, Faculté de Mécanique
Département de Thermodynamique
e-mail: cernaianu_corina@yahoo.com

Sommaire. La méthode d'analyse présentée dans cet ouvrage propose la détermination des conditions de pré-allumage des particules de combustible solide inférieure introduites dans les foyers des chaudières à vapeurs de grande puissance. C'est une analyse complète des processus parce qu'elle prend en considération aussi bien les aspects quantitatifs que les aspects qualitatifs de ceux-ci. Cette méthode suppose la détermination par l'analyse dérivatographique de la variation de la température et de la masse de la particule, mettant en évidence les périodes de dégagement de l'humidité et des volatiles.

Mots clés: pré-allumage, l'humidité du combustible.

1. Conditions thermiques d'allumage

La température d'allumage est directement influencée par les caractéristiques du combustible. Ainsi, elle est fortement dépendante du contenu de ballast ; plus celui-ci est grand, plus la période d'allumage est longue. Ensuite, elle dépend du contenu de matières volatiles, les volatiles étant un promoteur de la combustion, tout comme l'énergie d'activation de la combustion du combustible ; plus la valeur du dernier est réduite, plus la température d'allumage est petite. L'allumage est influencé aussi par d'autres paramètres, d'ordre constructif-fonctionnel, qui interviennent dans la projection d'une chaudière, parmi lesquels : la finesse de la mouture du combustible, le coefficient d'excès de l'air, la proportion d'air primaire et sa température, l'endroit d'introduction de l'air secondaire, le régime thermique du foyer. L'allumage se produira quand la quantité de chaleur dans l'unité de temps, c'est-à-dire le flux thermique reçu sera égal avec celui cédé et continuera si la croissance de flux thermique une fois que la température augmente est plus grande que l'augmentation de la dissipation.

Les équations qui représentent les conditions d'allumage sont :

$$(1) \quad Q_{reçu} \geq Q_{cède} \cdot$$
$$\frac{dQ_{reçu}}{dT_p} \geq \frac{dQ_{cède}}{dT_p}$$

où T_p est la température des particules de combustible, K. Pour simplifier les calculs on considère une particule de combustible de forme sphérique ayant le diamètre moyen d_0 (m), à l'humidité $W_t^1\% < W_t^i\%$ à l'insufflation dans le foyer d'une chaudière en fonction.

Pour les exemplifications qui suivent, le diamètre d_0 est considéré entre 45 et 130 [μ m] couvrant ainsi plus d'environ 80 % des dimensions des particules resautées à la mouture, conclusion à laquelle on a abouti à la suite des déterminations expérimentales effectuées par l'auteur à CET Işalniţa.

Le flux de chaleur reçu par la particule de combustible, jusqu'au moment de l'allumage est:

$$(2) \quad Q_{reçu} = Q_{ri} + Q_{fi} + Q_{pr} + Q_{ga} \quad [W] \quad .$$

où : Q_{ri} est la chaleur développée dans l'unité de temps dans la particule de combustible par les réactions internes, d'oxydation, [W]; Q_{fi} est le flux de chaleur reçu par radiation du front de la flamme, [W]; Q_{pr} – le flux de chaleur reçu par radiation des murs du foyer, [W] ; Q_{ga} – le flux de chaleur changé par la particule avec la phase gazeuse environnante, [W].

Observation. La quantité de chaleur cédée dans l'unité de temps par la particule de combustible $Q_{cédé}$, englobe : le flux de chaleur transmis par radiation à la flamme $Q_{r,fl}$, de même que vers les murs de l'enceinte de combustion $Q_{r,per}$, le flux de chaleur Q_{rep} retenu par la particule de combustible pour l'augmentation de la température T_p , le flux de chaleur nécessaire à la vaporisation de l'eau contenue dans la particule, Q_{vap} , le flux de chaleur nécessaire au dégagement des matières volatiles, Q_{dv} , et dans les conditions précisées dans l'observation précédente, le flux de chaleur échangé avec le milieu gazeux qui entoure la particule de combustible, toutes ces grandeurs étant exprimées en [W].

2. Le calcul des flux de chaleur

2.1. Le flux de chaleur développé suite aux réactions internes Cet type de flux est donné par relation :

$$(3) \quad Q_{ri} = 10^3 \cdot \pi \cdot d_0^2 \cdot \frac{Q_i^{il}}{G_{0min,1}} \cdot C_{p,O_2} \cdot \frac{T_0}{T_g} \cdot k_0 \cdot e^{-\frac{E}{RT_p}} \text{ [W]}.$$

où: Q_i^{il} est la puissance calorifique inférieure de la poussière de combustible à l'humidité W_t^{il} % avec laquelle elle arrive dans le foyer, [kJ/kg]; $G_{0min,1}$ – la quantité d'oxygène strictement nécessaire à la combustion de la poussière de combustible insufflée dans le foyer, [kg/kg]; c_{p,O_2} – la concentration d'oxygène sur la surface de la particule de combustible, [kg/m³N]; la concentration d'oxygène par rapport à la température de la phase gazeuse est déterminée en multipliant avec le rapport T_0/T_g , c'est-à-dire elle est, [kg/m³]; T_g – la température du milieu gazeux qui entoure la particule, [K]; k_0 – le facteur pré-exponentiel, [m/s]; E – l'énergie d'activation, [kJ/kmol].

$$(4) \quad k_0 = 4,53 \cdot 10^4 \text{ [m/s]}; \quad E = 125400 \text{ [kJ/kmol]}.$$

La concentration c_{p,O_2} , de l'oxygène se trouvant à la surface de la particule a été considérée 0,23 [kg/m³N], compte tenu du fait que les équations (1) décrivent l'évolution de la particule jusqu'au moment de l'allumage.

Si l'on tient compte, suite à la réduction de l'humidité initiale W_t^{il} , de la formule de recalcul de l'analyse élémentaire, on peut écrire:

$$(5) \quad \frac{Q_i^{il}}{G_{0min,1}} = \frac{\left[\frac{100 - W_t^{il}}{100 - W_t^{il}} (Q_i^i + 23W_t^i) - 23W_t^{il} \right]}{\left[\frac{100 - W_t^{il}}{100 - W_t^{il}} \cdot \frac{1}{100} \left(\frac{32}{12} C^i + 8H^i + S_c^i - O^i \right) \right]} \text{ [kJ/kg]}$$

De l'analyse de la relation (4) on constate que, lorsque l'humidité de la poussière de combustible baisse, le rapport $Q_i^{il}/G_{0min,1}$ augmente. Abstraction faite de l'influence des autres facteurs, de la relation (3) on déduit que Q_{ri} augmente.

Pour exemplifier, dans la figure 1 est présentée la variation pour le lignite du bassin de l'Olténie.

La variation de la puissance calorifique Q_i^{il} et du rapport $Q_i^{il}/G_{0min,1}$ avec l'humidité s'explique par le fait que la réaction interne dépend seulement des propriétés de la partie combustible, et une partie de cette chaleur est consommée pour le chauffage du ballast. Q_{ri} étant linéairement dépendante du rapport $Q_i^{il}/G_{0min,1}$, on a une croissance modérée quand on élimine l'humidité.

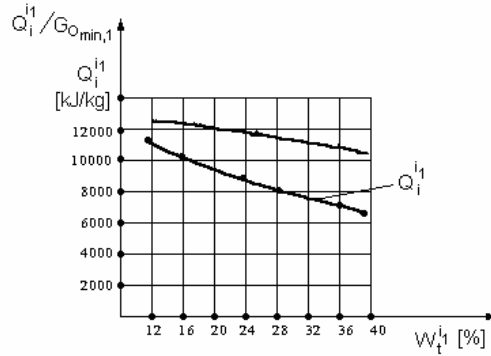


Fig. 1- Variation de la puissance calorique Q_i^{il} et du rapport $Q_i^{il}/G_{Omin,1}$ avec l'humidité.

2.2. Les flux de chaleur échangés par radiation avec la flamme. La chaudière est considérée comme étant munie de brûleurs à fentes groupées. Par conséquent, le jet d'air primaire et de poussière de combustible, au moment de l'insufflation dans le foyer, est borné dans la partie supérieure et dans la partie inférieure par de l'air secondaire, et devant par la flamme dans laquelle il va pénétrer. Le flux de chaleur que la particule de combustible reçoit par radiation de la flamme, en admettant le milieu d'entre elles comme diathermane et en considérant que toute la quantité de chaleur est absorbée par la particule, sera :

$$(6) \quad g(x_i, z, q) = \frac{A}{(x_i^2 + z^2)^q} \text{ [W]},$$

où: σ_0 est la constante de radiation du corps noir, $W/(m^2K^4)$; ε_{fl} – le facteur d'émission de la flamme ; T_{fl} – la température moyenne de la flamme, [K] ; S_{fl} – la surface de la flamme qui radie la particule de combustible, $[m^2]$; $\varphi_{n,p}$ – le coefficient angulaire d'entre la flamme et la particule de combustible. Mais,

$$(7) \quad S_{fl} \cdot \varphi_{p,fl} = \pi \cdot d_0^2 \cdot \varphi_{p,fl} \text{ [W]},$$

ou $\varphi_{p,fl}$ est le coefficient angulaire d'entre la surface de la particule de combustible et la surface de la flamme et qui peut être considéré égal à un, vu qu'au moment de l'allumage la particule est, évidemment, dans la proximité immédiate du front de flamme. Ainsi, il résulte finalement :

$$(8) \quad Q_{fl} = \pi \cdot d_0^2 \cdot \sigma_0 \cdot \varepsilon_{fl} \cdot T_{fl}^4 \text{ [W]},$$

Le facteur d'émission de la flamme ε_{fl} peut être calculé conformément à la méthodologie indiquée dans la littérature de spécialité, ou bien il peut être pris assez précisément, pour certains combustibles, du diagramme de la figure 2, en fonction du type de combustible et -s- l'épaisseur de la flamme.

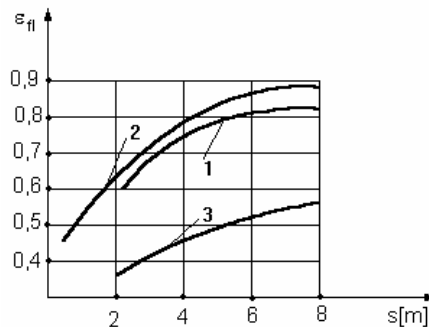


Fig. 2.- Le facteur ε_{fl} en fonction du combustible et de l'épaisseur de la flamme.
1 – charbons bruns ; 2 – mazout ; 3 – gaz de haut fourneau.

La température moyenne de la flamme se trouve entre la température théorique de combustion T_i [K] et la température à l'extrémité de la flamme $T_{\pi,m}$ [K].

La température théorique de combustion est calculée analytiquement. La température à l'extrémité de la flamme doit être déterminée. Étant donné le but de cette détermination dans le cadre de cet ouvrage, l'auteur s'est proposé de trouver une voie plus facile de calcul, déduite par des mesurages directs, faits évidemment sur une chaudière existante. L'idée de base a été que la température à l'extrémité de la flamme est fortement influencée par la température théorique de combustion et par l'écrasassions du foyer (qui refroidit la flamme), écrasassions qui détermine la température à la fin du foyer T_f [K] (température poursuivie, en général, de façon continue dans le cas d'une chaudière en fonction). Par conséquent, on a fait des mesurages directs, à l'aide d'un pyromètre de radiation de grande fidélité, type BERGELESIELD/ 1200/2000, des températures $T_{\pi,m}$ et T_f pour les chaudières 7 et 8 de CET Işalniça. Pour le calcul de la température théorique de combustion on a considéré la puissance calorifique obtenue en laboratoire pour la poussière de charbon prélevée à la sortie du moulin.

2.3. Les flux de chaleur échangés par radiation avec les murs du foyer. Les particules de combustible insufflées dans le foyer sont entourées par les murs de celui-ci. On admet le fait qu'entre les murs du foyer en totalité et les particules de combustible nouvellement introduites s'interpose un milieu absorbant, la flamme. Dans ces conditions, les flux de chaleur échanges seront:

$$(9) \quad Q_{per} = \pi \cdot d_0^2 \cdot \sigma_0 \cdot \varepsilon_{pp} (1 - \varepsilon_{fl}) T_{per}^4 \quad [W],$$

$$(10) \quad Q_{r,per} = \pi \cdot d_0^2 \cdot \sigma_0 \cdot \varepsilon_{pp} (1 - \varepsilon_{fl}) T_p^4 \quad [W],$$

Dans les formules antérieures, la signification des nouvelles notations est : ε_{pp} est le facteur d'émission équivalent murs du foyer - particule de combustible, en considérant le milieu d'entre eux comme étant diathermane ; T_{per} – la température moyenne des murs du foyer qui radie de la chaleur, [K].

Le facteur d'émission ε_{pp} a la valeur:

$$(11) \quad \varepsilon_{pp} = \frac{1}{\frac{1}{\varepsilon_p} + \frac{\pi \cdot d_0^2}{S_{per}} \left(\frac{1}{\varepsilon_{per} - 1} \right)} \quad [W]$$

où : S_{per} est la surface des murs du foyer qui radie de la chaleur, [m²] ; ε_{per} – le facteur d'émission des murs en question. Puisque le rapport $\pi d_0^2 / S_{per}$ est évidemment très petit, on peut considérer :

$$(12) \quad \varepsilon_{pp} \sim \varepsilon_p \quad [W],$$

Le foyer est considéré écrané. Par conséquent, la température moyenne des murs peut être considérée, tout comme dans le cas du calcul thermique d'une chaudière, égale à la température moyenne du fluide qui circule dans les tuyaux, +50 [°C].

2.4. Le flux de chaleur échangé par la particule de combustible avec la phase gazeuse environnante est déterminée par la formule:

$$(13) \quad Q_{ga} = \pi \cdot d_0^2 \cdot a (T_g - T_p) \quad [W],$$

en ajoutant aux notations antérieures α , qui représente le coefficient de convection thermique entre la particule et la phase gazeuse, [W/m²K].

Pour déterminer le coefficient de convection α , on considère que dans la période de pré-allumage la vitesse de la particule de combustible est égale à la vitesse de la phase gazeuse entraînée, ou autrement dit, on néglige la vitesse relative particule-gaz, en considérant donc le nombre Nusselt égal à 2.

$$(14) \quad Nu = \frac{a \cdot d_0}{\lambda_g} = 2,$$

formule dans laquelle λ_g est la conductivité thermique des gaz qui entourent la particule, [W/mK].

Pour déterminer la conductivité thermique λ_g quelques précisions sont nécessaires. Lors de l'insufflation du combustible dans le foyer, il commence un processus de déshydratation, jusqu'à l'élimination complète de l'humidité.

En même temps il y a un processus croissant d'oxydation. Par conséquent, on considère que, dans la période de pré-allumage, l'atmosphère gazeuse qui entoure la particule de combustible contient principalement l'air primaire, ensuite l'humidité du combustible, qui ne peut pas du tout être négligée dans le cas des combustibles ayant un grand contenu d'humidité, et certains gaz d'oxydation et de décomposition, difficiles à préciser. Mais si l'on examine le diagramme de la figure 3, où l'on a donné la conductivité thermique de certains gaz à de diverses températures, on constate que les valeurs pour N_2 , O_2 , CO_2 sont proches de celles de l'air, en échange elles sont sensiblement différentes pour les vapeurs d'eau. Par conséquent, pour des calculs on va considérer que l'enveloppe gazeuse qui entoure une particule de combustible, dans la période de pré-allumage, est constituée par l'air de combustion et par les vapeurs d'eau provenant de l'humidité du combustible.

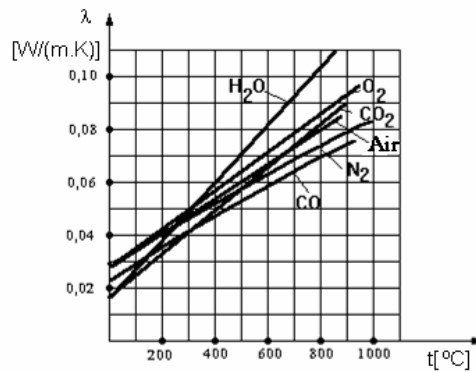


Fig. 3 - La conductivité thermique des gaz.

Étant donné les précisions faites, on pourra calculer λ_g , avec une certaine approximation, à l'aide de la relation:

$$(15) \quad \lambda_g = \frac{1}{V_1 + V_2} (V_1 \cdot \lambda_a + V_2 \cdot \lambda_{H_2O}) \text{ [W/mK]}$$

où: V_1 , V_2 représentent les volumes d'air sec et, respectivement, les vapeurs d'eau de l'atmosphère gazeuse correspondant à une particule de combustible, [m^3N]; λ_a , λ_{H_2O} représentent la conductivité thermique de l'air sec et, respectivement, des vapeurs d'eau, [W/mK].

$$(16) \quad V_1 = \frac{\pi \cdot d_0^3}{6} \cdot \rho \cdot \lambda_p \cdot V_{a(1)}^0 \text{ [m}^3\text{N]}$$

formule dans laquelle :

ρ est la densité de la poussière de combustible, [kg/m^3];

λ_p – le coefficient d'excès de l'air primaire;

$V_{a(1)}^0$ – le volume théorique d'air de combustion sec, [m^3N/kg];

$$(17) \quad V_2 = \frac{\pi \cdot d_0^3}{6} \cdot \rho (W_i^{i_1} \cdot 1,24 + 0,00161 \cdot x \cdot \lambda_p \cdot V_{a(1)}^0) \text{ [m}^3\text{N]}$$

relation dans laquelle le dernier terme représente l'humidité correspondant à l'air primaire ; x est le contenu d'humidité de l'air exprimé en [g/kg] air sec et qui peut être considéré comme ayant la valeur moyenne de 10 [g/kg air sec].

2.5. Le flux de chaleur retenu par la particule pour l'augmentation de la température dans la phase de pré-allumage est calculé à l'aide de la relation :

$$(18) \quad Q_{rep} = \frac{\pi \cdot d_0^3}{6} \cdot \rho \cdot C_p \cdot \frac{dT_p}{d\tau} \quad [\text{W}]$$

où : c_p est la chaleur spécifique moyenne de la particule de combustible solide dans l'intervalle de température situé entre la température d'insufflation dans le foyer et la température d'allumage, [J/kg] ; ρ est la densité de la poussière de combustible à CET Işalnița ; $\rho=1140$ [kg/m³], déterminée expérimentalement ; τ le temps, [s] ; T_p est la température de la particule, qui évolue de la valeur de la température d'insufflation dans le foyer jusqu'à la fin de la combustion d'une manière différente, en fonction du stade auquel se trouve la particule: pré-allumage, combustion des matières volatile et, finalement, la combustion du résidu charbonneux.

2.6. Le flux de chaleur utilise pour la vaporisation de l'eau contenu dans la particule dans la phase de pré-allumage est calculé à l'aide de la relation :

$$(19) \quad Q_{vap} = \frac{d(\Delta W)}{d\tau} [C_w(383,15 - T_p) + I_v] \quad [\text{W}]$$

où les nouvelles notations représentent : I_v – la chaleur latente de vaporisation contenue dans la particule, [J/kg] ; c_w – la chaleur spécifique moyenne de l'eau dans l'intervalle de température situé entre la température d'insufflation dans le foyer et la température de vaporisation de l'eau de la particule, [J/kgK] ; ΔW – la variation de la perte d'humidité avec la température de la particule, [kg]; on l'a déterminée par le traitement des dérivatogrammes obtenus par les auteurs à l'aide d'un programme d'interpolation présenté en obtenant

$$(20) \quad \Delta W = (aT_p^2 + bT_p + c) \frac{W_t^i}{100} \cdot \frac{\pi d_0^3}{6} \cdot \rho \quad [\text{kg}]$$

où : T_p est la température de la particule, [K]; a, b, c sont les coefficients de proportionnalité.

Pour le cas considéré dans l'exemplification on a obtenu: $a = 69,38 \cdot 10^{-4}$; $b = 4,09$; $c = 594,24$. La valeur du flux de chaleur utilise pour la vaporisation de l'eau devient

$$(21) \quad Q_{vap} = \left\{ (2aT_p + b) [c_w(383,15 - T_p) + I_v] - (aT_p^2 + bT_p + c)c_w \right\} \cdot \frac{W_t^i}{100} \cdot \frac{\pi d_0^3}{6} \cdot \rho \cdot \frac{dT_p}{d\tau}$$

2.7. Le flux de chaleur utilisé pour le dégagement des volatiles dans la période de pré-allumage. Dans la période de pré-allumage seulement une petite partie des volatiles sont dégagées. La détermination de celles-ci sera réalisée en soustrayant de la masse du combustible consommé jusqu'au moment de l'allumage, la quantité d'eau éliminée, lue dans le dérivatogramme. En traitant les dérivatogrammes obtenus au cadre des recherches des auteurs on a constaté que Q_{dv} peut être calculé avec une certaine approximation par la relation:

$$(22) \quad Q_{dv} = K_1 \frac{d}{d\tau} (T_p - 353,15) \frac{\pi \cdot d_0^3}{6} \cdot \rho \quad [\text{W}]$$

où K_1 est une constante dont la valeur est influencée par l'humidité du combustible, W_t^{i1} .

Avec les relations des flux de chaleur établies ci-dessus le système d'équations (1) devient:

$$\begin{aligned}
& \frac{A}{T_g} d_0 \frac{E}{RT_p^2} e^{-\frac{E}{RT_p}} \frac{dT_p}{d\tau} - \frac{Ad_0}{T_g^2} e^{-\frac{E}{RT_p}} \frac{dT_p}{d\tau} + \Delta k (T_g - T_p) \frac{dT_g}{d\tau} + D(\lambda_0 + kT_g) \left(\frac{dT_g}{d\tau} - \frac{dT_p}{d\tau} \right) \geq \\
& \geq 4(M+N)T_p^3 \frac{dT_p}{d\tau} + d_0^2 \frac{d}{d\tau} \left(\frac{dT_p}{d\tau} \right) + \\
& + \left\{ 2a \frac{dT_p}{d\tau} [c_w(38315 - T_p) + I_v] - (2aT_p + b) \frac{dT_p}{d\tau} - (2aT_p + b)c_w \frac{dT_p}{d\tau} \right\} \cdot \\
& \cdot \frac{W_t^i}{100 c_p} \frac{d_0^2}{d\tau} \frac{dT_p}{d\tau} \left\{ (2aT_p + b)[c_w(38315 - T_p) + I_v] - (aT_p^2 + bT_p + c)c_w \right\} \cdot \frac{W_t^i}{100 c_p} \frac{d_0^2}{d\tau} \frac{d}{d\tau} \left(\frac{dT_p}{d\tau} \right) \\
& + K_1 \frac{d_0^2}{c_p} \frac{d}{d\tau} \left(\frac{dT_p}{d\tau} \right)
\end{aligned}$$

$$\frac{A}{T_g} d_0 e^{-\frac{E}{RT_p}} + B_0 d_0 T_{fl}^4 + c d_0 T_{per}^4 + D(\lambda_0 + kT_g)(T_g - T_p) \geq (M+N)T_p^4$$

$$+ d_0^2 \frac{dT_p}{d\tau} + \left\{ (2aT_p + b)[c_w(38315 - T_p) + I_v] - (aT_p^2 + bT_p + c)c_w \right\} \cdot$$

$$\frac{W_t^i}{100 c_p} \frac{d_0^2}{d\tau} \frac{d}{d\tau} + \left(c_c^{anh} \frac{100 - W_t^i}{100} + \frac{W_t^i}{100} c_w \right) \cdot \frac{d_0^2}{c_p} \frac{dT_p}{d\tau}$$

$$\frac{A}{T_g} d_0 \frac{E}{RT_p^2} e^{-\frac{E}{RT_p}} \frac{dT_p}{d\tau} - \frac{Ad_0}{T_g^2} e^{-\frac{E}{RT_p}} \frac{dT_p}{d\tau} + Dk(T_g - T_p) \frac{dT_g}{d\tau} +$$

$$+ D(\lambda_0 + kT_g) \left(\frac{dT_g}{d\tau} - \frac{dT_p}{d\tau} \right) \geq 4(M+N)T_p^3 \frac{dT_p}{d\tau} + d_0^2 \frac{d}{d\tau} \left(\frac{dT_p}{d\tau} \right) +$$

$$+ \left\{ 2a \frac{dT_p}{d\tau} [c_w(38315 - T_p) + I_v] - (2aT_p + b) \frac{dT_p}{d\tau} - (2aT_p + b)c_w \frac{dT_p}{d\tau} \right\} \cdot$$

$$\cdot \frac{W_t^i}{100 c_p} \frac{d_0^2}{d\tau} \frac{dT_p}{d\tau} \left\{ (2aT_p + b)[c_w(38315 - T_p) + I_v] - (aT_p^2 + bT_p + c)c_w \right\} \cdot$$

$$\cdot \frac{W_t^i}{100 c_p} \frac{d_0^2}{d\tau} \frac{d}{d\tau} \left(\frac{dT_p}{d\tau} \right) + K_1 \frac{d_0^2}{c_p} \frac{d}{d\tau} \left(\frac{dT_p}{d\tau} \right)$$

$$\text{ou : } A = 6.10^3 \frac{100 - w_t^i}{100 - w_t^i} \left(Q_i^i + 23w_t^i \right) - 23w_t^i \frac{1}{100 - w_t^i} \frac{1}{100} \left(\frac{32}{12} C^i + 8H^i + S^i - O^i \right) c_{p,O_2} \cdot T_0 \cdot k_0 \cdot \frac{1}{c_p \rho}$$

$$B = \varepsilon_{fl} \cdot \sigma_0 \cdot \frac{6}{c_p \rho} ; C = \sigma_0 (1 - \varepsilon_{fl}) \varepsilon_p \frac{6}{c_p \rho} ; M = \frac{6}{c_p \rho} \cdot \sigma_0 \cdot \varepsilon_p ;$$

$$N = \frac{6}{c_p \rho} \cdot \sigma_0 \cdot \varepsilon_{pp} (1 - \varepsilon_{fl}) ; K_1 = c_c^{anh} \frac{100 - w_t^i}{100} + \frac{w_t^i}{100} c_w$$

$c_c^{anh} = 1,46 \text{ kJ/(kg.K)}$; $k_0 = 4,53 \cdot 10^4 \text{ [m/s]}$; $E = 125400 \text{ [kJ/kmol]}$; $\varepsilon_p = 0,8 = \varepsilon_{pp}$; $\rho = 1140 \text{ kg/m}^3$; $a = 69,38 \cdot 10^{-4}$;
 $b = 4,09$; $c = 594,24$; $K_1 = 1,816$ pour $w_t^i = 22\%$ et $K_1 = 2,322$ pour $w_t^i = 32\%$.

Les conditions initiales pour T_p și T_g : $T_p=353,15$; $T_g=353,15$ K ; $d_0=45$ μm ; $Q_i^i= 6728$ kJ/kg ; $C^i = 19,3\%$; $H^i= 1,8\%$ $O^i = 7,3\%$; $w_t^i= 41\%$; $S_c^i=0,6\%$; $\sigma_0^i= 5,67 \cdot 10^{-8}$ W/(m².K⁴) ; $c_w= 4,206$ kJ/(kg.K) ; $T_{per}= 613,15$ K ; $c_{p,O_2}= 0,23$ kg/(m³N). Variables : $d_0= 45 \dots 150$ μm .

Les solutions T_p și T_g du système formé par ces équations représentent la variation des températures de pré-allumage et sont présentées dans la figure 4 pour certains cas concrets.

De l'analyse de la figure 4 on constate une augmentation rapide de la température de la particule T_p par rapport à la température de la phase gazeuse. Cela s'explique par la grande différence entre le flux de chaleur que la particule reçoit par radiation et le flux de chaleur reçu par la phase gazeuse, ainsi que par l'amorcement des réactions d'oxydation.

Dans le cas des humidités élevées $W_{t1} > 28\%$ la température de la particule a une variation située sous la température antérieure, et la température de la phase gazeuse est plus élevée.

Cela s'explique par l'augmentation du contenu de gaz triatomiques qui retiennent plus de chaleur et par le fait que pour la déshydratation la consommation thermique est plus élevée. La partie du diagramme où la variation de la température de la particule est relativement réduite est due au phénomène de dégagement des volatiles, processus endotherme.

La phase de pré-allumage de la particule est influencée aussi par la finesse de la mouture.

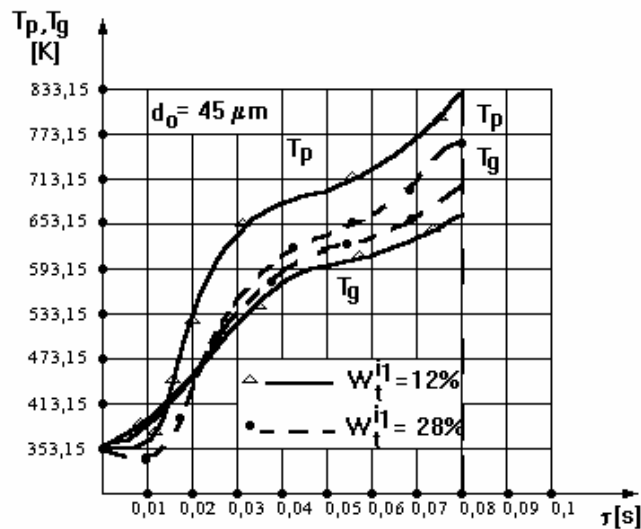


Fig. 4 - La variation des températures T_p et T_g dans la période du pré-allumage.

Dans la figure 5 on observe que, dans le cas de grands diamètres, la vitesse de chauffage est plus élevée dans la première phase grâce à l'accumulation de chaleur par radiation, mais au moment du déclenchement du phénomène de dégagement des volatiles, la température augmente plus rapidement dans le cas des particules ayant des diamètres plus réduits.

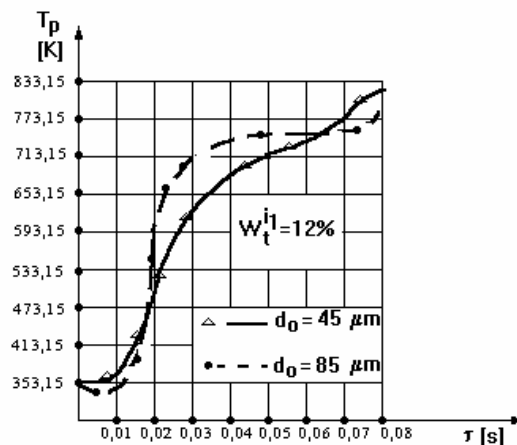


Fig. 5 - L'influence du diamètre sur la température de la particule dans la période du pré-allumage.

3. Conclusions

La méthodologie de calcul thermique présentée permet de vérifier les conditions d'allumage du foyer d'une chaudière, alimentée avec de la poussière de combustible solide et des hydrocarbures d'apport. Le calcul thermique pour établir la température d'allumage de la particule de combustible solide inférieure dans le foyer d'une chaudière est extrêmement compliqué à cause du grand nombre d'inconnues qui apparaissent, entre lesquelles il s'établit de multiples interdépendances. C'est pourquoi, au moins pour un calcul préliminaire de vérification, on a établi des formules plus simples afin de déterminer certains coefficients de transfert thermique.

REFERENCES

1. Nea g a, C., *Tratat de generatoare de abur*, Editura Printech, București, **2006**.
2. A r e n I l l a s, A., B a c k r e e d y, R I, J o n e s, J M, P I s, J J, P o u r k a s h a n i a n, M., R u b i e r a, F., W i l l i a m s, A.: *Modeling of NO formation in the combustion of coal blends* , Fuel, No. 81(5), **2002**, p. 627-636
3. Q i u , J., L i, F., Z e n g, H., Y a o, B., M a, Y., *Determination of Optimum Blending Ratio During Coal Blends Combustion*, Combustion Science and Technology, No. 157, **2000**, p.167-184.
4. L o r e n z, H., C a r r e a, E., T a m u r a, M., H a a s, J.: *The role of char surface structure development in pulverized fuel combustion* , Fuel, No. 79, **2000**, p. 1161-1172.
5. B i c ă, M., *Reducerea sau înlocuirea hidrocarburilor la pornire sau pentru susținerea flăcării la arderea combustibililor solizi inferiori în cazanele de abur*, Teză de doctorat, Universitatea Politehnica București, **1996**.