

APPROCHE EXPERIMENTALE DES MECANISMES DE TRANSFERT AU COURS DU SECHAGE CONVECTIF A HAUTE TEMPERATURE D'UN BOIS RESINEUX

C. BASILICO et M. MARTIN

Institut National Polytechnique de Lorraine, Laboratoire d'Energétique et de Mécanique
Théorique et Appliquée, ENSMIM Parc de Saurupt, 54042 Nancy Cedex, France

(Reçu le 24 Mai 1983)

Résumé—On présente une approche expérimentale des phénomènes de transfert de chaleur et de masse à l'intérieur du bois et de leur couplage avec les conditions externes lors d'un séchage par convection forcée à haute température. Les conditions aérothermiques étudiées vitesse et température de l'écoulement sont respectivement comprises entre 6 et 19 m s^{-1} et 150 et 190°C. Les courbes de séchage, les évolutions spatio-temporelles de l'humidité et de la températures locales, ainsi que les variations de la pression en phase gazeuse dans le bois sont analysées. Le mécanisme de migration de l'humidité proposé, justifié par un calcul approché, est du type du schéma classique 'à trois phases' couramment admis pour le séchage convectif d'un corps poreux hygroscopique mais comporte des aspects originaux liés à la nature du matériau et au niveau de température. En particulier, on met en évidence pendant la deuxième phase un mouvement de l'eau libre, exclusivement longitudinal, sous l'effet du gradient de pression totale en phase gazeuse.

NOMENCLATURE

a_m	coefficient de diffusion massique	T_s	température de surface
a_l	coefficient de diffusion massique relatif à la phase liquide	u	taux d'humidité : fraction massique de l'eau contenue dans le bois par rapport à la masse anhydre du bois
a_v	coefficient de diffusion massique relatif à la phase vapeur	\bar{u}	taux d'humidité moyen d'un échantillon
C_h	correction d'Ackermann sur h	u_v	taux d'humidité relatif à la vapeur
C_e	capacité calorifique équivalente du bois humide	u_a	taux d'humidité relatif à l'air
e	émissivité du bois	V_∞	vitesse de l'écoulement extérieur
e_v	émissivité de la vapeur	x	coordonnée d'espace dans l'épaisseur
$F_{ss'}$	facteur de forme entre les surfaces s et s'	Y_s	humidité absolue à la paroi
h	coefficient d'échange thermo-convection	Y_∞	humidité absolue dans l'écoulement extérieur
h_L	coefficient d'échange moyen sur la longueur L	\tilde{Y}_∞	humidité absolue dans l'écoulement extérieur exprimée en fraction molaire
J_s	radiosité de la surface s	y	coordonnée d'espace dans la largeur
k	coefficient de transfert massique	z	coordonnée d'espace dans la longueur.
\tilde{k}	coefficient de transfert massique en notation molaire		
K_1	perméabilité intrinsèque en phase liquide		
K_g	perméabilité intrinsèque en phase gazeuse		
L_v	chaleur latente de vaporisation		
L	longueur de la planche		
\overline{Nu}_L	nombre de Nusselt moyen sur la longueur L		
p	pression totale		
q_{mvs}	densité de flux de masse évaporée sur s		
\tilde{q}_{vs}	densité de flux de masse évaporée sur s en notation molaire		
Q_m	flux de masse sortant de la planche	δ	coefficient de thermomigration
Q_{mx}	flux de masse dans la direction Ox	δ_1	épaisseur de déplacement d'une couche limite
Q_{mz}	flux de masse dans la direction Oz	δ_2	épaisseur de quantité de mouvement d'une couche limite
Q_{mvs}	flux de masse évaporé à la surface	ε	taux de changement de phase
Re_L	nombre de Reynolds calculé sur L	λ_e	conductivité thermique équivalente du bois humide
Re_z	nombre de Reynolds calculé sur z	λ_{vf}	conductivité thermique de la vapeur à la température du film
Re_{z_T}	nombre de Reynolds calculé au 'point de transition'	ν_l	viscosité cinématique du liquide
s	surface	ν_g	viscosité cinématique du gaz
T	température	ρ_0	masse volumique du bois anhydre
T_∞	température de l'écoulement extérieur	ρ_e	masse volumique équivalente du bois humide
t	temps	σ	constante de Stefan-Boltzmann
		τ	transmissivité de la vapeur
		ϕ_e	densité de flux de chaleur entrant dans le matériau
		ϕ_s	densité de flux de chaleur à la paroi
		ϕ_r	densité de flux de chaleur par rayonnement.

1. INTRODUCTION

LA NATURE pluridisciplinaire du problème de séchage explique qu'il ait été abordé par des scientifiques et des industriels spécialistes de domaines très divers et nécessitant souvent des approches spécifiques. Quelques préoccupations communes peuvent cependant se dégager et justifier de nombreuses études ; ce sont généralement l'économie d'énergie, l'accélération du procédé et la qualité du produit séché.

Si on excepte quelques méthodes purement mécaniques comme la centrifugation et le pressage ou électromagnétiques comme le séchage par micro-ondes le séchage est dans la plupart des cas effectué par voie thermique. Son déroulement est alors intimement lié aux phénomènes de transfert couplé de chaleur et de masse d'une part au sein du produit à sécher et d'autre part à la surface de celui-ci où se fait l'apport d'énergie et l'élimination de l'eau extraite. Une bonne connaissance de ces phénomènes est donc un préalable indispensable à la réponse aux préoccupations évoquées.

L'étude du séchage par convection forcée à haute température d'un bois résineux a pour motivation pratique la recherche de l'accélération du procédé et constitue une bonne illustration des considérations développées ci-dessus. Elle trouve son originalité dans la nature du matériau étudié, le bois, dont les propriétés particulières influencent de façon importante le déroulement du séchage. En effet, le bois est un matériau vivant, hygroscopique, anisotrope et hétérogène à tous les niveaux de la description. De plus, ses propriétés varient pendant le séchage en fonction de la température et de l'humidité entre autres. Le lecteur se reportera utilement à une publication précédente [1] où les propriétés du bois et leur influence sur la migration de l'humidité font l'objet d'un développement détaillé.

Dans le présent exposé, nous nous proposons de présenter une étude expérimentale du transfert couplé de chaleur et de masse lors du séchage convectif à haute température d'un bois résineux. Les conditions

aérothermiques retenues sont justifiées par des considérations relatives à l'application industrielle : vitesse de l'écoulement incident V_∞ comprise entre 6 et 19 m s^{-1} , température T_∞ comprise entre 150 et 190°C , l'écoulement étant pratiquement constitué de vapeur pure surchauffée sous la pression atmosphérique.

Après une description du dispositif expérimental, nous examinerons les courbes de séchage, les évolutions spatiales et temporelles de la température et de l'humidité locales dans l'échantillon, ainsi que les variations de la pression totale en phase gazeuse dans le bois au cours de séchage. L'existence du gradient de pression totale, dont l'influence a déjà été évoquée dans [1], est donc ici clairement démontrée par l'expérience. L'analyse de ces résultats expérimentaux nous permettra, pour les trois phases du séchage convectif communément admises et qui sont ici nettement observables, de proposer un mécanisme de migration de l'humidité dans le bois et de montrer son couplage avec les conditions aérothermiques extérieures.

2. DISPOSITIF EXPERIMENTAL

Les expériences ont été effectuées dans la soufflerie à retour représentée sur la Fig. 1. Elle se compose, en suivant le sens de l'écoulement : d'un ventilateur radial à vitesse variable, d'un conduit de retour cylindrique de 250 mm de diamètre muni d'un diaphragme pour le contrôle du débit, d'un caisson de transquillisation où est située la batterie de chauffe d'une puissance de 22 kW, d'un convergent aérodynamique, d'une veine d'expérience reliée au ventilateur par un divergent muni de croisillons destinés à empêcher la rotation de l'écoulement. Les raccords entre le ventilateur et les conduits ont été réalisés en matière souple pour absorber les éventuelles vibrations. Un bouilleur fournit de la vapeur d'eau en très légère surpression, et injectée dans la soufflerie juste avant l'entrée dans le caisson de transquillisation.

Dans la veine d'expérience, de dimensions $1,20 \times 0,25 \times 0,25 \text{ m}$, la vitesse de l'écoulement peut être réglée de

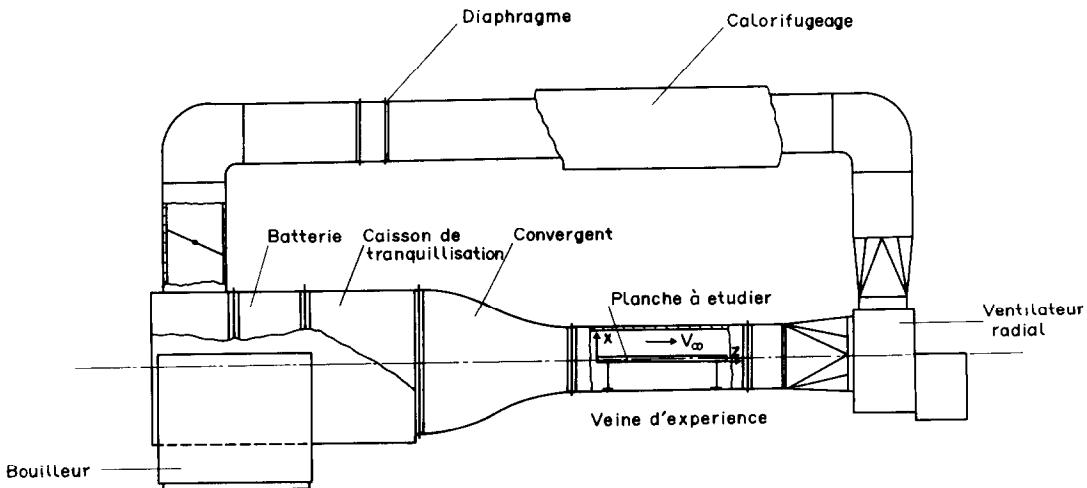


FIG. 1. Dispositif expérimental.

façon continue entre 3 et 20 m s⁻¹. La température, par un système de sonde résistive et de régulateur P.I.D. commandant l'alimentation de la batterie de chauffe, peut être régulée avec une précision de $\pm 1^\circ\text{C}$ sur la plage 20–200°C. Le niveau de température auquel s'effectuent les expériences rend impossible l'application des méthodes courantes de détermination de l'humidité de l'écoulement. Nous avons utilisé une technique qui consiste à déterminer après refroidissement la température de rosée d'un prélèvement fait en continu dans la soufflerie, l'élément de mesure étant un condensateur dont la capacité varie en fonction de l'apparition de rosée sur ses armatures. A partir de cette mesure, un régulateur P.I.D. commandant l'alimentation du générateur de vapeur permet de régler le point de rosée dans la veine d'essai avec une précision de l'ordre du degré sur la plage 20–100°C, l'eau en excès pouvant être éliminée grâce à un condenseur situé dans le caisson de tranquillisation.

Les échantillons étudiés sont des planches d'aubier des sapins des Vosges 'Abies Alba', de dimensions 1 × 0,18 × 0,027 m. La longueur, la largeur et l'épaisseur de la planche, repérées par les axes Oz, Oy, Ox, correspondent respectivement aux directions longitudinale, tangentielle et radiale du bois, ce qui est, en raison de l'anisotropie du bois, d'une grande importance quant au déroulement de séchage.

Le champ des températures dans la planche a été obtenu à l'aide de microthermocouples sous gaine de 0,25 mm de diamètre extérieur enfouis d'environ 25 mm perpendiculairement au chant de la planche.

La mesure de la pression en phase gazeuse dans le bois a été obtenue de la façon suivante : une aiguille creuse de 1 mm de diamètre extérieur est enfouie en force sur une profondeur de 20 mm dans un trou de même diamètre et de 30 mm de profondeur, percé perpendiculairement au chant de la planche. Elle est positionnée à mi-épaisseur et au premier tiers de la longueur. L'aiguille est reliée, par un tube souple de longueur minimale, à un capteur de pression différentielle ayant un volume de chambre de 1 cm³ et une 'respiration' pratiquement nulle. Cette technique nous semble susceptible de fournir des résultats plus fiables que celle utilisée par Lowery [2], qui modifie de façon considérable le matériau au voisinage du point de mesure.

Les mesures d'humidité locale ont été effectuées par découpage et pesage avant et après dessication totale des éprouvettes.

Enfin, la planche est supportée pendant le séchage par des tiges solidaires de capteurs de force, ce qui permet d'enregistrer l'évolution de sa masse, donc de son humidité relative moyenne. Un dispositif de butée compense l'effet de la traînée aérodynamique.

3. RESULTATS EXPERIMENTAUX

A l'exception des Figs. 3 et 4 qui représentent des résultats couvrant l'ensemble des essais effectués, chacune des figures proposées pour illustrer ce

paragraphe est relative à l'observation du séchage d'une planche particulière significative choisie parmi toutes celles qui ont été étudiées. En effet, quelles que soient les précautions prises pour sélectionner des lots d'échantillons homogènes, une planche n'est jamais rigoureusement semblable à une autre, et il est hors de question de sécher plusieurs fois la même planche en la rehumidifiant puisque les propriétés du bois sont modifiées par le premier séchage. Chaque test comporte donc un paramètre non contrôlable, qui est la spécificité de l'échantillon traité, et qui est susceptible d'entraîner parfois des variations mineures par rapport aux autres tests. Il reste toutefois possible de dégager sans ambiguïté des tendances générales pour l'ensemble des essais. Pour ce faire, plutôt que de tracer artificiellement des courbes moyennes qui ne correspondent en fait à aucun essai, nous avons choisi de présenter, parmi l'ensemble des résultats expérimentaux celui qui, pour chaque évolution commentée, est le plus représentatif de la tendance générale.

3.1. Déroulement d'un séchage

La Fig. 2 décrit les évolutions du taux d'humidité moyen de l'échantillon, de la pression totale en phase gazeuse dans le bois et de la température au centre (thermocouple 3 sur la Fig. 5) au cours du déroulement d'un séchage à $V_\infty = 12,4 \text{ m s}^{-1}$ et $T_\infty = 184^\circ\text{C}$.

Le taux d'humidité (courbe 1) décroît d'abord linéairement en fonction du temps jusqu'à la valeur $\bar{u} \simeq 50\%$. Sa décroissance se ralentit ensuite pour tendre asymptotiquement en fin de séchage vers l'humidité d'équilibre qui, dans une ambiance de vapeur pure surchauffée à 180°C à la pression atmosphérique, est très proche de zéro [3]. Nous avons pu le vérifier par des essais de dessication des planches séchées en étuve à 105°C.

Après la période transitoire de mise en régime thermique, la température à mi-épaisseur (courbe 2) marque un palier à $T \simeq 100^\circ\text{C}$, puis, quand \bar{u} passe par la valeur de 30%, recommence à croître pour tendre vers la température de l'écoulement en fin de séchage.

La pression relative dans le bois (courbe 3) est faible en début de séchage. On peut même observer

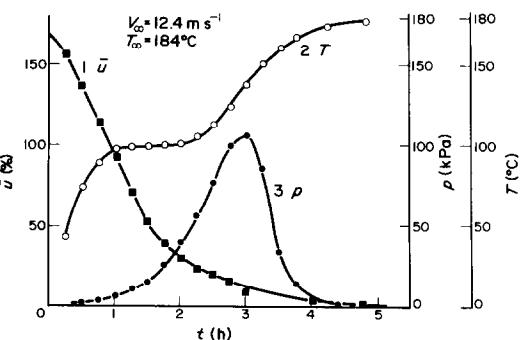


FIG. 2. Evolutions de l'humidité moyenne de l'échantillon, de la température et de la pression relative dans le bois au cours du séchage.

des valeurs négatives liées aux pressions capillaires lors de certains essais. Elle croît lentement d'abord, puis quand $\bar{u} \simeq 50\%$, c'est-à-dire à la fin de la phase de variation linéaire du taux d'humidité, on observe une accélération de la croissance de la pression. Cette dernière passe par un maximum, qui est ici de l'ordre de $1,1 \times 10^5$ Pa, puis décroît rapidement pour devenir nulle en fin de séchage.

L'intérêt de cette analyse simultanée est de situer chronologiquement les unes par rapport aux autres les évolutions des différentes grandeurs étudiées, ce qui est d'une importance fondamentale pour la compréhension des mécanismes mis en jeu. Elle permet en particulier de remarquer deux points repères :

(a) d'une part, la fin de la période de décroissance linéaire du taux d'humidité, c'est-à-dire la fin de ce que nous appelons classiquement la première phase du séchage,

(b) d'autre part, l'instant où la pression passe par un maximum. A ce moment $\bar{u} \simeq 15\%$, et on peut admettre que le bois dans son ensemble est à l'état hygroscopique. Ceci correspond donc à la fin de la deuxième phase du séchage.

Les trois phases du séchage que nous évoquerons lors du commentaire des résultats suivants sont donc ainsi bien délimitées. Elles peuvent s'identifier à celles décrites par Krischer et Kroll [4] pour le séchage convectif d'un matériau poreux hygroscopique.

3.2. Courbes de séchage

Pour l'ensemble des conditions aérothermiques testées, nous avons rassemblé sur la Fig. 3 les courbes décrivant l'évolution de la vitesse de séchage $d\bar{u}/dt$ en fonction du taux d'humidité \bar{u} , appelées couramment courbes de séchage. La vitesse de séchage est obtenue par dérivation des courbes expérimentales $\bar{u} = f(t)$.

Sur chaque courbe, on remarque un palier à vitesse de séchage constante correspondant à la première phase

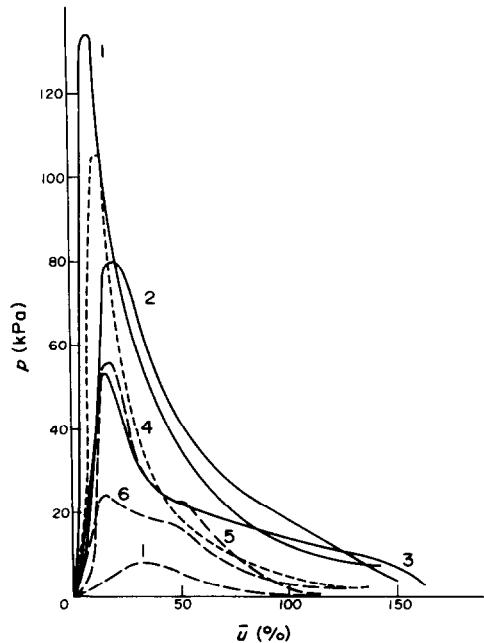


FIG. 4. Évolutions de la pression relative dans le bois au cours du séchage pour diverses conditions expérimentales.

du séchage. Ce palier se termine, pour une vitesse d'écoulement V_∞ donnée, à un taux d'humidité d'autant plus faible que la température T_∞ est élevée. Ceci est surtout évident pour les courbes 4-7 relatives à $V_\infty = 12,4 \text{ m s}^{-1}$ et 8-10 relatives à $V_\infty = 6,2 \text{ m s}^{-1}$. Pour $V_\infty = 18,6 \text{ m s}^{-1}$, les courbes 1 et 2 sont la seule exception à cette remarque. Après ce palier, la vitesse de séchage décroît avec le taux d'humidité : c'est la seconde phase du séchage. Au cours de ces deux premières phases, l'influence des conditions aérothermiques couplées, vitesse et température de l'écoulement, est facilement observable dans la gradation des diverses courbes.

Pendant la troisième phase qui commence à $\bar{u} \simeq 15\%$ cette influence est beaucoup moins nette. Les vitesses de séchage tendent toutes plus ou moins vite vers zéro, les courbes finissant par se superposer.

3.3. Pression totale en phase gazeuse dans le bois

Sur la Fig. 4 sont représentées les évolutions de la pression totale relative mesurée dans le bois au cours des séchages, en fonction du taux d'humidité moyen. Nous nous sommes limités à un certain nombre d'essais afin que la figure reste lisible. Comme pour la Fig. 3, les courbes doivent être parcourues de droite à gauche pour suivre la chronologie du séchage.

On remarque que sans être rigoureusement semblables, les évolutions de la pression ont toutes la même allure générale, à savoir, ainsi, que nous l'avons montré sur la Fig. 2 : une croissance d'abord lente puis rapide suivie d'un passage par un maximum et enfin une décroissance très rapide. Les valeurs des pressions observées, et en particulier celles des maxima, dépendent des conditions aérothermiques et varient

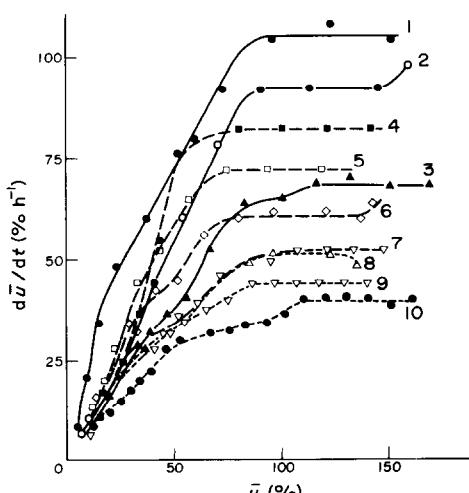


FIG. 3. Courbes de séchage.

notablement, puisque pour les conditions les plus efficaces, $V_\infty = 18,6 \text{ m s}^{-1}$ et $T_\infty = 18^\circ\text{C}$, le maximum est de 135 kPa, alors que pour les conditions les plus modérées, $V_\infty = 6,2 \text{ m s}^{-1}$ et $T_\infty = 160^\circ\text{C}$, il n'est que de 8 kPa, les autres s'échelonnant entre des deux extrêmes en fonction de V_∞ et T_∞ . La comparaison de ces valeurs avec celle de la pression de saturation correspondant à la température estimée du point de mesure montre un bon accord.

La position du maximum de pression est également significative dans la mesure où, pour l'ensemble des courbes, il correspond sensiblement à une valeur de \bar{u} comprise entre 15 et 20%, alors que pour les conditions extrêmes, il se situe à $\bar{u} \simeq 10\%$ pour la courbe 1 et à $\bar{u} \simeq 30\%$ pour la courbe 7. Ceci est parfaitement cohérent avec la remarque précédente qui montre que la transition entre deuxième et troisième phase apparaît quand l'ensemble de la planche passe à l'état hygroscopique, c'est-à-dire quand l'eau libre disparaît du centre de celle-ci, puisque les régions superficielles sèchent les premières, ainsi que le contrera l'étude des profils d'humidité locale. Ceci a lieu pour une humidité moyenne d'autant plus faible que le séchage a été rapide, puisqu'alors les gradients d'humidité dans l'épaisseur de la planche sont plus grands.

3.4. Evolutions des températures

Les Figs. 5(a) et (b) décrivent pour $V_\infty = 18,6 \text{ m s}^{-1}$ et $T_\infty = 172^\circ\text{C}$ l'évolution temporelle des températures en différents points répartis dans la longueur et l'épaisseur de la planche comme l'indique le schéma joint avec effet de loupe dans la section 3.

Sur la Fig. 5(a), on peut observer les variations simultanées de la température pour les points distribués dans la longueur. On remarque qu'après la mise en régime thermique, les courbes de températures marquent toutes un palier à environ 100°C, puis recommencent à croître pour atteindre asymptotiquement une valeur proche de la température d'écoulement T_∞ . Pendant les transitoires, la montée en température se fait d'abord dans la section 1, puis dans les sections 2-4 c'est-à-dire que la planche est toujours plus chaude vers l'avant (partie amont). Ceci est l'indice

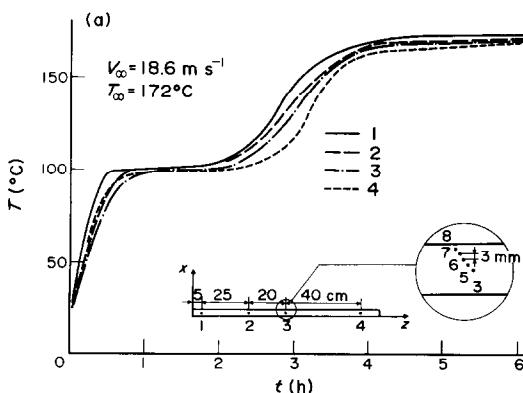


FIG. 5(a). Evolutions de la température au cours d'un séchage en différents points répartis dans la longueur de l'échantillon, avec schéma situant les points de mesure.

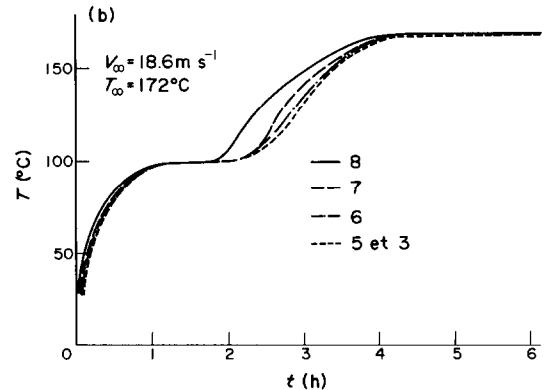


FIG. 5(b). Evolutions de la température au cours d'un séchage en différents points répartis dans l'épaisseur de l'échantillon.

d'une répartition de coefficient d'échange à la surface de la plaque décroissante en fonction de la coordonnée longitudinale z , due au développement d'une couche limite dynamique et thermique à partir du bord d'attaque de la plaque en $z = 0$.

Sur la Fig. 5(b), sont représentées en fonction du temps les variations simultanées de la température pour des points distribués dans l'épaisseur, approximativement à mi-longueur (section 3). Ici encore on observe : la phase de mise en régime thermique, le palier à 100°C, puis la montée en température jusqu'à T_∞ . On constate fort logiquement que les évolutions se font dans l'ordre 8-7-6-5-3 c'est-à-dire que la partie superficielle s'échauffe avant la partie centrale. Pour $t = 120$ et 135 min, on note que la température au point 8, le plus proche de la surface, s'écarte nettement de celle des autres points qui reste proche de 100°C. Dans la zone superficielle l'eau libre a disparu et à la chaleur de désorption près, la chaleur se transmet suivant Ox par conduction, induisant alors un gradient important. Ce dernier redevient faible dans la zone centrale où subsiste de l'eau libre essentiellement à l'état liquide.

L'observation majeure qui résulte de ces évolutions de température est l'existence du palier à 100°C qui s'étend à l'ensemble de la planche pendant la première phase du séchage. Cette température est fixée par l'évaporation de l'eau en surface de la planche.

Lors d'une étude comparable Schneider [3], bien qu'obtenant des courbes de séchage tout à fait similaires aux nôtres, n'observe pas de palier mais il ne trace les évolutions de température que pour des taux d'humidité inférieurs à 100%. En revanche, Beard *et al.* [5] observe, lors du séchage par impact de jet à haute température, le palier à 100°C, du moins en ce qui concerne les zones internes de la planche.

3.5. Profils d'humidité locale

Les Figs. 6(a) et (b) représentent les profils d'humidité locale relevés dans la longueur et dans l'épaisseur à divers instants du séchage.

Remarque : La méthode de mesure étant destructive, chaque profil correspond à un échantillon différent. Il

ne faut donc pas chercher à voir une évolution continue d'un profil à l'autre.

Sur la Fig. 6(a), on distingue les profils longitudinaux relevés pendant la première phase du séchage (courbes 1 et 2), de ceux relevés pendant la deuxième phase (courbes 3 et 4) et de ceux relatifs à la troisième phase (courbes 5 et 6).

Pendant la première phase, l'humidité est croissante en fonction de z , ce qui signifie que la planche sèche plus vite vers l'amont, conformément à l'évolution spatiale de l'échange interfacial évoquée précédemment. Cette tendance se retrouve sur les courbes 5 et 6 au cours de la troisième phase. En revanche, elle n'est plus observable pendant la deuxième phase, ce qui laisse présumer l'existence d'un mécanisme uniformisant l'humidité sur la longueur.

Les chutes locales de l'humidité mises en évidence sur les courbes 1 et 2 correspondent aux positions de noeuds dans la planche étudiée. Ceci illustre le comportement anisotrope du bois vis-à-vis de la migration de l'eau. En effet, dans les noeuds, la direction des fibres est sensiblement parallèle à Ox , alors qu'elle l'est à Oz dans l'ensemble de la planche. Compte tenu des rapports des perméabilités et des coefficients de diffusion massique longitudinaux et transversaux, les noeuds séchent beaucoup plus vite que le reste de la planche, ce qui est un inconvénient bien connu des professionnels du bois.

Nous avons tracé sur la Fig. 6(b) les profils d'humidité dans l'épaisseur de la planche seulement au cours de la deuxième phase (courbes 1 et 2) et de la troisième phase (courbes 3 et 4). En effet, au cours de la première phase, les profils dans l'épaisseur, qui dépendent fortement de la répartition initiale non uniforme d'humidité, ne permettent pas de dégager une allure significative. Il apparaît que l'humidité est

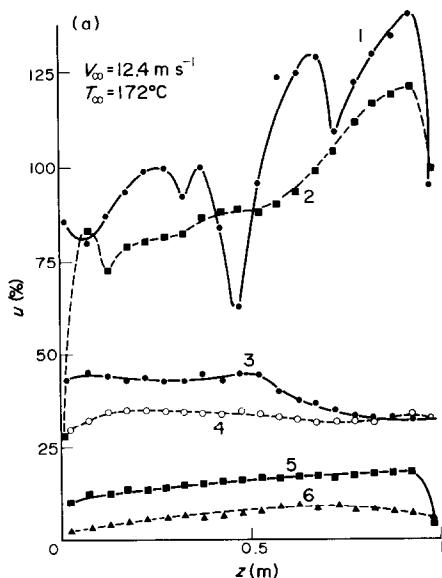


FIG. 6(a). Profils d'humidité relative dans la longueur de l'échantillon.

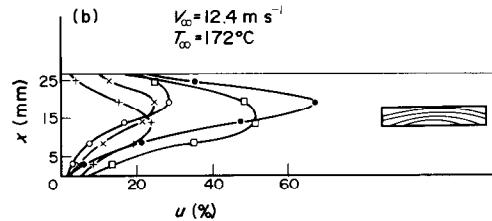


FIG. 6(b). Profils d'humidité relative dans l'épaisseur de l'échantillon.

toujours minima dans les zones superficielles et maxima vers le centre de la planche, quoiqu'une certaine dissymétrie liée à la disposition des cernes de croissance dans l'échantillon soit parfois observable. Ceci est explicable par l'anatomie du bois. En effet, les ponctuations permettant le passage de l'eau d'une cellule à l'autre sont situées préférentiellement dans les plans radiaux [6]. L'eau circule donc plus facilement parallèlement aux cernes que radialement, ce qui justifie la dissymétrie observée.

Malgré la méthode de mesure qui limite le caractère local des relevés d'humidité, on observe des gradients d'humidité très importants dans l'épaisseur de la planche, surtout pendant la deuxième phase. En particulier, il est clair que dans la zone centrale, l'eau est à l'état libre pendant cette phase, alors que dans la zone superficielle elle est à l'état adsorbé. En effet, le taux d'humidité de transition entre les deux états est d'environ 22% à 100°C [6].

Enfin, il convient de signaler que les profils d'humidité dans la largeur de la planche, non représentés ici, font apparaître pendant les deuxième et troisième phases du séchage une humidité croissante du bord vers le centre de la planche, avec toutefois des gradients de 15 à 20 fois plus faibles que ceux relevés dans l'épaisseur.

4. INTERPRETATION DES RESULTATS: PROPOSITION D'UN MECANISME DE MIGRATION DE L'HUMIDITE

4.1. Caractères généraux d'un séchage convectif

Par définition, un séchage est dit 'convectif' lorsque l'énergie est apportée au matériau à sécher par un courant de fluide chaud. Il convient donc d'examiner d'abord les phénomènes ayant lieu à l'interface solide-fluide avant d'étudier la migration de l'humidité dans le solide.

4.1.1. Phénomènes interfaciaux. Nous nous limiterons ici au cas de portée générale où le courant de fluide est composé d'air et de vapeur d'eau et où le fluide extrait du matériau à sécher est de la vapeur d'eau.

D'après Keey [7], la condition à l'interface s'écrit :

$$\phi_e = \phi_s - q_{mvs} \cdot L_v, \quad (1)$$

où ϕ_e est la densité de flux de chaleur entrant dans le matériau, ϕ_s la densité de flux de chaleur reçue par la

surface et q_{mv} la densité de flux massique d'eau s'évaporant en surface. Cette dernière est donnée par :

$$q_{mvs} = k\xi(Y_s - Y_\infty), \quad (2)$$

où Y_s et Y_∞ sont les humidités absolues à la surface du matériau et dans le courant gazeux, k le coefficient de transfert de masse obtenu à partir du coefficient d'échange de chaleur par convection h grâce à l'analogie de Chilton-Colburn, et ξ un coefficient lié au niveau d'humidité et à la différence $Y_s - Y_\infty$, proche de l'unité dans la plupart des cas.

Plus rigoureusement, Bird *et al.* [8] écrit la densité de flux de diffusion sous la forme :

$$\tilde{q}_{vs} = \tilde{k}^*(\tilde{Y}_s - \tilde{Y}_\infty) + \tilde{Y}_s(\tilde{q}_{vs} + \tilde{q}_{as}). \quad (3)$$

Ce qui se ramène, si $\tilde{q}_{as} = 0$ (cas de la production de vapeur à la paroi), à :

$$\tilde{q}_{vs} = \frac{\tilde{k}^*(\tilde{Y}_s - \tilde{Y})}{1 - \tilde{Y}_s}. \quad (4)$$

Il faut noter que dans l'expression (2), les valeurs Y représentent la masse de vapeur ramenée à la masse d'air sec, alors que dans (3) et (4), \tilde{Y} représente le nombre de molécules de vapeur ramené au nombre total de molécules. L'expression (4) est d'application facile dans le cas des transferts de masse lents où \tilde{Y}_s est petit devant l'unité. En revanche, dans le cas de séchages accélérés, en particulier à température T_∞ supérieure à 100°C, \tilde{Y}_s peut tendre vers 1 et même devenir égal à 1. La densité de flux \tilde{q}_{vs} deviendrait alors infinie d'après (4). De plus, dans le cas du séchage par vapeur surchauffée, on a :

$$\tilde{Y}_s = \tilde{Y}_\infty = 1, \quad (5)$$

L'équation (4) prend alors une forme indéterminée.

Ceci conduit à distinguer, comme Krischer et Kroll [4] les phénomènes d'évaporation et de vaporisation. Ce dernier étant un changement de phase à la température d'équilibre, il ne dépend pas d'un gradient de concentration massique mais est uniquement gouverné par l'apport thermique, la vapeur produite étant ensuite entraînée dans l'écoulement. La densité de flux de chaleur reçue par la surface du matériau peut s'écrire :

$$\phi_s = h^*(T_\infty - T_s) + \phi_r, \quad (6)$$

où ϕ_r représente le flux reçu par rayonnement et h^* un coefficient d'échange corrigé calculé à partir du coefficient d'échange convectif h par la relation :

$$h^* = h \cdot C_h. \quad (7)$$

C_h est la correction tenant compte du transfert de masse, quelquefois désignée par correction d'Acker-mann [9].

De même, le coefficient de transfert de masse k^* se déduit de k par :

$$k^* = kC_k \quad (8)$$

La part du rayonnement, souvent négligée par nombreux auteurs, doit cependant être prise en compte à haute température dans certaines configurations.

4.1.2. Migration de l'humidité dans le solide. On peut très schématiquement distinguer deux types d'approche des phénomènes de transfert de masse et de chaleur dans les milieux poreux : une approche de type mécanique [10-12], et une approche fondée sur la thermodynamique des processus irréversibles [13, 14].

Nous nous limiterons ici à la première approche, dans laquelle le système d'équations décrivant le transfert s'écrit classiquement pour un milieu poreux homogène, isotrope et non saturé, en négligeant l'influence de la gravité :

$$\frac{\partial u}{\partial t} = \nabla [a_m \nabla u + a_m \delta \nabla T] + \frac{1}{\rho_0} \nabla \left[\left(\frac{K_1}{v_1} + \frac{K_g}{v_g} \frac{u_v}{u_a + u_v} \right) \nabla p \right], \quad (9)$$

$$\rho_e C_e \frac{\partial T}{\partial t} = \nabla [\lambda_e \nabla T] + \varepsilon L_v \rho_0 \frac{\partial u}{\partial t}. \quad (10)$$

L'équation (10) est l'expression locale de la loi de conservation de l'énergie. Les valeurs ρ_e , C_e , λ_e sont des paramètres caractérisant le matériau humide, donc variant avec l'humidité. En particulier, λ_e est mal défini, le flux apparent de conduction pouvant traduire en fait des cycles d'évaporation-recondensation locale.

L'équation (9) est l'expression locale de la loi de conservation de la masse. On y distingue un terme de diffusion et un terme de filtration. Dans certains cas, le gradient de pression totale en phase gazeuse peut être négligé, et le terme de filtration en phase liquide sous l'effet des pressions capillaires peut s'écrire en fonction du gradient d'humidité et de température [15]. L'équation (9) prend alors la forme :

$$\frac{\partial u}{\partial t} = \nabla [a_m \nabla u + a_m \delta \nabla T], \quad (11)$$

avec $a_m = a_l + a_v$ et $a_m \delta = a_l \delta_l + a_v \delta_v$. a_l est le coefficient de transfert capillaire isotherme et a_v le coefficient de diffusion isotherme de la phase vapeur.

On voit donc que l'équation (11) décrit sous un seul formalisme deux mécanismes distincts.

Dans le cas de matériaux fortement hygroscopiques comme le bois, elle est sensée en décrire également un troisième, la migration de l'eau liée qui combine des mécanismes de sorption-désorption et de diffusion et qui nécessite la définition d'une autre valeur des coefficients a_m et $a_m \delta$. Ce régime a en particulier été étudié par Stamm [16] dans le cas du bois.

Dans le cas où le gradient de pression en phase gazeuse n'est plus négligeable, il est nécessaire de prendre en compte la migration de la vapeur en régime de Darcy. Cette remarque pourrait être avancée comme une explication possible de la sous estimation, par la formulation théorique, des résultats expérimentaux concernant le coefficient en phase vapeur a_v dans [15]. De plus, si ce gradient de pression devient du même ordre de grandeur ou plus grand que la pression capillaire, on doit prendre en compte son action sur le mouvement du liquide qui serait alors régi par une loi

de Darcy. Le maintien du terme en ∇p dans l'équation (9) nécessite pour former le système une troisième équation sur la pression qui peut s'écrire sous forme condensée [17] :

$$\frac{\partial p}{\partial t} = A_1 \frac{\partial T}{\partial t} + A_2 \frac{\partial u}{\partial t} + A_3 \nabla \mathbf{q}_{\text{ma}}. \quad (12)$$

Il convient de remarquer que pour un séchage à la vapeur surchauffée partant d'un état initial saturé, il ne peut y avoir d'air dans le matériau. On a alors $u_a = 0$ dans (9) et $q_{\text{ma}} = 0$ dans (12).

4.1.3. Les différentes classes de solides. Les formes de migration de l'humidité décrites ci-dessus se retrouvent combinées chronologiquement et spatialement au cours d'un séchage convectif à conditions aérothermiques constantes selon la nature du solide. On distingue classiquement trois types de solides [4, 18, 19], correspondant à trois schémas de déroulement du séchage :

(1) Les corps à pores capillaires non hygroscopiques, pour lesquels on observe deux phases de séchage : une première phase au cours de laquelle la vitesse de séchage est constante, l'évaporation dans le courant d'air ne dépendant que des conditions extérieures. Cette phase dure tant que les forces capillaires qui amènent l'eau en surface sont suffisantes. Après un point de transition qui ne dépend que des propriétés capillaires du corps et qui se produit lorsque la teneur en eau de la surface du solide devient nulle, on observe la deuxième phase pendant laquelle la vitesse de séchage décroît. L'évaporation se fait alors à partir d'un 'niveau sec' qui se déplace vers l'intérieur du solide et l'eau évaporée doit gagner la surface par diffusion de vapeur dans la matière sèche. A la fin du séchage, on atteint une vitesse finale de séchage déterminée par les propriétés de diffusion et de conductivité du corps et les conditions extérieures. La réalité de l'existence de la première phase, bien que couramment admise, fait l'objet de discussion de la part de certains auteurs [18, 19].

(2) Les corps à pores capillaires hygroscopiques pour lesquels on observe trois phases de séchage. Les deux premières sont semblables à celles décrites ci-dessus, si ce n'est que la transition apparaît non pas quand la surface est sèche mais quand elle atteint le taux d'humidité correspondant au domaine hygroscopique. De même, pendant la deuxième phase, la diffusion de vapeur vers la surface se fait non dans la matière sèche mais combinée avec le mouvement de l'eau liée. Enfin, quand l'eau libre a totalement disparu, on observe la troisième phase de séchage, concernant seulement l'eau liée. Pendant cette troisième phase, la vitesse de séchage tend vers zéro. Le séchage se termine non pour un taux d'humidité nul mais pour le taux d'humidité d'équilibre avec l'extérieur.

(3) Les corps non poreux dans lesquels le mouvement de l'humidité se fait par diffusion du liquide lié, l'évaporation ayant lieu uniquement en surface. La vitesse de séchage décroît de façon continue jusqu'à

zéro et le séchage prend fin à l'humidité d'équilibre avec l'extérieur.

4.2. Application au séchage d'un bois résineux à haute température

Le bois est un matériau hygroscopique à pores capillaires, donc son séchage par convection forcée se déroule suivant le schéma à trois phases à condition que le taux d'humidité initial soit suffisamment élevé. Néanmoins, le bois se distingue des matériaux classiques par une forte anisotropie. En effet, le coefficient de perméabilité intrinsèque longitudinal est de l'ordre de 20 000 fois supérieur au coefficient transversal. En ce qui concerne la conductivité thermique et le coefficient de migration dans le domaine hygroscopique, le rapport est de 2,5 [1]. De plus, ces propriétés se modifient au cours du séchage et en particulier, la perméabilité à la phase liquide K_l décroît avec le taux d'humidité, en rapport avec le nombre de ponctuations livrant passage au liquide. D'après le modèle de Spolek et Plumb [20] la perméabilité à la phase gazeuse devrait croître simultanément. En réalité, les ponctuations sont obturées par aspiration d'une membrane lors du passage du ménisque et la perméabilité du bois sec n'est que de 1 à 3% de celle du bois vert [1]. Compte tenu de ces propriétés, nous pouvons, en nous appuyant sur les résultats expérimentaux, proposer un mécanisme de migration de l'humidité propre au bois résineux séché par convection forcée à haute température.

4.2.1. Première phase. Comme le montrent les courbes de séchage représentées sur la Fig. 3, la première phase du séchage est ici nettement observable. La température dans le bois y reste inférieure ou égale à 100°C, donc limitée par la température d'évaporation de l'eau en surface de la planche. La pression en phase gazeuse est faible, l'eau est donc aspirée vers la surface du bois par la pression capillaire. La vitesse de séchage est uniquement fonction des conditions extérieures, et comme l'écoulement est composé de vapeur pure surchauffée, il n'y a pas diffusion à travers une couche limite massique. La vaporisation de l'eau en surface est régie par l'échange thermique selon la relation (1). En négligeant la densité de flux de chaleur entrant dans le matériau, la densité de flux massique évaporé en surface est donc donnée par :

$$q_{\text{mv}} = \frac{\phi_s}{L_v}. \quad (13)$$

L'expression de ϕ_s est déduite de la relation (6), dans laquelle nous admettrons que, pendant la première phase, T_s est toujours égale à 100°C.

Dans un premier temps, nous calculerons une valeur approchée $q_{1\text{mv}}$ de la densité de flux massique en utilisant dans la relation (6) la valeur non corrigée h du coefficient d'échange. Nous estimerons ensuite en fonction de $q_{1\text{mv}}$ la valeur de la correction C_h puis nous reprendrons le calcul de q_{mv} en tenant compte cette fois de h^* .

Le coefficient d'échange local h est déterminé à partir des corrélations usuelles fondées sur l'analogie entre transfert de quantité de mouvement et transfert de chaleur, à condition de connaître la dynamique de l'écoulement. En première approximation, nous pouvons l'assimiler à celle d'une couche limite bidimensionnelle se développant le long d'une plaque plane d'abord en régime laminaire puis en régime turbulent.

Remarque : Des réserves doivent cependant être faites car d'une part la planche est d'épaisseur non négligeable, ce qui provoque la formation d'un bulbe de décollement juste après le bord d'attaque, et d'autre part nous avons utilisé des planches brutes de scierie présentant des rugosités de surface.

Une étude par anémométrie à fil chaud des profils de vitesse dans la couche limite permet, à partir du calcul des facteurs de forme δ_1/δ_2 en différentes abscisses, de repérer approximativement le point de transition correspondant à un nombre de Reynolds $Re_{z_T} \simeq 3 \times 10^5$. En fonction de cette valeur, nous avons calculé un coefficient d'échange moyen \bar{h}_L pour la planche entière, ce qui nous permet d'accéder à une densité de flux de masse q_{1mvs} moyenne sur la surface de la planche.

Remarque : Il serait en effet illusoire d'en calculer les valeurs locales en raison de l'incertitude sur la dynamique de l'écoulement

Le nombre de Nusselt moyen est donné par :

$$\overline{Nu}_L = 0,036 Pr^{1/3} (Re_L^{4/5} - Re_{z_T}^{4/5}) + 0,66 Pr^{1/3} Re_{z_T}^{1/2}, \quad (14)$$

et le coefficient d'échange convectif moyen par :

$$\bar{h}_L = \frac{\overline{Nu}_L \cdot \lambda_{vt}}{L}. \quad (15)$$

Le calcul du flux reçu par rayonnement ϕ_{rs} est mené de la façon suivante. On suppose que la planche au cours du séchage échange par rayonnement à travers la vapeur d'eau avec les parois horizontales supérieures et inférieures qui lui font face et qui sont formées de planches de bois sec. Compte tenu de la faible effusivité thermique du bois sec, celles-ci peuvent être considérées comme adiabatiques. L'échange par rayonnement est alors régi par le système d'équations suivant [22] :

$$J_s = e\sigma T_s^4 + (1-e)|F_{ss'}\bar{\tau}_{ss'}J_{s'} + e_v\sigma T_{\infty}^4|, \quad (16)$$

$$J_{s'} = e\sigma T_{s'}^4 + (1-e)|F_{s's}\bar{\tau}_{ss'}J_s + e_v\sigma T_{\infty}^4|, \quad (17)$$

où s' est relatif aux parois de la veine, à l'émissivité du bois évaluée à 0,9, e , l'émissivité de la vapeur évaluée par la méthode de l'hémisphère gazeux équivalent et $\bar{\tau}_{ss'}$ la transmissivité de la couche de vapeur, J étant la radiosité des surfaces.

Pour déterminer la température $T_{s'}$ on suppose s' adiabatique, c'est-à-dire que son échange global radiatif et convectif est nul :

$$\phi_{rs'} = e[\bar{\tau}_{ss'}J_s + e_v\sigma T_{\infty}^4] - J_{s'} = -\bar{h}_L(T_{\infty} - T_{s'}). \quad (18)$$

Ce qui fournit une valeur moyenne approchée de $T_{s'}$.

La densité de flux reçu par rayonnement par la planche s'écrit finalement :

$$\phi_{rs} = e[\bar{\tau}_{ss'}J_{s'} + e_v\sigma T_{\infty}^4] - J_s, \quad (19)$$

et peut être calculée par résolution du système d'équations (16) et (17).

La valeur approchée de la densité de flux de masse évaporée au surface de la planche est évaluée par la relation :

$$q_{1mvs} = \frac{1}{L_v} [\bar{h}_L(T_{\infty} - T_s) + \phi_{rs}]. \quad (20)$$

A l'aide de cette valeur q_{1mvs} , on calcule la correction d'Ackermann C_h sur le coefficient de convection :

$$\bar{h}_L^* = \bar{h}_L \cdot C_h$$

En appliquant la méthode prescrite par Bird *et al.* [8], on obtient des valeurs de C_h comprises entre 0,93 et 0,97 ce qui valide le schéma de calcul employé ci-dessus. Il vient finalement :

$$q_{mvs} = \frac{1}{L_v} [\bar{h}_L^*(T_{\infty} - T_s) + \phi_{rs}]. \quad (21)$$

le flux de vapeur extrait de la planche, égal au produit de la vitesse de séchage par le poids anhydre, est donc donné par :

$$Q_{mvs} = \frac{s}{L_v} [\bar{h}_L^*(T_{\infty} - T_s) + \phi_{rs}]. \quad (22)$$

La Fig. 7 permet de comparer les valeurs de Q_{mvs} calculées par la méthode ci-dessus avec les valeurs expérimentales dans les diverses conditions testées. Bien que le calcul surestime l'échange pour $V_{\infty} = 18,6 \text{ m s}^{-1}$ et le sous-estime pour $V_{\infty} = 6,2 \text{ m s}^{-1}$, on constate, compte tenu des nombreuses hypothèses et approximations nécessaires pour la conduite du calcul,

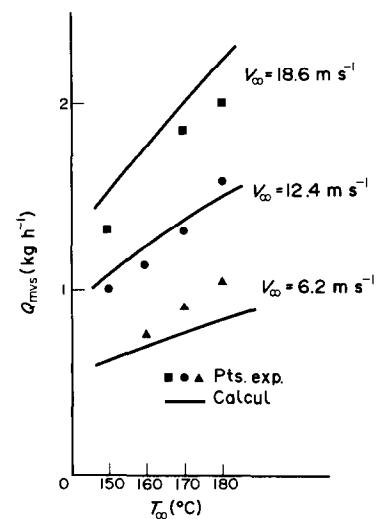


FIG. 7. Débits d'eau extraits de la planche au cours de la première phase du séchage. Comparaison entre les débits calculés et les résultats expérimentaux.

une bonne concordance entre résultats théoriques et expérimentaux.

Il convient de remarquer que la part du rayonnement dans l'échange thermique est non négligeable puisque de l'ordre de 30% pour $V_\infty = 18,6 \text{ m s}^{-1}$ et de 50% pour $V_\infty = 6,2 \text{ m s}^{-1}$.

Le calcul confirme donc qu'en première approximation, la vitesse de séchage au cours de la première phase est uniquement fonction de l'échange thermique avec l'écoulement extérieur. La vapeur produite en surface est entraînée dans la couche limite suivant le mécanisme de type soufflage décrit par Schlichting [21]. Pour les taux d'évaporation calculés, on peut dire que la vitesse de soufflage est suffisamment petite devant V_∞ pour ne créer aucune perturbation dans la couche limite.

4.2.2. Deuxième phase. La deuxième phase du séchage, débutant quand la vitesse de séchage commence à décroître, est caractérisée par l'apparition de gradients de température et de taux d'humidité dans l'épaisseur du bois, la température croissant et l'humidité décroissant du centre vers la surface. En accord avec la description générale, il y existe donc bien une zone d'humidité libre au centre et une zone d'humidité liée en surface, la limite entre les deux zones se rapprochant du centre de la planche pendant le séchage. Simultanément, la pression en phase gazeuse dans le matériau croît rapidement.

Deux mécanismes simultanés commandent le déroulement du séchage :

(1) Dans le domaine hygroscopique (zones superficielles), la perméabilité à la phase gazeuse est pratiquement nulle. On a donc une migration de l'humidité suivant l'épaisseur en régime de Stamm [16] c'est-à-dire : diffusion de vapeur dans les lumières des cellules, diffusion de l'eau liée dans les parois des cellules et sorption-désorption à la surface de celles-ci.

(2) Dans la zone d'eau libre (zone centrale), sous l'influence de la pression de phase gazeuse qui n'est pas négligeable par rapport à la pression capillaire (celle-ci est de l'ordre de 10 kPa compte tenu du diamètre des trachéides du résineux), l'eau libre migre en régime de Darcy, essentiellement sous forme liquide. Cette migration a lieu dans le sens longitudinal puisque d'une part les zones superficielles dans l'épaisseur sont devenues imperméables et d'autre part le coefficient de perméabilité longitudinal est très élevé ce qui évite le déssèchement des cellules superficielles aux extrémités de la planche (faces perpendiculaires au sens des fibres). Ceci explique l'uniformisation des profils de taux d'humidité suivant la longueur de l'échantillon durant la deuxième phase.

Un calcul approché permet d'évaluer les ordres de grandeur des contributions respectives de ces deux mécanismes lors du séchage d'une planche. Celui-ci nécessite la connaissance des coefficients K , a_m et δ , fonctions de u et T . Compte tenu de la grande dispersion

des valeurs données par la littérature, nous utiliserons pour leur estimation la méthode donnée dans [23].

Pour un séchage à $V_\infty = 18,6 \text{ m s}^{-1}$ et $T_\infty = 172^\circ\text{C}$, on considère l'instant où la limite entre les zones sèches et humides est située au quart de l'épaisseur de la planche, c'est-à-dire à 6,75 mm de la surface. Le taux d'humidité y est d'environ 22%.

Dans la zone sèche, on a une migration unidirectionnelle de l'humidité par diffusion dans le sens de l'épaisseur qui s'écrit, en faisant l'approximation d'un régime quasi permanent :

$$q_{mx} = -\rho_0 a_m \left(\frac{\partial u}{\partial x} + \delta \frac{\partial T}{\partial x} \right). \quad (23)$$

Les profils d'humidité et de température permettent d'estimer les valeurs moyennes des grandeurs caractéristiques et des gradients d'humidité et de température :

$$a_m \simeq 8,5 \times 10^{-3} \text{ m}^2 \text{ s}^{-1}; \quad \delta \simeq 0,01 \text{ K}^{-1};$$

$$\frac{\partial u}{\partial x} \simeq 29,6 \text{ m}^{-1}, \quad \frac{\partial T}{\partial x} \simeq 5 \times 10^3 \text{ K m}^{-1}.$$

L'application numérique, qui conduit à une valeur négative de la densité de flux de masse $q_{mx} = -6,2 \times 10^{-5} \text{ kg m}^{-2} \text{ s}^{-1}$, démontre l'existence d'un flux total dirigé de la surface vers le centre de la planche : $Q_{mx} = -0,079 \text{ kg h}^{-1}$. Une conclusion importante de ce calcul est donc qu'en raison des forts gradients de température, la migration de l'humidité dans les zones sèches superficielles se fait vers la zone centrale de la planche.

À cœur, on a une migration longitudinale de l'eau libre en régime de Darcy :

$$q_{mz} = -\frac{K_{1z}}{v_1} \frac{\partial p}{\partial z}. \quad (24)$$

La pression mesurée à 30 cm de l'extrémité amont valant 75 kPa, son gradient moyen est voisin de $2,5 \times 10^5 \text{ Pa m}^{-1}$. D'autre part, dans les conditions précisées précédemment, on peut admettre que le taux moyen d'humidité de la planche est de 30% et estimer $K_{1z}/v_1 = 1,82 \times 10^{-7} \text{ s}$. On obtient alors la valeur de la densité de flux longitudinale : $q_{mz} = -0,045 \text{ kg m}^{-2} \text{ s}^{-1}$. (Le signe négatif correspond ici à un flux sortant.)

Le même calcul effectué à l'extrémité aval de la planche donnerait une valeur q_{mz} positive correspondant encore à un flux sortant. En considérant que la surface de passage aux extrémités est un rectangle de $13,5 \times 160 \text{ mm}$, on accède à une estimation du flux total sortant : $Q_{mz} = 0,70 \text{ kg h}^{-1}$. On constate que cette valeur est cent fois plus grande que celle trouvée pour Q_{mx} , ce qui montre la prépondérance du phénomène longitudinal pendant la deuxième phase du séchage.

En revenant aux résultats expérimentaux, on peut estimer que dans les conditions du calcul le flux massique sortant de la planche a pour valeur : $Q_m \simeq 0,60 \text{ kg h}^{-1}$. L'ordre de grandeur de celui-ci confirme donc le calcul approché ci-dessus. En fin de deuxième

phase, la température au centre de la planche devient supérieure à 100°C, mais compte tenu du niveau de pression à ce moment, il peut y subsister de l'eau liquide migrant longitudinalement, ce qui justifie qu'on considère que la fin de la deuxième phase ne soit caractérisée que par la décroissance de la pression liée à la disparition de l'eau libre.

Il apparaît donc que pendant cette deuxième phase du séchage convectif à haute température, les mécanismes de migration de l'humidité dans le bois diffèrent notablement de ceux couramment décrits pour les matériaux plus simples, l'anisotropie jouant alors un rôle prépondérant.

4.2.3. Troisième phase. Elle apparaît lorsque l'ensemble du bois se trouve dans le domaine hygroscopique, c'est-à-dire quand le taux d'humidité au centre devient inférieur ou égal à 22%. L'eau migre alors dans le bois en régime de Stamm. Compte tenu de la valeur des gradients longitudinaux et transversaux, on peut admettre que le mouvement est unidirectionnel dans l'épaisseur de la planche, c'est-à-dire qu'il est décrit par la relation (23). On voit que pour que cette relation traduise un mouvement de l'eau vers la surface de la planche, il faut que $|\delta(\partial T/\partial x)| < |\partial u/\partial x|$, ce qui se produit en fin de séchage, le gradient de température finissant même par s'annuler.

La Fig. 5(a) montre que ce phénomène survient d'abord vers l'amont de la planche, zone qui s'assèche donc la première, expliquant ainsi l'allure de la courbe 5 de la Fig. 6(a).

On retrouve pour cette troisième phase la mécanisme classique pour les matériaux hygroscopiques, la vitesse de séchage tendant vers zéro et le séchage se terminant lorsque l'humidité d'équilibre est atteinte. On notera que la haute température a un effet accélérateur de la diffusion grâce à l'accroissement du coefficient de diffusion de masse qui varie selon l'expression :

$$a_m = a_0 e^{-E/RT},$$

où E est l'énergie d'activation et R la constante des gaz parfaits.

5. CONCLUSION

Cette étude avait pour but d'améliorer la connaissance des mécanismes de transfert et de déterminer les facteurs sensibles gouvernent le déroulement du séchage par convection forcée à haute température d'un bois résineux, avant l'adaptation du procédé au plan industriel. Nous avons abordé le problème du séchage du bois avec le point de vue du thermicien, tout en tenant compte des propriétés spécifiques du matériau.

L'analyse des résultats expérimentaux concernant les courbes de séchage, les évolutions spatio-temporelles de la température et du taux d'humidité et l'évolution de la pression totale en phase gazeuse, nous permet de proposer un mécanisme de migration de l'humidité. Celui-ci se ramène schématiquement aux

trois phases du séchage convectif couramment admises, mais présente des particularités remarquables surtout au niveau de la deuxième phase, pendant laquelle les effets de la haute température et de l'anisotropie du bois induisent un comportement original où le rôle du gradient de pression totale en phase gazeuse est prépondérant.

Les calculs relatifs aux première et deuxième phases montrent qu'il est possible de prévoir la vitesse de séchage en fonction des conditions extérieures, en particulier pendant la première phase.

On est cependant encore loin d'une modélisation permettant de simuler exactement le déroulement d'un séchage, par exemple au moyen de la résolution numérique d'un système d'équations aux dérivées partielles.

A cela, deux raisons :

(a) d'une part, la complexité du phénomène, liée à l'anatomie du bois et à l'intervention simultanée de plusieurs mécanismes de migration de l'eau,

(b) d'autre part, la mauvaise connaissance des coefficients de diffusion et de perméabilité relatifs au bois. Une détermination exacte de ces derniers et de leur variation en fonction de la température et du taux d'humidité serait donc nécessaire à tout progrès dans la modélisation.

REFERENCES BIBLIOGRAPHIQUES

1. C. Moyne et M. Martin, Etude expérimentale du transfert simultané de chaleur et de masse au cours du séchage par contact sous vide d'un bois résineux, *Int. J. Heat Mass Transfer* **25**, 1839-1849 (1982).
2. D. P. Lowery, Measurement of vapor pressure generated in wood during drying, *Wood Sci.* **3**(4), 218-219 (1971).
3. A. Schneider, Zur Konvektionstrocknung von Schnittholz bei extrem hohen Temperaturen, *Holz Roh- u. Werkstoff* **31**, 5198-5206 (1973).
4. O. Krischer und K. Kroll, *Die wissenschaftlichen Grundlagen der Trocknungstechnik*. Springer, Berlin (1963).
5. J. N. Beard, H. N. Rosen and B. E. Adesanya, Heat transfer during the drying of lumber, 3rd Int. Drying Symp., Birmingham (1982).
6. J. F. Siau, Flow in wood, *Syracuse Wood Science Series*. New York (1971).
7. R. B. Keey, *Introduction to Industrial Drying Operations*. Pergamon Press, Oxford (1978).
8. R. B. Bird, W. E. Steward and E. N. Lightfoot, *Transport Phenomena*. Wiley, New York (1960).
9. G. Ackermann, Wärmeübergang und molekulare Stoffübertragung an gleichen Feld, *ForschHft* **382**, 1-16 (1937).
10. A. V. Luikov, Systems of differential equations of heat and mass transfer in capillary porous bodies, *Int. J. Heat Mass Transfer* **18**, 1-14 (1975).
11. J. R. Philip and D. A. De Vries, Moisture movement in porous materials under temperature gradients, *Trans. Am. Geophys. Un.* **38**(2), 222-231 (1975).
12. S. Withaker, Simultaneous heat, mass and momentum transfer in porous media: a theory of drying, *Adv. Heat Transfer* **13**, 119-203 (1977).
13. A. V. Luikov, Application of the methods of thermodynamics of irreversible processes to the

- investigation of heat and mass transfer, *J. Engng Phys.* **9**, 189–202 (1965).
14. M. A. Roques and A. R. H. Cornish, A fundamental study of the transport equation for wet porous media, 2nd Pacific Chem. Engng Congress, Denver, pp. 516–521 (1977).
 15. P. Crausse, G. Bacon et S. Bories, Etude fondamentale des transferts couplés chaleur-masse en milieux poreux, *Int. J. Heat Mass Transfer* **24**, 991–1004 (1981).
 16. A. J. Stamm, *Wood and Cellulose Science*. Ronald Press, New York (1964).
 17. C. Moyne and M. Martin, Influence of a total pressure gradient in gaseous phase on drying with particular reference to wood, 7th Int. Heat Transfer Conf., Munich (1982).
 18. J. Van Brakel, Mass transfer in convective drying, in *Advances in Drying* (edited by A. S. Mujumdar). Hemisphere, Washington, DC (1980).
 19. R. B. Keey, Progress towards understanding the drying behaviour of materials, 3rd Int. Drying Symp., Birmingham (1982).
 20. G. A. Spolek and O. A. Plumb, A numerical model of heat and mass transfer in wood during drying, *Drying '80*, Vol. 2, pp. 84–92. McGill University (1980).
 21. H. Schlichting, *Boundary Layer Theory* (6th edn.). McGraw-Hill, New York (1968).
 22. J. F. Sacadura, *Initiation aux transferts thermiques*, Technique et Documentation, Paris (1978).
 23. C. Moyne, Contribution à l'étude du transfert simultané de chaleur et de masse au cours séchage sous vide d'un bois résineux, Thèse de Docteur-Ingénieur, Nancy (1982).

EXPERIMENTAL APPROACH OF TRANSFER PHENOMENA DURING HIGH TEMPERATURE CONVECTIVE DRYING OF SOFTWOOD

Abstract—This paper presents an experimental approach of heat and mass transfer phenomena inside the wood and their connection with the external conditions during high temperature convective drying. The incipient flow velocity and temperature are in the range $6\text{--}19\text{ m s}^{-1}$ and $150\text{--}190^\circ\text{C}$. The drying curves, the time evolutions of temperature and moisture content field, and in wood gaseous phase pressure evolutions are analysed. The proposed moisture migration mechanism is justified by an approximate calculation. It is described by the classical three-phase model for convective drying of hygroscopic porous bodies, with particular aspects due to the material and the temperature level. We point out especially during the second phase of the drying a longitudinal free water movement caused by the total pressure gradient in the gaseous phase.

EINE EXPERIMENTELLE UNTERSUCHUNG DER WÄRME- UND STOFFÜBERTRAGUNGSVORGÄNGE BEIM TROCKNEN VON WEICHHOLZ IN ERZWUNGENER STRÖMUNG

Zusammenfassung—Die vorliegende Arbeit beschreibt eine experimentelle Untersuchungsmethode der Wärme- und Stoffübertragungsvorgänge in Holz und ihrer Abhängigkeit von den äußeren Bedingungen bei hohen Temperaturen und erzwungener Strömung. Die Luftgeschwindigkeiten liegen zwischen 6 und 19 m s^{-1} und die Temperaturen zwischen 150 und 190°C . Die Trocknungskurven, die zeitabhängigen Feuchte- und Temperaturfelder und der Dampfdruck im Holz werden untersucht. Der vorgeschlagene Transportmechanismus der Feuchte wird durch eine Näherungsrechnung bestätigt. Er wird mit dem klassischen Dreiphasenmodell für die Trocknung hygrokopischer poröser Körper bei erzwungener Konvektion beschrieben, wobei spezielle Gesichtspunkte in Bezug auf das Material und die Temperatur berücksichtigt wurden. Es wird gezeigt, daß sich speziell während der zweiten Trocknungsphase Wasser unter dem Einfluß des Gesamtdruckgradienten in der Dampfphase in Faserrichtung bewegt.

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ЯВЛЕНИЙ ПЕРЕНОСА ПРИ ВЫСОКОТЕМПЕРАТУРНОЙ КОНВЕКТИВНОЙ СУШКЕ ДРЕВЕСИНЫ МЯГКОЙ ПОРОДЫ

Аннотация—Проведено экспериментальное исследование процессов внутреннего тепло- и массопереноса при высокотемпературной конвективной сушке древесины под влиянием внешних воздействий. Скорость сушильного агента и температура изменялись в диапазонах $6\text{--}19\text{ м сек}^{-1}$ и $150\text{--}190^\circ\text{C}$, соответственно. Дан анализ кривых сушки, кинетики изменения температуры и влагосодержания, а также давления газовой фазы в древесине. С помощью приближенного расчета обоснован предложенный механизм миграции влаги. Для его описания использована классическая трехфазная модель конвективной сушки гигроскопических пористых тел с учетом вида сушимого материала и уровня температуры. Отмечено, что во втором периоде сушки имеет место продольное перемещение несвязанной влаги под действием суммарного градиента давления в газовой фазе.