2003 VALE 0020

UVHC
UNIVERSITÉ DE VALENCIENNES ET DU HAINAUT CAMBRÉSIS

N° d'ordre : 03/19

THÈSE

présentée à

L'UNIVERSITÉ DE VALENCIENNES ET DU HAINAUT-CAMBRÉSIS

pour obtenir

LE TITRE DE DOCTEUR

Spécialité : Génie Mécanique et Énergétique

par

Didier SAURY
Ingénieur ENSIMEV

ÉTUDE EXPÉRIMENTALE DE L'ÉVAPORATION FLASH D'UN FILM D'EAU

Soutenue le 3 Octobre 2003

Jury

Rapporteur :		
M. LALLEMAND	Professeur, CETHIL	Lyon
P.K. PANDAY	Professeur, CREST	Belfort
Examinateur :		
B. DESMET	Professeur, LME,	Valenciennes
S. HARMAND	Professeur, LME (Directeur de thèse)	Valenciennes
M. SIROUX	Maître de Conférences, LME	Valenciennes
Invité :		
P. FIN	GETINGE France	Courtaboeuf

Thèse préparée au Laboratoire de Mécanique et Énergétique de Valenciennes.

LABORATOIRE DE MÉCANIQUE ET D'ENERGETIQUE LME

N° d'ordre : 03/19

BIBLIOTHEQUE UNIVERSITAIRE VALENCIENNES

THÈSE

présentée à

L'UNIVERSITÉ DE VALENCIENNES ET DU HAINAUT-CAMBRÉSIS

pour obtenir

LE TITRE DE DOCTEUR

Spécialité : Génie Mécanique et Énergétique

par

Didier SAURY
Ingénieur ENSIMEV

ÉTUDE EXPÉRIMENTALE DE L'ÉVAPORATION FLASH D'UN FILM D'EAU

Soutenue le 3 Octobre 2003

Jury

Rapporteur :		
M. LALLEMAND	Professeur, CETHIL	Lyon
P.K. PANDAY	Professeur, CREST	Belfort
Examinateur :		
B. DESMET	Professeur, LME,	Valenciennes
S. HARMAND	Professeur, LME (Directeur de thèse)	Valenciennes
M. SIROUX	Maître de Conférences, LME	Valenciennes
Invité :		
P. FIN	GETINGE France	Courtaboeuf

Thèse préparée au Laboratoire de Mécanique et Énergétique de Valenciennes.

à mon Papa...

Étude expérimentale de l'évaporation flash d'un film d'eau

Didier SAURY

Remerciements

Je tiens tout d'abord à remercier Monsieur Bernard DESMET, Professeur à l'université de Valenciennes et Directeur du Laboratoire de Mécanique et d'Énergétique de Valenciennes, pour m'avoir accueilli dans son laboratoire ainsi que pour les discussions que l'on a pu avoir.

J'adresse également mes plus vifs remerciements à Madame Monique LALLEMAND, et Monsieur Prabodh K. PANDAY, Professeurs des universités, pour avoir accepté de juger ce travail, et de participer au jury.

Merci aussi à Monsieur Patrick FIN, Directeur technique à GETINGE France, d'avoir accepté de participer au jury.

Je tiens à remercier tout particulièrement Madame Souad HARMAND, Professeur à l'université de Valenciennes et directrice de cette thèse pour son aide, ses conseils avisés et sa disponibilité. Je la remercie également vivement pour le soutien, la confiance, et l'investissement dont elle fait preuve jusqu'à aujourd'hui.

J'adresse aussi un grand merci à Madame Monica SIROUX, Maître de conférences à l'université de Valenciennes, qui a suivi avec intérêt l'évolution de ce travail.

Je remercie également tous les membres du Laboratoire de Mécanique et d'Énergétique et plus particulièrement Anne BAL, Jean-Michel DAILLIET, Pierre DUEZ et André DUBUS pour leur aide, leur sympathie et leur disponibilité.

Enfin, je remercie mes parents et ma fiancée, Catherine, pour m'avoir soutenu tout au long de ma thèse.

Table des matières

Nomenclature I

Introduction 1

I Analyse bibliographique 7

I.1 Introduction 9

I.2 Généralités sur le transfert de masse liquide-vapeur 9

I.2.1 Système thermodynamique, Équation d'état 9

I.2.2 Équilibre thermodynamique, équilibre thermique 9

I.2.3 Équilibre de phase d'une substance pure 10

I.2.4 Chaleur latente de changement de phase et formule de Clapeyron . 11

I.2.5 Propriétés thermophysiques de l'eau 13

I.3 Principaux modes de transfert de masse intervenant 16

I.3.1 L'évaporation naturelle 16

I.3.1.1 Description et mécanisme 16

I.3.1.2 Corrélations relatives à l'évaporation naturelle 18

I.3.2 La nucléation 20

I.3.2.1 Définition de la nucléation 20

I.3.2.2 Mécanisme de nucléation au sein d'un fluide pur 21

I.3.3 Taux de nucléation 26

I.4 L'évaporation flash 28

I.4.1 Description du phénomène 28
I.4.2 Techniques expérimentales de mesure 29
I.4.2.1 Mesure de pressions instationnaires par capteurs 29
I.4.2.2 Mesure de niveau 31
I.4.2.3 Mesure de température par thermocouple 38
I.4.3 Principaux dispositifs existants pour l'analyse du phénomène d'évaporation flash 38
I.4.3.1 Le dispositif de Miyatake (1973,1977) 38
I.4.3.2 Le dispositif de Gopalakrishna (1989) 40
I.4.3.3 Le dispositif de Kim (1997) 41
I.4.4 Principales grandeurs ou paramètres étudiés 43
I.4.4.1 Analyse dimensionnelle 43
I.4.4.2 La masse évaporée : m_{ev} 46
I.4.4.3 NEF (Non Equilibrium Function) et t^* (temps de flashing) 47
I.4.4.4 $NETD$ (Non Equilibrium Temperature Difference) . . . 49
I.4.4.5 Le taux de dépressurisation : $-\frac{dp}{dt}$ 52
I.4.4.6 Le diamètre du récipient d'évaporation : D 54
I.4.4.7 Le coefficient du taux d'évaporation flash : K 54
I.4.4.8 La pression : p 55
I.4.4.9 Facteur de flashing 56
I.4.5 Conclusion 57

II Dispositif expérimental **59**

II.1 Introduction 61
II.2 Description du dispositif expérimental 61
II.2.1 Description générale du banc d'essai 61
II.2.2 Description des enceintes d'évaporation 63
II.2.2.1 La première chambre flash 63
II.2.2.2 La seconde chambre flash 64
II.2.3 Instrumentation 66
II.3 Procédure d'essai 67

II.4 Détermination des quantités évaporées 69
II.4.1 Principes 69
II.4.1.1 Hypothèses 71
II.4.1.2 Cas du 1^{ier} sous système 72
II.4.1.3 Cas du 2ème sous système 72
II.4.1.4 Bilan 74
II.4.1.5 Détermination de la masse finale évaporée 74
II.4.1.6 Détermination du débit masse évaporé 75
II.4.2 Incertitude sur la détermination de la masse évaporée 75
II.4.2.1 Mise en équation 75
II.4.2.2 Analyse des différents termes d'erreur 76
II.4.2.3 Conclusion 78

III Résultats expérimentaux **81**
III.1 Introduction 83
III.2 Influence de la surchauffe 83
III.2.1 Visualisation 84
III.2.2 Évolution de la NEF 86
III.2.3 Masse évaporée par flashing 89
III.2.4 Le débit instantané évaporé 94
III.2.5 K : le coefficient du taux d'évaporation 98
III.3 Influence de la hauteur initiale d'eau 101
III.3.1 Analyse qualitative 101
III.3.1.1 Observation du phénomène 102
III.3.1.2 Influence du niveau initial d'eau sur le temps de flashing . 104
III.3.2 Analyse quantitative 105
III.3.2.1 Influence du niveau initial d'eau sur la violence du phénomène 105
III.3.2.2 Influence du niveau initial d'eau sur le temps de flashing . 112
III.3.2.3 Influence du niveau initial sur la masse d'eau évaporée par flashing 117

III.4 Influence de la chute de pression 122
III.4.1 Influence de la chute de pression sur le refroidissement du liquide . 123
III.4.1.1 Évolution de NEF 123
III.4.1.2 Évolution du temps de flashing avec la chute de pression . 128
III.4.2 Influence de la chute de pression sur la masse évaporée 133
III.4.2.1 Évolution temporelle de la masse évaporée 133
III.4.2.2 Évolution de la masse finale évaporée par flashing avec la chute de pression 138
III.4.3 Influence de la chute de pression sur le débit masse évaporé 140
III.4.3.1 Évolution temporelle du débit 140
III.4.3.2 Évolution du débit initial avec la chute de pression 145
III.5 Synthèse et corrélations 147
III.6 Conclusion 153

Conclusions et perspectives **155**

Bibliographie **158**

Annexes **175**

A Listes des essais réalisés **177**

B Évolution de NEF en fonction du temps **185**

C Évolution de m_{ev} en fonction du temps **195**

D Évolution de q_{ev} en fonction du temps **205**

Nomenclature

A	section du récipient d'évaporation (= π $D^2/4$)	[m^2]
C	concentration en sel	[%]
c_p	chaleur spécifique du liquide à pression constante	[$J.kg^{-1}.K^{-1}$]
c_v	chaleur spécifique du liquide à volume constant	[$J.kg^{-1}.K^{-1}$]
d, D	diamètre du récipient d'évaporation	[m]
E_m	énergie maximale	[J]
H	hauteur du liquide	[m]
g	accélération de la pesanteur	[$m.s^{-2}$]
G_l	enthalpie libre de la phase liquide	[J]
G_v	enthalpie libre de la phase vapeur	[J]
h_{fg}	chaleur latente de vaporisation	[$J.kg^{-1}$]
K	coefficient du taux d'évaporation	[$s.m^{-1}$]
m	masse du liquide restant dans l'enceinte	[kg]
m_0	masse initiale de liquide	[kg]
m_{ev}	masse de liquide évaporée	[kg]
m_{ev}^f	masse finale de liquide évaporée	[kg]
$\dot{m}$	débit masse	[$kg.s^{-1}$]
$\dot{m}_{ev}$	débit masse évaporé	[$kg.s^{-1}$]
N	nombre de molécules	[-]
$NETD$	Non Equilibrium Temperature Difference	[K]
$NETD^*$	Non Equilibrium Temperature Difference à l'instant t^*	[K]
p	pression dans l'enceinte	[Pa]
p_0	pression initiale dans la cuve	[Pa]
p_e	pression d'équilibre	[Pa]
p_v	pression partielle de vapeur	[Pa]
p_{sat}	pression de vapeur saturante	[Pa]
q_{ev}	débit masse évaporé	[$kg.s^{-1}$]
q_{max}	débit masse maximal évaporé	[$kg.s^{-1}$]
r	rayon de la bulle	[m]
r^*	rayon critique de la bulle	[m]
S_l	entropie de la phase liquide	[$J.K^{-1}$]

S_v	entropie de la phase vapeur	[J.K^{-1}]
T	température	[K]
T_0	température initiale du liquide	[K]
T_e	température d'équilibre du liquide	[K]
T_{sat}	température de saturation	[K]
t	temps	[s]
t^*	temps de flashing calculé à partir de NEF	[s]
t^p	temps de flashing calculé à partir de p_{adim}	[s]
t_0	délai pour l'initiation de l'évaporation	[s]
U	énergie interne	[J]
V	volume	[m^3]
v	volume molaire	[m^3/mol]
v_p	taux de dépressurisation initial	[Pa.s^{-1}]
w	flux massique évaporé instantané	[kg.m^{-2}.s^{-1}]

Symboles grecs :

α_1	diffusivité thermique du liquide	[m^2.s^{-1}]
ΔE	énergie de formation de la bulle	[J]
ΔH_{max}	amplitude maximale de la variation du phénomène	[m]
Δp	chute de pression	[Pa]
ΔT	surchauffe du liquide	[K]
λ	conductivité thermique du liquide	[W.m^{-1}.K^{-1}]
μ	viscosité dynamique du liquide	[Pa.s]
μ_l	potentiel chimique du liquide	[J.mol^{-1}]
μ_v	potentiel chimique de la vapeur	[J.mol^{-1}]
ρ_l	masse volumique du liquide	[kg.m^{-3}]
ρ_v	masse volumique de la vapeur	[kg.m^{-3}]
σ	tension superficielle	[N.m^{-1}]

Nombres sans dimension :

F	facteur de flashing
Ja	nombre de Jakob
NEF	Non Equilibrium Function
NEF^*	Non Equilibrium Function au temps t^*
p_{adim}	pression adimensionnée
Pr	nombre de Prandtl de l'eau
$\overline{X}$	grandeur adimensionnée relative à la grandeur physique X

Indices et exposants :

e	condition d'équilibre
f	état final
l	phase liquide
v	phase vapeur
sat	condition de saturation
$*$	Relatif à l'instant t*
0	condition initiale

Introduction

L'évaporation flash (ou flashing) est le procédé par lequel de la vapeur est libérée d'un écoulement de liquide ou d'un réservoir contenant un liquide par variation soudaine (dans l'espace entourant le liquide) des propriétés thermodynamiques en deça des conditions de saturation du liquide (pression ou température). Le liquide se retrouve alors quasi-instantanément dans un état métastable (surchauffé). Toute son énergie ne peut alors être contenue dans le liquide sous forme de chaleur sensible, et le surplus est "transformé" en chaleur latente de vaporisation. Ceci est à l'origine de la formation de bulles de vapeur à l'intérieur du volume de liquide. Ce procédé diffère de l'évaporation naturelle par la production de bulles de vapeur (ce qui augmente le taux d'évaporation). Cependant, il diffère aussi de l'ébullition conventionnelle puisque la formation de bulles se produit dans le volume de liquide surchauffé alors qu' il est connu que pour l'ébullition conventionnelle les sites de nucléation apportés par les surfaces solides jouent un rôle prépondérant dans la formation des bulles.

Le procédé d'évaporation flash est largement utilisé dans l'industrie. Les applications industrielles du flashing sont diverses. Une des plus importantes concerne le dessalement de l'eau de mer pour la production d'eau potable. Pour cela on utilise généralement des évaporateurs flash multi-étagés [1], mais des systèmes hybrides utilisant le flashing font leur apparition [2]. La conception et l'optimisation de cycles de dessalement d'eau de mer nécessite une parfaite compréhension des aspects fondamentaux du flashing.

On retrouve une application du phénomène dans certains procédés de séchage. Par exemple, le séchage des charges stériles dans les cycles de stérilisation par la vapeur [3, 4, 5, 6], ou encore le séchage du papier [7] utilisent les propriétés de l'évaporation flash. En effet, la phase de séchage du cycle de stérilisation d'instruments chirurgicaux par la vapeur comporte une succession de mises sous vide permettant l'élimination de tous les résidus d'eau sur les instruments et ainsi le séchage de la charge à stériliser. Une nouvelle méthode de séchage du papier basée sur le phénomène d'évaporation flash et connue sous le nom de "impulse drying" est apparue récemment. Lors du séchage, la feuille de papier encore humide est mise en contact (écrasé) dans un sabot avec un rouleau qui est chauffé autour de 200 à 300°C par une source de chaleur rayonnante sous une pression de 3 à 6 MPa. L'eau se vaporise alors instantanément par flashing.

Le changement de phase induit par le phénomène d'évaporation flash entraîne une chute brutale de la température de liquide. A ce titre le phénomène est aussi souvent utilisé dans des procédés nécessitant un refroidissement rapide. Aoki [8, 9] a étudié les transferts thermiques dus au phénomène d'évaporation flash. Son travail a porté sur le refroidissement d'une surface cylindrique placée dans un environnement basse pression par pulvérisation de gouttelettes d'eau sur cette dernière. Il a montré que le phénomène de flashing qui se produit lorsque l'eau pulvérisée atteint la surface cylindrique, a une capacité importante d'évacuation de la chaleur par unité de masse de réfrigérant. Si l'on ajoute à cela la sécurité d'utilisation de l'eau comme agent réfrigérant, on comprend aisément pourquoi le phénomène d'évaporation flash sous de faibles pressions suscite beaucoup d'intérêt dans le domaine de la recherche spatiale pour tout ce qui a trait au refroidissement des parties chaudes d'une navette.

Plus récemment, Sebastian et Nadeau [10, 11] ont étudié l'application du phénomène d'évaporation flash au refroidissement de la vendange dans le procédé de fabrication du vin. En effet, la vendange, chauffée à des températures situées aux alentours de 70 à 90°C, est refroidie par flash-détentes à des températures plus favorables à la fermentation du vin ($\approx$ 30°C). Ce procédé encore jeune et onéreux semble prometteur.

Le phénomène d'évaporation flash est aussi utilisé dans les centrales électriques géothermiques afin de générer la vapeur nécessaire à l'entraînement de la turbine produisant l'électricité [12, 13]. Ceci permet essentiellement d'augmenter le rendement de la centrale et de réduire les coûts. Pour produire de l'énergie, les centrales de type OTEC ("Ocean Thermal Energy Conversion") utilisent le fait que, dans les océans, il existe un gradient de température entre les différentes couches d'eau. Tant que la différence de température entre les couches de surface (eau chaude) et les couches profondes (eau froide) diffère d'environ 20°C, un système OTEC peut produire une puissance significative. Dans les systèmes OTEC à cycle ouvert (développé initialement par Claude [14]) ou à cycle hybride, l'énergie est produite grâce à une turbine alimentée en vapeur par une chambre flash qui vaporise sous vide l'eau de mer chaude.[1].

Les accumulateurs de vapeur ont été utilisés durant de nombreuses années dans les cen-

[1]Plus de détails peuvent être trouvés a l'URL suivante : *http ://www.nrel.gov/otec*

trales à cycle de Rankine pour stocker l'énergie thermique sous forme d'eau sous pression lorsque la demande en énergie est en dessous des capacités de la centrale. Lorsque la demande dépasse les capacités de production, l'évaporation flash permet alors de vaporiser l'eau pour générer davantage de vapeur et ainsi accroître les performances [15, 16].

Le phénomène peut aussi apparaître dans les centrales nucléaires lors de la rupture du circuit de refroidissement du réacteur (Loss of Coolant Accident ou L.O.C.A.). Le fluide réfrigérant à une pression élevée se retrouve immédiatement en contact avec le milieu environnant à la pression atmosphérique. Ce dernier "explose" alors instantanément en vapeur sous l'effet de l'évaporation flash [17, 18].

L'évaporation flash est aussi utilisée pour le dépôt de films multi-composants sur différents substrats [19]. Cette technique nécessite la réalisation d'un mélange des composants que l'on souhaite déposer sur le substrat. Le mélange est ensuite porté à une température supérieure à sa température d'évaporation. L'évaporation flash permet alors d'obtenir un mélange gazeux homogène. Le film multi-composants est ensuite déposé sur le substrat par condensation.

Cette liste non exhaustive des applications de l'évaporation flash met en évidence l'importance d'un tel phénomène dans de nombreux procédés industriels. Nous avons pu constater que, de manière générale, le flashing est un procédé qui permet d'avoir un débit de vaporisation plus important que ceux obtenus lors d'une évaporation libre [17]. Il est d'ailleurs souvent utilisé pour produire de la vapeur. Constatant l'intérêt industriel que suscite l'évaporation flash, il est nécessaire de mieux connaître ce phénomène afin de pouvoir l'utiliser judicieusement.

L'objectif de ce travail consiste à mettre en évidence les principaux facteurs influençant l'évaporation flash d'un film d'eau. Pour cela une étude paramétrique de l'influence de la surchauffe, de la hauteur initiale d'eau, et du taux de dépressurisation a été étudiée dans ce travail.

Dans un premier chapitre, un état de l'art des études concernant ce phénomène sera présenté. Ce chapitre permettra, dans un premier temps, de faire un bilan sur les mécanismes

de transfert de masse liquide-vapeur intervenant lors de ce phénomène (évaporation naturelle, nucléation). Une analyse bibliographique concernant l'évaporation flash sera ensuite présentée dans ce chapitre. Dans la troisième partie, le banc d'essai et son évolution seront présentés. Ce chapitre permettra en outre de préciser les conditions expérimentales, le protocole d'essai utilisé, ainsi que le principe de détermination des quantités évaporées. Finalement un dernier chapitre présentera les résultats obtenus au cours de ces travaux. Il s'agit d'une analyse de l'influence de la surchauffe, de la hauteur initiale d'eau et de la vitesse de dépressurisation sur la cinétique du phénomène d'évaporation flash.

Chapitre I

Analyse bibliographique

I.1 Introduction

On présente dans ce chapitre les mécanismes microscopiques et macroscopiques du transfert de chaleur et de masse en rapport direct avec le phénomène d'évaporation flash. Après une série de rappels de thermodynamique, nous décrirons successivement les phénomènes d'évaporation et de nucléation car ces deux phénomènes se produisent au cours de l'évaporation flash. Ce phénomène sera ensuite présenté de manière plus approfondie après une présentation des différents dispositifs expérimentaux décrits dans la littérature et permettant l'étude expérimentale. Cette description des différents dispositifs sera suivie d'une partie concernant l'étude des principales grandeurs physiques et paramètres étudiés ainsi que leurs évolutions en fonction des différentes conditions expérimentales. Enfin, nous terminerons cette analyse bibliographique par une synthèse des différentes investigations nous permettant ainsi de positionner ce travail vis-à-vis des études antérieures.

I.2 Généralités sur le transfert de masse liquide-vapeur

I.2.1 Système thermodynamique, Équation d'état

Un système thermodynamique est caractérisé par des grandeurs macroscopiques mesurables, appelées paramètres d'états. Ces paramètres peuvent se classer en deux catégories :

1. Les paramètres extensifs, proportionnels à la quantité de matière (masse, volume, ...).
2. Les paramètres intensifs, définis en chaque point du système (pression, température,...).

Toute relation reliant ces paramètres d'états est appelée *équation d'état.* Ainsi pour un fluide sous une seule phase, on a : $f(p, V, T) = 0$.

I.2.2 Équilibre thermodynamique, équilibre thermique

Parmi toutes les variables qui décrivent un système thermodynamique, la température joue un rôle particulièrement important puisqu'on peut dire qu'elle "pilote" le transfert de chaleur entre deux sources.

Un système sera dit en *équilibre thermique* si sa température est uniforme et ne varie pas

avec le temps. Ceci implique, soit que le système et son environnement aient des températures identiques, soit qu'ils soient isolés thermiquement.

Plus généralement, on dira qu'un système est en *équilibre thermodynamique* s'il est immobile par rapport à un repère galiléen, uniforme et que son état n'évolue pas au cours du temps. Cela impose en particulier [20] :

- l'équilibre thermique,
- l'équilibre mécanique. Il n'existe pas de forces non compensées à l'intérieur ou entre le système et son environnement,
- l'équilibre chimique. Il n'est pas le siège de transformations moléculaires, par exemple de réactions chimiques.

I.2.3 Équilibre de phase d'une substance pure

Un corps pur peut exister sous différents états physiques (solide, liquide, gaz), appelés *phases*.

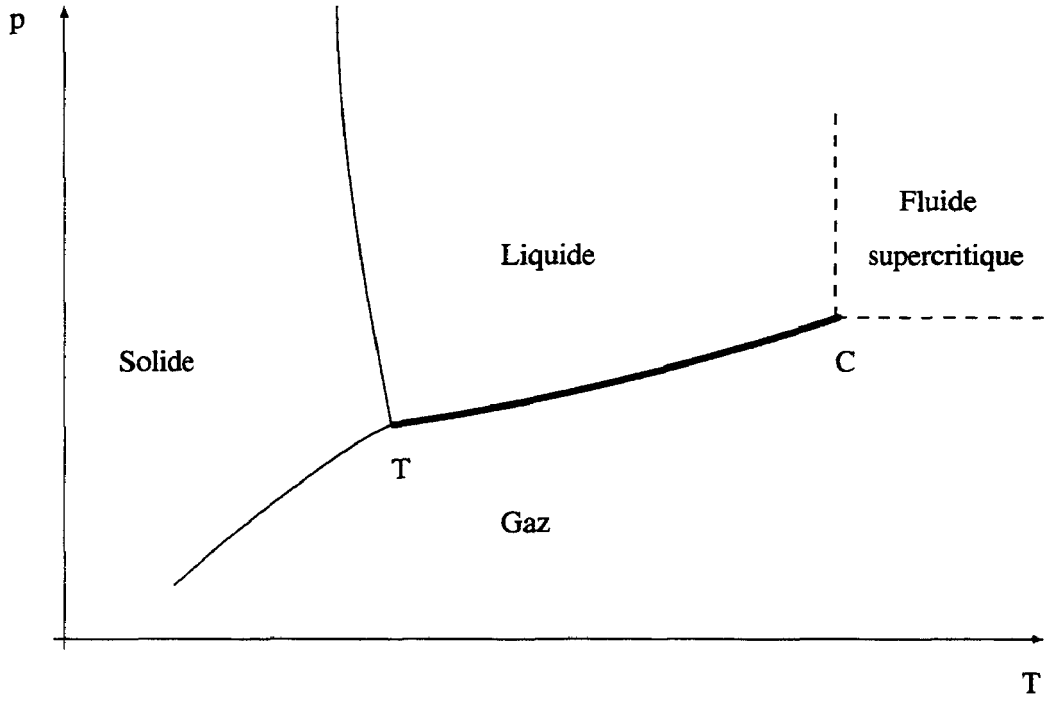


FIG. I.1 – *Diagramme d'équilibre de l'eau*

On appelle courbe d'équilibre, le lieu où deux phases coexistent et sont en équilibre. L'intersection de deux courbes d'équilibre définit un point triple. En ce point, trois phases coexistent en équilibre. Pour l'eau, ce point est caractérisé par une pression p_T égale à 613 Pa et une température T_T de 273,16 K. Le point critique représente le point terminal de la courbe d'équilibre de phase liquide–gaz (ou *courbe de saturation*) et correspond aussi à l'endroit à partir duquel on ne distingue plus l'état liquide de l'état gazeux. Pour l'eau, ce point est défini par une pression p_c égale à 221,29 10^5 Pa et une température T_c de 647,30 K.

La figure I.1donne l'allure générale du diagramme d'équilibre de l'eau. Il arrive parfois qu'un liquide porté à une température supérieure à sa température d'ébullition reste dans son état liquide. On parle alors de *liquide surchauffé*. Cet état n'est en fait qu'un retard à la transition de phase, car une légère perturbation permet au liquide de retrouver son état stable (ici état vapeur). Un tel état est dit métastable. Pour cette étude seule la courbe de saturation liquide–gaz sera considérée puisque l'évaporation flash correspond à une transition de phase liquide–vapeur. Cette courbe est matérialisée en gras sur la figure I.1. Dans la suite, nous nous intéresserons donc uniquement aux transitions de phase liquide-vapeur.

I.2.4 Chaleur latente de changement de phase et formule de Clapeyron

La formule de Clapeyron (qui provient de l'égalité des potentiels chimiques de chaque phase : $\mu_l = \mu_v$) donne l'expression de la chaleur latente de transition de phase de première espèce, c'est-à-dire d'une transition caractérisée par une discontinuité des dérivées premières de la fonction d'enthalpie libre G. Cette formule est rappelée ci-dessous :

$$h_{fg} = T(\nu_g - \nu_l)\frac{dp}{dT} \tag{I.1}$$

Les volumes massiques ν_g et ν_l des deux phases en présence, ainsi que la pression p (et donc dp/dT) ne dépendant que de la température T, il en est de même de la chaleur latente de transition de phase liquide–vapeur h_{fg}. L'évolution de cette grandeur avec la température est obtenue par dérivation de la relation de CLAPEYRON par rapport à T. Ainsi,

$$\begin{aligned}\frac{dh_{fg}}{dT} &= \frac{d}{dT}\Big(T(\nu_g - \nu_l)\frac{dp}{dT}\Big) \\ &= (\nu_g - \nu_l)\frac{dp}{dT} + T(\nu_g - \nu_l)\frac{d^2p}{dT^2} + T(\frac{d\nu_g}{dT} - \frac{d\nu_l}{dT})\frac{dp}{dT}\end{aligned}$$

Ce qui s'écrit aussi :

$$\frac{dh_{fg}}{dT} = (\nu_g - \nu_l)\frac{dp}{dT} + T(\nu_g - \nu_l)\frac{d^2p}{dT^2} + T(\frac{d\nu_g}{dp} - \frac{d\nu_l}{dp})\Big(\frac{dp}{dT}\Big)^2 \tag{I.2}$$

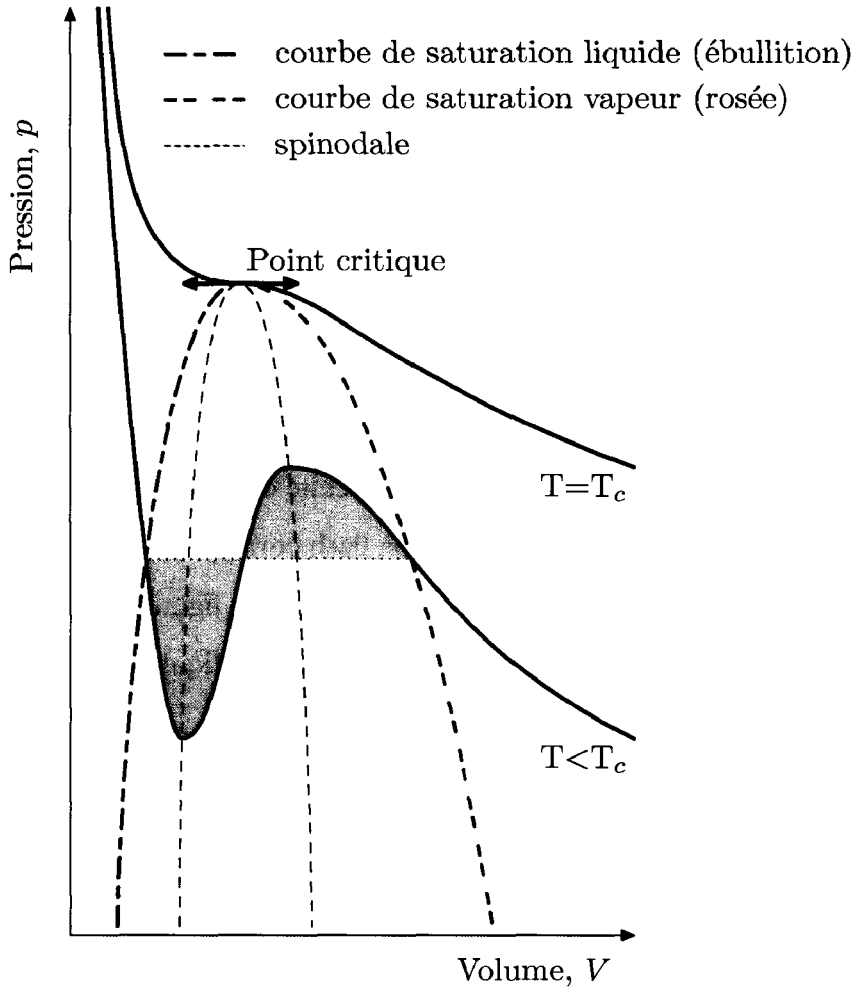


FIG. I.2 – *Diagramme de Clapeyron*

Au point critique, $\nu_l = \nu_g$ (phases liquide et vapeur confondues) et $\frac{dp}{dT}$ ainsi que $\frac{d^2p}{dT^2}$ ont des valeurs finies, et les deux premiers termes du membre de droite de l'équation précédente s'annulent. Les dérivées $\frac{d\nu_g}{dp}$ et $\frac{d\nu_l}{dp}$ représentent les pentes des deux branches de la courbe de saturation dans le diagramme d'équilibre en coordonnées de Clapeyron (p,V) (cf. figure I.2). Elles tendent respectivement vers $-\infty$ et $+\infty$ lorsque T tend vers T_c. Ainsi au point critique, $h_{fg}(T_c) = 0$ et $\frac{dh_{fg}}{dT}\Big)_c = -\infty$. Loin du point critique, on admet généralement que h_{fg} varie linéairement avec T. Aussi, on peut écrire $h_{fg} = h_0 + BT$ (avec $h_0 > 0$ et $B > 0$).

Dans le cas de l'eau et pour des températures inférieures à 473 K, h_{fg} est donnée par la

formule de REGNAULT [21] :

$$h_{fg} = 3327 - 2,901 \times T \ [kJ/kg], \text{ T en K.} \tag{I.3}$$

Avec cette formule, l'écart relatif avec les tables thermodynamiques sur la plage de température [273 K, 473K] est au plus de 2%. Cette formule nous permettra de tenir compte de la variation de la chaleur latente de vaporisation (h_{fg}) en fonction de la température au cours de nos expérimentations.

I.2.5 Propriétés thermophysiques de l'eau

Pour cette étude, la plage de variation de la température du liquide étant relativement faible (surchauffe maximale de $\sim$ 45 K), il en est de même pour les propriétés de l'eau (voir par exemple les tables thermodynamiques [22]). Dans [22], on trouve une corrélation donnant l'évolution de la capacité calorifique massique c_p en fonction de la température.

$$c_p = a + bT + cT^{-2} \qquad [kJ.kg^{-1}.K^{-1}], T \text{ en } K.$$

avec :

	liquide	vapeur
a	4,189	1,6658
b	-	0,5945 $\times 10^{-3}$
c	-	0,0183 $\times 10^{5}$
domaine de température	[273 K, 373 K]	[373 K, 2500 K]

L'utilisation des tables thermodynamiques ([22] par exemple) donnant l'évolution de la masse volumique de l'eau liquide à la pression de saturation en fonction de la température permet de proposer la corrélation suivante valable sur l'intervalle de température [5 °C, 100 °C] avec une erreur relative maximale inférieure à 1% sur cet intervalle (FIG. I.3) :

$$\rho_l = 1,5211 \times 10^{-5} T^3 - 5,8302 \times 10^{-3} T^2 + 1,5372 \times 10^{-2} T + 1000 \quad [kg.m^{-3}], T \text{ en } °C.$$

De même, la diffusivité thermique de l'eau α peut être estimée avec une erreur relative $\Delta\alpha/\alpha$ inférieure à 0,1% sur l'intervalle de température [30, 90°C] avec la formule suivante

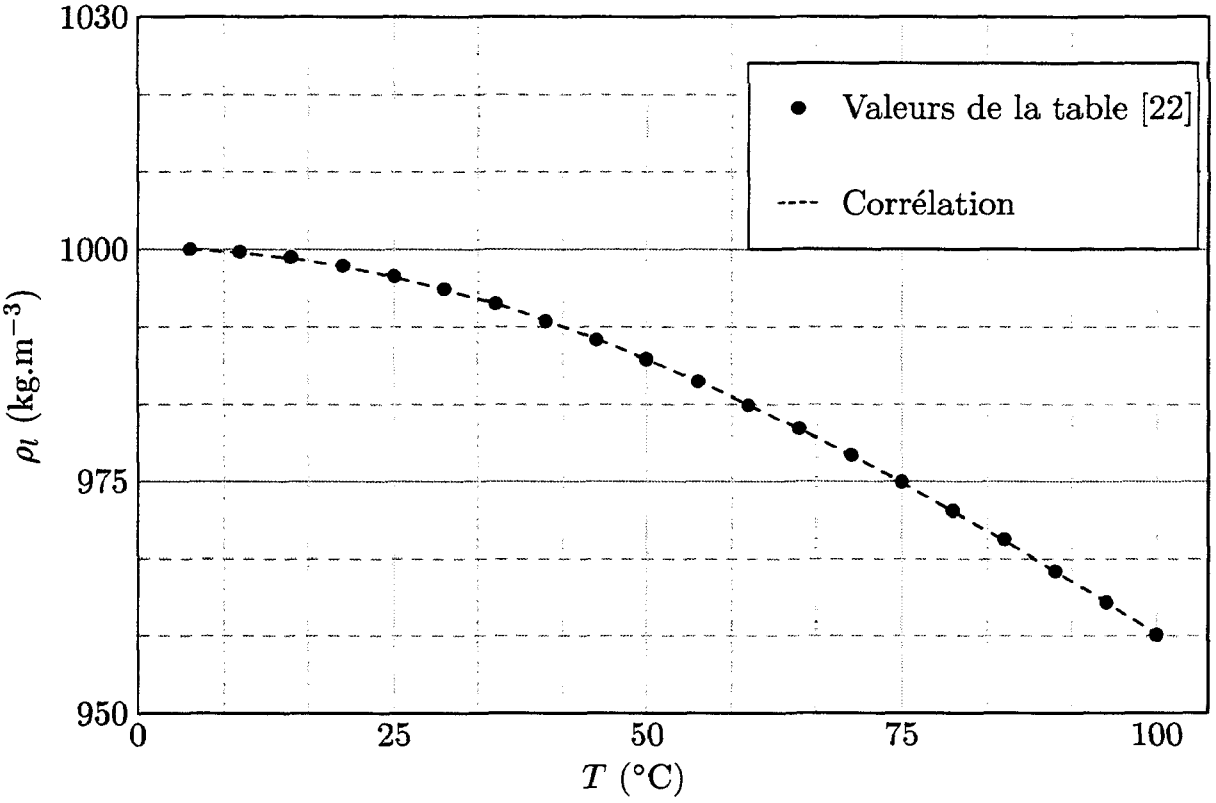


FIG. I.3 – *Évolution de la masse volumique de l'eau avec la température*

calculée à l'aide des tables thermodynamiques (FIG. I.4) :

$$\alpha_l = 3,1429 \times 10^{-4} T + 0,140 \qquad [m^2.s^{-1}], T \text{ en °C.}$$

Enfin, l'utilisation des tables de la vapeur permet de corréler la pression de saturation de l'eau à la température sur l'intervalle [35, 85°C] (FIG. I.5). On obtient alors la corrélation suivante :

$$\begin{aligned} p_{sat}(T) &= 1,9083 \times 10^{-3} T^3 - 1,5546 \times 10^{-1} T^2 \\ &\quad +7,2774 T - 90,374 \quad [mbar], T \text{ en °C.} \end{aligned}$$

L'erreur relative $\Delta p_{sat}/p_{sat}$ introduite par cette relation ne dépasse pas 1,6% sur la plage de température proposée.

Après ce bref rappel de la définition et des caractéristiques des principales grandeurs physiques intervenant dans les transferts de chaleur et de masse avec changement de phases,

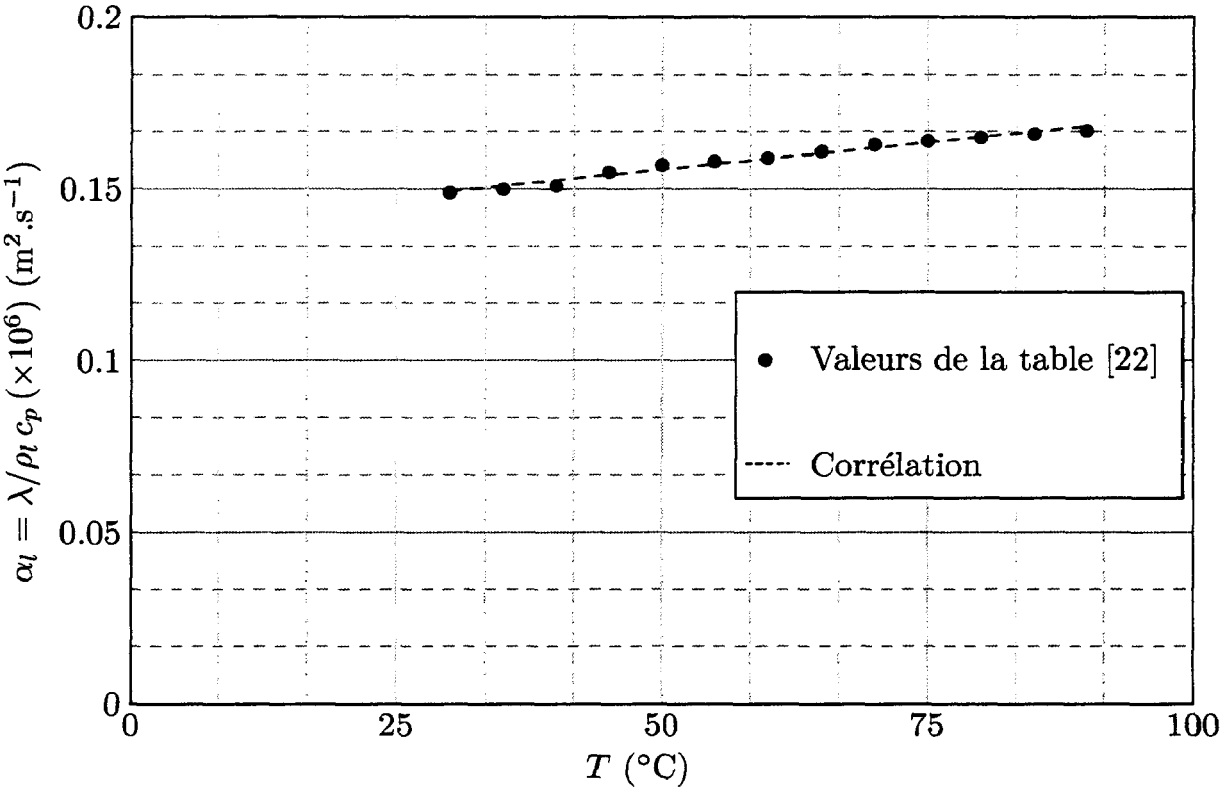


FIG. I.4 – *Évolution de la diffusivité thermique de l'eau avec la température.*

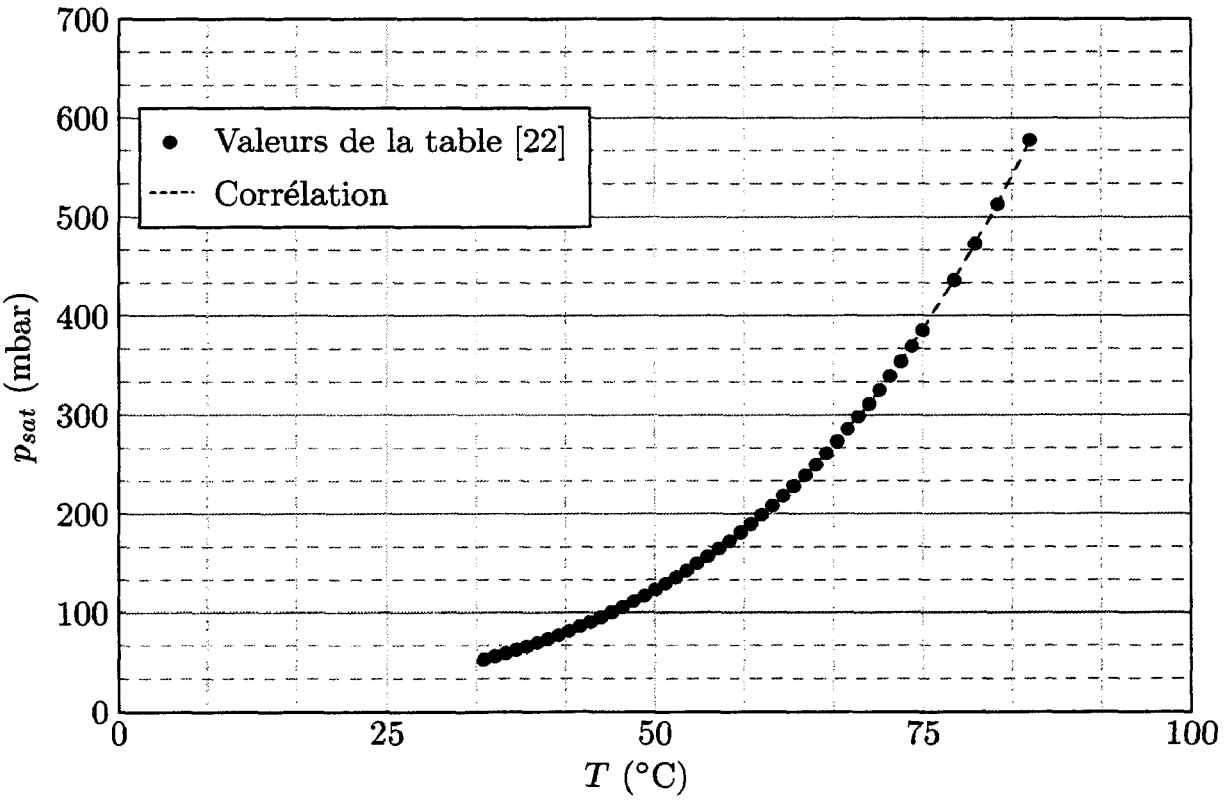


FIG. I.5 – *Évolution de la pression de saturation avec la température.*

nous allons nous intéresser dans la partie suivante aux principaux modes de transfert de masse intervenant au cours du phénomène d'évaporation flash.

I.3 Principaux modes de transfert de masse intervenant

I.3.1 L'évaporation naturelle

I.3.1.1 Description et mécanisme

L'évaporation d'un liquide dans une atmosphère gazeuse (de l'air par exemple) est un phénomène relativement lent qui s'arrête dès que la pression partielle de la vapeur est égale à la pression de vapeur saturante p_{sat} (à la température de l'expérience). Si le liquide s'évapore dans l'air libre, la vapeur formée s'échappe, la pression de vapeur saturante n'est donc jamais atteinte, et le liquide s'évapore jusqu'à sa disparition totale.

En général, on calcule la pression de vapeur dans un mélange à la température T, en considérant que la vapeur est sèche et se comporte comme un gaz parfait. Si la valeur trouvée pour la pression est inférieure à la pression de vapeur saturante p_{sat} à la température T, la vapeur est effectivement sèche et la pression calculée est la pression partielle réelle. Si au contraire, la valeur trouvée est supérieure à p_{sat}, la pression réelle est égale à p_{sat}, et la vapeur est saturante.

L'évaporation résulte donc d'un bilan net entre les molécules qui quittent le liquide et celles qui arrivent. On augmente donc la vitesse d'évaporation en retirant la vapeur au fur et à mesure de sa formation, par exemple en plaçant le liquide dans un courant d'air. Les molécules qui s'évaporent sont celles qui ont assez d'énergie cinétique pour échapper à l'attraction des autres molécules du liquide et quitter ainsi le liquide ; ce sont donc les plus rapides. Les molécules qui restent dans le liquide ont alors une vitesse moyenne plus faible. Il en résulte qu'au cours de l'évaporation l'agitation moléculaire dans le liquide diminue et celui-ci se refroidit.

La loi de Fick (loi de diffusion moléculaire) illustre le fait que l'agitation moléculaire entraîne la diffusion de la matière des points de fortes concentrations vers ceux de faibles

concentrations, tendant ainsi à atténuer les différences de concentration pour retrouver un état d'équilibre. Le flux massique d'un constituant du mélange, dans une direction $\vec{n}$ donnée, est proportionnel au gradient de concentration qui a provoqué le mouvement. Si c est la concentration du constituant considéré, exprimée en kg.m^{-3}, $\dot{m}$ le débit masse à travers un élément de surface ds normal à la direction $\vec{n}$, et $\frac{\partial c}{\partial n}$ le gradient de concentration, dans la direction de $\vec{n}$, la loi de FICK est exprimée par :

$$\dot{m} = -D_c \frac{\partial c}{\partial n} ds \tag{I.4}$$

D_c est le coefficient de diffusion moléculaire, exprimé en m^2.s^{-1} (même dimension que la diffusivité thermique), et peut être calculé au moyen de la théorie cinétique des gaz, ou déterminé expérimentalement. Il existe donc plusieurs expressions donnant sa valeur. D_c dépend de la pression, de la température, ainsi que des constituants en présence. Il faut théoriquement définir un coefficient $D_{c_{1\to 2}}$ de diffusion du fluide 1 dans le fluide 2, et un coefficient $D_{c_{2\to 1}}$ de diffusion du fluide 2 dans le fluide 1. Mais on montre que pour un mélange de gaz parfaits, lorsque la température est constante et que le mélange est au repos, ces deux coefficients sont égaux. Pour l'air et la vapeur d'eau, on peut utiliser la relation de SCHIRMER [23] pour évaluer D_c. Cette relation est valable pour une plage de température comprise entre 20°C et 90°C.

$$D_c = 2,26.10^{-5} \frac{1}{p} \left(\frac{T}{273}\right)^{1,81}, \; p \text{ en bar, } T \text{ en K, et } D_c \text{ en m}^2.\text{s}^{-1} \tag{I.5}$$

La relation I.4 peut être présentée sous une autre forme car, dans la pratique, on utilise de préférence des pressions partielles plutôt que des concentrations. On introduit donc un coefficient de diffusion D_{p_v}, relatif aux pressions partielles, permettant de transformer le gradient de concentration en un gradient de pression partielle de vapeur ($\frac{\partial p_v}{\partial n}$). La loi de Fick, s'écrit :

$$\dot{m} = -D_{p_v} \frac{\partial p_v}{\partial n} ds \tag{I.6}$$

D_{p_v} et D_c sont reliés entre eux par une relation très simple. En effet, l'équation des gaz parfaits appliquée à la phase vapeur permet d'aboutir à la relation liant ces deux grandeurs. :

$$D_{p_v} = \frac{D_c}{r_v T} \tag{I.7}$$

où r_v = 462 J.kg^{-1}.K^{-1}.

I.3.1.2 Corrélations relatives à l'évaporation naturelle

I.3.1.2.a Équation de Hertz-Knudsen

L'application de la théorie cinétique des gaz à l'interprétation des phénomènes d'évaporation permet d'établir une théorie de l'évaporation. Les premiers travaux concernant la cinétique de l'évaporation ont été réalisés par Hertz en 1882. Il distilla du mercure tout en mesurant simultanément la pression hydrostatique exercée sur la surface évaporante. Dans tous les cas, il observa des vitesses d'évaporation proportionnelles à la différence entre la pression d'équilibre du mercure à la température de la surface du réservoir p^* et la pression hydrostatique p agissant sur cette surface. A partir de ces observations, il formula une conclusion importante et fondamentale : *un liquide a une capacité spécifique d'évaporation et ne peut pas dépasser une certaine valeur maximum d'évaporation à une température donnée, et ce, même si la quantité de chaleur disponible est illimitée* [24].

De plus, les vitesses d'évaporation théoriques maximales ne sont obtenues que si autant de molécules évaporées quittent la surface qu'il en faudrait pour exercer la pression d'équilibre p_e sur la même surface et qu'aucune ne revienne sur cette surface. Cette dernière condition signifie qu'il faut maintenir une pression nulle ($p = 0$; absence de molécules).

S'appuyant sur ces conditions optimales, le nombre de molécules dN_e s'évaporant à partir d'une surface A_e pendant dt sera :

$$\frac{dN_e}{A_e dt} = \sqrt{\frac{1}{2\pi mkT}}(p_e - p) \ \ [\mathrm{cm^{-2}\ s^{-1}}] \tag{I.8}$$

Cependant les vitesses d'évaporation mesurées par Hertz n'atteignent que un dixième des valeurs théoriques maximales. En 1915, Knudsen explique ce phénomène en supposant que les molécules qui viennent frapper la surface évaporée doivent être réfléchies vers le gaz, et non incorporées dans le liquide. En conséquence, une certaine fraction $(1-\alpha_v)$ des molécules vaporisées contribue à la pression de l'évaporant mais pas au flux moléculaire net condensé. Pour tenir compte de ce phénomène, il introduit la notion de coefficient d'évaporation α_v, défini comme étant le rapport de la vitesse d'évaporation observée dans le vide, à la valeur théoriquement possible définie par l'équation I.8. Une forme plus générale connue sous le

nom d'équation de HERTZ-KNUDSEN est ainsi obtenue et donnée ci-dessous.

$$\frac{dN_e}{A_e dt} = \alpha_v \sqrt{\frac{1}{2\pi mkT}}(p^* - p) \tag{I.9}$$

On retrouve parfois cette formule ([25]) sous la forme suivante :

$$\dot{m}_{ev} = \delta\, A_e \sqrt{\frac{M_v}{2\pi RT}}\,(p_{sat}(T) - p_{v_0}) \tag{I.10}$$

δ étant un coefficient correctif dépendant de l'énergie de collision des molécules. il peut être déterminé à partir de la formule de LANDAU :

$$\delta = \frac{1}{6(2\pi m)^{1/2}\rho}\left(\frac{kT}{a^2c^2}\right)^{3/2} \tag{I.11}$$

où m représente la masse d'une molécule, a la distance inter-moléculaire (dans le liquide), k la constante de Boltzmann et c la célérité du son dans le liquide.

Cette formule met en évidence l'importance des paramètres régissant l'évaporation. Ainsi, on souligne l'importance que peut avoir un abaissement de la pression totale sur les quantités évaporées. La pression totale étant la somme de la pression partielle d'air sec et de la pression partielle de vapeur, une diminution globale de cette pression entraîne une diminution de la pression partielle de vapeur. Ainsi, le débit évaporé est augmenté.

I.3.1.2.b Équation de Stefan

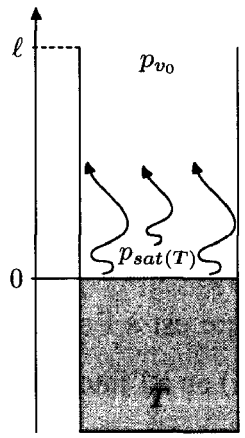


FIG. I.6 – *Estimation du débit masse de vapeur d'eau pendant le phénomène d'évaporation naturelle*

Sacadura [23] présente une analyse qui permet d'avoir une estimation du débit masse $\dot{m}_{ev}$ d'eau évaporée pendant le phénomène d'évaporation naturelle. Celle-ci conduit à la corrélation aussi connue sous le nom d'équation de STEFAN présentée ci-dessous.

$$\dot{m}_{ev} = \frac{D_c}{r_v T} \frac{pS}{\ell} \ln\left(\frac{p - p_{v_0}}{p - p_{sat}(T)}\right) \tag{I.12}$$

La figure I.6 précise les notations utilisées dans cette équation. De plus, lorsque la pression de saturation $p_{sat}(T)$ et la pression de vapeur p_{v_0} sont négligeables devant la pression totale p, l'équation prend une forme plus simple et devient :

$$\dot{m}_{ev} = \frac{D_c}{r_v T} \frac{S}{\ell} \left[p_{sat}(T) - p_{v_0}\right] \tag{I.13}$$

Cette dernière relation qui ne s'applique strictement que dans le cas particulier où la pression de vapeur et la pression de vapeur saturante sont négligeables devant la pression totale, a l'intérêt tout comme précédemment, de mettre en évidence l'importance des paramètres régissant l'évaporation. Elle montre en particulier que $\dot{m}_{ev}$ croît très vite avec la température de l'eau à cause de la croissance rapide de p_{sat} en fonction de la température. D'autre part, une diminution de la pression totale p (évaporation sous vide) augmente ce débit masse $\dot{m}_{ev}$ puisque D_c augmente (relation de SCHIRMER) et que p_{v_0} diminue.

I.3.2 La nucléation

Au cours du phénomène d'évaporation flash, on observe la formation d'une multitude de bulles. Le phénomène de formation de bulles joue un rôle important dans l'augmentation du taux de transfert de masse liquide-vapeur. Pour cette raison, une description de ce phénomène sera donnée dans ce paragraphe.

I.3.2.1 Définition de la nucléation

La nucléation est le phénomène qui est à l'origine de l'apparition de bulles de vapeur dans un liquide (*nucléation homogène*) ou à l'interface liquide-solide ou liquide-liquide (*nucléation hétérogène*). Ce mécanisme est principalement du à la présence de germes (impuretés, micro-bulles de vapeur, ...) à l'intérieur du liquide ou encore à la présence de sites de nucléation (aspérités, microcavités, ...) à l'interface liquide-solide ou liquide-liquide.

I.3.2.2 Mécanisme de nucléation au sein d'un fluide pur

La possibilité d'obtenir des liquides fortement surchauffés laisse supposer qu'il existe un obstacle à la formation des bulles dans un liquide surchauffé. L'apparition d'une nouvelle phase dans de telles conditions implique en fait le franchissement d'une barrière de potentiel dont la hauteur dépend fortement de la tension interfaciale qui caractérise les deux phases.

I.3.2.2.a Étude de l'équilibre d'une bulle de vapeur dans un liquide surchauffé

Le système à étudier est tel que le noyau (phase vapeur) est immergé dans la phase liquide à une température T_0 et une pression p_0 imposée par l'extérieur. L'embryon est de plus supposé de forme sphérique et de rayon r. T_v, p_v, V_v, n_v représentent respectivement la température, la pression, le volume et le nombre de moles de la phase vapeur.

Dans le problème considéré ici, la phase vapeur (bulle) est dans un état quelconque, c'est-à-dire que la bulle n'est pas forcément en équilibre avec la phase liquide (cf. FIG. I.7).

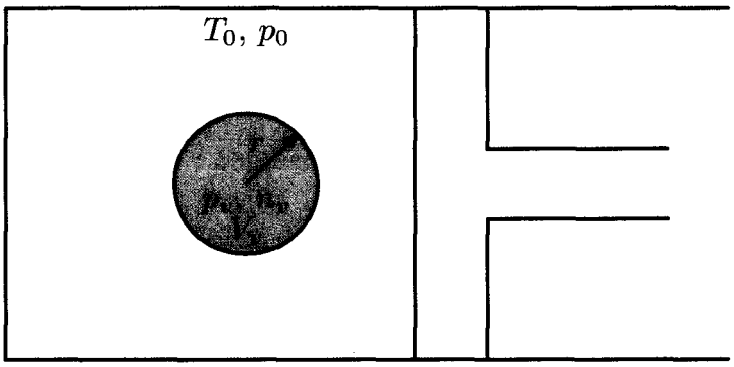


FIG. I.7 – *Système considéré pour l'étude de l'équilibre d'une bulle de vapeur dans un liquide surchauffé*

L'énergie maximale disponible pour le système s'écrit donc :

$$E_m = U_v - T_0 S_v + p_0 V_v + U_l - T_0 S_l + p_0 V_l + A\sigma \tag{I.14}$$

Si on exprime E_m en fonction des énergies libres de Gibbs pour chacune des phases, on obtient alors :

$$E_m = G_v + G_l + (T_v - T_0)S_v - (p_v - p_0)V_v + A\sigma \tag{I.15}$$

où :

$$\begin{aligned} G_v &= U_v - T_v S_v + p_v V_v = n_v \mu_v \\ G_l &= U_l - T_l S_l + p_l V_l = (N - n_v) \mu_l \end{aligned}$$

et μ_v et μ_l sont respectivement les potentiels chimiques de la phase vapeur et de la phase liquide, et N représente le nombre de moles total du système.

En l'absence de bulles, l'énergie disponible serait alors :

$$E_{m_0} = N \mu_l \tag{I.16}$$

L'énergie de formation du noyau ΔE est donc :

$$\begin{aligned} \Delta E &= E_m - E_{m_0} \\ \Delta E &= n_v(\mu_v - \mu_l) + (T_v - T_0)S_v - (p_v - p_0)V_v + A\sigma \end{aligned}$$

On remarque que si la bulle était en équilibre thermique avec le liquide, on aurait $T_v = T_0$ et ainsi : $\Delta E = n_v(\mu_v - \mu_l) - (p_v - p_0)V_v + A\sigma$ (formule de VOLMER)

La condition d'équilibre (stable ou instable) conduit à :

$$d(\Delta E) = 0 \tag{I.17}$$

Le noyau est caractérisé par 3 variables indépendantes (par exemple n_v, S_v et V_v), l'équation précédente (I.17) conduit alors à :

$$\begin{aligned} \left(\frac{\partial \Delta E}{\partial n_v}\right)_{S_v,V_v} &= \mu_v - \mu_l + n_v\left(\frac{\partial \mu_v}{\partial n_v}\right)_{S_v,V_v} + S_v\left(\frac{\partial T_v}{\partial n_v}\right)_{S_v,V_v} \\ &\quad -V_v\left(\frac{\partial p_v}{\partial n_v}\right)_{S_v,V_v} = 0 \end{aligned} \tag{I.18}$$

$$\begin{aligned} \left(\frac{\partial \Delta E}{\partial S_v}\right)_{n_v,V_v} &= T_v - T_0 + n_v\left(\frac{\partial \mu_v}{\partial S_v}\right)_{S_v,V_v} + S_v\left(\frac{\partial T_v}{\partial S_v}\right)_{S_v,V_v} \\ &\quad -V_v\left(\frac{\partial p_v}{\partial S_v}\right)_{S_v,V_v} = 0 \end{aligned} \tag{I.19}$$

$$\begin{aligned} \left(\frac{\partial \Delta E}{\partial V_v}\right)_{n_v,S_v} &= p_0 - p_v + \sigma\frac{dA}{dV_v} + n_v\left(\frac{\partial \mu_v}{\partial V_v}\right)_{S_v,V_v} + S_v\left(\frac{\partial T_v}{\partial V_v}\right)_{S_v,V_v} \\ &\quad -V_v\left(\frac{\partial p_v}{\partial V_v}\right)_{S_v,V_v} = 0 \end{aligned} \tag{I.20}$$

En appliquant le relation de Gibbs-Duheim ($n\,d\mu = -SdT + V\,dp$) à la phase vapeur, les équations précédentes conduisent à :

$$\mu_v - \mu_l = 0; \qquad T_v - T_0 = 0; \qquad p_0 - p_v + \sigma \frac{dA}{dV_v} = 0$$

Or on a supposé précédemment que la bulle était de forme sphérique. Ainsi, $dA/dV = 2/r$ et finalement les conditions d'équilibre s'écrivent :

$$\mu_v - \mu_l = 0; \qquad T_v - T_0 = 0; \qquad p_0 - p_v + \frac{2\sigma}{r} = 0 \tag{I.21}$$

De plus, on peut supposer en première approximation que la vapeur se comporte comme un gaz parfait. Ainsi l'équation de Gibbs-Duheim appliquée à une mole ($d\mu = -s\,dT + v\,dp$) conduit à,

$$\left(\frac{\partial \mu_v}{\partial p}\right)_T = v_v = \frac{RT}{p} \tag{I.22}$$

L'intégration de l'équation précédente suivant une isotherme conduit à :

$$\mu_v(T,p) = RT \log(p) + \psi(T)$$

A la pression de saturation, on a alors :

$$\mu_v(T,p_{sat}) = \mu_{sat}(T) = RT \log(p_{sat}(T)) + \psi(T)$$

Et ainsi,

$$\mu_v(T,p) = \mu_{sat}(T) + RT \log \frac{p}{p_{sat}(T)} \tag{I.23}$$

De même, on peut supposer le liquide incompressible (v est constant), ainsi

$$\left(\frac{\partial \mu_l}{\partial p}\right)_T = v_l \tag{I.24}$$

L'intégration de μ_l le long d'une isotherme conduit donc à :

$$\mu_l(T,p) = v_l\,p + \phi(T)$$

A la pression de saturation, on a alors :

$$\mu_l(T,p_{sat}) = \mu_{sat}(T) = v_l\,p_{sat}(T) + \phi(T)$$

Et ainsi,

$$\mu_l(T,p) = \mu_{sat}(T) + v_l(p - p_{sat}(T)) \tag{I.25}$$

Donc l'équilibre d'un noyau de vapeur dans un liquide s'écrit finalement :

$$\begin{aligned} &T_v = T_0 \\ &p_v = p_0 + \frac{2\sigma}{r} \\ &\mu_{sat}(T_0) + v_l(p_0 - p_{sat}(T_0)) = \mu_{sat}(T_v) + RT \log \frac{p_v}{p_{sat}(T_v)} \end{aligned} \tag{I.26}$$

Ces trois conditions correspondent respectivement à l'équilibre thermique, mécanique et chimique de la bulle. On peut montrer que cet équilibre correspond à un maximum de ΔE, c'est à dire un équilibre instable.

I.3.2.2.b Cas d'un déséquilibre purement mécanique et condition de formation et de croissance de la bulle

Considérons une bulle de rayon r, différent de r* correspondant à l'équilibre mécanique et défini par $p_v^* - p_0 = 2\sigma/r^*$. L'énergie nécessaire à la formation de la bulle s'écrit alors (équilibre thermique et chimique réalisés) :

$$\Delta E = -(p_v^* - p_0)\, V_v + A\sigma \tag{I.27}$$

Ce qui conduit, si on exprime tout en fonction de r à :

$$\Delta E = \frac{4\pi}{3} r^3 \left[p_0 - p_v^* + \frac{3\sigma}{r}\right] \tag{I.28}$$

et en introduisant r^*, on obtient :

$$\Delta E = \frac{4\pi}{3} r^3 \left[\frac{3\sigma}{r} - \frac{2\sigma}{r^*}\right] \tag{I.29}$$

Ainsi,

$$\frac{\partial \Delta E}{\partial r} = 8\pi r^2 \sigma \left(\frac{1}{r} - \frac{1}{r^*}\right) \tag{I.30}$$

$$\frac{\partial^2 \Delta E}{\partial r^2} = 8\pi r \left(\frac{\sigma}{r} - \frac{2\sigma}{r^*}\right) \tag{I.31}$$

On constate donc un équilibre stable pour $r = 0$ et instable pour $r = r^*$. r^* est appelé rayon critique de la bulle.

D'après la figure I.8 on constate qu'un noyau dont le rayon est inférieur à r^* n'est pas viable et aura tendance à disparaître, alors qu'un noyau dont le rayon est supérieur à r^* aura tendance à grossir indéfiniment. Sa croissance sera contrôlée par les propriétés physiques du fluide.

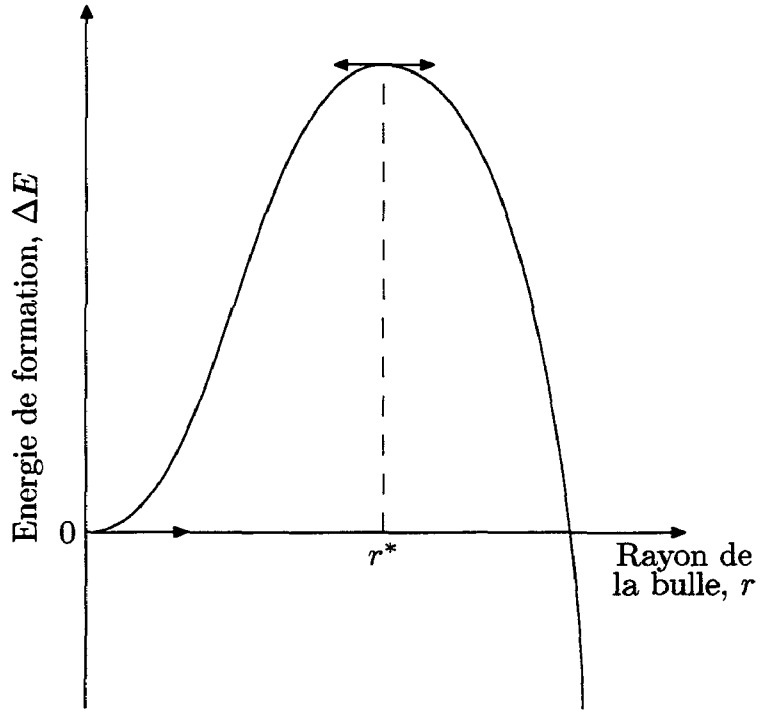


FIG. I.8 – *Évolution de l'énergie nécessaire à la formation et à la croissance de la bulle en fonction du rayon*

On peut remarquer qu'au voisinage de r^*, un développement limité de l'équation I.29 conduit à :

$$\Delta E = \frac{4}{3}\pi r^{*2}\sigma - 4\pi\sigma(r - r^*)^2 B + \ldots \qquad \text{(I.32)}$$

avec B=1 (cas d'un déséquilibre purement mécanique). Dans le cas d'un déséquilibre purement chimique, cette équation reste valable, mais dans ce cas, on trouverait B=2/3.

De plus, l'équilibre chimique étant réalisé, la première et la troisième condition de l'équa-

tion I.26 sont vérifiées et conduisent à :

$$V_l(p_0 - p_{sat}(T_0)) = +RT \log \frac{p_v^*}{p_{sat}(T_v)}$$

$$\text{soit,} \qquad p_v^* = p_{sat}(T_0) \exp\left(\frac{V_l(p_0 - p_{sat}(T_0))}{RT_0}\right) = y\, p_{sat}(T_0) \tag{I.33}$$

D'où on déduit r*, puisque : $r^* = \dfrac{2\sigma}{p_v^* - p_0} = \dfrac{2\sigma}{y\, p_{sat}(T_0) - p_0}$

On obtient ainsi l'énergie de formation d'un bulle critique :

$$\Delta E^* = 4/3\,\pi\, r^{*2}\,\sigma = \frac{16\,\pi\,\sigma^3}{3\,[y\, p_{sat}(T_0) - p_0]^2} \tag{I.34}$$

Au passage on peut noter que dans le cas d'un équilibre mécanique l'équation de Clapeyron (eq. I.1) permet d'exprimer le rayon critique r^* en fonction de la surchauffe ΔT, de la chaleur latente de vaporisation h_{fg}, de la température de saturation T_{sat} et du volume spécifique de la vapeur ν_g. Ainsi, on obtient :

$$r^* = \frac{2\,\sigma\, T_{sat}\, \nu_g}{h_{fg}\, \Delta T} \tag{I.35}$$

I.3.3 Taux de nucléation

Après avoir étudié les conditions de stabilité d'un noyau de vapeur dans un liquide, nous allons nous intéresser au taux de formation de ces bulles (taux de nucléation). Pour cela nous supposerons que le processus de formation des bulles est réversible de telle manière qu'on ne sait pas si la bulle atteindra ou non sa taille critique. Le nombre de noyaux $n_0(x)$ (formé par x molécules) va dépendre de l'énergie $\Delta E(x)$ nécessaire à sa formation. A l'équilibre, on aura :

$$n_0(x) = N \exp\left(\frac{-\Delta E(x)}{kT}\right) = N \exp\left(-Gb\right) \tag{I.36}$$

Dans cette formule, N représente le nombre total de molécules de la phase liquide et Gb, défini par la relation $Gb = \dfrac{\Delta E(x)}{kT}$ est le nombre de Gibbs.

Théoriquement, le taux de nucléation J dépend du nombre de molécules x et du temps t, mais l'hypothèse simplificatrice de Volmer qui consiste à dire que le système atteint rapidement un état stationnaire, permet d'écrire : $J(x,t) = Cste = J$. Utilisant cette hypothèse,

une manière simple est souvent utilisée pour évaluer le taux de nucléation J. Celle-ci consiste à dire que ce taux est égal au nombre de chocs par seconde produit par les molécules de vapeur à la surface des noyaux critiques, soit :

$$J = \beta\, A(x^*)\, n_0(x^*) \tag{I.37}$$

β représente le nombre de collisions de molécules de vapeur sur la surface du noyau par unité de temps. Il est obtenu par la théorie cinétique des gaz, ainsi $\beta = \frac{p_v^*}{\sqrt{2\pi\, m\, k\, T}}$, m étant la masse d'une molécule.

Une approche moins simpliste [20, 26] du taux de nucléation conduit à :

$$J = \beta\, N \Big[\int_1^{x^*} \frac{1}{A(x)} \exp\Big(\frac{\Delta E(x)}{kT}\Big)\, dx \Big]^{-1} \tag{I.38}$$

Dans le cas d'une bulle de vapeur en équilibre stationnaire, l'intégration de l'équation I.38 en utilisant les formules I.34 et I.32 conduit à :

$$J = N \sqrt{\frac{2\sigma}{m\pi B}} \exp\Big[\frac{-16\,\pi\,\sigma^3}{3\,k\,T\,[\,y\,p_{sat}(T_0) - p_0\,]^2} \Big] \tag{I.39}$$

Dans le cas de la nucléation hétérogène, l'énergie nécessaire pour la formation d'une bulle est un peu plus faible que dans le cas de la nucléation homogène. Pour prendre cela en compte, le facteur d'hétérogénéité φ a été introduit par plusieurs auteurs (par exemple, Bartàk [27], Alamgir et Lienhard [28]). Ce facteur est défini de la manière suivante :

$$\Delta E_{\text{hétérogène}} = \varphi\, \Delta E_{\text{homogène}}\,, \qquad \varphi < 1 \tag{I.40}$$

Alamgir et al. [28] proposent une corrélation reliant φ à la température réduite $T_r (= T_0/T_c)$ et au taux de dépressurisation Σ'. Ainsi,

$$\varphi = 0,1050\, T_r^{28,46}\, (1 + 14\, \Sigma'^{0,8}) \tag{I.41}$$

Cette corrélation est valable pour une température réduite T_r comprise entre 0,62 et 0,935 et un taux de dépressurisation Σ' compris entre 0,004 Matm/s et 1,803 Matm/s. Les auteurs signalent que la précision de cette corrélation n'est pas très bonne pour les faibles taux de dépressurisation.

Après cette présentation des principaux modes de transfert de masse liquide–vapeur intervenant au cours du phénomène d'évaporation flash, nous allons désormais nous intéresser au phénomène en lui-même ainsi qu'aux moyens mis en œuvre pour son étude. La partie suivante comporte une description précise du phénomène, ainsi que des dispositifs expérimentaux utilisés pour son analyse. Une synthèse des différentes grandeurs physiques utilisées et de leurs évolutions est ensuite proposée. Finalement nous positionnerons notre étude par rapport aux études antérieures existantes.

I.4 L'évaporation flash

I.4.1 Description du phénomène

Le phénomène d'évaporation flash apparaît lorsque l'on fait subir à un liquide (en équilibre ou non avec sa vapeur) une variation brutale des conditions environnantes et que ces dernières passent en dessous des conditions de saturation du liquide. Le liquide se retrouve alors dans un état métastable (surchauffé) que l'on peut définir par sa surchauffe ΔT elle même définie par la relation :

$$\Delta T = T_0 - T_e \tag{I.42}$$

Dans cette relation T_e correspond à la température d'équilibre locale du liquide c'est-à-dire $T_{sat}(p)$.

A cause de la variation soudaine des conditions environnantes, le liquide se retrouve dans un état surchauffé et explose quasi-instantanément en vapeur. Ce changement de phase brutal se traduit par un refroidissement rapide de tout le volume de liquide "flashé" et on observe ainsi la formation de bulles de vapeur dans tout le volume de liquide surchauffé.

Il existe plusieurs manières de générer le phénomène d'évaporation flash. Miyatake [29] propose une étude comparative des différents méthodes de flashing (dépressurisation soudaine du liquide en dessous de ses conditions de saturation, écoulement de liquide dans un évaporateur flash multi-étagé, et liquide surchauffé éjecté d'une tuyère ou d'un orifice circulaire dans un environnement basse pression) et compare leur efficacité.

Pour notre étude, le déséquilibre local est créé par une chute brutale de pression en des-

sous de la pression de saturation du liquide. Aussi, dans la suite, nous ne présenterons que les résultats relatifs à de telles investigations. Nous allons dans un premier temps présenter les techniques expérimentales, ainsi que les caractéristiques des dispositifs et les protocoles expérimentaux utilisés par les différents auteurs s'intéressant à l'évaporation flash d'un film de liquide dans une enceinte close. Ceci nous permettra de préciser le domaine d'étude du phénomène pour les différentes investigations réalisées.

I.4.2 Techniques expérimentales de mesure

La mesure ou le repérage de grandeurs physiques telles qu'une température, un niveau de liquide ou encore une pression nécessite que plusieurs conditions soient réalisées. Il faut notamment que les instruments de mesure (capteur, jauge, ...) soient en équilibre avec le milieu étudié. De plus, la chaîne de mesure doit déstabiliser le moins possible l'équilibre du système.

L'étude présentée dans ce travail nécessite principalement la connaissance de trois grandeurs physiques : une température, un niveau de liquide, et une pression. Aussi une présentation des différentes méthodes de mesure de ces grandeurs physiques est proposée ci-dessous.

I.4.2.1 Mesure de pressions instationnaires par capteurs

Les capteurs destinés à la mesure des pressions rapidement variables peuvent être classés en deux catégories : les capteurs à membrane, les capteurs à élément sensible.

Dans la première catégorie (capteurs à membrane), le terme membrane désigne un corps d'épreuve sur lequel agit la pression et dont on mesure la déformation. Ce corps d'épreuve est dans la majorité des cas une membrane. Les principaux types de capteurs à membrane sont les capteurs à jauges extensométriques, les capteurs capacitifs actifs ou passifs, les capteurs à fibre optique, les capteurs à réluctance variable, et les capteurs à courant de Foucault.

Dans la catégorie des capteurs à élément sensible, on trouve tous les capteurs dont les propriétés physiques (autre que la déformation) de l'élément sensible varient sous l'effet de la variation de pression que subit cet élément du fait de son élasticité. La grandeur physique sensible à la pression et dont la variation constitue le signal de sortie du capteur peut être,

suivant le matériaux, la polarisation électrique de ce matériau, sa perméabilité magnétique, sa résistivité électrique, sa polarisation optique,... De tels capteurs sont alors appelés capteurs piézorésistifs, capteurs piézoélectriques, capteurs magnétostricifs, ou encore capteurs photoélastiques.

Quelle que soit la catégorie du capteur (à membrane ou à élément sensible), ces capteurs peuvent mesurer une pression différentielle, une pression relative ou une pression absolue.

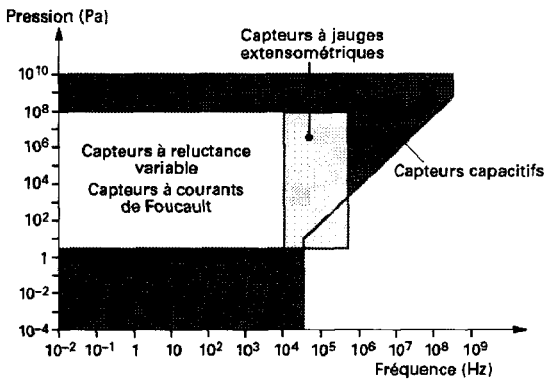


FIG. I.9 – *Domaine couvert par les capteurs à membrane*

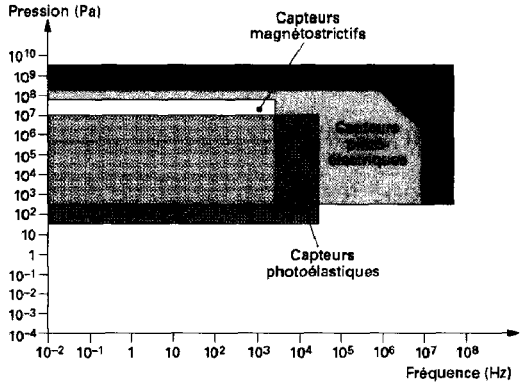


FIG. I.10 – *Domaine couvert par les capteurs à élément sensible*

Les figures I.9 et I.10 résument dans un espace pression-fréquence la plage d'utilisation pour les principaux types de capteurs de pression. Ces graphiques pourront être utiles au moment du choix des capteurs.

Pour notre étude, deux capteurs de pression ont été installés (capteurs piezorésistifs à jauge de contrainte). Ce choix a été motivé par un compromis entre le temps de réponse du capteur, sa plage de mesure, les conditions d'utilisation, l'encombrement et le coût.

Une utilisation optimale et fiable de ces capteurs en régime variable nécessite un bon étalonnage. Cet étalonnage se fait par application d'une pression de valeur connue et un relevé précis des signaux de sortie. Celui-ci peut, par exemple, être réalisé grâce à un banc d'étalonnage à charge de poids ou avec un capteur étalon. Quelle que soit la précision de la courbe d'étalonnage, l'indication obtenue ensuite avec des pressions variables dépend de la réponse en fréquence des capteurs. Il faut donc relever cette réponse en fonction de

la fréquence d'une pression variable. Pour ce faire, on utilise des générateurs de pression variable. Pour les basses fréquences (< 1 kHz) on peut utiliser un pistonphone : ce dispositif permet de réaliser une fluctuation de pression périodique créée à partir d'une variation de volume par le déplacement d'un piston dans un cylindre. Pour des fréquences plus élevées, il est nécessaire d'utiliser un tube à choc de manière à effectuer un étalonnage en régime transitoire. Les enceintes à ouverture rapide sont utilisées pour obtenir la courbe de réponse d'un capteur aux basses fréquences (inférieure à quelques Hertz). Dans ce cas, le domaine spectral utile n'est pas limité vers les basses fréquences mais il est borné vers les hautes fréquences (100 Hz à 1kHz suivant les capteurs). Le dispositif à réaliser pour cet étalonnage est composé de deux enceintes reliées entre elles par un organe d'ouverture (électrovanne, membrane, ...). Dans la première enceinte se trouve le capteur à étalonner sous la pression p_1. La seconde enceinte est à la pression p_2 ($\neq p_1$). Le capteur de pression à étalonner est donc soumis à un échelon de pression Δp.

I.4.2.2 Mesure de niveau

Différentes grandeurs physiques peuvent être obtenues à partir d'un repérage de niveau. On peut par exemple citer une capacité ou un volume, une pression différentielle (manomètre), une densité ou encore un débit. Il faut tout d'abord préciser que l'on ne mesure pas un niveau mais qu'on le repère par rapport à un plan de référence défini conventionnellement. Il est alors exprimé par la hauteur géométrique ou *hauteur vraie* qui le sépare de ce plan et sa valeur s'exprime donc en utilisant les unités de longueur usuelles et légales. Toutefois certains dispositifs basés sur la mesure de pression permettent l'obtention d'une hauteur dite *hauteur manométrique* et corrélée avec la hauteur vraie par la loi de l'hydrostatique. Le plan de référence (pour le repérage du niveau) peut être défini de deux manières : au-dessus de la surface du liquide (mesure du creux) ou en dessous de cette surface (mesure du plein).

Dans notre étude la détection du niveau peut principalement être utilisée pour deux choses : repérer le niveau initial du liquide à évaporer et mesurer le débit évaporé grâce à un repérage continu du niveau au cours du phénomène. Pour cette raison, les principales méthodes pour ce type de mesure sont présentées ci dessous. Le nombre important de grandeurs physiques corrélées au niveau implique qu'on trouve une multitude de méthodes de

mesure de niveau. On peut cependant les classer en six grandes catégories :

1. les méthodes manuelles ou visuelles,
2. les méthodes mécaniques (pesée, vibrations),
3. les méthodes hydrostatiques,
4. les méthodes électriques,
5. les méthodes basées sur le rayonnement,
6. les méthodes thermiques.

I.4.2.2.a Méthodes manuelles ou visuelles

Les méthodes élémentaires à manipulation manuelle de mesure de niveau utilisent les instruments de mesure classique (jauges, toises, piges, règles, sabres,...). La précision de ces méthodes (mesure manuelle) est celle d'une mesure de longueur effectuée à l'aide d'un ruban ou d'une règle graduée, c'est-à-dire qu'elle peut être de l'ordre du dixième de millimètre (1/10 mm). Ce système pourra donc servir pour étalonner d'autres systèmes de repérage.

D'autres méthodes sont basées sur une observation directe du niveau a travers une paroi transparente. En principe, il s'agit d'une mesure vraie si le dispositif est fixé directement sur la jupe du réservoir. Certains dispositifs opèrent cependant en dérivation, c'est-à-dire que le niveau observé correspond à une hauteur manométrique du liquide. On trouve une multitude d'appareils de visualisation directe du niveau. La précision de ces dispositifs est de l'ordre du millimètre.

I.4.2.2.b Méthodes mécaniques (pesée, vibrations)

La mesure du niveau par pesage peut se faire en plaçant le contenant (réservoir, ...) sur une balance. Le niveau est obtenu simplement puisque :

$$m = \int_0^h \rho_l(z)\, S(z)\, dz \tag{I.43}$$

Pour mesurer la masse, on installe des pesons sous le contenant. Ces appareils sont de dimensions réduites et restent donc assez faciles à placer sous les points d'appui. L'implantation des pesons nécessite un montage éprouvé afin qu'ils reçoivent la composante verticale du

poids. De nombreux facteurs peuvent perturber les mesures. On peut par exemple citer la tare du réservoir, la dilatation, les dépôts sur les parois, les chocs ou vibrations, les interactions extérieures,...

Les systèmes à lames vibrantes sont de deux types : ceux à lames symétriques et ceux à tige vibrante. Les systèmes à lames symétriques se composent de deux lames disposées telle un diapason et portées à leur fréquence de résonance par effet piézoélectrique. Lorsque ces lames sont immergées, l'amortissement provoque le basculement d'un relais. Ce principe est essentiellement utilisé en détection de niveau (tout ou rien). Un tel système est très sensible lorsque l'extrémité des lames commence à être effleurée. Il peut être perturbé par la formation d'un dépôt qui change la fréquence de résonance. Les vibrations induisent cependant un effet d'auto-nettoyage. Les systèmes à tige vibrante comportent une tige plongée dans le liquide. Ces détecteurs possèdent à peu près les mêmes caractéristiques que les modèles à lames symétriques. S'ils sont plus robustes que leurs homologues à deux lames, ils sont néanmoins un peu moins sensibles à la détection. La précision de ces systèmes est de quelques centimètres.

I.4.2.2.c Méthodes basées sur le rayonnement

Les systèmes à radioisotope utilisent une source radioactive qui émet des rayons γ (photons à haute énergie). On utilise souvent pour cela du cobalt 60 (période de demi-vie (temps pour que la moitié des molécules radioactives se désintègrent) : 5,27 ans) ou du césium 137 (période de demi-vie : 30 ans). En tenant compte de l'énergie émise par rayonnement de la source, de l'absorption, de la diffusion des rayons γ dans les différents milieux traversés, du coefficient d'atténuation de la matière, de l'angle solide (émission isotrope du rayonnement) combiné aux lois de la probabilité, et en plaçant judicieusement la source et les détecteurs on peut obtenir soit une mesure du niveau de liquide, soit la détection d'un seuil. La détection de seuils avec ce type de méthode est réalisée en plaçant l'émetteur et le récepteur en vis à vis au niveau du seuil à signaler. Lorsque le niveau atteint ce seuil, le faisceau de rayon γ reçu varie et le niveau est alors atteint. Ces méthodes, sans contact avec le liquide, sont donc adaptées aux conditions sévères (haute température, haute pression, milieu corrosif, ...). Trois types de détecteurs sont rencontrés pour les mesures de niveau : le tube Geiger-Müller, la chambre

d'ionisation, et le détecteur à scintillation. La précision de ce type de méthodes varie avec le type de détecteur utilisé. Cependant on peut l'estimer de l'ordre de quelque centimètres pour le tube Geiger-Müller et la chambre d'ionisation, et inférieure au millimètre pour le compteur à scintillation pour un fonctionnement en détection. Pour une mesure continue, la précision de la chambre d'ionisation et du compteur à scintillation est de 1 % de la pleine échelle.

L'utilisation des divers phénomènes optiques (absorption, réfraction, diffusion, réflection) permet d'offrir des méthodes de détermination du niveau de liquide de bonne précision. L'un des principaux facteurs perturbant dans ce type de mesure est l'encrassement des hublots et fenêtres. Un autre élément perturbateur peut être la lumière du jour qui perturbe les dispositifs de mesure. Le principal problème rencontré avec ces méthodes reste l'alignement de l'émetteur et du récepteur. Généralement, la précision de ces systèmes est bonne. Elle varie suivant le dispositif du dixième de millimètre à quelques millimètres pour un fonctionnement en détection. Pour la mesure continue, cette précision est du millimètre voire du centimètre suivant la méthode utilisée.

Les systèmes de mesure par ondes sonores ou ultrasonores sont basés sur la réflection d'une onde sonore ou ultrasonore sur la surface du liquide. L'évolution de l'électronique et une meilleure compréhension des phénomènes ont permis de dominer la difficulté de mesure et la réalisation de dispositifs relativement fiables. Cette mesure peut être perturbée par la température ou l'absorption du milieu qui modifient les paramètres fondamentaux de la méthode (célérité du son, ...), la présence d'un son réfléchi (écho), l'état de la surface (présence de mousse, inclinée) qui perturbe la réflection, la distance entre l'émetteur, la surface et le récepteur, la présence d'obstacles, mouvement de la surface (effet Doppler), ... Que ces systèmes fonctionnent en détection de seuil ou en mesure continue, leur précision est de quelques centimètres.

Les systèmes à micro-ondes emploient deux méthodes non intrusives : la méthode avec émetteur et récepteur séparés et la méthode avec émetteur et récepteur combinés (radar). Lorsque l'émetteur et le récepteur sont séparés (montés en vis-à-vis) le contrôle, essentiellement détection en tout ou rien, s'effectue sur un niveau vrai de liquide (ou solide). Dans

le cas du radar, on retrouve un fonctionnement proche du cas de mesure par ondes sonores ou ultrasonores sauf que les micro-ondes ne sont pas sensibles à la température, ni à la composition chimique de l'atmosphère traversée. La précision de ces systèmes est de l'ordre du millimètre pour les mesures en continue et de quelques centimètres pour ce qui concerne la détection.

I.4.2.2.d Méthodes électriques

Le repérage de niveau par mesure de capacité électrique repose sur le principe que si l'on relie deux électrodes conductrices plongées dans un milieu isolant à une source de courant alternatif, on réalise un condensateur dont l'impédance, à une fréquence donnée, détermine l'intensité du courant. Toute modification de la capacité, provoquée par l'évolution du niveau des produits situés entre les électrodes, change la valeur du courant électrique. Avec ce principe de mesure, si l'on veut obtenir des résultats satisfaisants, il est indispensable de toujours considérer la dualité des paramètres de conductivité électrique et permittivité (constante diélectrique) du milieu contrôlé. La précision de cette méthode pour une mesure en continue du niveau de liquide est de 1 % de la pleine échelle et de l'ordre de quelques centimètres pour la détection.

Le principe des systèmes de mesure par conductivité consiste à mesurer le courant électrique passant entre deux électrodes, ou entre une électrode et la masse métallique du contenant (réservoir). Ces systèmes nécessitent que le liquide soit conducteur afin qu'il puisse fermer le circuit électrique ainsi formé lorsque le niveau augmente. Généralement cette méthode est utilisée pour la détection de un ou plusieurs seuils. En détection comme en mesure continue de niveau la précision de ces systèmes est de l'ordre du millimètre.

I.4.2.2.e Méthodes hydrostatiques

La mesure des niveaux par le moyen de capteur de pression relative ou différentielle est une mesure manométrique ou hydrostatique et par conséquent ne délivre pas une hauteur vraie. La précision de ces systèmes est de 0,1 % de la pleine échelle pour les mesures en continue et de 1 % pour les détections.

Dans les systèmes à palpeur, un palpeur, suspendu à un tambour par un ruban, et destiné

à toucher le produit lors de balayages verticaux périodiques est utilisé. Lorsque le contact se produit, le ruban se relâche, ce qui provoque une inversion de sens de marche du moteur commandant le tambour et la remontée de palpeur en position haute. Des impulsions, dont le nombre dépend de la longueur de ruban déroulée, sont générées et permettent d'obtenir le creux. Il existe diverses formes de palpeur (standard avec ou sans pointe, parachute, sac, flotteur, ...). La précision des dispositifs à palpeurs est de quelques centimètres.

Les systèmes de contrôle de niveau à flotteur ou à plongeur sont certainement parmi les plus répandus et existent sous les formes les plus variées. Leur principe repose sur la poussée d'Archimède exercée par le liquide. La précision de ces systèmes est en général de l'ordre du centimètre, elle est légèrement meilleure pour les systèmes à flotteur asservi (2 mm) et de 1 % de la pleine échelle pour les transmetteurs à plongeur.

I.4.2.2.f Méthodes thermiques

Enfin, on trouve les systèmes de contrôle par dissipation thermique. Un élément chauffant dissipe son énergie différemment en fonction de la nature ou de la phase du milieu dans lequel il est plongé car le coefficient de transfert thermique n'est pas le même. On observera ainsi une montée en température quand la sonde émergera du liquide. A partir d'une simple mesure de température avec un élément sensible placé dans la sonde (ou confondu avec elle) qui va permettre de détecter la présence ou non de liquide et ainsi le niveau de liquide. Il s'agit donc ici d'un repérage du niveau vrai. On trouve une panoplie de capteurs permettant de mesurer la température, toutefois ces derniers nécessitent généralement quelques adaptations pour fonctionner dans ce cadre. La précision de ce type de système est de 1 % de la pleine échelle pour les mesures en continue et de l'ordre du demi-centimètre pour la détection de niveaux.

I.4.2.2.g Synthèse

Le tableau I.1 récapitule le type de mesure que l'on peut faire (détection, ou mesure continue) en fonction de la méthode choisie, ainsi que l'ordre de grandeur de la précision que l'on peut avoir avec une telle méthode de mesure.

Méthode	mesure continue	précision	détection	précision
manuelle	-	-	✓	1/10 mm
pesée	✓	PAM‡	✓	PAM‡
vibration	-	-	✓	quelques cm
radioisotope	✓	1% PE†	✓	1mm-quelques cm
optique	✓	1-10 mm	✓	1/10-1 mm
sonore	✓	quelques cm	✓	quelques cm
micro-ondes	✓	1 mm	✓	quelques cm
capacité	✓	1% PE†	✓	quelques cm
conductivité	-	-	✓	1mm
pression	✓	0,1% PE†	✓	1% PE†
palpeur	-	-	✓	quelques cm
flotteur	✓	quelques cm	✓	quelques cm
thermiques	✓	1% PE†	✓	0,5cm

† : Pleine Échelle, ‡PAM : précision de l'appareil de mesure

TAB. I.1 – *Tableau récapitulatif de la précision des différentes méthodes*

La mesure continue du niveau de liquide au cours du phénomène d'évaporation flash qui permettrait d'obtenir les quantités évaporées n'est pas possible. En effet, la violence du phénomène et la formation de bulles de vapeur ne permettent pas de définir une surface de référence permettant la mesure continue du niveau. De plus, en fin d'expérience (la surface libre est redevenue plane) la mesure de niveau ne peut en aucun cas nous permettre de déduire assez précisément la masse d'eau évaporée. En effet, des résidus d'eau sont présents un peu partout dans le système (gouttelettes sur les parois, gouttelettes en suspension formées par la dépressurisation brutale et qui se sont déposées dans le circuit de décharge, ...) et faussent le niveau vrai. Aussi cette mesure pourra uniquement être utilisée afin de régler le niveau initial d'eau. Le choix d'une méthode de mesure manuelle (règle graduée) est dans ce cas particulièrement bien adaptée (faible coût, bonne précision).

I.4.2.3 Mesure de température par thermocouple

Il existe un grand nombre de dispositifs permettant de mesurer la température (thermomètres, thermocouples, résistances,...). De par sa simplicité de mise en place et son faible coût, la thermométrie par thermocouple a été retenue pour nos essais. Des conditions expérimentales sévères (humidité, chute de pression brutale, environnement basse pression, bonne sensibilité (~45 μV/°C) [30], bonne précision (±0,5 K) [30]) nous ont orientés vers le choix d'un thermocouple du type T (Cuivre / Constantan).

I.4.3 Principaux dispositifs existants pour l'analyse du phénomène d'évaporation flash

I.4.3.1 Le dispositif de Miyatake (1973,1977)

Miyatake a initialement étudié l'évaporation flash de films d'eau de hauteurs 100, 196, 200 et 225 mm. Les températures d'équilibre du liquide varient de 40 à 80°C, les surchauffes de 2,5 à 5,5°C, pour une gamme de pression d'équilibre comprise entre 74 et 463 mbar.

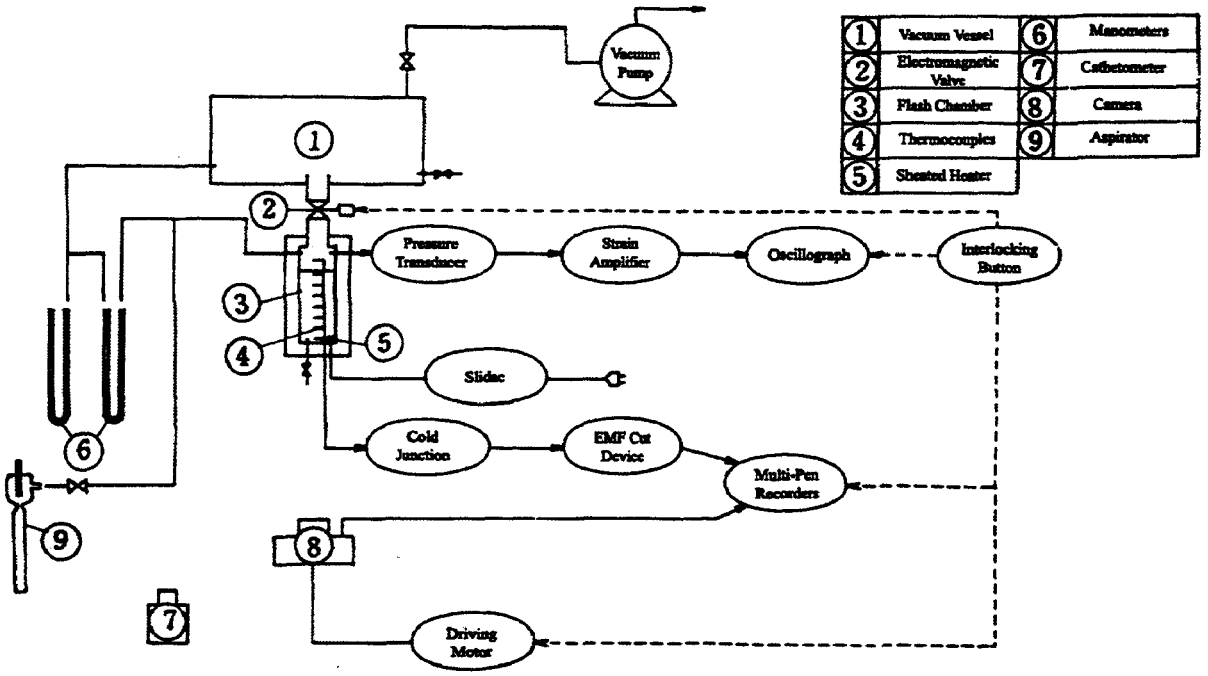


FIG. I.11 – *Schémas descriptifs du dispositif utilisé par Miyatake [31]*

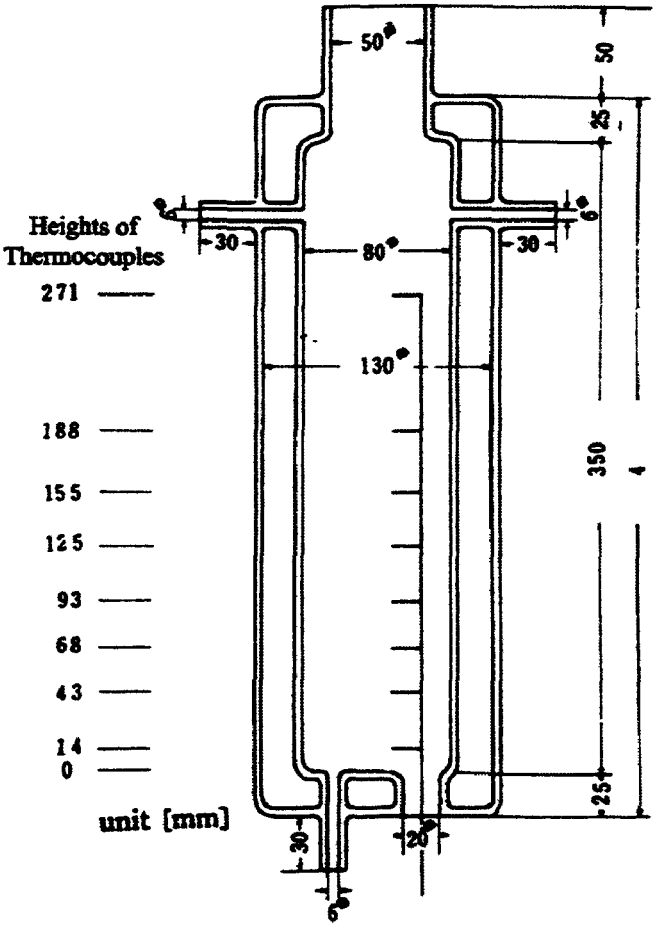


FIG. I.12 – *Schémas descriptifs de l'enceinte utilisé par Miyatake [31]*

La figure I.11 présente le dispositif mis en place par Miyatake. Une vue plus précise de la chambre flash (FIG.I.12), indiquant notamment les dimensions de cette dernière se trouvent sur cette figure.

Ce dispositif se compose principalement d'une chambre flash (3) en verre instrumentée par huit thermocouples (4) et un capteur de pression. Celle-ci est isolée de l'extérieur par une double paroi. Pour ses expériences, Miyatake utilise de l'eau pure. Cette eau est chauffée jusqu'à la température désirée grâce à une résistance chauffante (5) de 220 W placée au fond du récipient. Avant toute expérience, l'eau pure est dégazée. La chambre flash est reliée à une cuve de 400 l (1) grâce à une électrovanne (2) placée sur le circuit de décharge. Une pompe à vide permet de réaliser le niveau de vide désiré dans la cuve. Une fois la température désirée atteinte, la résistance chauffante est arrêtée. Simultanément, on met en route l'appareil photo, on démarre l'enregistrement de la température et de la pression, et on ouvre l'électrovanne

mettant ainsi en communication la chambre flash et son réservoir à vide.

I.4.3.2 Le dispositif de Gopalakrishna (1989)

Gopalakrishna [32, 16] a mené des expériences relatives au dessalement de l'eau de mer pour une plage de températures initiales du liquide comprises entre 25 et 80 °C, une surchauffe variant de 0,5 à 10 K, une concentration en sel variant de 0 à 3,5% et pour des hauteurs de liquide de 165, 305 et 457 mm. En mesurant le niveau du liquide avec un cathétomètre et en couplant ses résultats expérimentaux avec une analyse dimensionnelle du phénomène, il a ainsi déterminé une corrélation permettant de connaître à chaque instant la masse de vapeur "flashée". Cette corrélation sera présentée plus tard dans ce mémoire.

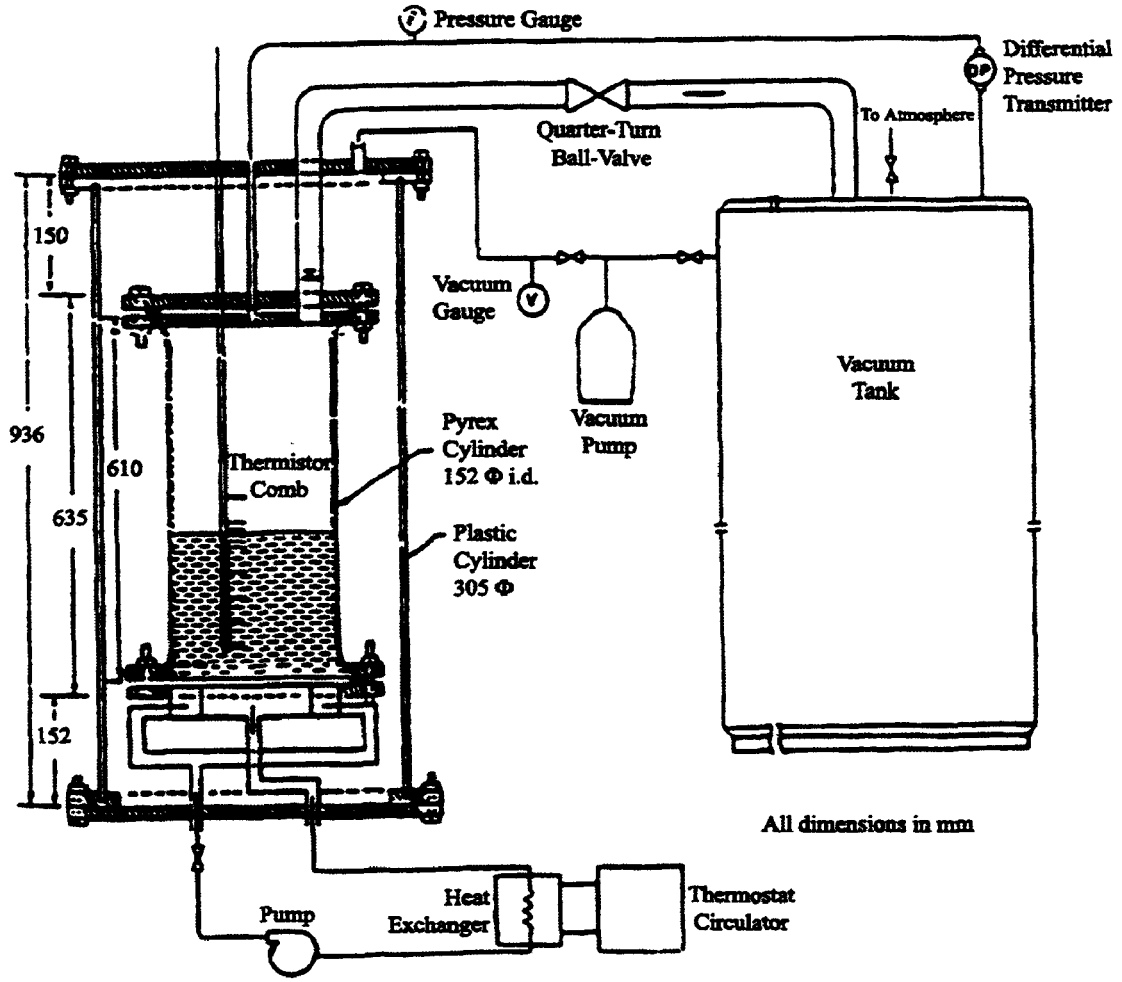


FIG. I.13 – *Schéma descriptif du dispositif utilisé par Gopalakrishna [16]*

La figure I.13 présente le dispositif que Gopalakrishna a mis en place pour l'étude du phénomène d'évaporation flash. Ce dispositif se compose principalement d'une chambre flash en pyrex instrumentée par des thermocouples et un capteur de pression. Cette chambre flash est isolée de l'extérieur par une double paroi cylindrique en acrylique. Pour les expériences, Gopalakrishna utilise de l'eau pure ou salée (jusqu'à 3,5% de NaCl en concentration). Cette eau est chauffée grâce à un échangeur de chaleur (eau/huile) placé au fond du récipient qui amène le liquide à la température désirée. La chambre flash est reliée à une cuve de 141,6 l grâce à une vanne. Une pompe à vide permet de réaliser le niveau de vide désiré dans son réservoir à vide. Les dimensions exactes des principaux constituants de la maquette sont indiquées sur la figure I.13. Pour les essais, une fois la chambre flash remplie jusqu'au niveau de liquide désiré, celui-ci est dégazé par une mise sous vide en dessous de sa pression de saturation en maintenant sa température constante. Une fois le liquide dégazé, la vanne reliant la chambre flash est fermée et la cuve (réservoir à vide) est mise à la pression désirée grâce à la pompe à vide. L'essai débute avec l'ouverture rapide de la vanne et donc l'exposition soudaine du liquide de la chambre flash à une pression plus faible que sa pression de saturation $p_{sat}(T_0)$.

I.4.3.3 Le dispositif de Kim (1997)

Kim et Lior [33] ont réalisé des expériences pour une plage de températures initiales du liquide comprises entre 40 et 80 °C, une surchauffe variant de 2 à 7 K et une hauteur initiale d'eau de 380 mm. En recoupant leurs résultats expérimentaux avec ceux de Miyatake et al. [31, 34], ils ont proposé une corrélation reliant $NETD$ (qui caractérise le degré d'inachèvement du phénomène et qui sera défini plus loin) à la hauteur H, la surchauffe ΔT, et la température initiale T_0 (cf. eq. I.55).

Les figures I.14 et I.15 présentent le dispositif et l'enceinte utilisés par Kim pour l'étude du phénomène d'évaporation flash. Le dispositif d'étude est similaire à celui utilisé par Gopalakrishna [32] et décrit précédemment. Les emplacements ainsi que les dimensions de l'enceinte d'évaporation de Kim [33] sont précisés sur la figure I.15.

Ce passage en revue des principaux systèmes expérimentaux utilisés révèle que finalement ces différents dispositifs sont relativement semblables. Seuls quelques détails changent :

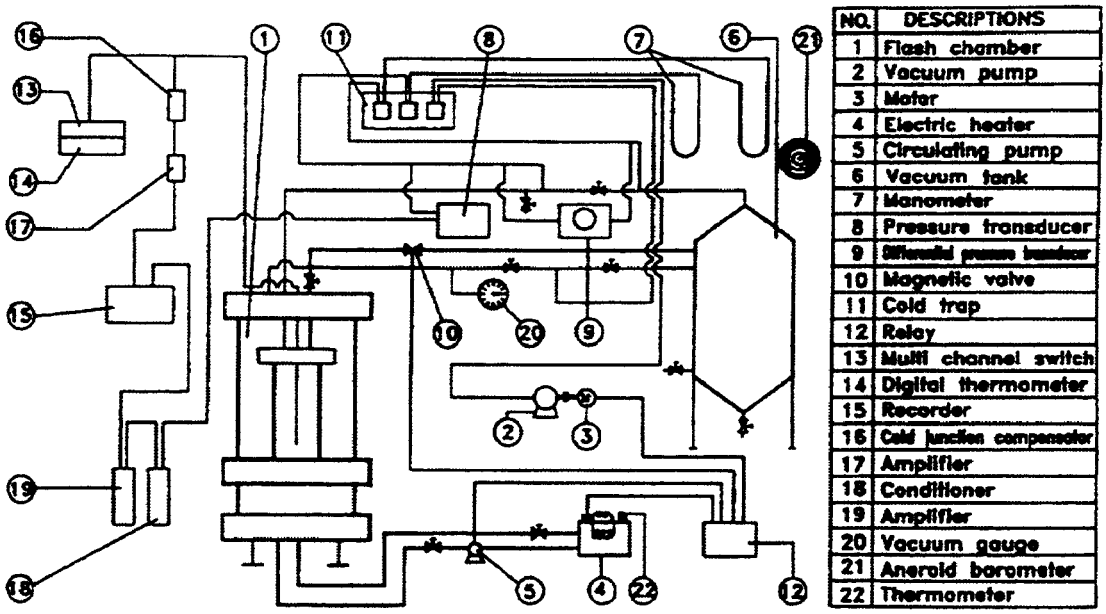


FIG. I.14 – *Schéma descriptif du dispositif utilisé par Kim [33]*

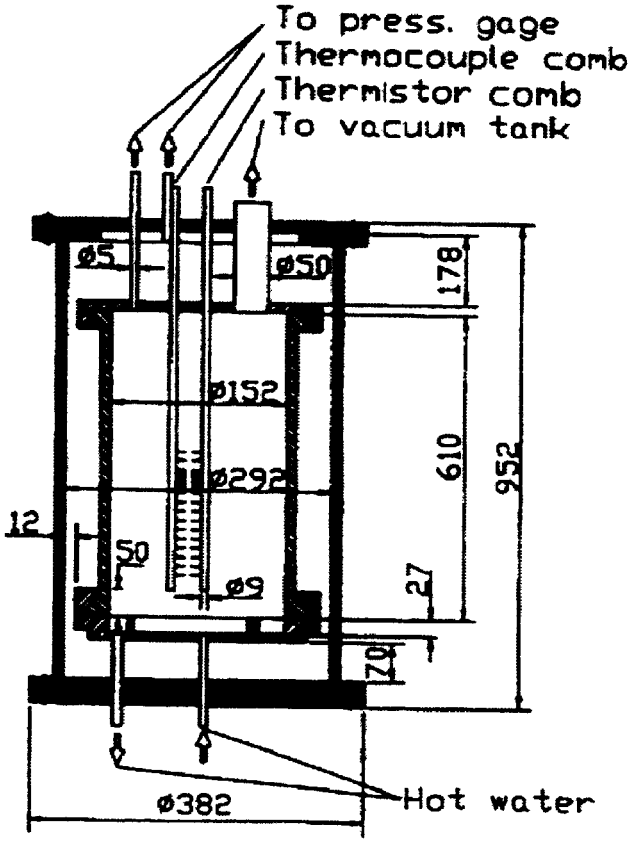


FIG. I.15 – *Schéma descriptif de l'enceinte utilisée par Kim [33]*

méthode de chauffage du liquide à étudier, dimensions des différents éléments,... Dans tous les cas, les procédures d'essai sont relativement semblables.

Nous allons maintenant nous consacrer à l'analyse détaillée des différents paramètres ou grandeurs physiques étudiés (sur les dispositifs présentés précédemment ou du moins sur des dispositifs semblables), ainsi qu'à leurs évolutions avec les conditions initiales.

I.4.4 Principales grandeurs ou paramètres étudiés

Les paramètres influents sont donnés par plusieurs auteurs. On peut par exemple citer :

- la surchauffe, due à la différence de pression : $\Delta T = T_0 - T_e$,
- la température initiale : T_0,
- le niveau du liquide : H,
- l'état du fluide (sous-refroidi ou saturé),
- le taux de dépressurisation $-dp/dt$,
- ou encore la géométrie de la chambre

Au cours de leurs études respectives, ces auteurs ont aussi introduit des nombres sans dimension ainsi que des grandeurs donnant une bonne représentation du phénomène. Après une analyse dimensionnelle du problème, ces différentes grandeurs seront définies et leur évolution en fonction des autres paramètres sera décrite.

I.4.4.1 Analyse dimensionnelle

S'inspirant du travail effectué par Gopalakrishna [16], nous avons réalisé une analyse dimensionnelle du phénomène. Les paramètres intervenant au cours du phénomène sont listés dans le tableau I.2.

Dans ce tableau (TAB. I.2), M, L, T, Θ représentent respectivement une masse, une longueur, un temps et une température. 15 grandeurs physiques indépendantes formant un système de rang 4 interviennent. D'après le théorème de Vaschy-Buckingham, on a besoin de $15 - 4 = 11$ produits Π. Pour cela, nous avons choisi t, H, $-\frac{dp}{dt}$ et ΔT comme quadruplé arbitraire de variables indépendantes, et nous recherchons les produits Π relatifs aux 11

Nom de la grandeur, symbole	Dimension
Temps, t	$[T]$
Surchauffe, ΔT	$[\Theta]$
Température initiale, T_0	$[\Theta]$
Saut de pression, Δp	$[ML^{-1}T^{-2}]$
Taux de dépressurisation, $-\frac{dp}{dt}$	$[ML^{-1}T^{-3}]$
Hauteur d'eau, H	$[L]$
Diamètre de l'enceinte, D	$[L]$
Débit évaporé, $\dot{m}_{ev}$	$[MT^{-1}]$
Masse volumique du liquide, ρ	$[ML^{-3}]$
Conductivité du liquide, λ	$[MLT^{-3}\Theta^{-1}]$
Viscosité dynamique du liquide, μ	$[ML^{-1}T^{-1}]$
Chaleur spécifique du liquide, c_p	$[L^2T^{-2}\Theta^{-1}]$
Chaleur latente d'évaporation, h_{fg}	$[L^2T^{-2}]$
Tension de surface, σ	$[ML^{-2}]$
Pesanteur, g	$[LT^{-2}]$

TAB. I.2 – *Paramètres influençant le phénomène d'évaporation flash*

autres variables indépendantes sous la forme :

$$\Pi_G = G^{\alpha_1} \times t^{\alpha_2} \times H^{\alpha_3} \times \left(-\frac{dp}{dt}\right)^{\alpha_4} \times \Delta T^{\alpha_5}$$

par exemple si on prend $G = T_0$, nous pouvons écrire :

$$\begin{cases} 1\times\alpha_1 & & & & & & & & & = & 1 & \\ 0\times\alpha_1 & + & 0\times\alpha_2 & + & 0\times\alpha_3 & + & 1\times\alpha_4 & + & 0\times\alpha_5 & = & 0 & [M] \\ 0\times\alpha_1 & + & 0\times\alpha_2 & + & 1\times\alpha_3 & - & 1\times\alpha_4 & + & 0\times\alpha_5 & = & 0 & [L] \\ 0\times\alpha_1 & + & 1\times\alpha_2 & + & 0\times\alpha_3 & - & 2\times\alpha_4 & + & 0\times\alpha_5 & = & 0 & [T] \\ 1\times\alpha_1 & + & 0\times\alpha_2 & + & 0\times\alpha_3 & + & 0\times\alpha_4 & + & 1\times\alpha_5 & = & 0 & [\Theta] \end{cases}$$

On obtient ainsi $\alpha_1 = -\alpha_5 = 1$, $\alpha_2 = \alpha_3 = \alpha_4 = 0$, et ainsi, on a :

$$\Pi_{T_0} = \frac{T_0}{\Delta T}$$

En procédant de même avec les 10 autres grandeurs, on obtient :

$$\Pi_D = \frac{D}{H} \qquad \Pi_{\dot{m}_{ev}} = \frac{\dot{m}_{ev}}{-\frac{dp}{dt} t^2 H} \qquad \Pi_\rho = \frac{\rho H^2}{-\frac{dp}{dt} t^3}$$

$$\Pi_{c_p} = c_p \Delta T \left(\frac{t}{H}\right)^2 \qquad \Pi_\mu = \frac{\mu}{-\frac{dp}{dt} t^2} \qquad \Pi_\lambda = \frac{\lambda \Delta T}{-\frac{dp}{dt} H^2}$$

$$\Pi_{h_{fg}} = \frac{h_{fg} t^2}{H^2} \qquad \Pi_\sigma = \frac{\sigma}{-\frac{dp}{dt} t H} \qquad \Pi_g = \frac{g t^2}{H}$$

$$\Pi_{\Delta p} = \frac{\Delta p}{-\frac{dp}{dt} t}$$

On peut bien sûr recombiner ces différents nombres entre eux de manière à faire apparaître des nombres plus courants et/ou ayant un sens physique. Ainsi,

$$\Pi'_{T_0} = \frac{T_0 - T_{ref}}{\Delta T}, \text{ avec } T_{ref} = 273 \text{ K}$$

$$\frac{\Pi_\mu \times \Pi_{c_p}}{\Pi_\lambda} = \frac{\mu c_p}{\lambda} = \text{Pr : nombre de Prandtl}$$

$$\frac{\Pi_{c_p}}{\Pi_{h_{fg}}} = \frac{c_p \Delta T}{h_{fg}} = \text{Ja : nombre de Jakob}$$

$$\frac{\Pi_\sigma^2}{\Pi_{\Delta p}^2} \times \frac{\Pi_\rho \times \Pi_{c_p}}{\Pi_\lambda} = \frac{\sigma^2/\Delta p^2}{\frac{\lambda}{\rho c_p} t} = \frac{\tau}{t} : \text{Échelle de temps de bulle}$$

$$\frac{\Pi_\rho \times \Pi_g}{\Pi_{\Delta p}} = \frac{\rho g H}{\Delta p} = \frac{H}{H_0}$$

$$\frac{\Pi_{c_p} \times \Pi'_{T_0}}{\Pi_g \times \Pi_D} = \frac{c_p [T_0 - T_{ref}]}{g D}$$

$$\frac{\Pi_{\dot{m}_{ev}}}{\Pi_\mu \times \Pi_D} = \frac{\dot{m}_{ev}}{\mu D}$$

L'échelle de temps représentée par $\tau = \frac{(\sigma/\Delta p)^2}{\lambda/(\rho c_p)}$ (relativement faible : quelques micro-

secondes) est probablement raisonnable pour les premiers instants du phénomène lorsque l'ébullition est vigoureuse et que le phénomène est gouverné par la formation des bulles.

I.4.4.2 La masse évaporée : m_{ev}

Miyatake [31, 34] a estimé la masse évaporée à partir du bilan thermique global sur le liquide placé dans la chambre d'évaporation. En considérant que la chaleur sensible du liquide est totalement utilisée pour le vaporiser et en négligeant la variation de masse, il obtient alors :

$$m_{ev}(t) = \frac{\rho V c_p}{h_{fg}} \left[T_0 - T(t)\right] \tag{I.44}$$

Plus tard, Gopalakrishna [32, 16] a mesuré le niveau du liquide avec un cathétomètre et en couplant ses résultats expérimentaux avec une analyse dimensionnelle du problème, il a également déterminé une corrélation permettant de connaître à chaque instant la masse de vapeur "flashée" en fonction de la surchauffe par l'intermédiaire du nombre de Jakob : Ja, de la nature du fluide par l'intermédiaire du nombre de Prandtl : Pr, de la concentration en sel : C, et du rapport entre la surchauffe traduite en terme de pression et la hauteur initiale de liquide : $\frac{\Delta p}{H}$. Cette corrélation dimensionnelle ainsi que son domaine de validité sont présentés ci-dessous :

$$m_{ev} = m_v\, C_1\, Ja_p^{a_1}\, Pr^{a_2} \left(\frac{\Delta p}{H}\right)^{a_3} (1+C)^{a_4} \left[1 - exp(-p_2 t)\right] \tag{I.45}$$

avec :

$p_2 = \frac{1}{\tau} C_2 Ja_p^{b_1} \left(\frac{\Delta p}{H}\right)^{b_2}$ $\quad b_1 = 0{,}133$ $\quad b_2 = -1{,}6$

$Ja_p = c_p T_0 \Delta p \frac{\left(\frac{\rho_l}{\rho_v^2}\right) - \frac{1}{\rho_v}}{h_{fg}^2}$ $\quad m_v = JaAH\rho_l$ $\quad Ja = \frac{c_p \Delta T}{h_{fg}}$

$\tau = \frac{\left(\frac{\sigma}{\Delta p}\right)^2}{\alpha_1}$ $\quad C_1 = 0{,}8867$ $\quad C_2 = 0{,}27$

$a_1 = 0{,}05$ $\quad a_2 = -0{,}05$ $\quad a_3 = -0{,}05$

$a_4 = 0{,}06$

Cette corrélation est valable pour la gamme de variables suivantes :

$0{,}1116 < \frac{\Delta p}{H} < 2{,}615$ $\qquad 1 < 1 + C < 1{,}035$

$12 < Ja_p < 197$ $2{,}706 < Pr < 5{,}941$

I.4.4.3 NEF (Non Equilibrium Function) et t^* (temps de flashing)

Dans leur étude Miyatake et al. [31, 34] ont introduit le nombre sans dimension NEF (Non Equilibrium Function), "fonction de non équilibre" en traduction littérale. Ce nombre caractérise l'évolution de la température au cours du phénomène. Il s'agit en fait de la température normalisée et adimensionnée qui est définie de la manière suivante :

$$NEF(t) = \frac{T(t) - T_e}{T_0 - T_e} \tag{I.46}$$

On remarquera cependant qu'il ne s'agit pas ici de la définition initiale proposée par Miyatake en 1973 [31] mais en fait d'une reformulation de cette dernière. Cependant c'est cette relation que l'on retrouve le plus souvent dans la littérature. Historiquement, Miyatake définit NEF par :

$$NEF = \frac{m_{ev}(\infty) - m_{ev}(t)}{m_{ev}(\infty)} \tag{I.47}$$

où $m_{ev}(\infty)$ correspond à la masse idéale évaporée lorsque le liquide passe de la température T_0 à la température T_e. Si on remplace dans cette expression, $m_{ev}(\infty)$ et $m_{ev}(t)$ par leur valeur en fonction de la température (cf eq. I.44), on retrouve bien l'équation I.46 proposée ci-dessus.

La figure I.16 donne un exemple de l'évolution de la NEF en fonction du temps. Comme on peut le constater le flashing peut se décomposer en deux étapes : une phase relativement courte où la température chute fortement (puisque NEF et la température sont étroitement liées) et où l'ébullition se produit vigoureusement dans tout le liquide, suivie par une phase où la température décroît plus modérément et où l'ébullition se produit essentiellement en surface. Ces deux phases de décroissance exponentielle sont représentées sur cette courbe par deux segments de droite. Le premier de forte pente représentant la première phase, et le second de pente plus modérée représentant la deuxième phase du flashing. L'intersection du prolongement de ces deux droites donne le temps caractéristique du phénomène appelé aussi *temps de flashing* ainsi que la fonction de non équilibre à cet instant notée NEF^* (cf. FIG. I.16). Ce temps de flashing est souvent noté t^*.

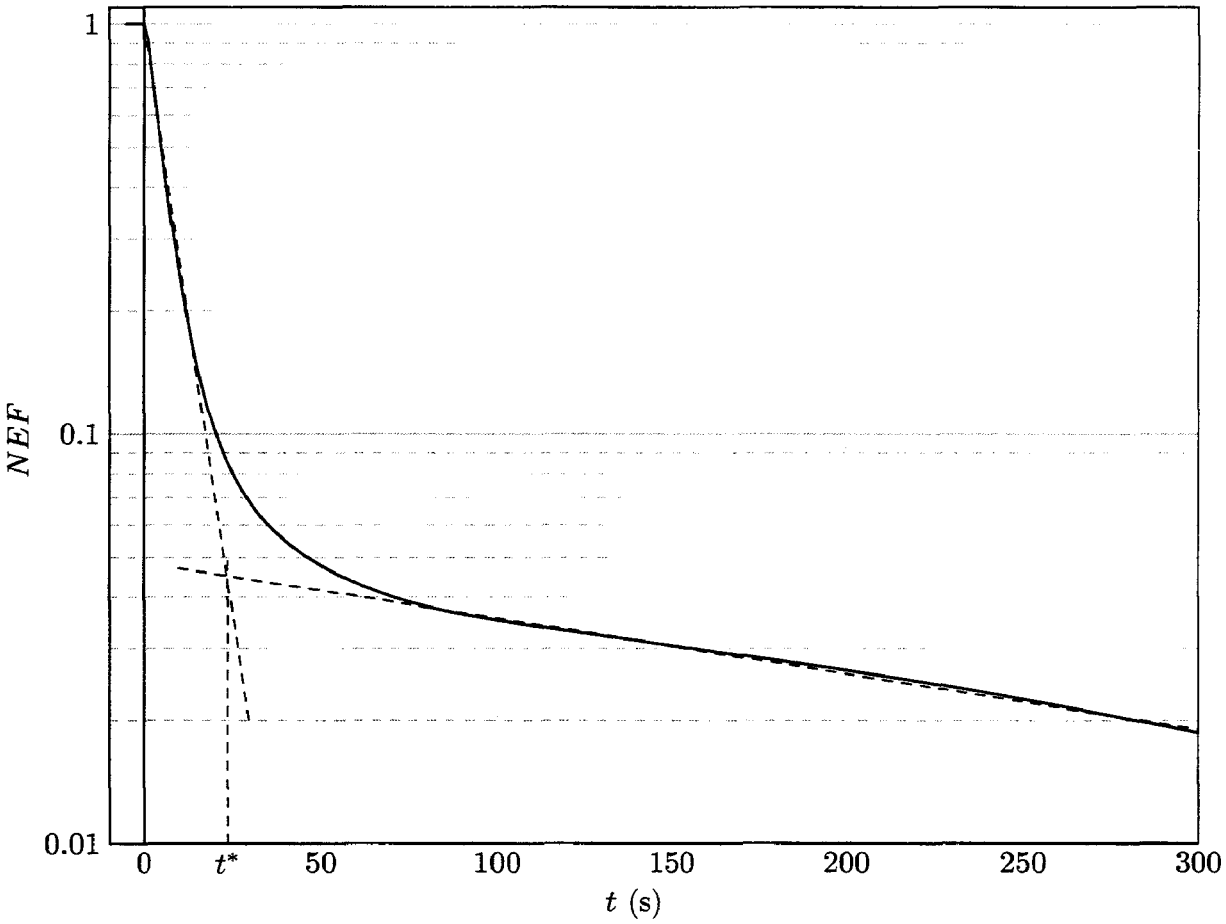


FIG. I.16 – *Évolution typique de NEF en fonction du temps (tracée a partir de nos données)*

Miyatake et al. [31] proposent une corrélation reliant le temps de flashing (t^*) à la température d'équilibre (T_e) et à la surchauffe (ΔT) :

$$t^* = 44\, T_e^{-0,86}\, \Delta T^{0,55} \tag{I.48}$$

Ils exposent également la relation donnée ci-dessous reliant la fonction de non équilibre NEF au temps t^* (NEF^*) à la température d'équilibre (T_e et à la surchauffe (ΔT).

$$NEF^* = \frac{T(t^*) - T_e}{T_0 - T_e}, \qquad NEF^* = \frac{1}{1 + 2,8 \times 10^{-3} T_e^{1,3} \Delta T} \tag{I.49}$$

Dans cette étude [31], Miyatake et al. proposent finalement la relation suivante reliant NEF et NEF* à t et t^* :

$$\frac{\ln NEF(t)}{\ln NEF^*} = \frac{t - t_0}{t^* - t_0} \tag{I.50}$$

avec t_0 : temps de délai pour l'initiation de l'évaporation flash .

A partir des équations I.48 à I.50, on peut déduire une relation reliant directement NEF au temps t , à la température d'équilibre T_e et à la surchauffe ΔT.

$$NEF = \left[1 + 2,8 \times 10^{-3} T_e^{1,3} \Delta T\right]^{-\frac{t-t_0}{44 \times T_e^{-0,86} \Delta T^{0,55} - t_0}} \tag{I.51}$$

I.4.4.4 $NETD$ (Non Equilibrium Temperature Difference)

Pour quantifier le degré d'inachèvement du phénomène, Miyatake et al. [31, 34] introduisent une grandeur notée $NETD$ (Non Equilibrium Temperature Difference) qui se traduit littéralement par "différence de température de non équilibre". Cette grandeur est définie de la manière suivante :

$$NETD(t) = T(t) - T_e = NEF(t) \times \Delta T \tag{I.52}$$

On notera $NETD^*$ la valeur de cette grandeur à l'instant t^* (temps de flashing). La méthode de détermination de ce temps a été présentée précédemment.

I.4.4.4.a Influence de la surchauffe ΔT et de la température d'équilibre T_e sur $NETD^*$

Dans son étude de l'évaporation flash d'un film d'eau, Miyatake [31] présente une analyse de l'évolution de $NETD^*$ en fonction de la surchauffe et de la température d'équilibre. Il propose ainsi, une équation reliant $NETD^*$ à la température d'équilibre T_e et à la surchauffe ΔT. Cette équation est donnée ci-dessous :

$$NETD^* = \frac{33\,\Delta T^{0,55}}{T_e} \tag{I.53}$$

On peut ainsi remarquer que $NETD^*$ augmente lorsque la surchauffe ΔT augmente et lorsque le température d'équilibre T_e diminue. Des études de cette grandeur ($NETD^*$) réalisées ultérieurement montrent que $NETD^*$ peut être corrélée avec le niveau initial du liquide H, la température initiale de liquide T_0 et la surchauffe ΔT.

I.4.4.4.b Influence de la température initiale T_0 sur $NETD^*$

L'augmentation de la température initiale de liquide T_0 conduit, de manière générale, à une diminution de $NETD^*$, et de sa sensibilité à la surchauffe ΔT et à la hauteur d'eau

initiale H [31, 34]. Kim et Lior [33] ont constaté que pour H=100 mm et T_0 = 77 °C, cette tendance était inversée. Ils ont ainsi pu conclure qu'a cette température, $NETD^*$ est indépendant de la hauteur H, et de la surchauffe ΔT. Cette température est appelée température critique, et Kim et Lior la note T_0^{cr}.

I.4.4.4.c Influence du niveau d'eau H sur $NETD^*$

En étudiant $NETD^*$ pour une gamme de températures d'équilibre du liquide plus basse, Miyatake et al. [34] démontrent que $NETD^*$ varie de façon croissante avec le niveau initial du liquide.

Kim et Lior [33] ont superposé les résultats obtenus par Miyatake en 1977 concernant l'évolution de $NETD^*$ pour des hauteurs initiales d'eau H de 100 et 200 mm ([34]), aux résultats qu'ils ont obtenus avec une hauteur initiale d'eau de 380 mm sur un dispositif similaire à celui de Miyatake. Ils ont ainsi constaté que pour une température initiale T_0 fixée et inférieure à 77°C (=T_0^{cr}), $NETD^*$ diminuait lorsque H décroît. Par contre, cette tendance est inversée pour des valeurs de T_0 supérieures à 77°C (=T_0^{cr}).

Cette étude présente un autre résultat intéressant concernant l'évolution de la concavité de la courbe représentant $NETD^*$ en fonction de de la température initiale du liquide T_0 pour différentes hauteurs initiales H.

En effet sur la figure I.17 on peut constater que, pour une hauteur d'eau de 100 mm, cette courbe est convexe. Pour H=200 mm cette courbe est encore convexe, elle devient cependant concave pour H=380 mm. En d'autres termes, $\frac{\partial^2(NETD^*)}{\partial T_0^2}$ est positive pour $H = 100$ mm mais décroît progressivement avec H devenant même négative pour H=380 mm. La hauteur critique d'eau H_{cr} correspondant à une annulation de cette grandeur (passage d'une valeur positive à une valeur négative) est telle que : 246 mm < H_{cr} < 295 mm. Si on généralise ces résultats, on peut dire que, $\frac{\partial^2(NETD^*)}{\partial T_0^2}$ est positive pour de faibles niveaux de liquide, diminue lorsque ce niveau augmente pour changer de signe lorsque le niveau dépasse un niveau critique H_{cr} compris entre 200 et 300 mm.

Une dérivée seconde négative se traduit par une pente de la courbe représentant $NETD^*$ en fonction de T_0 qui diminue avec T_0, alors qu'une dérivée seconde positive indique que

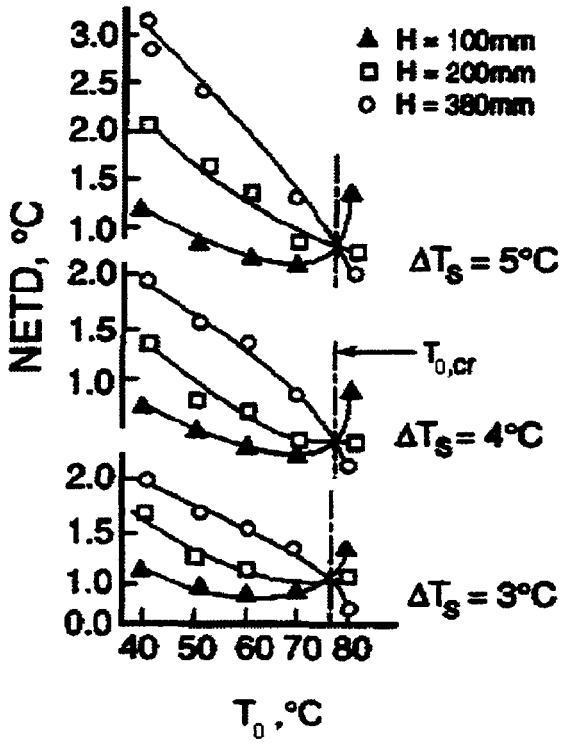


FIG. I.17 – *Évolution de NETD* avec T_0 et H (d'après [33])*

cette même pente augmente avec T_0. Or on sait aussi que pour $T_0<T_0^{cr}$, $NETD^*$ décroît avec la hauteur initiale H, ainsi cette décroissance est d'autant plus rapide que le niveau d'eau augmente. En d'autres termes, pour $T_0<T_0^{cr}$, plus H sera élevé, plus l'augmentation de T_0 se traduira par une décroissance rapide de $NETD^*$, c'est à dire qu'une faible variation de la température initiale se traduira par une chute (de $NETD^*$) d'autant plus importante que H sera plus grand.

Une explication possible proposée par Kim et Lior [33] à ces observations repose sur la dynamique des bulles. En effet, pour une différence de température donnée, la différence de pression entre l'intérieur et l'extérieur de la bulle augmente fortement avec la température initiale, ainsi que le taux de génération de bulles. Cette augmentation du taux de génération de bulles implique un mélange plus important du liquide et donc un refroidissement des couches profondes dans lesquelles l'évaporation n'a pas encore commencé (échange convectif). Ceci réduit la capacité de génération et de croissance de bulle dans ces couches et retarde l'équilibre. Ce phénomène de formation de bulles et de mélange a été observé par Miyatake et al. [34] pour les faibles hauteurs d'eau (jusqu'à 100 mm). Pour les couches d'eau plus im-

portantes, le phénomène est initialement contraint aux couches superficielles. Les couches profondes sont ainsi peu perturbées et restent donc quasiment à leur température initiale. Au cours du temps, le flashing se propage de plus en plus vers le fond du récipient jusqu'à atteindre le fond de la chambre et un état d'équilibre.

I.4.4.4.d Autre corrélation

Une corrélation permettant de déterminer $NETD^*$ à partir du niveau initial de liquide H, de la surchauffe ΔT et de la température initiale du liquide T_0 est proposée par Kim et Lior [33]. Cette relation est valide pour des hauteurs initiales d'eau H comprises entre 100 et 380 mm.

$$\begin{aligned} NETD^* &= (1,535\Delta T - 1,605)10^{-3}H + 0,5\Delta T + 0,2 \\ &+ (0,0134 - 0,0122\Delta T)T_0 \\ &+ 10^{\Delta T-10}(295 - H)\left[exp\Big(0,215 - 0,026\Delta T\Big) - 1\right] \end{aligned} \tag{I.54}$$

Dans cette corrélation H (100 mm<H<380 mm) est exprimé en mm, T_0 est en °C et ΔT est exprimée en K. L'erreur relative maximale commise avec cette corrélation est de ±5 %.

I.4.4.5 Le taux de dépressurisation : $-\frac{dp}{dt}$

Hahne et Barthau [35] ont constaté que, lorsqu'un liquide en équilibre avec sa vapeur dans une enceinte fermée est soudainement dépressurisé (du côté vapeur), ce dernier se retrouve alors dans un état métastable (surchauffé) qui dépend de la chute de pression et le flashing apparaît. Les paramètres influençant un tel phénomène sont le saut de pression, le taux de dépressurisation et la température initiale [35, 27]. Les expériences menées par Hahne et Barthau concernent des taux de dépressurisation relativement faibles (quelques bar.s^{-1}) en milieux hyperbares pour différents liquides (eau, réfrigérant 11). Ils ont alors constaté que le flashing se produit aussi pour de tels taux de dépressurisation et pour des enceintes de diamètre important (au moins 250 mm).

Hahne et Barthau [35] ont aussi pu remarquer que lorsque l'on augmente le taux de dépressurisation, le phénomène se met en place plus rapidement et la pression minimale

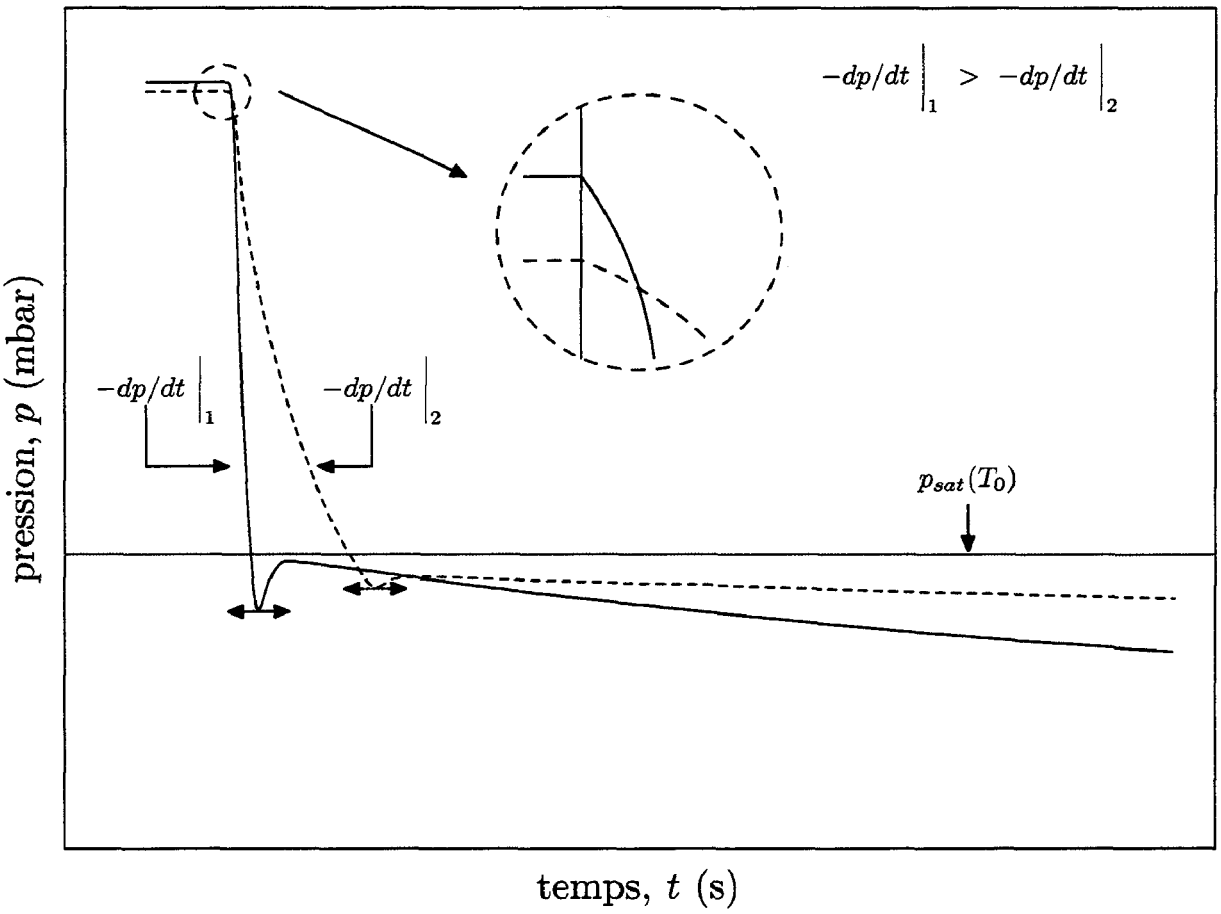


FIG. I.18 – *Évolution typique de la pression au cours d'une dépressurisation avec deux taux de dépressurisation différents.*

atteinte avant la réaction du système (génération brutale de vapeur) est plus basse. Ceci est illustré sur la figure I.18 qui présente l'évolution de la pression que l'on peut typiquement observer au cours du temps pour deux taux de dépressurisation différents et qui est réalisée à partir de nos données. On retrouve bien l'évolution temporelle initiale observée par de nombreux auteurs [35, 27]. L'arrêt de la chute de pression s'explique par l'apparition d'un taux de génération de vapeur dû à la nucléation rapide dans tout le liquide qui compense, voire même dépasse pendant une certain temps le taux de dépressurisation. Le minimum local atteint initialement est obtenu plus rapidement lorsque le taux de dépressurisation est élevé. En outre, la valeur de ce minimum est plus basse pour les taux de dépressurisation importants. De nombreuses études ont été réalisées pour corréler la valeur de ce minimum local avec le taux de dépressurisation [27, 28, 36, 37].

Les principales études que l'on peut trouver dans la littérature [28, 36, 38, 39, 37] concernent des dépressurisations de liquides (eau, réfrigérant R-134a, butane, propane, ...) initialement pressurisés (quelques bars) généralement en écoulement jusqu'à une pression d'équilibre qui est souvent de 1 bar (libération à l'atmosphère du liquide pressurisé). Dans de telles conditions, les taux de dépressurisation sont élevés (de quelques 100 atm.s^{-1} à quelques Matm.s^{-1}). Toutes sont cependant unanimes pour dire que l'apparition du flashing dépend fortement du taux de dépressurisation. Jusqu'à présent, peu d'études concernant la dépressurisation brutale jusqu'à de faibles pressions (quelques dizaines de millibars) pour un liquide placé dans un réservoir ont été réalisées.

I.4.4.6 Le diamètre du récipient d'évaporation : D

Dans leur étude de la propagation des ondes d'évaporation se formant au cours d'une dépressurisation brutale, Hahne et Barthau [35] mettent aussi en évidence l'importance de la géométrie de l'enceinte, notamment celle du diamètre, sur la forme de l'onde de pression (concave, convexe, autre). Ils notent aussi que le phénomène d'évaporation flash se produit aussi dans les enceintes de grands diamètres (jusqu'à 250 mm au moins). Cependant l'influence de ce paramètre sur les quantités évaporées par évaporation flash n'est pas quantifiée.

I.4.4.7 Le coefficient du taux d'évaporation flash : K

En considérant que la différence de pression, entre la pression de vapeur saturante $p_{sat}(T)$ (à la température du liquide) et la pression d'équilibre p_e, est la cause principale du phénomène d'évaporation flash, Miyatake définit le coefficient du taux d'évaporation par [31] :

$$K = \frac{w(t)}{p_{sat} - p_e} = \frac{\dot{m}_{ev}}{A(p_{sat} - p_e)}, \text{ avec } w(t) \text{ le flux massique instantané} \qquad \text{(I.55)}$$

Miyatake et al. [31] ont constaté que K est indépendant du temps, pratiquement indépendant de la surchauffe ΔT, mais diminue lorsque la température d'équilibre T_e augmente. Plus tard, une étude plus complète de ce coefficient a été réalisée par ce même auteur [34]. Cette

étude ultérieure confirme les résultats énoncés précédemment et montre que, pour une température d'équilibre T_e inférieure à 75°C, K augmente lorsque le niveau du liquide diminue, par contre, pour T_e>75°C, K augmente lorsque ce niveau augmente.

I.4.4.8 La pression : p

Dans notre cas, l'évaporation flash d'un film d'eau est due à la brusque variation de pression, aussi, il peut être intéressant pour notre étude de définir, comme Miyatake le fait [31], une pression adimensionnée p_{adim} par :

$$p_{adim}(t) = \frac{p(t) - p_e}{p(0) - p_e} = \frac{p(t) - p_{sat}(T_e)}{p_{sat}(T_0) - p_{sat}(T_e)} \tag{I.56}$$

La figure I.19 donne une évolution caractéristique de la pression adimensionnée en fonction du temps lorsque le phénomène d'évaporation flash se produit. On constate que la pres-

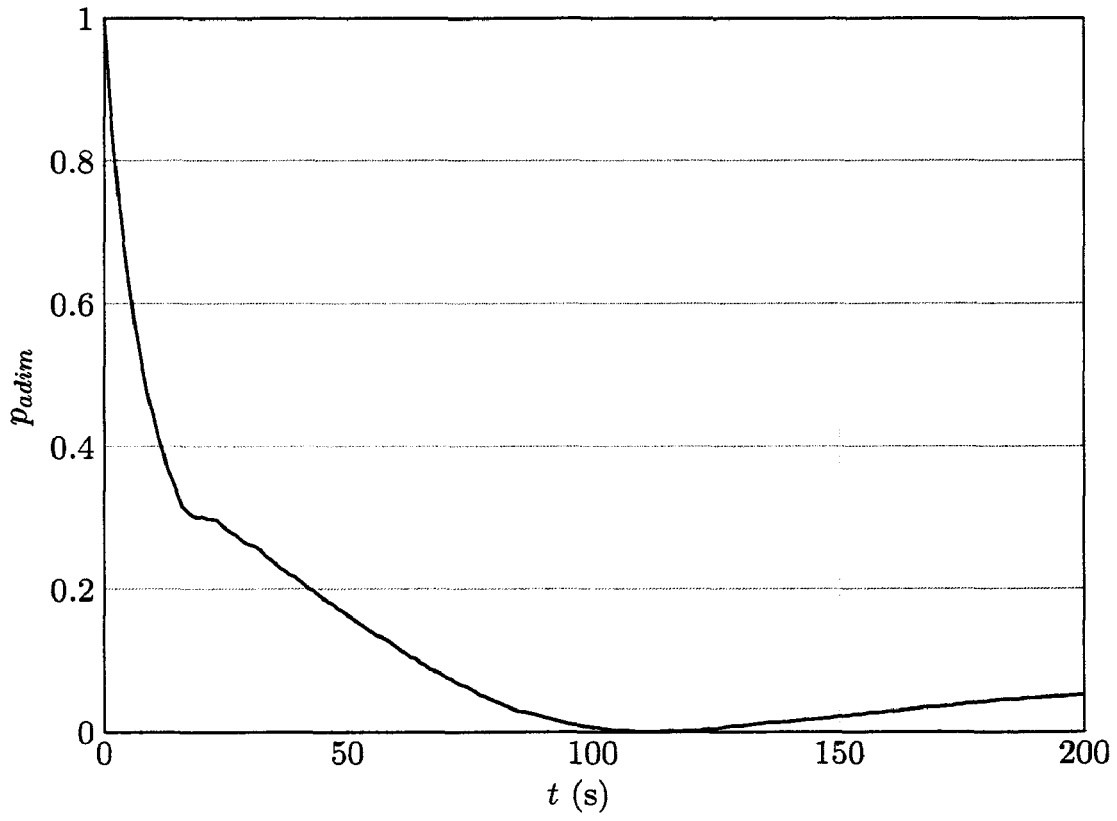


FIG. I.19 – *Évolution caractéristique de la pression au cours du flashing*

sion adimensionnée décroît brutalement jusqu'à un palier (20 s < t < 30 s, sur ce schéma),

puis continue de décroître jusqu'à $\approx p_{sat}(T_e)$ (t $\approx$ 100 s, sur ce schéma). On note ensuite une légère croissance due à l'évaporation du liquide et la fin de la chute de pression.

I.4.4.9 Facteur de flashing

Peterson et al. [17] ont étudié l'évaporation flash d'un film de R-11. Au cours de cette étude, ils introduisent le coefficient de flashing F, défini comme le rapport des débits masse évaporés par flashing et par évaporation naturelle. Ainsi, F peut s'écrire :

$$F = \frac{\dot{m}_{ev}^{flashing}}{\dot{m}_{ev}^{naturelle}} \tag{I.57}$$

$\dot{m}_{ev}^{naturelle}$ peut être calculé en utilisant par exemple une des corrélations proposées dans la partie I.3.1.2 (p. 18) de ce chapitre ou encore la corrélation suggérée par Palmer [40] et donnant le flux massique stationnaire évaporé dans le cadre de l'évaporation seule. Cette dernière est rappelée ci-dessous :

$$\dot{m}_{ev}^{naturelle} = E\,S\left(\frac{M}{2\,\pi\,R}\right)^{\frac{1}{2}}\left[\frac{p_{sat}(T_{surface}^{liquide})}{\sqrt{T_{surface}^{liquide}}} - \frac{p_{v_{surface}}}{\sqrt{T_{surface}^{vapeur}}}\right] \tag{I.58}$$

où E représente le coefficient d'évaporation (dont la valeur est souvent prise à 1), R est la constante des gaz parfaits, $T_{surface}^{liquide}$ et $T_{surface}^{vapeur}$ sont respectivement la température à la surface du liquide et la température de la vapeur juste au-dessus du liquide, et p_{sat} et p_v sont respectivement la pression de vapeur a la température de surface du liquide et la pression de la vapeur juste au dessus du liquide.

Peterson et al. ont réalisé des expériences sur du R-11 avec des température initiales T_0 variant de 12,8 à 20,8 °C, et des dépressurisations Δp variant de 40,6 à 54,2 kPa. Au cours de leur essais ils constatent des flux massiques 10 à 15 fois supérieurs à ceux dus à l'évaporation seule (10,0 < F < 15,0 ; une valeur moyenne de F_{moy} = 11,6 a été obtenue sur tous leurs essais) [17]. Ils proposent alors la relation suivante reliant le facteur de flashing à la température initiale T_0 et à la chute de pression imposée Δp.

$$F = 27,5 - 0,527\,T_0 - 0,129\,\Delta p,\ \mathrm{T_0\ en}\ °C\ \text{et}\ \Delta p\ \text{en kPa} \tag{I.59}$$

I.4.5 Conclusion

Les principales études disponibles dans la littérature ont portés sur des hauteurs initiales de liquide H comprises entre 100 et 457 mm, des températures initiales T_0 allant de 25 à 80°C, et des surchauffes ΔT allant de 0,5 à 10 K. Le tableau I.3 récapitule pour les principales études les différentes plages de paramètres utilisées.

	Miyatake (1973-1977)	Gopalakrishna (1987)	Kim (1997)
T_e (°C)	40-80	-	-
T_0 (°C)	-	25-80	40-80
ΔT (K)	2,5-5,5	0,5-10	2-7
H (mm)	100 et 200, 196-225	165, 305, 457	380
p_0 (mbar)	73-473 †	30-310 †	66-354 †

† : Valeurs estimées à partir des données de température initiale et de surchauffe ou de température d'équilibre des différents auteurs.

TAB. I.3 – *Récapitulatif des valeurs des paramètres utilisés par les principaux auteurs.*

Tout d'abord, on peut constater que ces études traitent des cas de surchauffes relativement faibles (< 10 K). Il semblerait donc intéressant dans un premier temps d'analyser le comportement du phénomène pour des surchauffes plus importantes. L'influence que peut avoir le niveau initial de liquide ou encore le taux de dépressurisation sur les caractéristiques de l'évaporation flash a été signalée mais peu étudiée par ces différents auteurs. Il parait donc intéressant d'analyser l'influence que peuvent avoir ces paramètres sur l'évaporation flash d'un film d'eau.

Chapitre II

Dispositif expérimental

II.1 Introduction

Ce chapitre a pour but de décrire le dispositif expérimental mis en place au laboratoire ainsi que les conditions d'étude du phénomène. Aussi, dans une première partie le dispositif expérimental (banc, chambres flash) et son instrumentation seront décrits. Une seconde partie détaillera la procédure d'essai appliquée pour la réalisation de chaque expérience. Cette partie sera suivie par une présentation de la méthode de détermination des quantités évaporées. Enfin, l'analyse de l'erreur commise sur la masse évaporée complétera la présentation de la méthode de détermination de cette masse.

II.2 Description du dispositif expérimental

II.2.1 Description générale du banc d'essai

(1) : Réservoir à vide
(2) Chambre flash
(3) : Pompe à vide
(4) : Electrovanne
(5) : Résistance chauffante
(6) : Vanne d'aération et de purge
(7) : Réservoir d'eau distillée
(8) : Caméra numérique
(9) : Système d'acquisition
(10) : Régulateur de température
(11) : Thermocouples
(12) : Vanne d'isolement
(13) : Capteur de pression
(14) : Capteur de pression
(15) : Vanne de vidange de l'enceinte
(16) : Vanne de vidange de la cuve
(17) : Vanne de régulation de débit

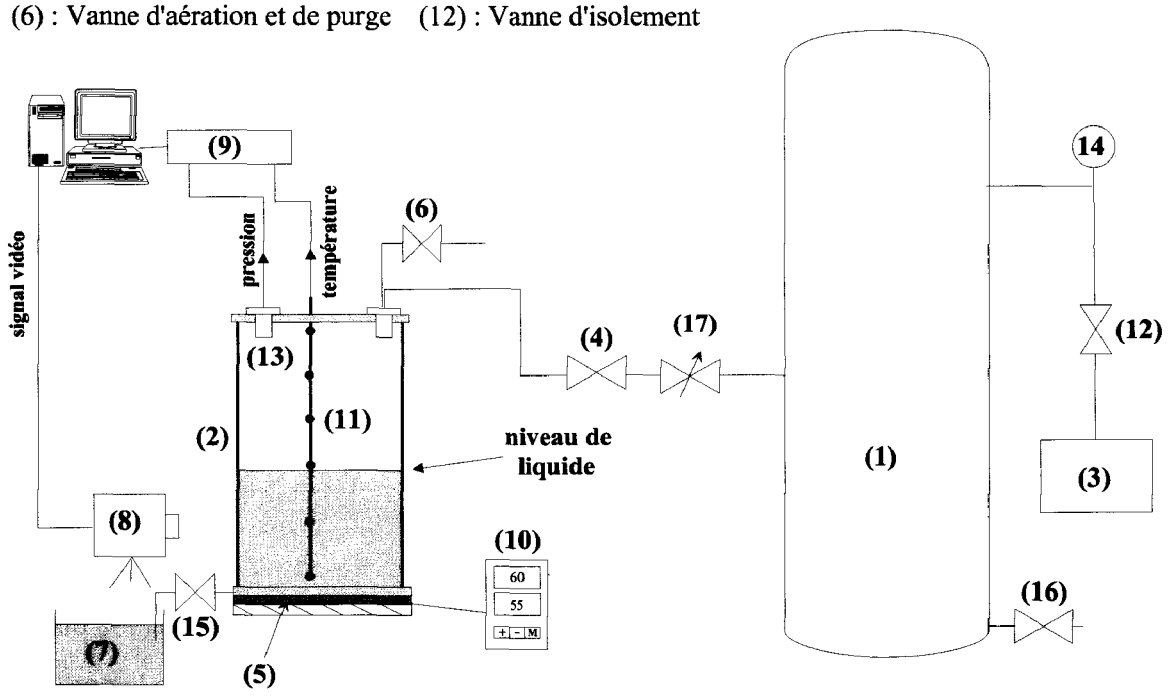


FIG. II.1 – *Banc d'essai de l'évaporation flash*

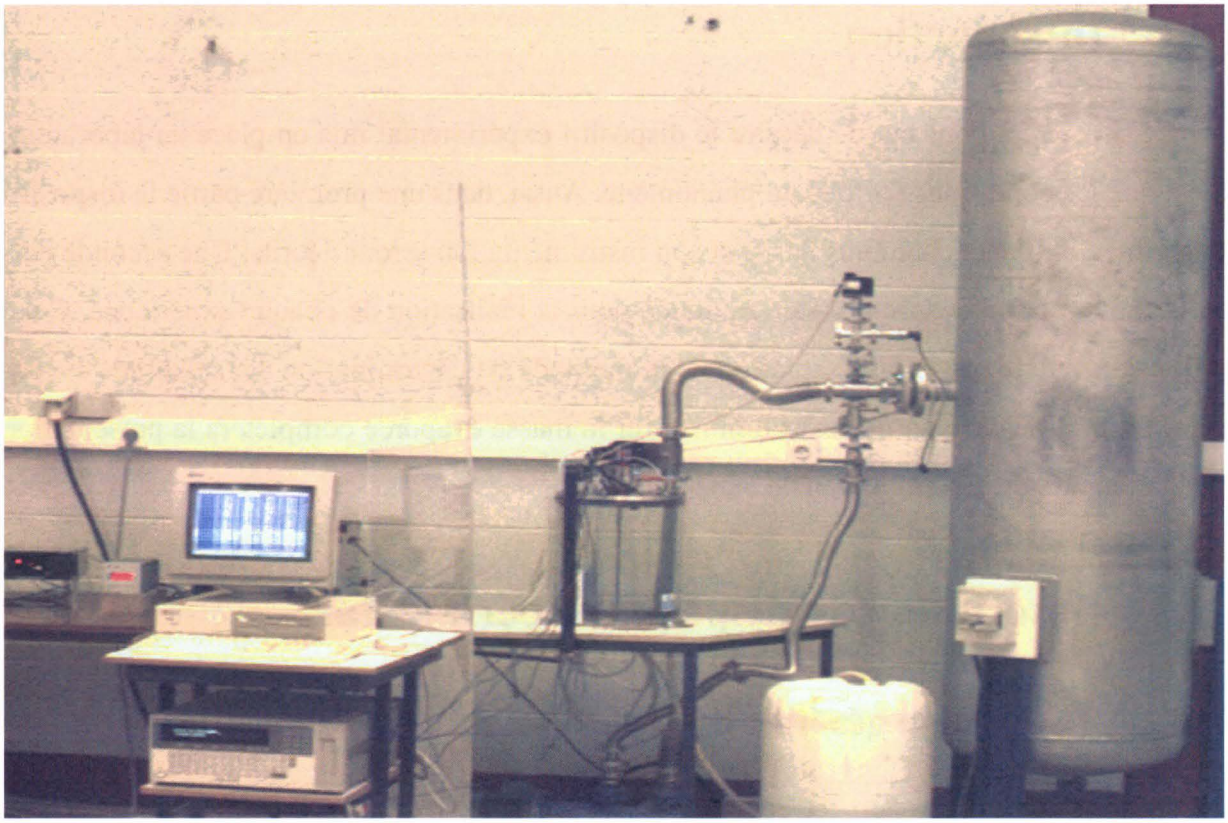


FIG. II.2 – *Vue du banc d'essai pour l'étude du phénomène d'évaporation flash*

La figure II.1 présente un schéma du dispositif expérimental utilisé pour l'étude de l'évaporation flash d'un film d'eau. Ce dispositif est composé d'un réservoir (1) de grand volume (0,652 m^3) dans lequel on fait le vide et d'une chambre flash (2) dans laquelle on place l'eau distillée. Le réservoir à vide, de forme cylindrique, est en acier inoxydable. La connexion entre ce réservoir et la chambre flash se fait par une électrovanne (4) dont l'ouverture et la fermeture sont commandées manuellement. Une vanne de régulation du taux de dépressurisation (17), amovible et réglable, est placée entre l'électrovanne (4) et le réservoir à vide (1). Elle permet de modifier la perte de charge dans le circuit de décharge et par conséquent de faire varier le taux de dépressurisation. Une résistance chauffante (5), pilotée par un régulateur de température (10) et collée sous le fond du récipient permet de chauffer l'eau jusqu'à la température désirée. Des thermocouples (11) et un capteur de pression (13) placés dans l'enceinte d'évaporation (2) permettent de relever les températures ainsi que la pression dans le récipient d'évaporation via une centrale d'acquisition (9). Une caméra numérique (8) permet en outre d'enregistrer l'évolution du phénomène avec une fréquence d'acquisition de 6 images par seconde. Le vide dans le réservoir à vide (1) est réalisé grâce à une pompe

à anneau liquide (3) permettant d'atteindre une pression absolue de 40 mbar avec un débit compris entre 0,2 et 0,4 m^3/min. Un capteur de pression (14) placé à l'entrée du réservoir à vide (1) permet de contrôler la pression à l'intérieur de cette dernière. Une photo du dispositif expérimental est proposée sur la figure II.2.

II.2.2 Description des enceintes d'évaporation

Notre dispositif expérimental a été conçu afin d'étudier l'influence de paramètres tels que la surchauffe, la hauteur initiale d'eau ou encore la chute de pression sur l'évaporation flash d'un film d'eau. Dans un premier temps, l'influence de la surchauffe a été analysée. Par la suite, l'étude de l'influence de la hauteur initiale de liquide nous a contraint à adapter le dispositif expérimental existant. Pour cela une enceinte transparente de plus grandes dimensions a été mise en place sur le dispositif existant.

II.2.2.1 La première chambre flash

La figure II.3 présente plus précisément les caractéristiques de l'enceinte initialement utilisée. Cette chambre flash a été utilisée pour analyser l'influence de la surchauffe pour les faibles hauteurs de liquide. Ce récipient d'évaporation, dans lequel on place l'eau distillée, a un volume intérieur total de 2,2 l. Il est en acier inoxydable et de forme cylindrique. La chambre flash comporte deux hublots : un hublot de visualisation en polycarbonate (représenté en pointillés sur la figure II.3) et un hublot d'éclairage en borosilicate. Une résistance chauffante de 60 W est collée sous le fond et permet de réchauffer l'eau jusqu'a la température initiale souhaitée. Cette chambre est instrumentée grâce à six thermocouples et un capteur de pression dont les caractéristiques seront précisées ultérieurement. Les emplacements de ces différents capteurs (thermocouples, capteur de pression) ainsi que les dimensions de cette chambre sont précisés sur la figure II.3.

Cette première chambre est conçue pour réaliser des essais avec une hauteur d'eau initiale H relativement faible (15 mm). En effet, l'emplacement du circuit de décharge (100 mm) limite la hauteur maximale possible. De plus, lors d'un essai le liquide est totalement arraché et son niveau augmente fortement : une partie du liquide a donc tendance à être aspiré dans le circuit de décharge. Pour ces deux raisons, nous avons limité nos essais a une hauteur

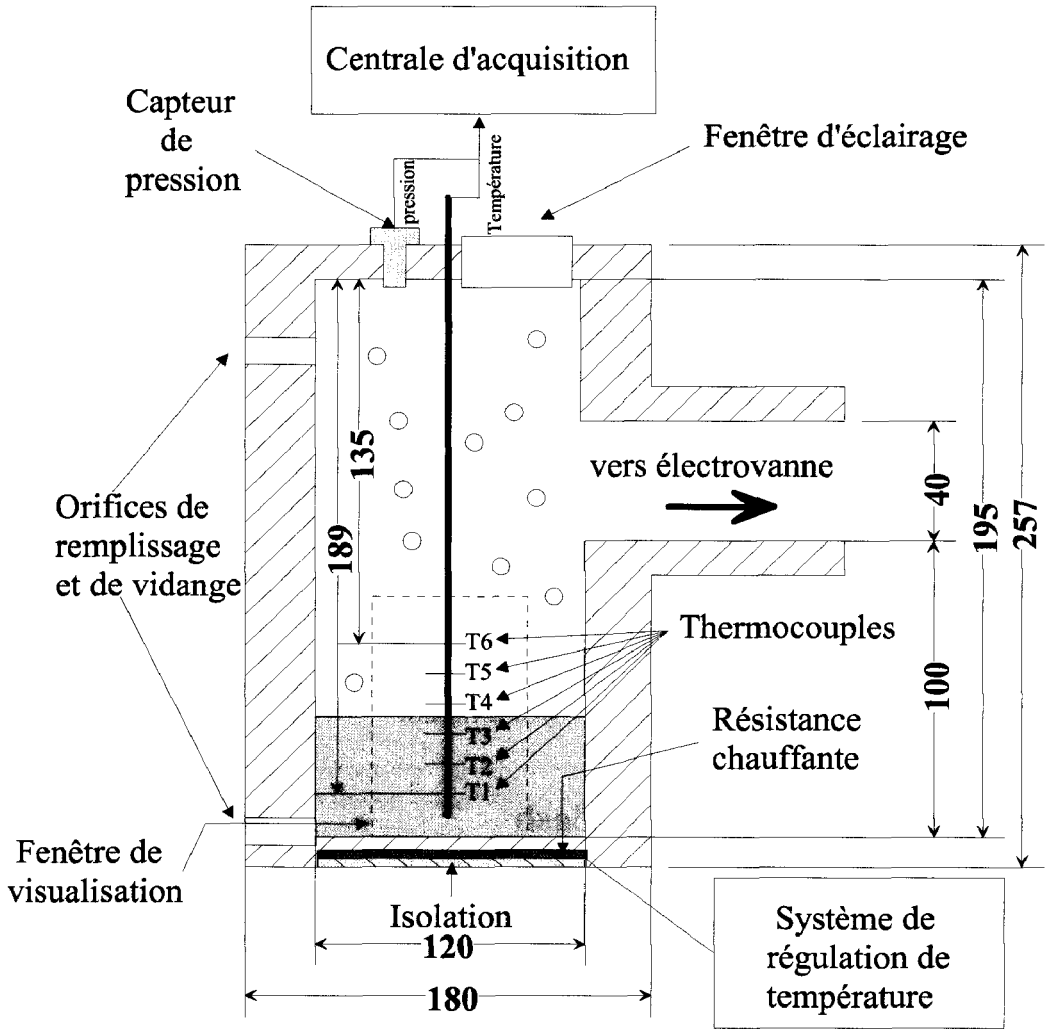


FIG. II.3 – *Emplacement des capteurs de température et de pression dans le récipient d'évaporation*

de 15 mm pour cette enceinte. Au cours des essais réalisés avec cette enceinte, nous avons fait varier la température initiale de 30 à 75°C, la pression initiale est comprise entre 50 et 200 mbar, ce qui correspond à une surchauffe variant de 1 à 35 K.

II.2.2.2 La seconde chambre flash

Afin de mieux étudier l'influence du niveau initial du liquide, et d'améliorer la visibilité du phénomène une deuxième chambre d'évaporation a été mise en place.

Cette chambre est présentée sur la figure II.4. Elle est de forme cylindrique, en borosilicate et son volume intérieur est de 25 l. Une résistance chauffante de 1000 W collée

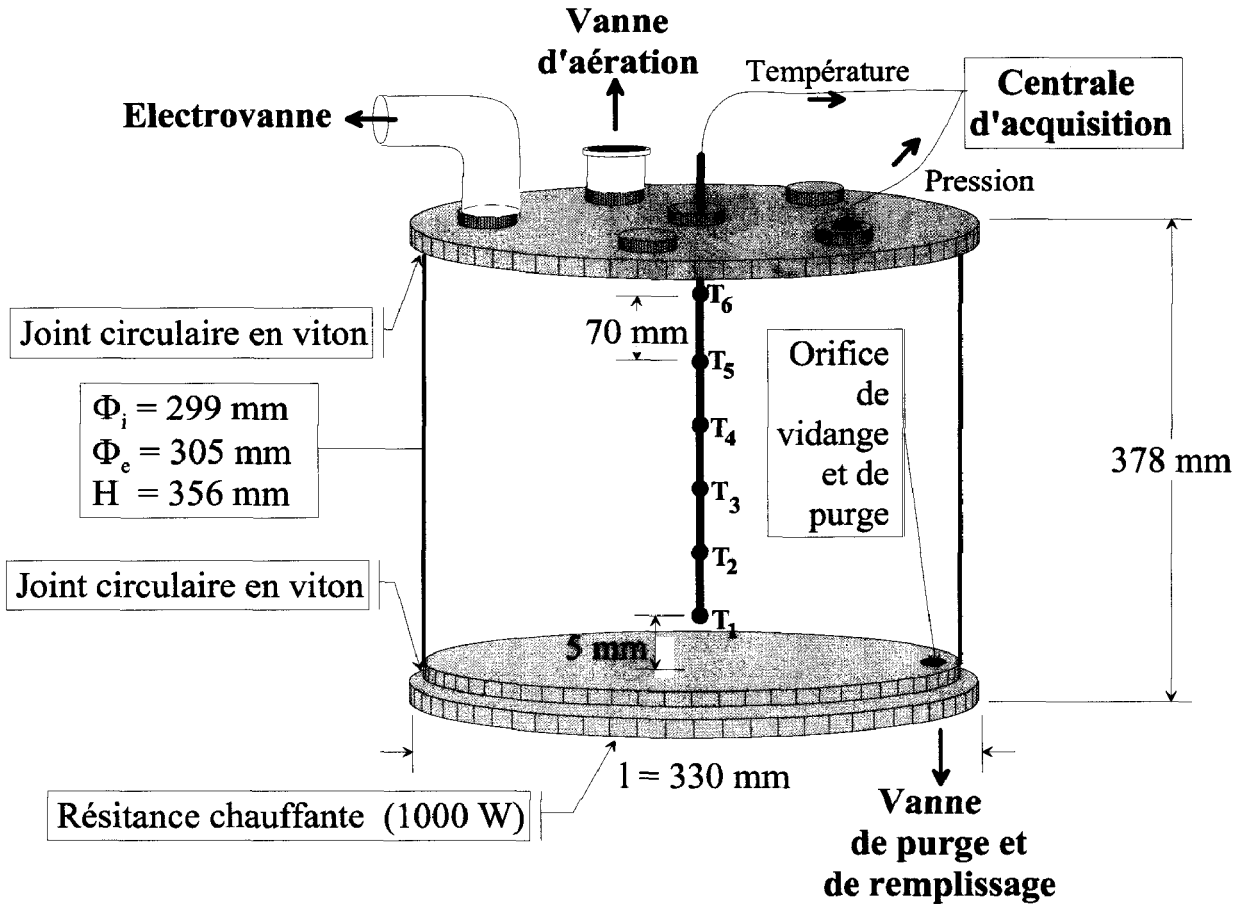
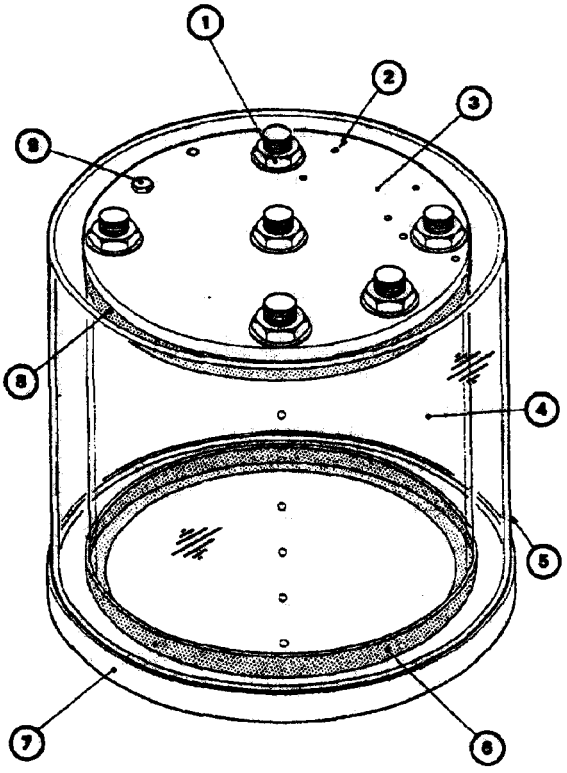


FIG. II.4 – *Emplacement des capteurs de température et de pression dans le récipient d'évaporation*

sous le fond de la chambre permet de chauffer l'eau distillée jusqu'à la température désirée. Cette résistance chauffante est reliée au régulateur de température décrit précédemment. Cette enceinte est instrumentée par six thermocouples, et un capteur de pression. La figure II.4 présente l'emplacement de ces différents capteurs et précise les dimensions de l'enceinte.

Cette chambre flash (cf. FIG. II.5) est entourée d'une seconde enceinte protectrice en plexiglas. Cette dernière permet d'éviter toute projection en cas d'implosion de la chambre. De plus, elle permet de réduire les pertes de chaleur latérales puisqu'une pellicule d'air chaud est enfermée entre la paroi de l'enceinte et sa protection.

Cette enceinte est conçue pour réaliser des essais avec une hauteur d'eau initiale variable. Au cours des essais réalisés avec cette maquette, nous avons fait varier la température initiale de 45 à 85°C, la pression initiale entre 50 et 150 mbar, et le niveau initial d'eau entre 25 et



1 : Perçage pour les raccords
2 : Trous pour l'instrumentation
3 : Couvercle (inox)
4 : Enceinte en borosilicate
5 : Protection
6 : Joint en L (bas)
7 : Fond (inox)
8 : Joint en L (haut)
9 : Verrou

FIG. II.5 – *L'enceinte et sa protection.*

275 mm. Ceci correspond à une plage d'essai avec des surchauffes variant de 2 à 44 K.

II.2.3 Instrumentation

Pour les deux chambres, les températures du liquide et de la vapeur sont mesurées à l'aide de six thermocouples (cf. FIG. II.3 et II.4) de type T (cuivre-constantan) de diamètre 0,08 mm. Le type T a été choisi en raison de sa bonne tenue au vide et à l'humidité. Sa plage de mesure est de -270 à 400°C. Sa précision atteint 0,12°C et son temps de réponse est de 40 ms.

La pression dans le récipient d'évaporation mesurée grâce à un capteur de pression piézorésistif à une membrane affleurante en acier inoxydable. Ce capteur mesure la pression absolue sur une plage de variation de pression de 1,5 bar. Il est compensé en température pour une utilisation entre 20 et 100°C. Sa bande passante est de 13 kHz et sa précision est de 1 % de l'étendue de mesure. Le capteur de pression utilisé pour le réservoir à vide est un capteur à jauge active de contrainte. Son étendue de mesure est de la pression atmosphérique (1000 mbar) à 10^{-1} mbar et sa précision est de $\pm 0,2$ % de l'étendue de mesure.

La centrale d'acquisition (HP75000B) est pilotée par un PC via un bus HP-IB. Les thermocouples sont reliés à cette centrale grâce à une carte HP-E1347A, la connexion entre le capteur de pression et la centrale est réalisée par une carte HP-E1345A.

Une caméra CCD numérique CVM70 reliée à un PC via une carte d'acquisition et contrôlée grâce au logiciel Optimas permet de visualiser en post-traitement le phénomène. Cette caméra permet d'acquérir des images à une fréquence de 6 Hz. Le capteur CCD (capteurs à transfert de charge) transforme une image optique en un signal vidéo électronique. Un senseur CCD est constitué d'un réseau d'éléments photosensibles, ou pixels, selon des structures linéaires ou matricielles, qui absorbent des photons de la lumière visible (ou infrarouge) et les transforment en paires électron-trou. À la sortie d'une caméra CCD, on obtient un signal vidéo analogique, en général normalisé. Afin d'être traité par l'ordinateur, ce signal doit être numérisé. Le processus de numérisation s'effectue spatialement (échantillonnage) et en amplitude (quantification). L'échantillonnage consiste à découper l'image en une mosaïque de petits carrés (pixels) adjacents. La quantification consiste à coder la valeur de gris de chaque pixel en lui attribuant une valeur numérique proportionnelle à l'éclairement.

Une règle graduée et collée sur la paroi extérieure de l'enceinte d'évaporation permet de repérer précisément le niveau initial de liquide. Étant donnée la faible épaisseur de la paroi en borosilicate (3 mm), la déviation optique n'est pas trop importante. Cette méthode permet une mesure au millimètre près du niveau initial.

II.3 Procédure d'essai

La première phase de la procédure d'essai consiste à remplir d'eau distillée le récipient d'évaporation jusqu'à un niveau légèrement supérieur à celui de l'essai. Cette eau est ensuite dégazée par une succession de mises et maintiens sous vide ce qui permet également de réduire considérablement le nombre de sites de nucléation parasites. L'eau est ensuite réchauffée et maintenue à la température choisie pour l'essai grâce à la résistance chauffante placée sous le fond de la chambre et au régulateur de température. Une fois l'eau à la température désirée, l'électrovanne est fermée et le niveau de vide désiré est réalisé dans le réservoir à vide. La vanne de régulation de pression est alors réglée de manière à obtenir le

taux de dépressurisation souhaité. Le maintien en température du liquide dans la chambre flash est alors stoppé, et le niveau d'eau dans la chambre flash ajusté à la valeur désirée. Les deux enceintes sont mises en communication par ouverture de l'électrovanne. L'acquisition de la température et de la pression démarre simultanément avec l'ouverture de la vanne, ainsi que l'acquisition vidéo grâce à la caméra CCD. La mise en communication soudaine des deux enceintes provoque une dépressurisation brutale du liquide en dessous de sa pression de saturation, et une partie du liquide se vaporise quasi-instantanément par flashing.

On a pu constater au cours des différentes expériences qu'a cause du brassage engendré par le phénomène, la température est homogène dans toute la phase liquide. Aussi, dans cette étude, seules les valeurs de température relevées par le thermocouple appelé T_1 sur les différentes figures (FIG. II.3 et II.4) ont été utilisées puisque quel que soit l'essai, ce thermocouple est le seul à être en permanence immergé.

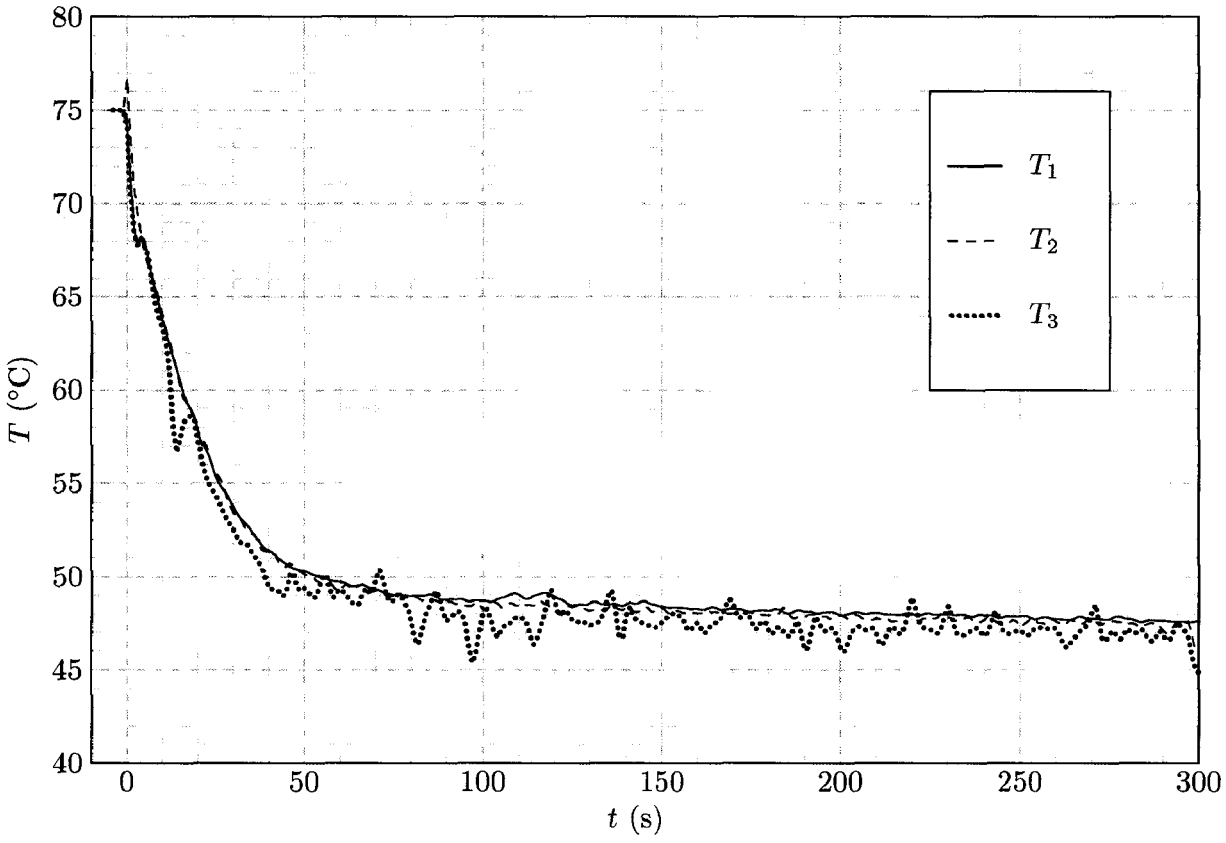


FIG. II.6 – *Évolution de la température du liquide à l'intérieur de la chambre flash*

La figure II.6 présente l'évolution de la température enregistrée par les thermocouples immergés dans la phase liquide pour un essai avec une température initiale de 75°C, une

pression initiale dans le réservoir à vide de 50 mbar et une hauteur d'eau initiale de 150 mm. Les profils de température présentés sur cette figure justifient les observations et le choix du thermocouple de référence.

II.4 Détermination des quantités évaporées

II.4.1 Principes

La masse évaporée est calculée à partir du bilan thermique sur le liquide dans le récipient d'évaporation. Les parois des différentes enceintes sont conçues telles que l'on puisse considérer les échanges avec l'extérieur comme négligeables.

La protection de la grande enceinte renferme une mince pellicule d'air chaud réduisant ainsi les pertes avec l'extérieur. Les figures II.7 et II.8 présentent l'évolution des températures pariétales, de la température du liquide au cours d'un essai avec une température initiale de 75°C, une hauteur initiale de 175 mm et une pression initiale dans le réservoir à vide de 150 mbar ainsi que les positions des différents points de mesure de température.

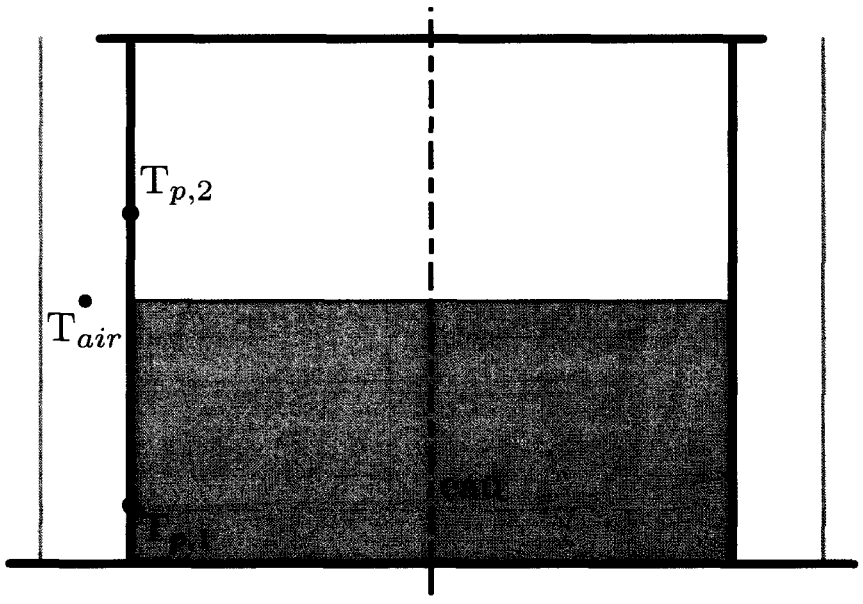


FIG. II.7 – *Emplacement des thermocouples sur la paroi de l'enceinte*

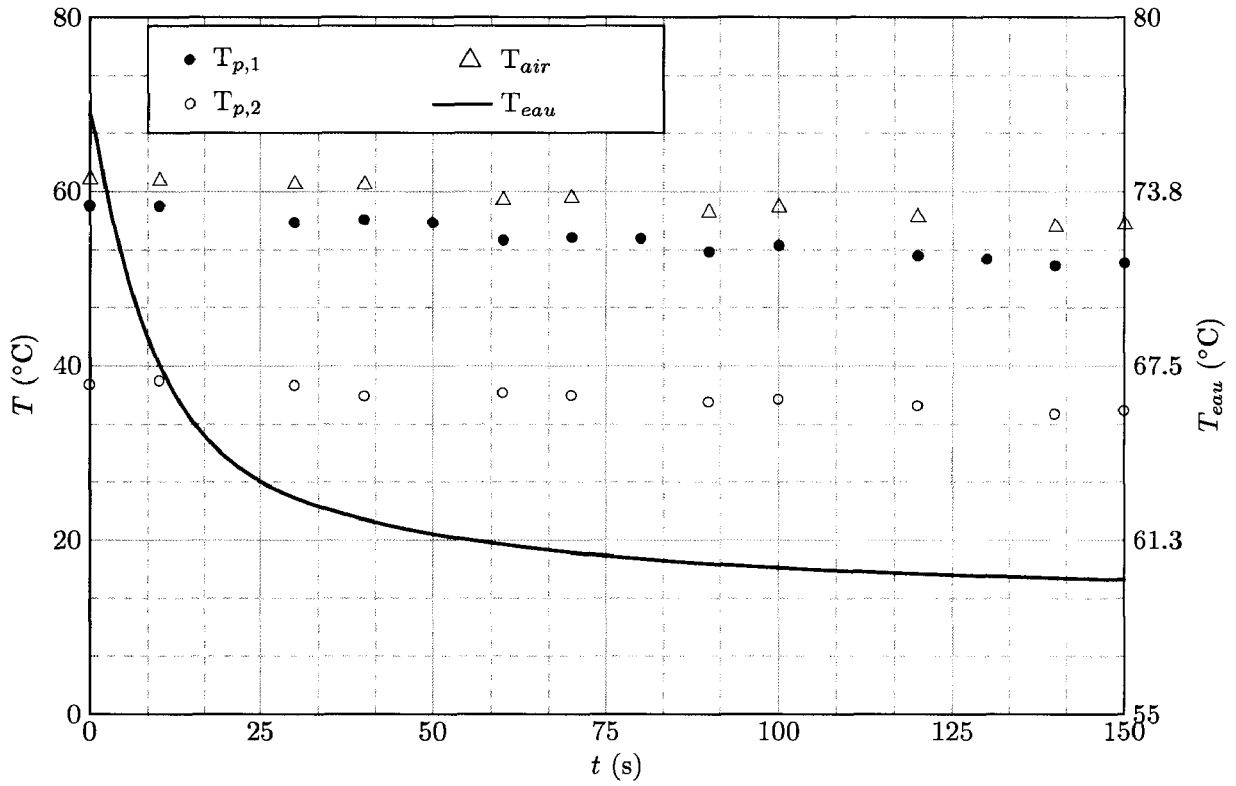


FIG. II.8 – *Évolution des températures pariétales et du liquide*

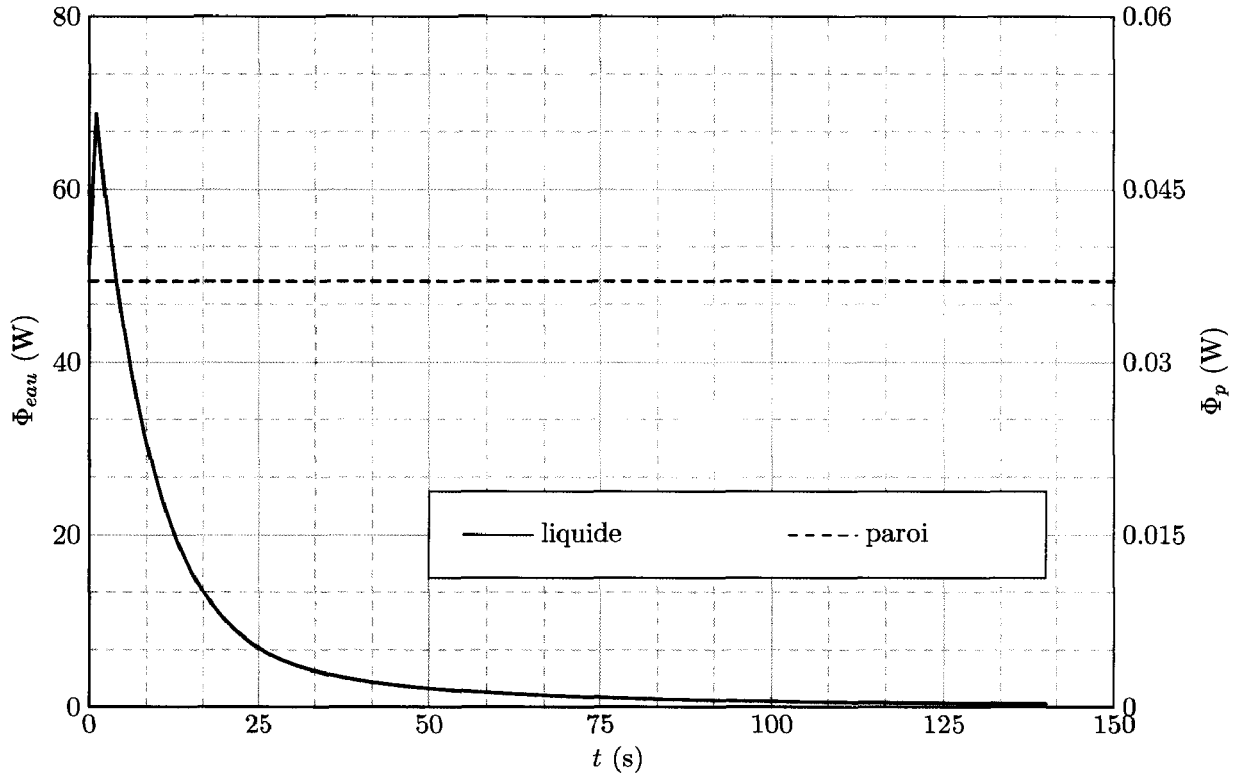


FIG. II.9 – *Évolution des pertes*

Quelle que soit l'enceinte, la rapidité du phénomène d'évaporation flash et la faible variation de la température de la paroi (FIG. II.8) au cours de ce phénomène, nous permet de confirmer que pendant le flashing, la puissance apportée par les parois est négligeable devant les autres termes du bilan (FIG. II.9, rapport inférieur à 1% pour cet essai dans la phase initiale, c'est-à-dire au moment où le phénomène se produit). Ainsi, l'énergie libérée par la brusque chute de température est totalement utilisée pour vaporiser une quantité δm d'eau.

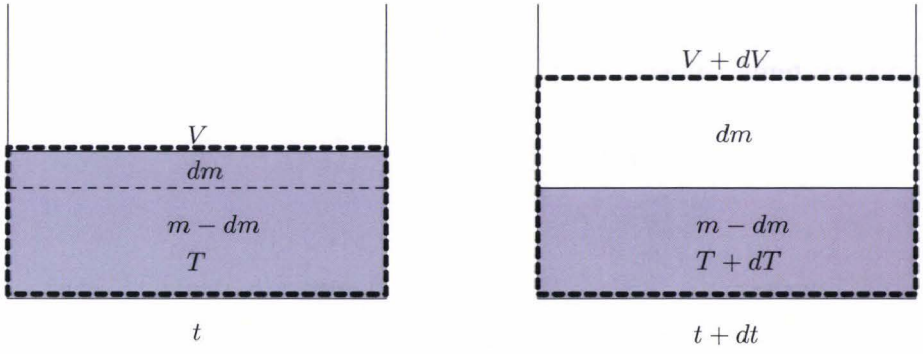


FIG. II.10 – *Évolution de la masse évaporée entre deux instants proches*

Système étudié : Le liquide + la vapeur produite par l'évaporation de ce liquide.

II.4.1.1 Hypothèses

- A chaque instant le liquide et la vapeur sont en équilibre
- Il n'y a pas de pertes pariétales, ni de pertes avec le fluide environnant

Le premier principe appliqué au système permet d'écrire :

$$\delta W_e + \delta Q_e = dU = dU_1 + dU_2 \tag{II.1}$$

On divise notre système en deux sous-systèmes en équilibre. Le premier sous-système (1) est composé à l'instant initial (à t) d'une masse $m - dm$ liquide à la température T et à l'instant final (à t+dt) d'une masse $m - dm$ liquide à la température $T + dT$. Le deuxième sous-système (2) est composé à l'instant initial d'une masse dm de liquide à la température T et à l'instant final d'une masse dm de vapeur à la température $T + dT$.

Si on néglige les pertes à travers la paroi et au fluide environnant

$$\delta Q_e = 0 \tag{II.2}$$

et :

$$\delta W_e = -p\,dV \tag{II.3}$$

II.4.1.2 Cas du 1$^{\text{ier}}$ sous système

Pour ce sous-système, on a :

$$du = -p\,dv + \delta q = -p\,dv + c_v\,dT + \ell\,dv \tag{II.4}$$

ainsi

$$du = c_v\,dT + (\ell - p)\,dv \tag{II.5}$$

Si on considère le liquide incompressible, on a donc $dv = 0$ et :

$$du = c_v\,dT \tag{II.6}$$

A l'instant t, on peut donc écrire :

$$U_1(t) = m(t)\,c_v\,T(t) = (m - dm)\,c_v\,T(+cst) \tag{II.7}$$

A l'instant $t + dt$, on a aussi :

$$U_1(t + dt) = m(t + dt)\,c_v\,T(t + dt) = (m - dm)\,c_v\,(T + dT)(+cst) \tag{II.8}$$

et ainsi la variation d'énergie du liquide entre les instants t et $t + dt$ s'écrit :

$$d\,U_1 = (m - dm)\,c_v\,dT \tag{II.9}$$

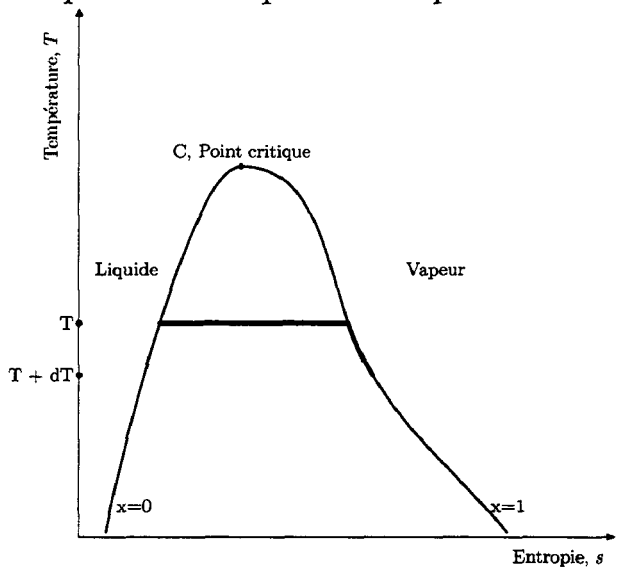
II.4.1.3 Cas du 2$^{\text{ème}}$ sous système

Pour ce deuxième sous-système, le premier principe s'écrit :

$$d\,U_2 = \delta Q + \delta W = \delta Q - p\,dV \tag{II.10}$$

$d\,U_2$ est une fonction d'état, à ce titre elle dépend juste de l'état initial et de l'état final.

- EI : quantité dm de vapeur à l'état liquide à la température T,
- EF : quantité dm de vapeur à l'état vapeur à la température $T + dT$.



δQ = quantité de chaleur reçue du changement de phase $L \rightarrow V$

\+ passage de cette quantité de vapeur de la température T à la température T+dT.

Par définition de h_{fg} (quantité de chaleur qu'il faut fournir à l'unité de masse du liquide, prise à la température T sous la pression d'équilibre p, pour la transformer en vapeur à la même température et à la même pression [21]), on a :

$$\delta Q = -dm\, h_{fg} + \underbrace{dm\, c_g\, dT}_{\ll dm\, h_{fg}\text{(ordre 2)}} \tag{II.11}$$

où c_g représente la chaleur spécifique de la vapeur et est définie par la relation suivante [21] :

$$\delta q'' = c_g\, dT \tag{II.12}$$

et ainsi :

$$d\,U_2 = -dm\, h_{fg} - p\, dV \tag{II.13}$$

II.4.1.4 Bilan

L'utilisation de II.1, II.2, II.3, II.9, et II.13 conduit donc à :

$$dU = (m - dm)\, c_v\, dT - dm\, h_{fg} - p\, dV = \delta W_e = -p\, dV \tag{II.14}$$

et ainsi :

$$(m - dm)\, c_v\, dT - dm\, h_{fg} = 0 \tag{II.15}$$

En négligeant les termes du deuxième ordre :

$$m\, c_v\, dT - dm\, h_{fg} = 0 \tag{II.16}$$

Ainsi, la masse d'eau restant dans l'enceinte à l'instant t s'écrit :

$$m(t) = m_0 \exp\Big(- \frac{c_v}{h_{fg}} [T_0 - T]\Big) \tag{II.17}$$

d'où on tire la masse d'eau évaporée à l'instant t $m_{ev} = m_0 - m$. Ainsi :

$$m_{ev}(t) = m_0 \Big[1 - \exp\big(- \frac{c_v}{h_{fg}} [T_0 - T]\big)\Big] \tag{II.18}$$

II.4.1.5 Détermination de la masse finale évaporée

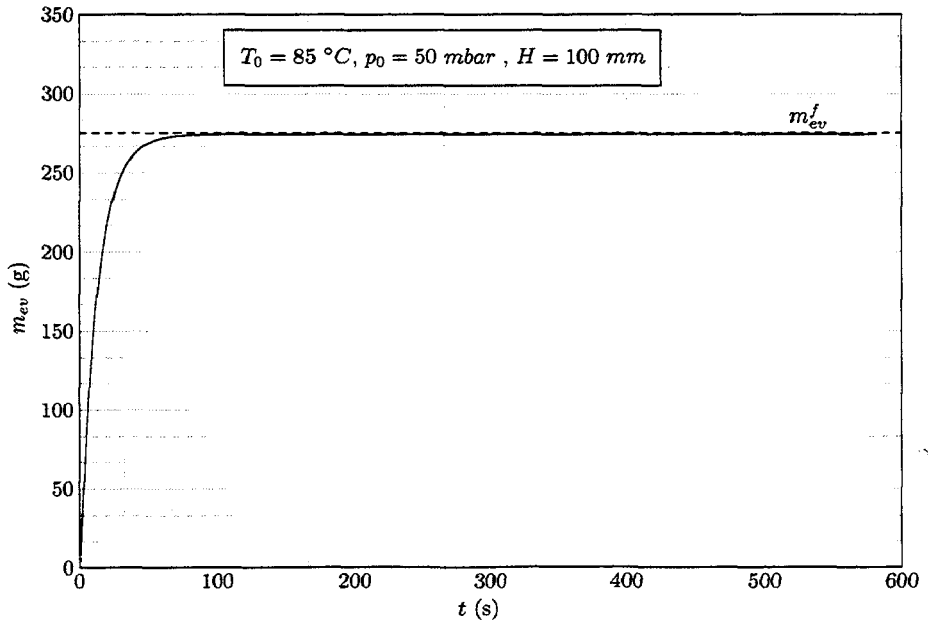


FIG. II.11 – *Évolution caractéristique de la masse évaporée en fonction du temps*

La figure II.11 présente une évolution caractéristique de cette masse en fonction du temps ainsi que la manière dont on obtient la masse finale évaporée m_{ev}^f que l'on peut définir par :

$$m_{ev}^f = \lim_{t \to +\infty} \Big(m_{ev}(t) \Big) \tag{II.19}$$

II.4.1.6 Détermination du débit masse évaporé

Le débit massique instantané évaporé $\dot{m}_{ev}$ est alors obtenue en dérivant par rapport au temps la relation précédente. Ainsi,

$$q_{ev} = \frac{dm_{ev}}{dt} = -\rho A H \frac{c_v}{h_{fg}} \exp\Big[-\frac{c_v}{h_{fg}} (T_0 - T) \Big] \frac{dT}{dt} \tag{II.20}$$

II.4.2 Incertitude sur la détermination de la masse évaporée

II.4.2.1 Mise en équation

L'équation II.18 donnant l'évolution de la masse évaporée en fonction du temps (par l'intermédiaire de la température) doit être réécrite sous une forme plus appropriée au calcul d'erreur. Ainsi, l'équation II.18 devient :

$$\frac{m_{ev}(t)}{m_0} = 1 - \exp\Big(-\frac{c_v}{h_{fg}} [T_0 - T] \Big) \tag{II.21}$$

En dérivant les deux membres de l'équation précédente, on obtient :

$$\frac{1}{m_0} d\,m_{ev} - \frac{m_{ev}}{m_0^2} d\,m_0 = \Big[-\frac{T_0 - T}{h_{fg}} d\,c_v - \frac{c_v}{h_{fg}} d\,(T_0 - T) + \frac{c_v}{h_{fg}^2} d\,h_{fg} \Big] \times \exp\Big[-\frac{c_v}{h_{fg}} (T_0 - T) \Big] \tag{II.22}$$

Ainsi,

$$d\,m_{ev} = \frac{m_{ev}}{m_0} d\,m_0 + m_0 \frac{c_v}{h_{fg}} (T_0 - T) \Big[-\frac{d\,c_v}{c_v} - \frac{d\,T_0 - d\,T}{T_0 - T} + \frac{d\,h_{fg}}{h_{fg}} \Big] \times \exp\Big[-\frac{c_v}{h_{fg}} (T_0 - T) \Big] \tag{II.23}$$

L'erreur absolue commise sur la masse évaporée peut alors être obtenue :

$$\Delta\,m_{ev} = \Big| m_0 \frac{c_v}{h_{fg}} (T_0 - T) \times \exp\Big[-\frac{c_v}{h_{fg}} (T_0 - T) \Big] \Big| \tag{II.24}$$

$$\times \Big[\frac{\Delta\,c_v}{c_v} + \frac{\Delta\,T_0}{T_0 - T} + \frac{\Delta\,T}{T_0 - T} + \frac{\Delta\,h_{fg}}{h_{fg}} \Big] + \Big| \frac{m_{ev}}{m_0} \Big| \Delta\,m_0 \tag{II.25}$$

On peut légitimement supposer que l'incertitude absolue sur la mesure de T et de T_0 est la même ($\Delta T = \Delta T_0$). L'erreur absolue commise sur la masse évaporée devient alors.

$$\Delta m_{ev} = \left| \overbrace{m_0 \frac{c_v}{h_{fg}} (T_0 - T) \times \exp\left[- \frac{c_v}{h_{fg}} (T_0 - T) \right]}^{=\mathcal{A}(T)} \right| \times \left[\frac{\Delta c_v}{c_v} + \frac{2\Delta T_0}{T_0 - T} + \frac{\Delta h_{fg}}{h_{fg}} \right] + \left| \frac{m_{ev}}{m_0} \right| \Delta m_0 \quad \text{(II.26)}$$

L'étude de la fonction $\mathcal{H} : T \rightarrow \mathcal{H}(T) = m_{ev}(T) - \mathcal{A}(T)$, montre que $\mathcal{H}$ est une fonction décroissante de la température, et comme $\mathcal{H}(T_0)$=0, on sait que pour toute température T inférieure à la température initiale T_0, $\mathcal{H}(T) \geq 0$. Ainsi,

$$m_{ev} \geq m_0 \frac{c_v}{h_{fg}} (T_0 - T) \times \exp\left[- \frac{c_v}{h_{fg}} (T_0 - T) \right] \geq 0 \quad \text{(II.27)}$$

Si de plus, on tient compte du fait que $\frac{1}{T_0 - T} \leq \frac{1}{T_0 - T_e} \leq \frac{1}{\Delta T_{max}}$, on peut facilement majorer l'erreur commise. On obtient finalement :

$$\Delta m_{ev} \leq \left| \frac{m_{ev}}{m_0} \right| \Delta m_0 + \left| \frac{m_{ev}}{c_v} \right| \Delta c_v + \left| \frac{2\, m_{ev}}{\Delta T_{max}} \right| \Delta T_0 + \left| \frac{m_{ev}}{h_{fg}} \right| \Delta h_{fg} \quad \text{(II.28)}$$

Avec :

$$\Delta m_0 = \left| \frac{m_0}{\rho} \right| \Delta \rho + \left| \frac{m_0}{A} \right| \Delta A + \left| \frac{m_0}{H} \right| \Delta H \quad \text{(II.29)}$$

II.4.2.2 Analyse des différents termes d'erreur

Les grandeurs thermodynamiques utilisées dans cette équation (masse volumique ρ, chaleur spécifique c_v, chaleur latente de vaporisation h_{fg}) sont supposées constantes au vu de leur faible plage de variation. Néanmoins elles varient puisque la température du liquide varie et donc elles introduisent une erreur. Par la suite, nous allons nous efforcer d'évaluer l'erreur relative pour les grandeurs thermodynamiques ainsi que pour les autres paramètres intervenant dans le calcul de la masse évaporée.

II.4.2.2.a Incertitude sur la masse volumique : $\Delta \rho$

La masse volumique ρ est une fonction de la température. Aussi, l'erreur commise sur cette grandeur est à prendre en compte dans le calcul d'erreur puisqu'au cours d'un essai la

température du liquide ne cesse de chuter. Ainsi, l'erreur relative, estimée à partir de tables thermodynamiques pour chaque essai réalisé, est présentée dans le tableau suivant. Comme on peut le constater, cette dernière croit lorsque la température initiale augmente.

T_0 (K)	318	323	328	338	348	358
$\frac{\Delta\rho}{\rho}$	0,2%	0,4%	0,6%	1,2%	1,7%	2,4%

En aucun cas l'erreur relative introduite par la masse volumique ne dépasse 2,4% (cas le plus défavorable). L'incertitude absolue est obtenue facilement puisque : $\Delta\rho = \rho \times \frac{\Delta\rho}{\rho}$.

II.4.2.2.b Incertitude sur la section de l'enceinte : ΔA

L'enceinte étant supposée indéformable, l'erreur sur le diamètre peut être considérée comme inférieure à ± 1 mm. Comme $A = \pi D^2/4$, $dA = \pi D/2 \times dD$ et ainsi,

$$\Delta A = \frac{\pi D}{2} \Delta D = 4,69 \times 10^{-4}\ m^2$$

Soit une erreur relative $\frac{\Delta A}{A} < 0,7\%$.

II.4.2.2.c Incertitude sur la hauteur initiale d'eau : ΔH

Le niveau initial de liquide est mesuré en utilisant une règle graduée collée sur la paroi extérieure de l'enceinte. Ainsi, l'erreur sur le niveau d'eau peut être estimée à $\Delta H = \pm 1$ mm. L'erreur relative sera beaucoup plus importante pour les faibles hauteurs d'eau. Le tableau suivant donne la valeur de cette erreur pour différentes valeurs initiales de la hauteur.

H (mm)	25	50	75	100	125	150	175	200	225	250
$\frac{\Delta H}{H}$	4%	2%	1,3%	1%	0,8%	0,7%	0,6%	0,5 %	0,4%	0,4%

II.4.2.2.d Incertitude sur la chaleur spécifique : Δc_v

L'erreur absolue introduite par ce paramètre est très faible vu la plage de variation des paramètres (cf. tables [22]). Elle est, en outre, minimisée par le coefficient multiplicateur qui dépend de la température initiale, mais qui est toujours inférieur à 1. La valeur de cette erreur dépend donc des conditions initiales. Le tableau ci-dessous donne la valeur de l'erreur relative en fonction de la température initiale des différents essais.

T_0 (K)	318	323	328	338	348	358
$10^3 \times \frac{\Delta c_v}{c_v}$	0,239	0,717	0,950	2,153	3,589	5,502

La valeur de l'erreur absolue peut être obtenue aisément puisque $\Delta c_v = c_v \times \Delta c_v / c_v$. Comme on peut le constater dans le tableau précédent, ce paramètre n'introduit pas d'erreur significative.

II.4.2.2.e Incertitude sur la chaleur latente de vaporisation : Δh_{fg}

Tout comme le paramètre précédent, l'erreur relative introduite ici n'est pas très significative. De plus, comme précédemment, cette valeur est atténuée par un coefficient multiplicateur inférieur à 1. Le tableau ci-dessous résume les valeurs de cette erreur relative avec différentes conditions initiales.

T_0 (K)	318	323	328	338	348	358
$10^3 \times \frac{\Delta h_{fg}}{h_{fg}}$	2,97	7,85	12,91	23,20	33,49	43,96

Comme nous pouvons le constater, cette erreur relative ne dépasse pas 4,4%.

II.4.2.2.f Incertitude absolue sur la température initiale : ΔT_0

L'erreur sur T_0 est de $\pm 0,5\ K$ (thermocouples de type T) pour la gamme d'étude [30, 41].

De plus, le coefficient multiplicateur inférieur à 1 ($\frac{2}{T_0 - T_e}$) devant ce paramètre atténue encore l'influence de l'erreur commise sur ce paramètre.

II.4.2.3 Conclusion

L'analyse des différentes erreurs nous permet de constater que le terme le plus sensible aux variations est le terme relatif à la hauteur initiale d'eau. Une attention particulière devra donc être apportée à cette grandeur. Le tableau et la figure ci-dessous résument en fonction des conditions initiales de l'essai l'erreur relative maximale $\varepsilon = \frac{\Delta m_{ev}}{m_{ev}}$ commise sur la masse évaporée.

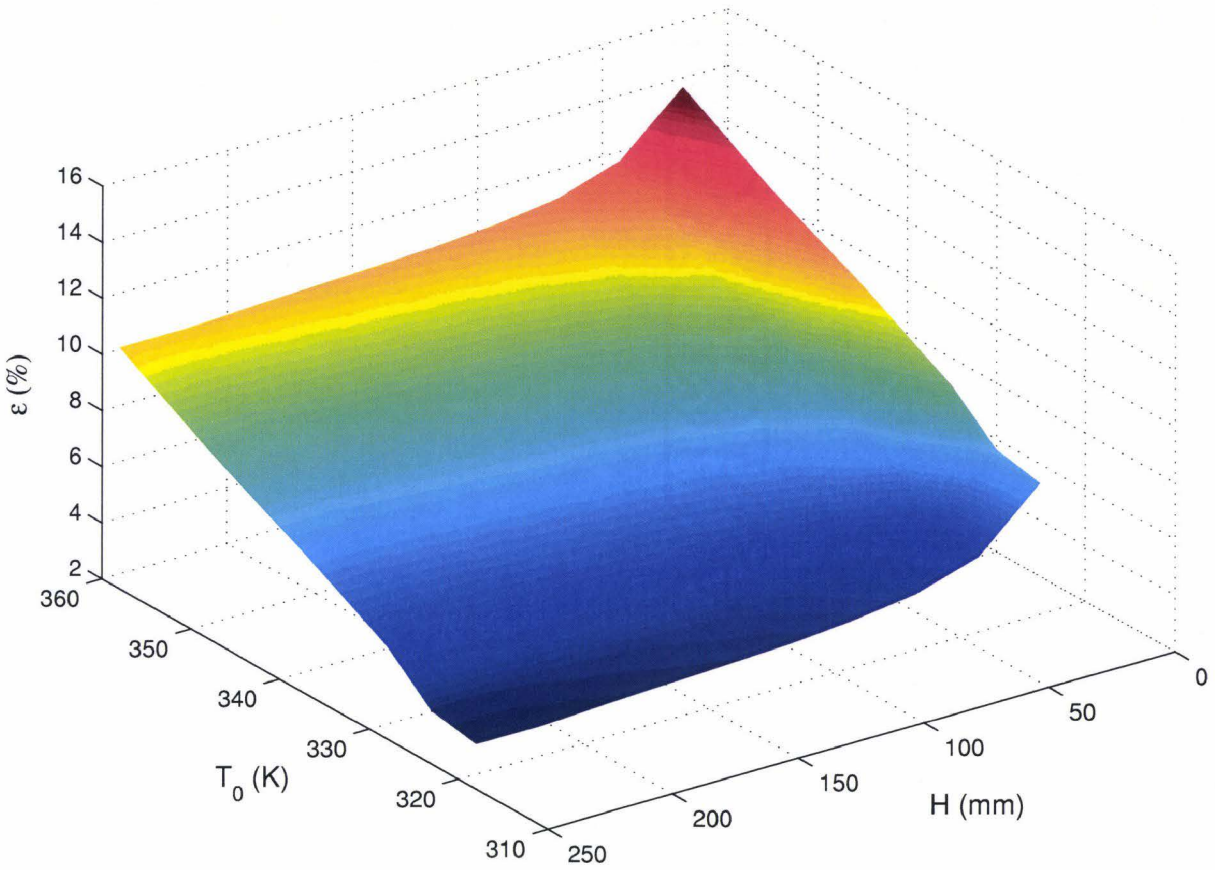


FIG. II.12 – *Évolution de l'erreur en fonction des conditions initiales*

ε (%)	318 K	323 K	328 K	338 K	348 K	358 K
25 mm	7,2%	7,5%	8,9%	10,7%	12,3%	14,2%
50 mm	5,2%	5,5%	6,9%	8,7%	10,3%	12,2%
75 mm	4,5%	4,8%	6,2%	8,0%	9,6%	11,5%
100 mm	4,2%	4,5%	5,9%	7,7%	9,3%	11,2%
125 mm	4,0%	4,3%	5,7%	7,5%	9,1%	11,0%
150 mm	3,9%	4,2%	5,6%	7,4%	9,0%	10,9%
175 mm	3,8%	4,1%	5,5%	7,3%	8,9%	10,8%
200 mm	3,7%	4,0%	5,4%	7,2%	8,8%	10,7%
225 mm	3,6%	3,9%	5,3%	7,1%	8,7%	10,6%
250 mm	3,6%	3,9%	5,3%	7,1%	8,7%	10,6%

Chapitre III

Résultats expérimentaux

III.1 Introduction

Ce chapitre présente l'analyse expérimentale de l'évolution du phénomène d'évaporation flash d'un film d'eau en fonction, dans un premier temps, de la surchauffe. Cette analyse se poursuivra par une étude de l'influence de la hauteur d'eau distillée initialement présente dans la chambre d'évaporation, puis de celle de la chute de pression dans l'enceinte. Ceci nous permettra de mettre en évidence l'influence de ces paramètres et d'apporter quelques critères d'optimisation de procédés industriels basés sur ce phénomène.

Le tableau III.1 positionne l'étude réalisée dans ce travail par rapport aux principaux travaux réalisés précédemment.

	Miyatake (1973-1977)	Gopalakrishna (1987)	Kim (1997)	Hahne (2000)	Travail présenté
Liquide utilisé	eau	eau, eau salée	eau	Réfrigérant 11	eau
T_e (°C)	40-80	-	-	-	35-55
T_0 (°C)	-	25-80	40-80	72	35-85
ΔT (K)	2,5-5,5	0,5-10	2-7	35-50	1-45
H (mm)	100 et 200, 196-225	165, 305, 457	380	500-705	15-250
p_0 (mbar)	73-473 †	30-310 †	66-354 †	700-1800	50-200
$-dp/dt$ (bar.s^{-1})	-	-	-	0,7-3,5	0-3,5

† : Valeurs estimées à partir des données de température initiale et de surchauffe ou de température d'équilibre des différents auteurs.

TAB. III.1 – *Valeurs des paramètres utilisés par les principaux auteurs.*

III.2 Influence de la surchauffe

Pour étudier l'influence de la surchauffe sur les propriétés du phénomène d'évaporation flash, des essais ont été réalisés avec la première enceinte décrite au chapitre précédent, pour une hauteur initiale de liquide H = 15 mm, des pressions initiales dans le réservoir à vide variant de 50, 100, 150 et 200 mbar, et des températures initiales de film comprises entre 30 et 75°C, ce qui correspond, pour le liquide, à des surchauffes ΔT variant entre 1 et 35 K.

L'évolution de la température au cours du temps est présentée sur la figure III.1 pour les essais avec une pression initiale de 50 mbar. Les autres essais (p_0=100 mbar, p_0=150 mbar et

p_0=200 mbar) présentent des profils de chute de température similaires à ceux observés sur cette figure.

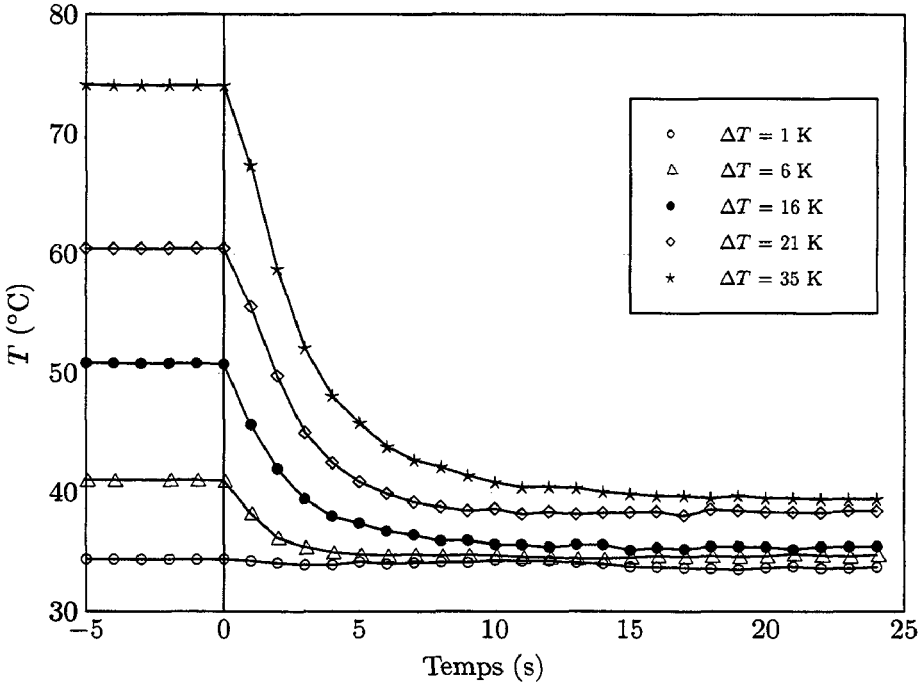


FIG. III.1 – *Évolution de la température en fonction du temps pour p_0=50 mbar*

III.2.1 Visualisation

Le traitement des images acquises grâce à la caméra numérique permet d'analyser l'influence de la surchauffe de manière qualitative. Ces images, présentées sur la figure III.2, retranscrivent l'évolution temporelle du phénomène pour, respectivement l'essai avec une pression p_0 de 50 mbar et une température T_0 de 30°C (ΔT = 1 K, FIG. III.2.a à FIG. III.2.d), l'essai avec une pression p_0 de 50 mbar et une température T_0 de 40°C (ΔT = 6 K, FIG. III.2.e à FIG. III.2.h), et l'essai avec une pression p_0 de 100 mbar et une température T_0 de 60°C (ΔT = 14 K, FIG. III.2.i à FIG. III.2.l).

Sur les photos III.2.a, III.2.e, et III.2.i on observe la chambre flash remplie avec 15 mm d'eau distillée avant le début du phénomène : le liquide chaud, avec des températures initiales de respectivement T_0=30°C, T_0=40°C, T_0=60°C, est au repos. Les images III.2.b, III.2.f et III.2.j présentent l'enceinte d'évaporation juste après l'ouverture de l'électrovanne. On constate sur ces différentes photos la violence du phénomène : le liquide est totalement arraché. Les figures III.2.c, III.2.g, et III.2.k présentent le phénomène, deux secondes après l'ou-

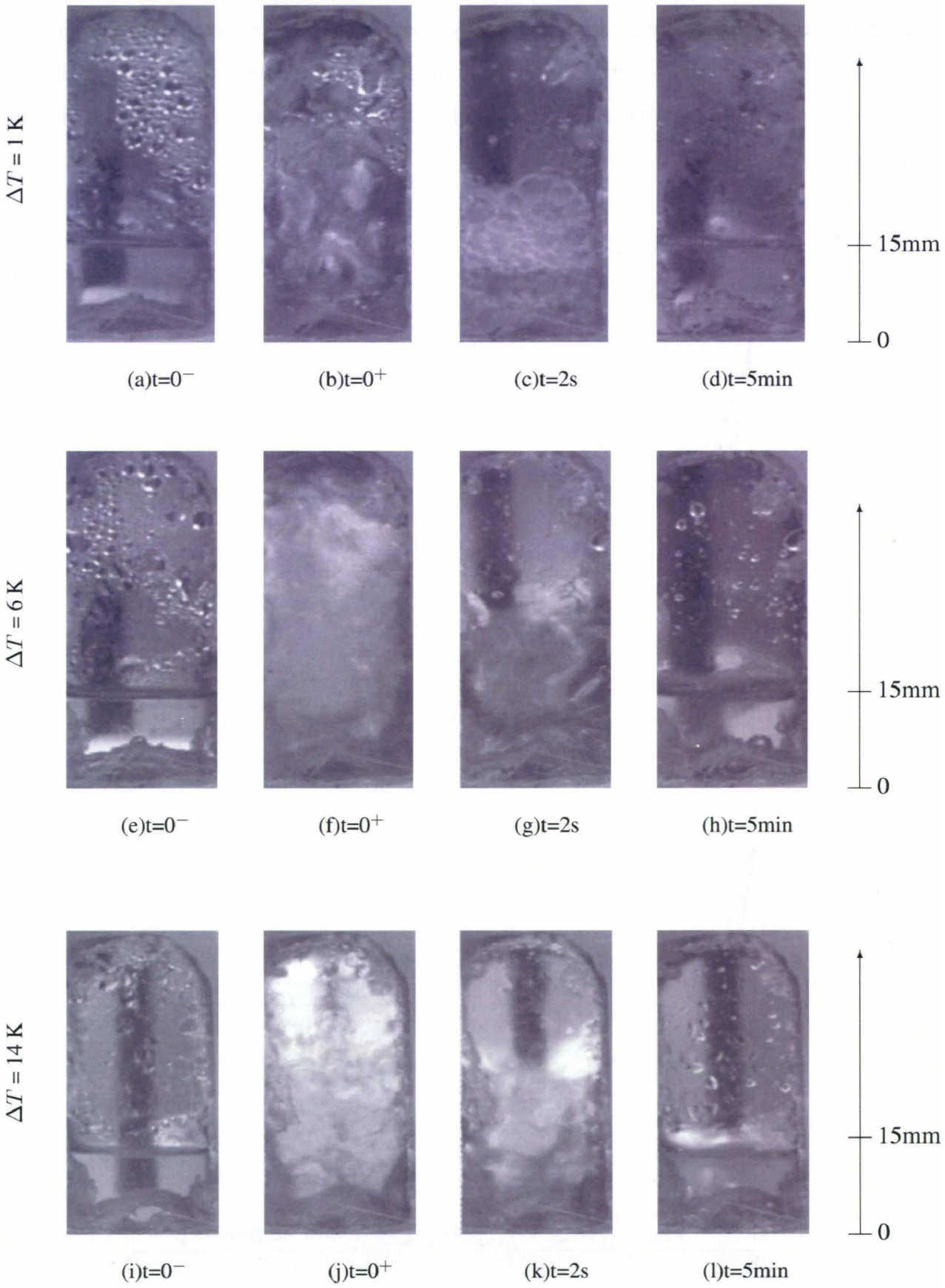


FIG. III.2 – *Visualisation du phénomène d'évaporation flash pour H=15 mm*

verture de l'électrovanne : Le liquide est en ébullition vigoureuse. Enfin, les photos III.2.d, III.2.h, et III.2.l présentent le liquide au repos une fois le phénomène achevé. De manière générale, quels que soient p_0 et T_0, on constate sur ces images que la violence du phénomène augmente avec la surchauffe. En effet, l'amplitude et la durée du phénomène d'ébullition augmente.

III.2.2 Évolution de la NEF

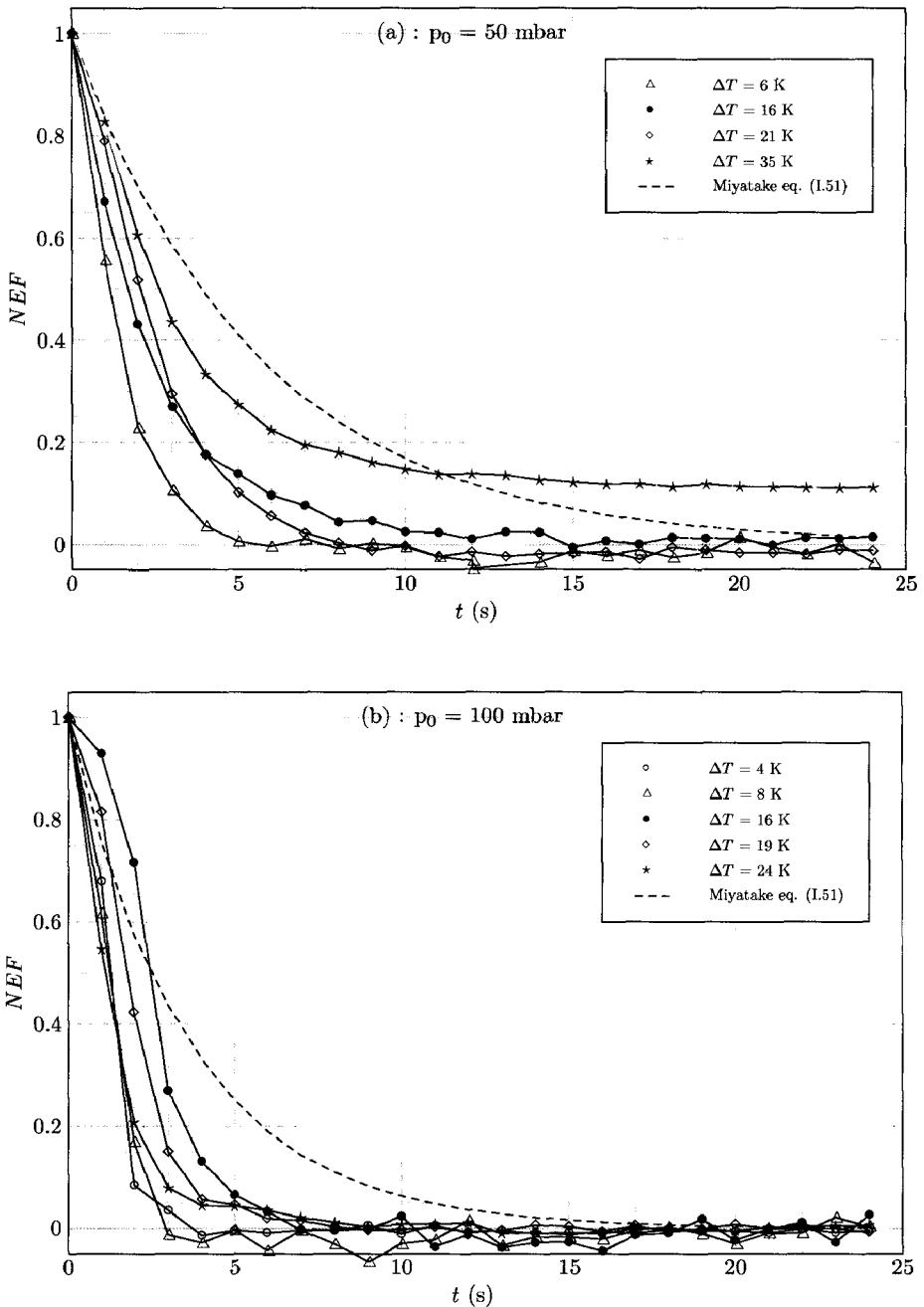
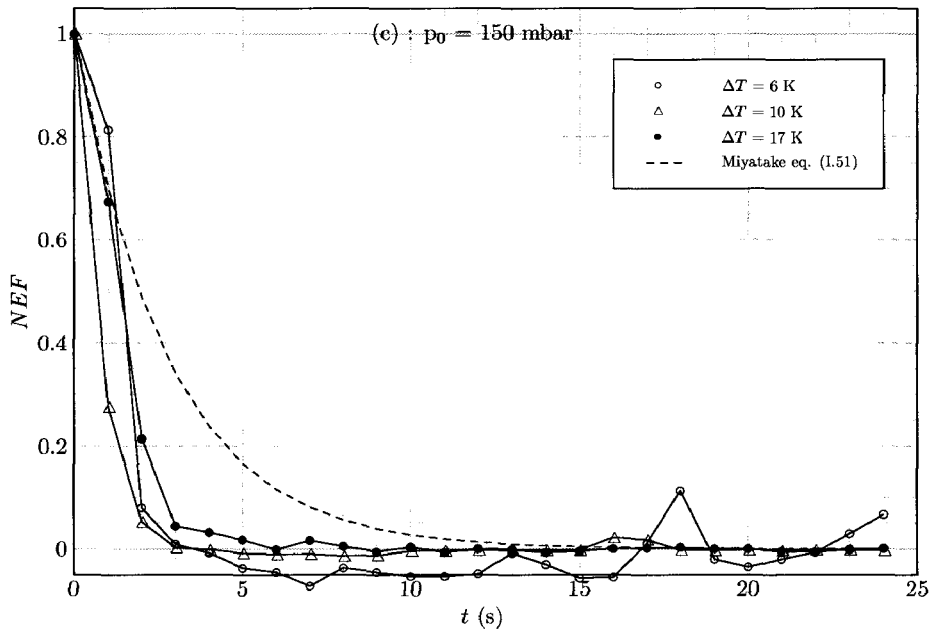


FIG. III.3 – *Évolution de NEF en fonction du temps pour (a) p_0 = 50 mbar et (b) p_0 = 100 mbar*



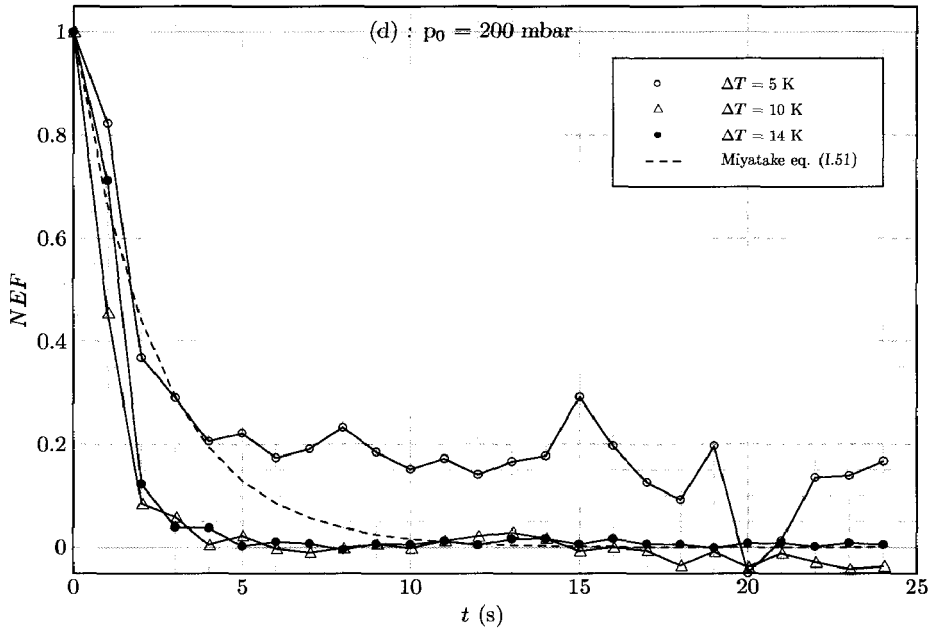


FIG. III.3 – *Évolution de NEF en fonction du temps pour (c) p_0 = 150 mbar et (d) p_0 = 200 mbar (suite)*

La figure III.3 présente les courbes donnant l'évolution de NEF en fonction du temps pour les différents essais réalisés. NEF est calculée à partir de l'équation I.46 et de l'évolution temporelle de la température acquise grâce aux thermocouples placés dans l'enceinte. Quel que soit l'essai, on remarque tout d'abord la présence de deux phases de décroissance exponentielle dans l'évolution de cette grandeur en fonction du temps, ce qui confirme les observations de Miyatake [31, 34]. Pour les faibles surchauffes, NEF présente des fluctuations importantes, et des valeurs négatives sont parfois obtenues. Ceci peut s'expliquer par le fait qu'au bout d'un temps relativement long (par rapport au temps caractéristique du phénomène), la température du liquide oscille faiblement autour de sa valeur d'équilibre T_e. Cela est probablement dû au phénomène d'ébullition qui perturbe légèrement la mesure de température dans la chambre, ainsi qu'à l'énergie supplémentaire fournie par les parois chaudes de l'enceinte au liquide.

L'équation I.51 obtenue par Miyatake et reliant NEF au temps a été établie pour des surchauffes allant de 2,5 à 5,5 K, des hauteurs initiales de liquide comprises entre 100 et 225 mm, et des pressions initiales variant de 74 à 463 mbar. Nous avons superposés sur la figure III.3 nos résultats expérimentaux et ceux obtenus par l'équation I.51 ($t_0 = 0$ s, dans nos essais) pour les faibles surchauffes (III.3.a : $\Delta T = 6$ K, III.3.b : $\Delta T = 4$ K, III.3.c : $\Delta T = 6$ K, III.3.d : $\Delta T = 5$ K). De manière générale, les valeurs expérimentales trouvées ne correspondent pas aux valeurs données par l'équation I.51. Ces différences peuvent s'expliquer, d'une part par la différence significative de hauteur de liquide dans ce travail ($H = 15$ mm) et dans celui de Miyatake (100 mm < H < 225 mm). D'autre part par la chute de pression lors de la mise sous vide de l'enceinte, qui est différente dans les deux études.

A l'aide des courbes présentées figure III.3, nous avons déterminé pour chaque essai, le temps de flashing selon la procédure décrite sur la figure I.16, et nous l'avons comparé aux valeurs obtenues dans la littérature (équation I.48). Les résultats sont présentés sur la figure III.4.

L'équation I.48 a été obtenue par Miyatake pour des valeurs de surchauffes comprises entre 2,5 et 5,5 K. Comme nous pouvons le constater, les valeurs trouvées pour les faibles surchauffes coïncident bien avec celles proposées par la formule de Miyatake. Pour des sur-

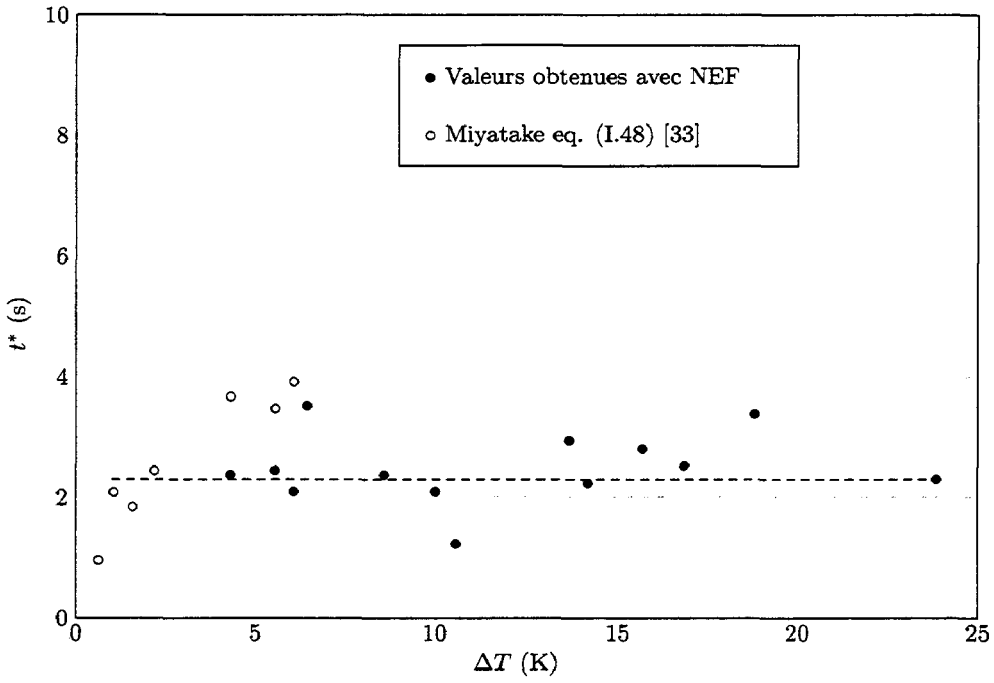


FIG. III.4 – *Évolution de t* en fonction de la surchauffe*

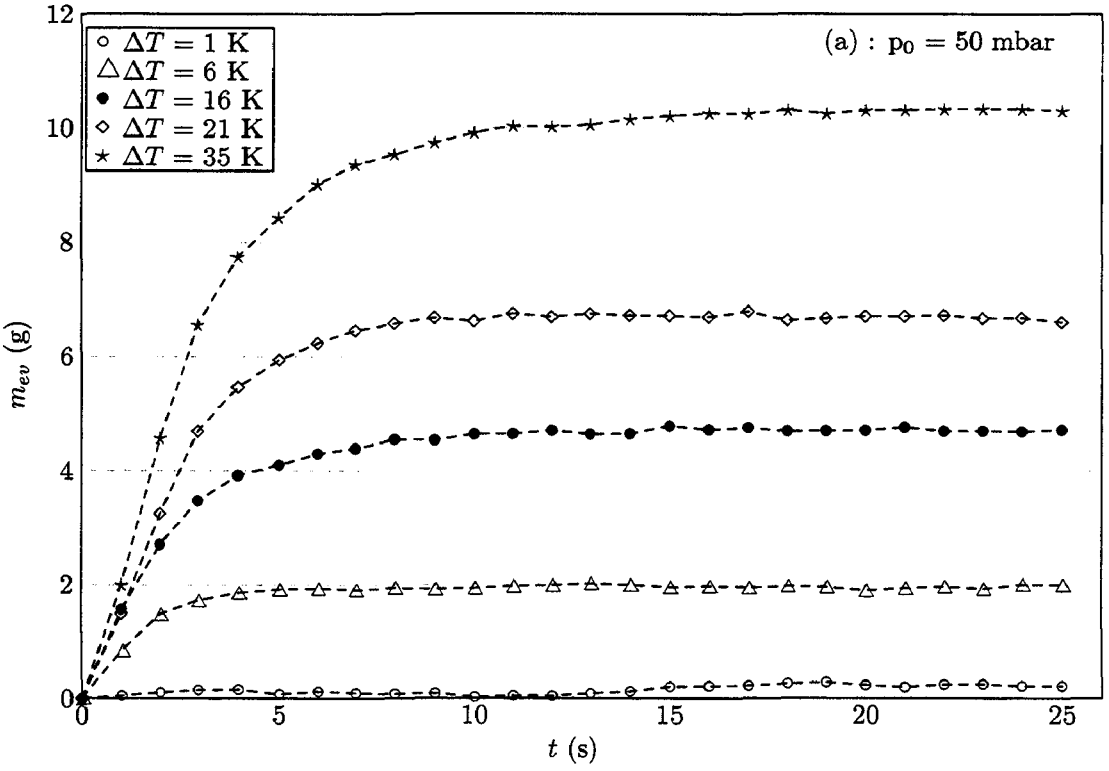
chauffes plus importantes, cette équation n'est malheureusement pas extrapolable. Concernant nos résultats, on peut noter que globalement t* semble peu dépendant de la surchauffe pour les faibles niveaux d'eau (15 mm). Cependant, l'incertitude sur t* liée à la méthode de détermination de ce temps est relativement élevée et ne permet pas pour le moment de confirmer cette tendance.

III.2.3 Masse évaporée par flashing

L'utilisation de la formule II.18 rappelée ci-dessous, nous permet d'obtenir les courbes d'évolution de la masse évaporée en fonction du temps.

$$m_{ev}(t) = m_0\Big[1 - \exp\big(-\frac{c_v}{h_{fg}}[T_0 - T]\big]\Big] = \rho A H\Big[1 - \exp\big(-\frac{c_v}{h_{fg}}[T_0 - T]\big)\Big]$$

Ces courbes sont présentées sur la figure III.5. On peut noter que la masse évaporée par flashing évolue de manière croissante au cours du temps et tend vers une valeur limite m_{ev}^f pour des temps très grands. Quelle que soit la pression initiale du réservoir à vide, cette croissance est d'autant plus rapide que la température initiale augmente. De plus la valeur finale semble décroître lorsque la pression initiale augmente et la température initiale diminue.



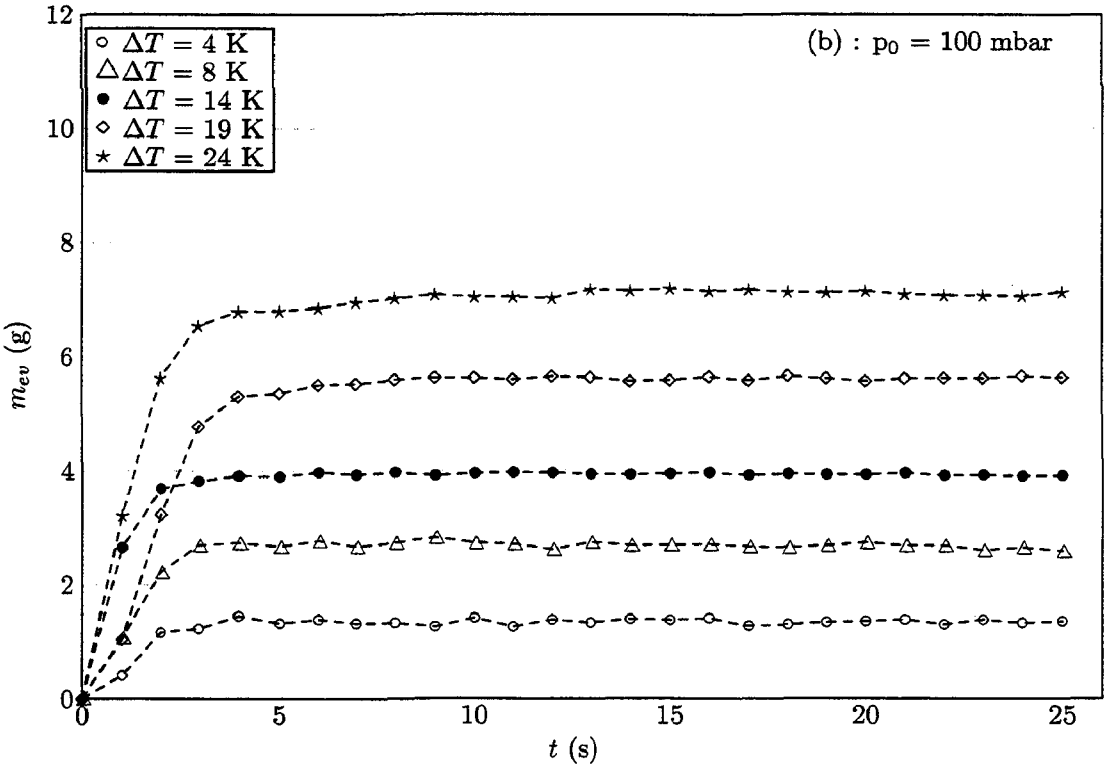
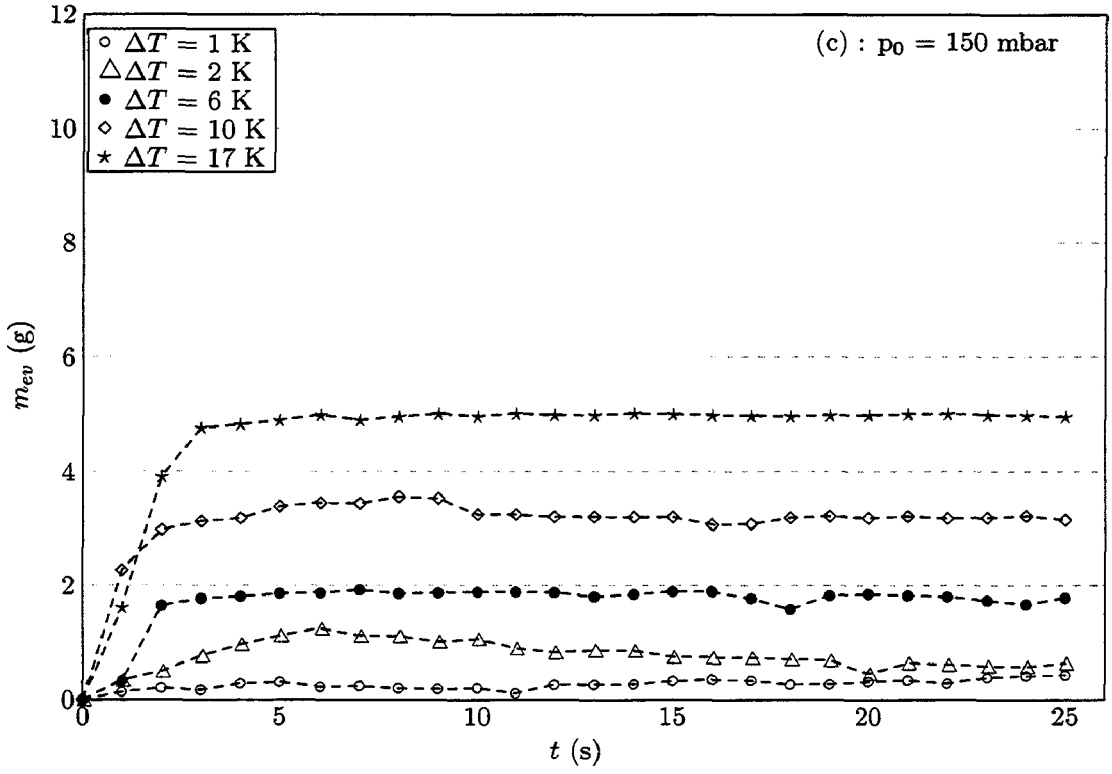


FIG. III.5 – *Évolution de m_{ev} au cours du temps pour (a) p_0=50 mbar et (b) p_0=100 mbar*



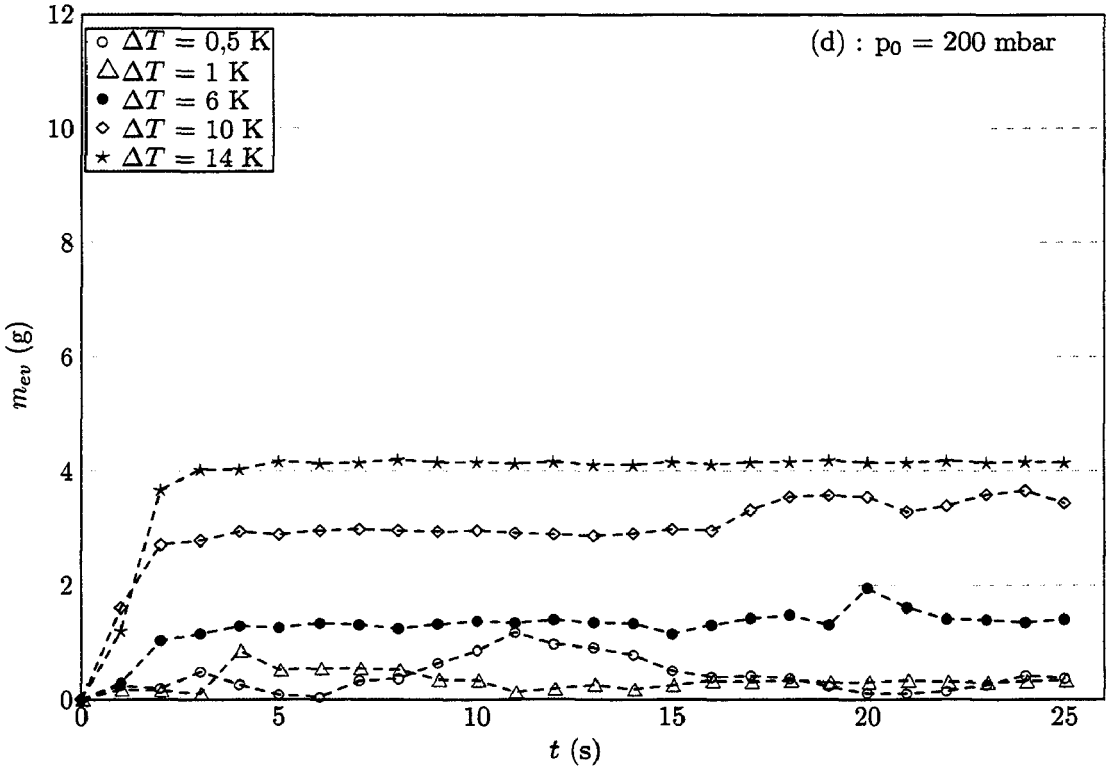


FIG. III.5 – *Évolution de m_{ev} au cours du temps pour (c) p_0=150 mbar et (d) p_0=200 mbar (suite)*

Les figures III.6 et III.7 présentent l'évolution de la valeur limite de la masse évaporée m_{ev}^f en fonction de la pression initiale (III.6) et de la température initiale du liquide (III.7). Cette valeur correspond en fait à la masse totale d'eau évaporée par flashing.

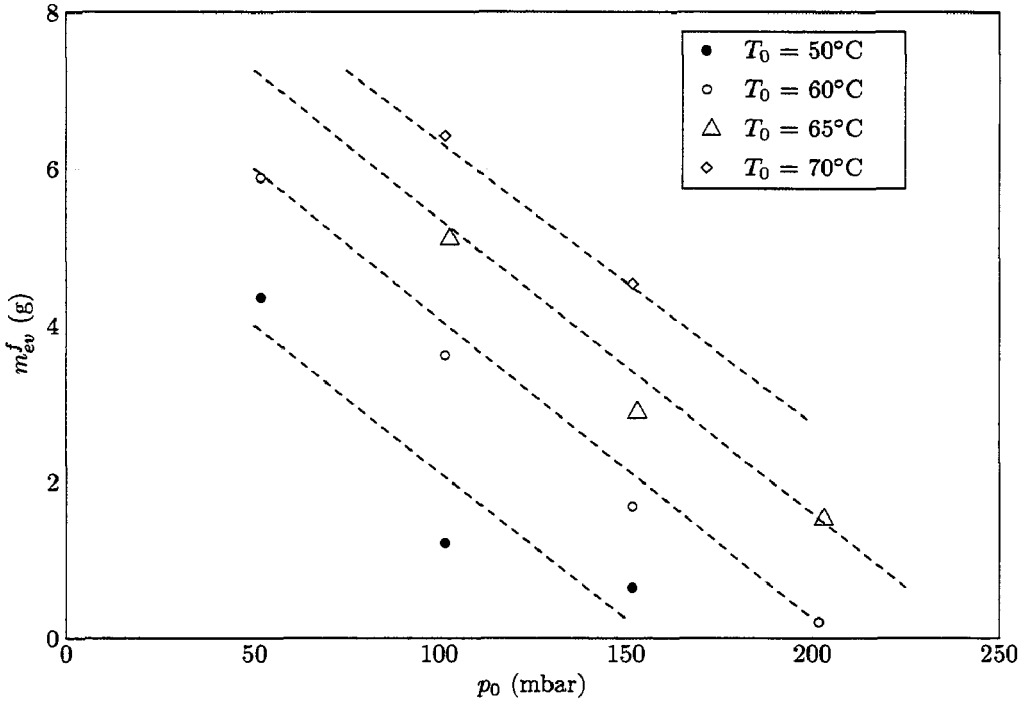


FIG. III.6 – *Évolution de m_{ev}^f en fonction de la pression*

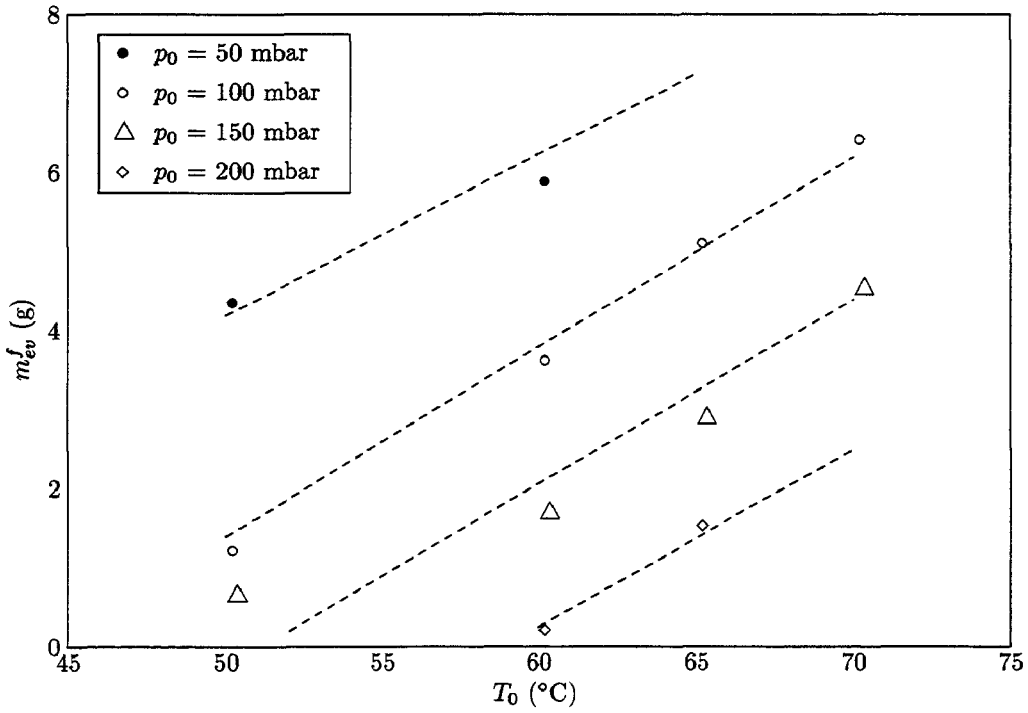


FIG. III.7 – *Évolution de m_{ev}^f en fonction de la température initiale*

On constate alors que m_{ev}^f est une fonction décroissante de la pression et croissante de la température initiale. Afin de s'affranchir de cette double dépendance, nous avons étudié l'évolution de la masse finale évaporée m_{ev}^f en fonction de la surchauffe ΔT du liquide pour l'ensemble des essais réalisés.

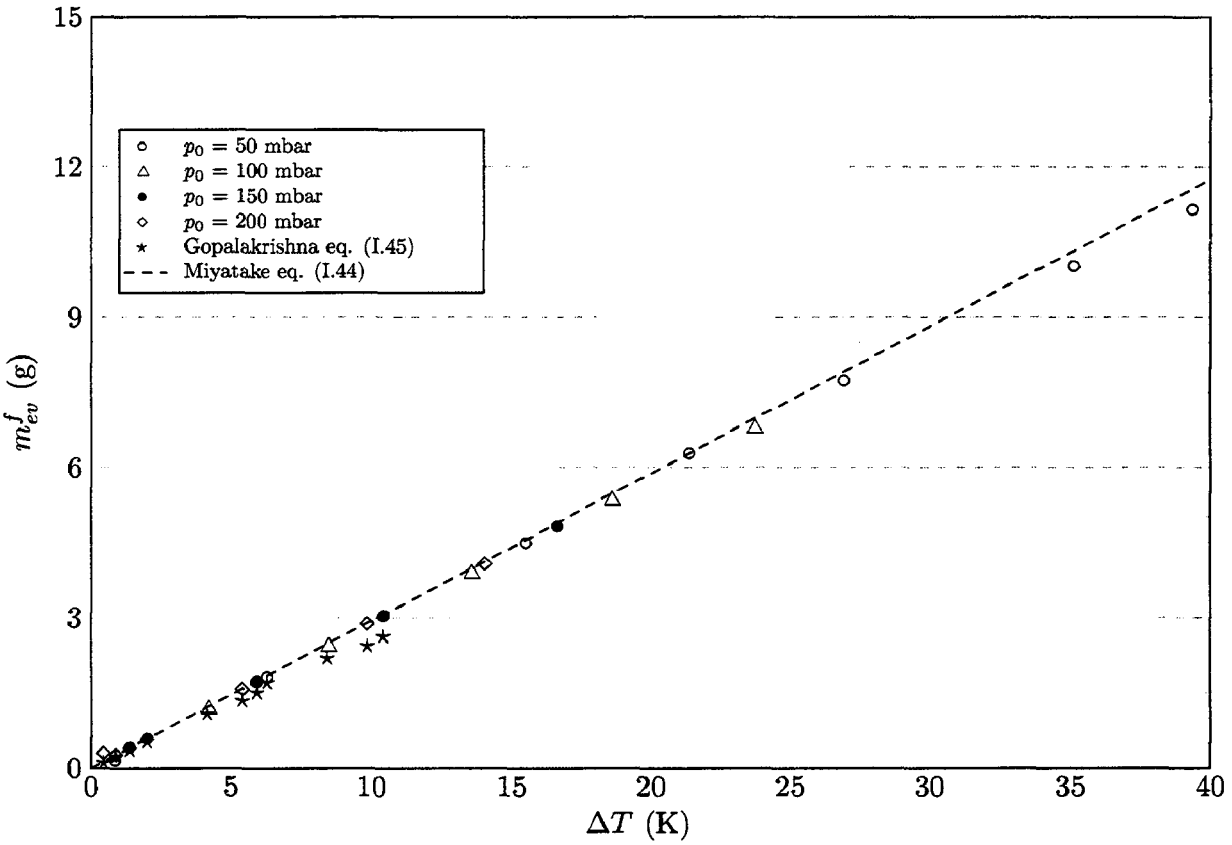


FIG. III.8 – *Évolution de m_{ev}^f en fonction de la surchauffe*

La figure III.8 présente les résultats obtenus. On constate, sur cette figure, que la masse finale évaporée est directement proportionnelle à la surchauffe. En effet, nous obtenons la loi empirique suivante :

$$m_{ev}^f = 0,289\,\Delta T \tag{III.1}$$

On peut analytiquement retrouver cette loi si on considère que toute l'énergie libérée par le changement de température sert à vaporiser une partie (m_{ev}^f) du liquide, et que le niveau de liquide ne varie pas de manière significative. De plus, comme les propriétés physiques de l'eau sont quasi-constantes sur la plage de variation de la température [22], on peut écrire le

bilan énergétique global suivant :

$$\underbrace{\left(m_0 - m_{ev}^f\right)}_{\approx m_0} c_p T_e - m_0 c_p T_0 = m_{ev}^f h_{fg} \tag{III.2}$$

d'ou on tire :

$$m_{ev}^f = m_0 \frac{c_p}{h_{fg}} \Delta T \tag{III.3}$$

Dans notre étude, $m_0 = 169\,g$, on obtient alors :

$$0,288 \text{ g.K}^{-1} < m_0 \frac{c_p}{h_{fg}} < 0,301 \text{ g.K}^{-1}$$

Ce coefficient est proche (erreur < 4 %) de celui obtenu dans la loi empirique proposée (III.1).

L'équation I.45 proposée par Gopalakrishna est valable pour des surchauffes comprises entre 0,5 et 10K, un diamètre de récipient d'évaporation d' = 152 mm, et des hauteurs d'eau importantes puisque $0,1116 < \Delta p'/H < 2,615$. Cela entraîne que la formule n'est pas applicable à notre étude où $4,4 < \Delta p'/H < 207,1$, et où le diamètre du récipient d'évaporation est $d = 120$ mm. Cependant, comme il semble que le niveau d'eau dans l'enceinte influence faiblement le phénomène, nous avons tout de même comparé les résultats de cette corrélation aux résultats expérimentaux obtenus sur notre maquette pour une surchauffe ΔT inférieure à 10 K. La figure III.8 nous présente également les résultats obtenus avec l'équation proposée par Gopalakrishna (eq. I.45). Comme nous pouvons le constater les valeurs de la masse d'eau évaporée par flashing obtenues lors de nos essais expérimentaux sont légèrement plus élevées que celles trouvées avec l'équation I.45 et l'écart relatif obtenu est inférieur à 15% pour les faibles surchauffes. On constate des valeurs légèrement plus faibles que celles proposée par Miyatake puisque notre bilan prend en compte les variations de niveau pendant que la phénomène se produit.

III.2.4 Le débit instantané évaporé

Après avoir étudié l'évolution de la masse évaporée en fonction du temps, nous allons maintenant nous intéresser à l'évolution du débit masse instantané évaporé. Ce débit est

déterminé en utilisant l'équation II.20 établie au chapitre précédent et rappelée ci-dessous.

$$q_{ev} = \frac{dm_{ev}}{dt} = -\rho A H \frac{c_v}{h_{fg}} \exp\left[-\frac{c_v}{h_{fg}}(T_0 - T)\right] \frac{dT}{dt}$$

Les courbes de la figure III.9 présentent l'évolution de ce débit en fonction du temps pour quatre pressions initiales dans le réservoir à vide différentes. Comme nous pouvons le constater, quelles que soient les conditions initiales de l'essai, le débit masse est une fonction décroissante du temps. On peut aussi noter que de manière générale, ce débit est une fonction croissante de la surchauffe. On note aussi, sur ces graphiques que pour une même surchauffe, ce débit décroît lorsque la pression initiale dans le réservoir p_0 augmente.

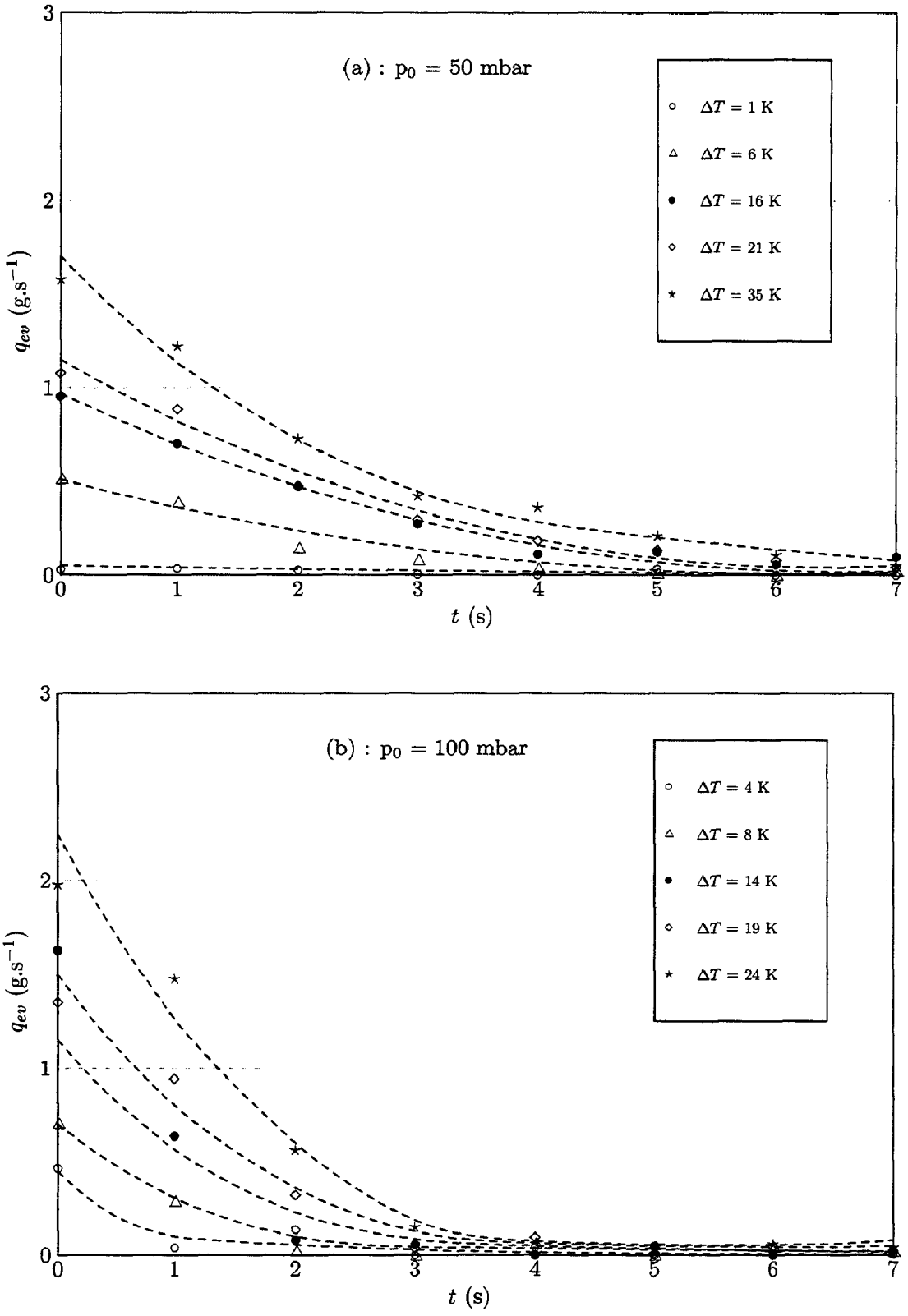


FIG. III.9 – *Évolution de q_{ev} au cours du temps pour (a) p_0=50 mbar et (b) p_0=100 mbar*

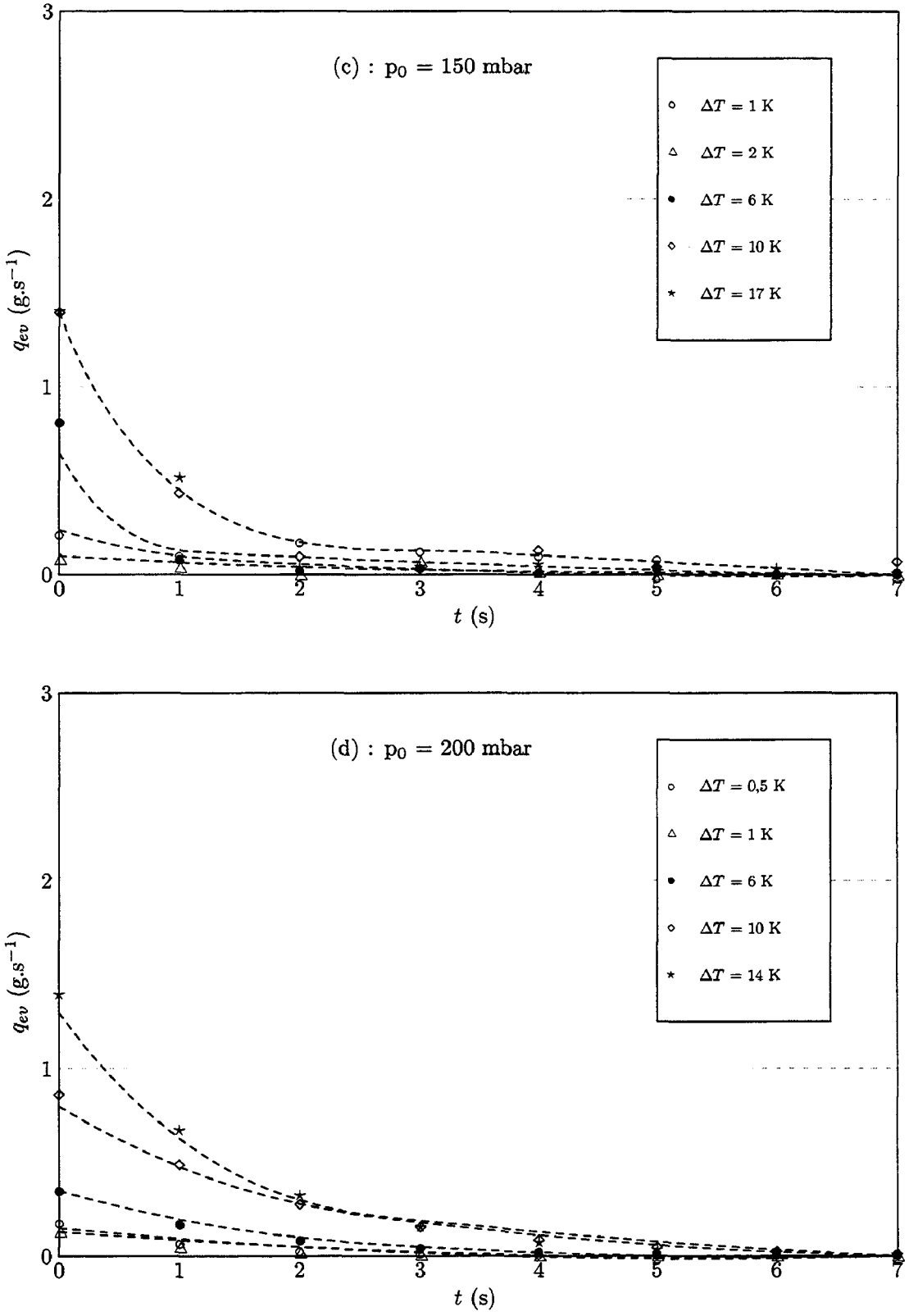


FIG. III.9 – *Évolution de q_{ev} au cours du temps pour (c) p_0=150 mbar et (d) p_0=200 mbar (suite)*

III.2.5 K : le coefficient du taux d'évaporation

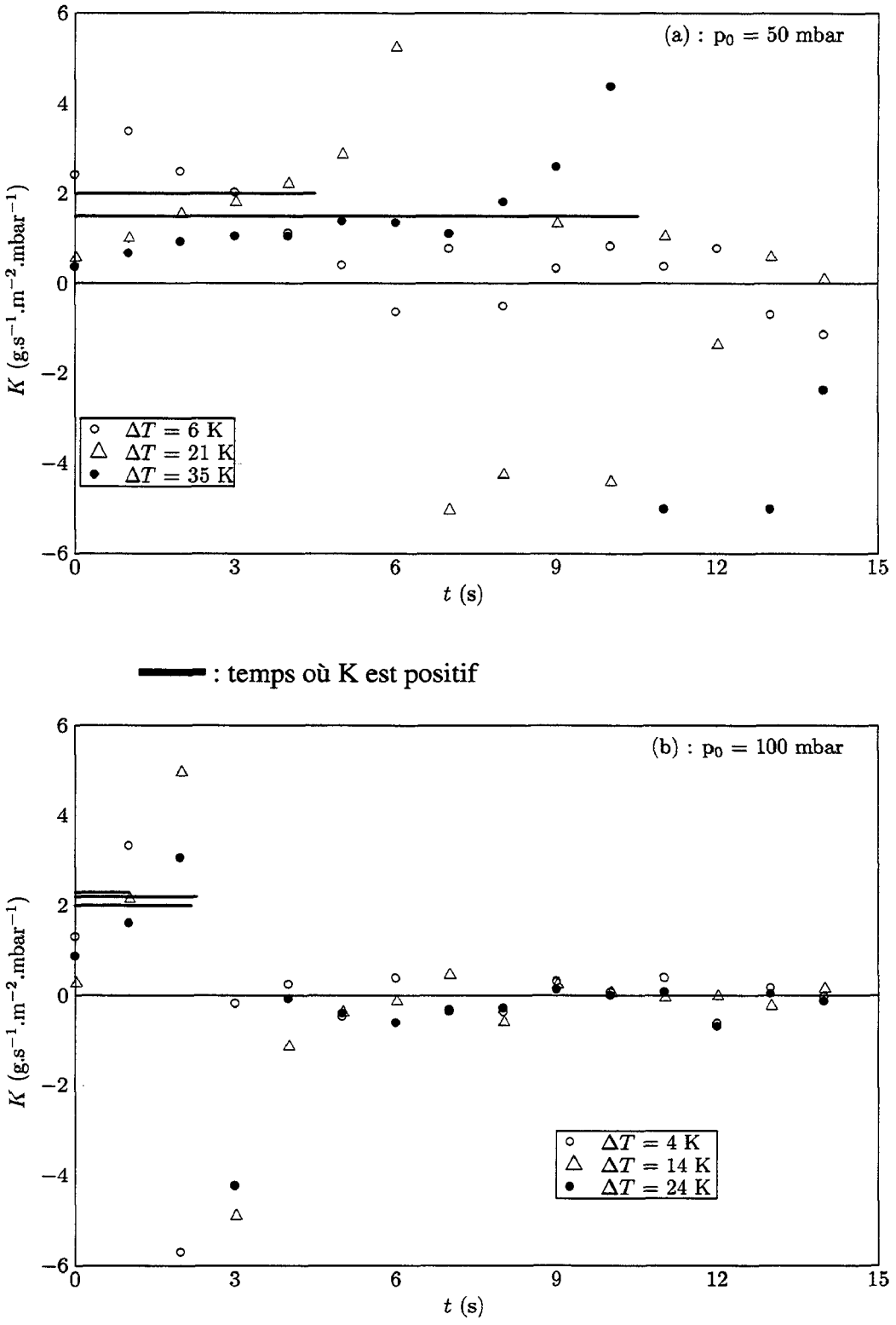


FIG. III.10 – *Évolution de K au cours du temps pour pour (a) p_0=50 mbar et (b) p_0=100 mbar*

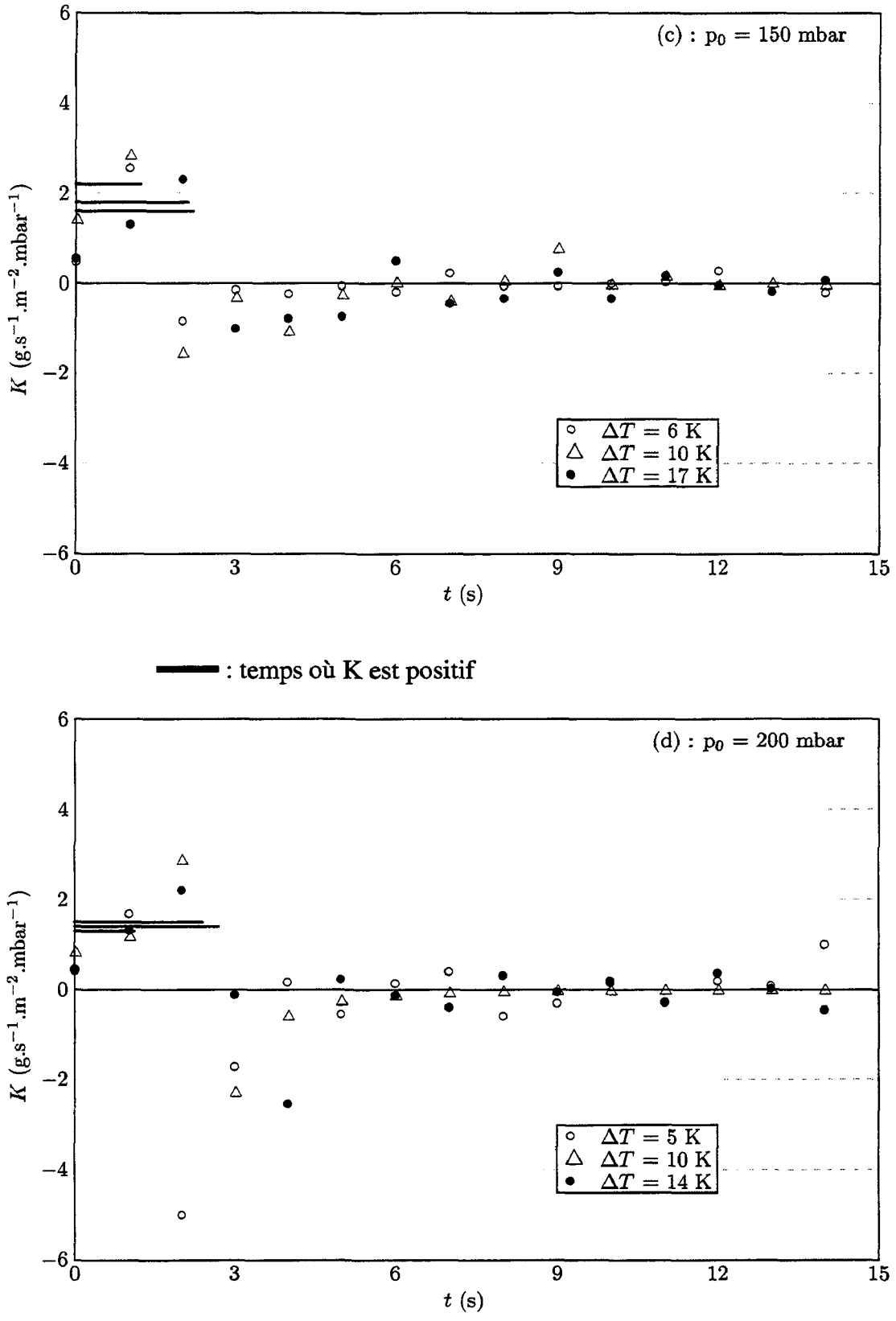


FIG. III.10 – *Évolution de K au cours du temps pour (c) p_0=150 mbar et (d) p_0=200 mbar (suite)*

La figure III.10 présente l'évolution du coefficient d'évaporation K, obtenu à partir de l'équation I.55 en fonction du temps ($K = \frac{\dot{m}_{ev}}{A(p_w - p_e)}$).

On constate que pendant une courte période, ce dernier est positif et légèrement croissant. La durée de cette période correspond au temps de flashing t^*. Pour des temps plus élevés (t> t^*), on remarque que ce coefficient oscille légèrement autour de 0 et que K prend des valeurs tantôt positives et tantôt négatives. Ceci montre que le phénomène d'évaporation est fini puisqu'un coefficient quasiment nul indique des débits masses évaporés très faibles et qu'une valeur négative suppose une température de liquide inférieure à la température d'équilibre (puisque $p_{sat}(T) < p_{sat}(T_e)$).

La figure III.11 représente la valeur initiale moyenne de K en fonction de la surchauffe. On note que ce coefficient K est globalement peu dépendant de la surchauffe ce qui confirme le résultat proposé par Miyatake [31].

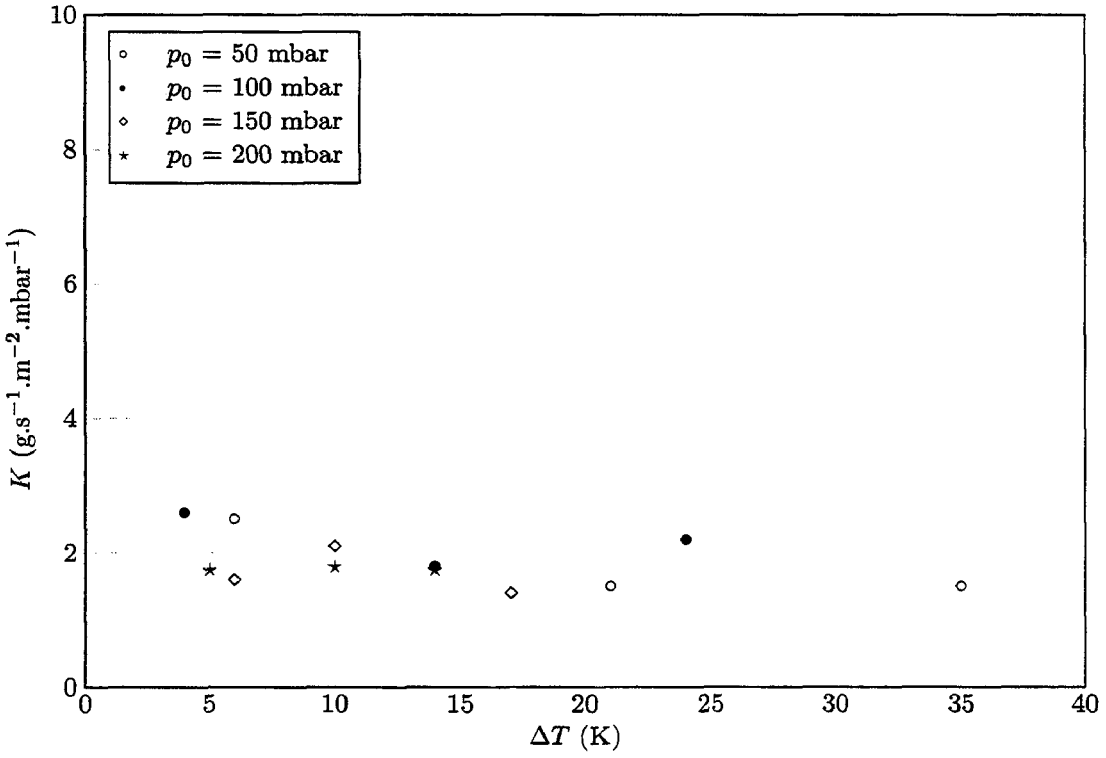


FIG. III.11 – *Évolution de K en fonction de la surchauffe*

De plus, sur la figure III.12, nous avons représenté les valeurs de t* obtenues à partir de l'évolution de K (FIG. III.10) et les valeurs obtenues par la méthode de Miyatake décrite dans le chapitre 2. On peut constater que les valeurs obtenues par ces deux méthodes coïn-

cident plutôt bien avec celles trouvées par la méthode basée sur l'étude de NEF. On voit ainsi apparaître, une autre façon de déterminer ce temps de flashing t^*. La précision de cette nouvelle méthode n'est cependant pas meilleure.

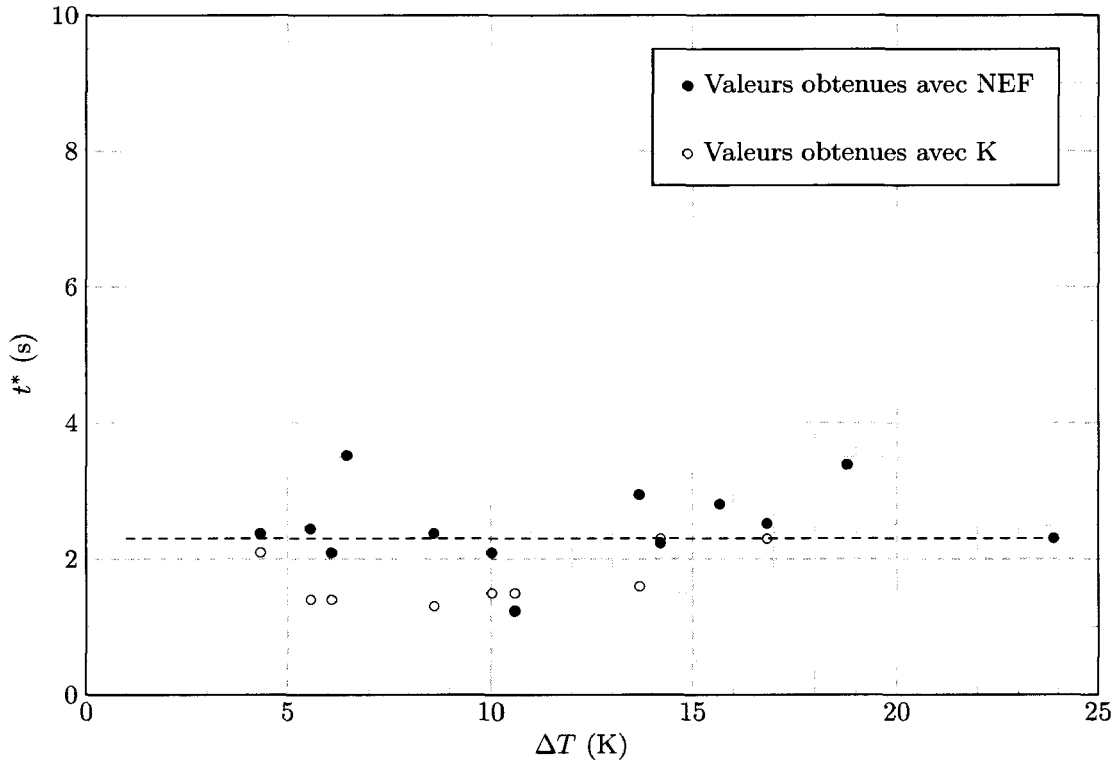


FIG. III.12 – *Comparaison des deux méthodes d'obtention de t^**

III.3 Influence de la hauteur initiale d'eau

Pour cette étude l'enceinte présentée en second a été utilisée. Elle permet en effet de faire varier la hauteur initiale d'eau dans la chambre flash de 0 à 250 mm.

III.3.1 Analyse qualitative

Nous allons, dans un premier temps, constater de manière qualitative (résultats obtenus avec la caméra CCD décrite dans le chapitre précédent) l'influence de la hauteur initiale d'eau distillée sur le phénomène d'évaporation flash à l'aide d'une série de photos présentant l'évolution du phénomène.

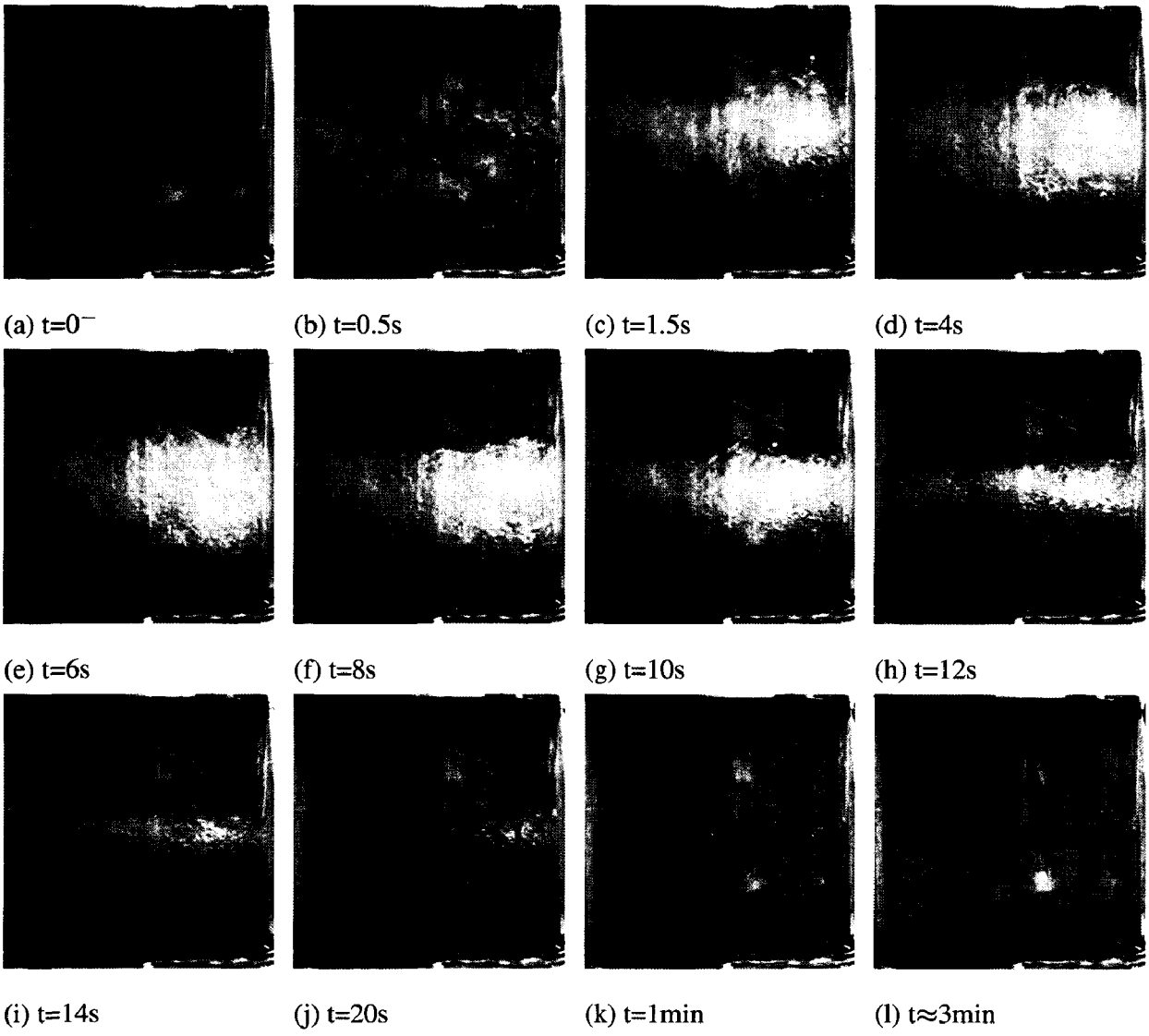


FIG. III.13 – *Évolution temporelle du phénomène d'évaporation flash pour $\Delta T \approx 5.5$ K pour H=175 mm*

III.3.1.1 Observation du phénomène

Sur la figure III.2, nous avons présenté une description du phénomène concernant une hauteur d'eau relativement faible (15 mm). L'analyse de l'évolution du phénomène avec la profondeur n'était dans ce cas pas possible. La figure III.13 représente un ensemble de photos de la chambre flash correspondant à un essai réalisé avec une température initiale de l'eau distillée de 60°C, une hauteur de 175 mm, et une pression dans le réservoir à vide de 150 mbar. Comme nous pouvons le constater sur les images, le phénomène est initialement très violent : on constate que le liquide est complètement arraché et qu'il y a formation

de bulles dans tout le volume de liquide. Après une période relativement courte d'ébullition intense, la violence du phénomène décroît, et l'ébullition se produit de plus en plus près de la surface libre. La température du liquide dans la chambre flash tend alors vers la température d'équilibre qui correspond à la température de saturation du liquide à la pression d'équilibre de la chambre flash. Contrairement à la description précédente (figure III.2), on peut voir ici que le phénomène dure plus longtemps dans les couches supérieures de liquide. On peut aussi noter une diminution croissante de la taille de la zone d'ébullition avec le temps.

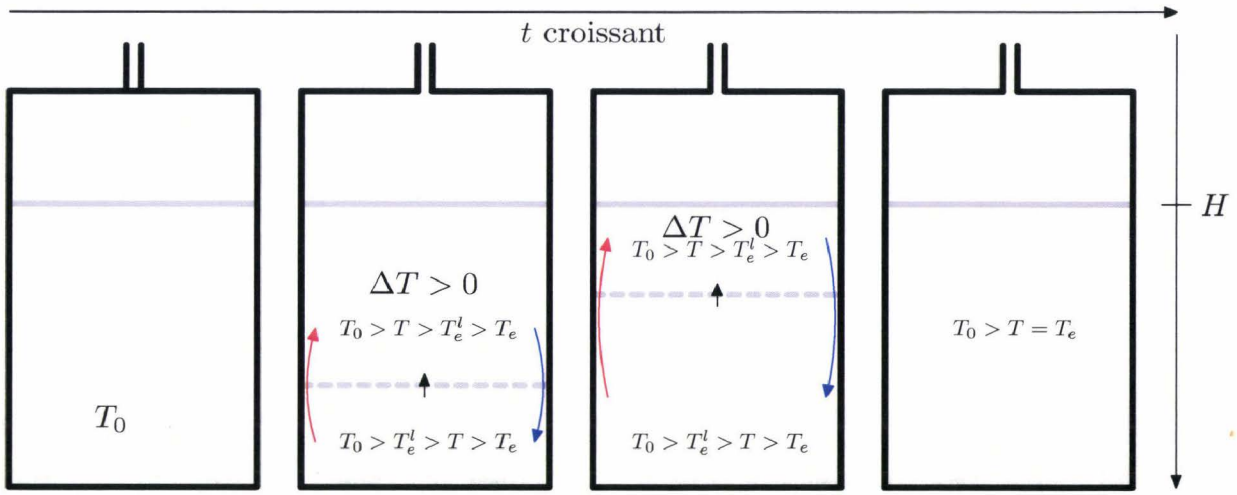
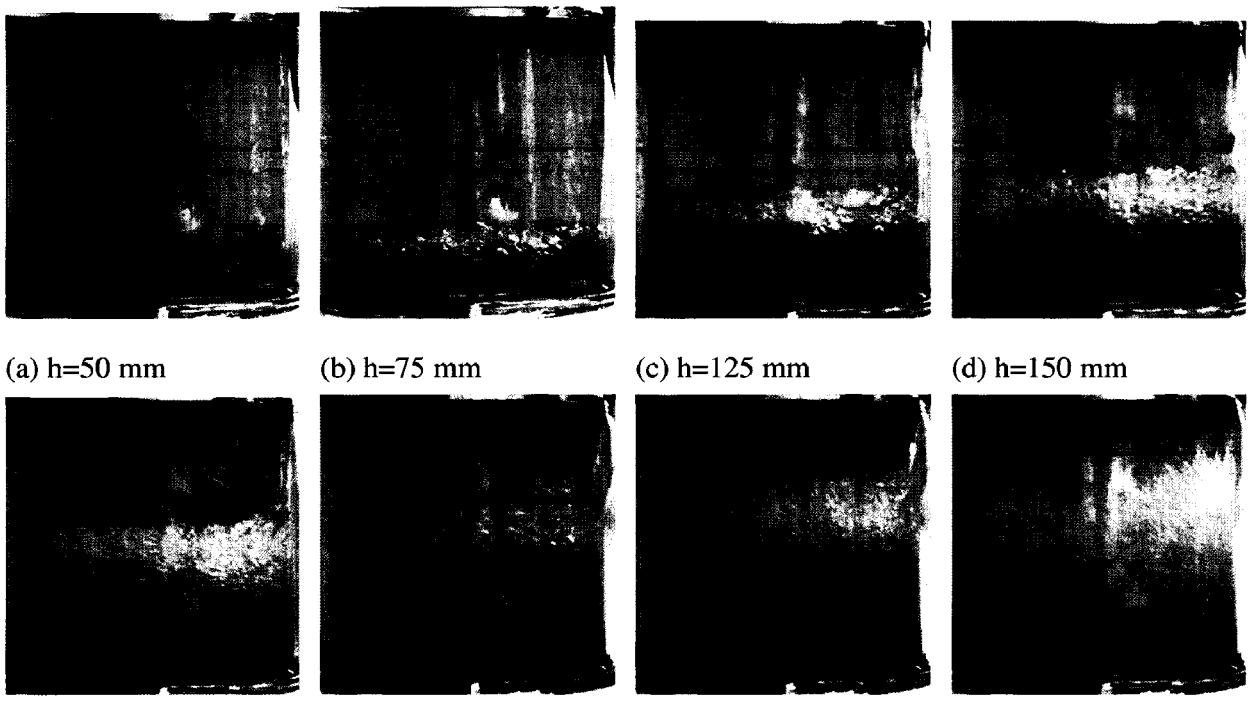


FIG. III.14 – *Évolution temporelle du phénomène*

L'évolution temporelle du phénomène peut s'expliquer par la répartition de la pression dans l'enceinte et surtout dans le liquide. En effet, avec la profondeur, la pression dans le liquide augmente. Ainsi plus on s'éloigne de la surface, plus le saut de pression effectif $\Delta p = p_{sat}(T_0) - p_e \approx p_{sat}(T_0) - p_{sat}(T_e)$, à l'origine du phénomène d'évaporation flash, diminue et plus la température d'équilibre locale du liquide T_e^l (qui correspond à la température de saturation du liquide) augmente. Cette température sera donc atteinte en premier dans les zones où la pression est la plus importante, c'est-à-dire au fond du récipient. Au cours du flashing, suite à la brusque chute de pression, le liquide se refroidit rapidement. Les couches d'eau les plus profondes atteignent donc plus rapidement l'état d'équilibre et dans cette zone le flashing cesse. Néanmoins le phénomène se poursuit dans les couches supérieures qui continuent donc à se refroidir. Ainsi, les couches d'eau les plus chaudes et donc les moins denses se trouvent dans le fond du récipient. Elles vont donc se déplacer naturellement vers le haut et constituer un apport supplémentaire d'énergie. Ceci explique pourquoi plus on se

rapproche de la surface du liquide, plus le phénomène va être entretenu. D'autre part, puisque avec la profondeur la température locale d'équilibre augmente, la surchauffe locale du liquide diminue et dans certains cas (faibles surchauffes et/ou grandes hauteurs d'eau), les couches d'eau profondes peuvent déjà se trouver dans un état d'équilibre. Donc plus on sera proche de la surface, plus la surchauffe sera importante, ce qui explique pourquoi le phénomène est plus violent près de la surface. De plus, le mouvement créé par le déplacement des couches de températures différentes va contribuer à homogénéiser la température du liquide. Cette homogénéisation est bien sûr renforcée par la formation et la croissance des bulles de vapeur qui se forment suite au flashing et qui mélangent tout le liquide. La combinaison de ces phénomènes explique ce que l'on observe sur la figure III.13, à savoir une phase initiale d'ébullition très violente qui arrache tout le volume de liquide surchauffé suivi d'une phase d'ébullition dont la violence décroît avec le temps et la profondeur.

III.3.1.2 Influence du niveau initial d'eau sur le temps de flashing



(a) h=50 mm (b) h=75 mm (c) h=125 mm (d) h=150 mm

(e) h=175 mm (f) h=200 mm (g) h=225 mm (h) h=250 mm

FIG. III.15 – *Évolution du flashing avec le niveau initial de liquide pour t = 15 s*

Afin d'étudier l'influence de la hauteur initiale de liquide sur le temps de flashing, nous avons représenté sur la figure III.15 l'état du liquide dans la chambre flash 15 secondes après

le début du phénomène pour des hauteurs initiales variant de 50 à 250 mm. Nous avons choisi t=15 s car, comme nous le verrons plus loin, il correspond au temps de flashing moyen obtenu pour cette série d'essais. Sur ces photos, la température initiale du liquide est de 60°C et la pression initiale dans le réservoir à vide de 150 mbar. Comme nous pouvons le constater, plus le niveau initial de l'eau dans l'enceinte est élevé, plus à cet instant le phénomène est violent et de grande amplitude. Or comme nous l'avons expliqué précédemment, l'amplitude du phénomène décroît au cours du temps. Nous pouvons donc en déduire que plus on augmente le niveau initial d'eau, moins le phénomène est achevé à t=15 s, c'est-à-dire que la durée du phénomène augmente avec la hauteur. Le temps de flashing semble donc être une fonction croissante du niveau initial de liquide. Ceci peut s'expliquer simplement par le fait que l'augmentation du niveau initial d'eau dans l'enceinte correspond à un accroissement de la masse initiale d'eau et donc l'augmentation de l'énergie disponible sous forme de chaleur sensible. Cette chaleur sensible doit être convertie en chaleur latente, et par conséquent l'inertie de l'eau entraîne une augmentation du temps de flashing.

Afin de confirmer, les résultats énoncés précédemment grâce à l'analyse d'images, des expériences avec une pression initiale dans le réservoir à vide de 50 et 150 mbar, une température initiale variant de 45 à 85°C, et une hauteur initiale d'eau comprise entre 25 et 250 mm ont été réalisées. Ces expériences correspondent à des surchauffes variant de 2 à 44 K. Pour ces expériences, la seconde enceinte (dont les caractéristiques peuvent être trouvées au chapitre 3 p. 64) a été utilisée. Toutes les courbes présentées ci-après faisant intervenir la température sont tracées à partir des relevés du thermocouple appelé T_1 sur la figure II.3. Le choix de ce thermocouple est justifié par la violence du phénomène qui conduit, au cours du flashing, à une température du liquide quasi-homogène (cf. paragraphe II.3).

III.3.2 Analyse quantitative

III.3.2.1 Influence du niveau initial d'eau sur la violence du phénomène

A partir du traitement des séquences d'images, nous avons déterminé l'amplitude maximale ΔH_{max} du phénomène pour chaque essai réalisé. Cette amplitude correspond à la différence entre la hauteur maximale atteinte par l'eau dans l'enceinte au cours du phénomène

et la profondeur maximale atteinte par le phénomène.

La figure III.16 présente une image qui a été annotée afin de mieux comprendre la manière dont ΔH_{max} a été déterminé. Cette amplitude permet de caractériser la violence du phénomène puisqu'elle est directement liée au volume de liquide arraché.

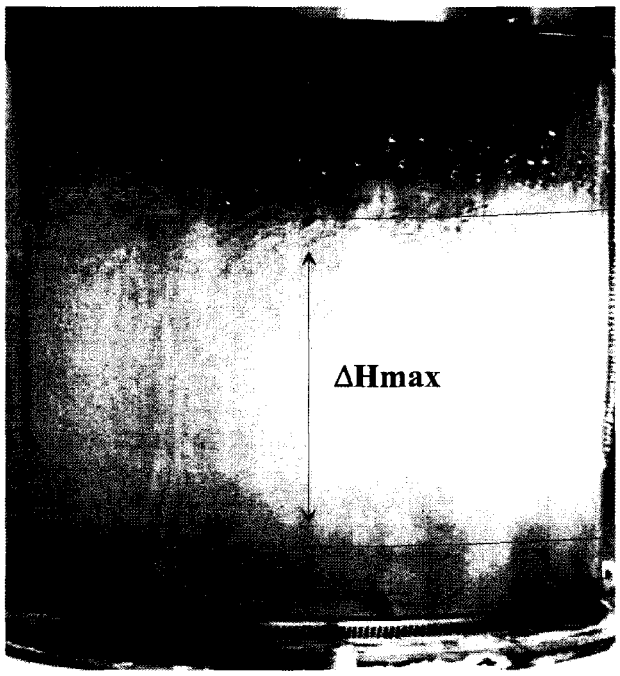


FIG. III.16 – *Détermination de* ΔH_{max}

Les figures III.17 et III.18 présentent l'évolution de cette amplitude en fonction de la hauteur initiale de liquide. Comme nous pouvons le constater, l'amplitude ΔH_{max} du phénomène est une fonction croissante de la hauteur. Cette croissance avec la hauteur initiale est d'autant plus rapide que la température initiale est plus élevée. Il semble donc que de manière générale $d\Delta H_{max}/dH$ (qui représente la pente de cette courbe) soit une fonction croissante de T_0. On peut aussi noter que globalement cette amplitude augmente légèrement avec la température initiale quelle que soit la pression initiale du réservoir à vide. Par contre, la pression initiale de ce réservoir semble avoir une influence très faible sur ΔH_{max}. En effet, pour T_0 et H donnés, la valeur de l'amplitude est quasiment la même quelle que soit la pression initiale. Cependant, la faible fréquence d'acquisition de la caméra CCD (6 Hz) combiné à la rapidité du phénomène ne nous permet pas obtenir une précision suffisante sur ΔH_{max} pour pouvoir pousser nos investigations plus loin.

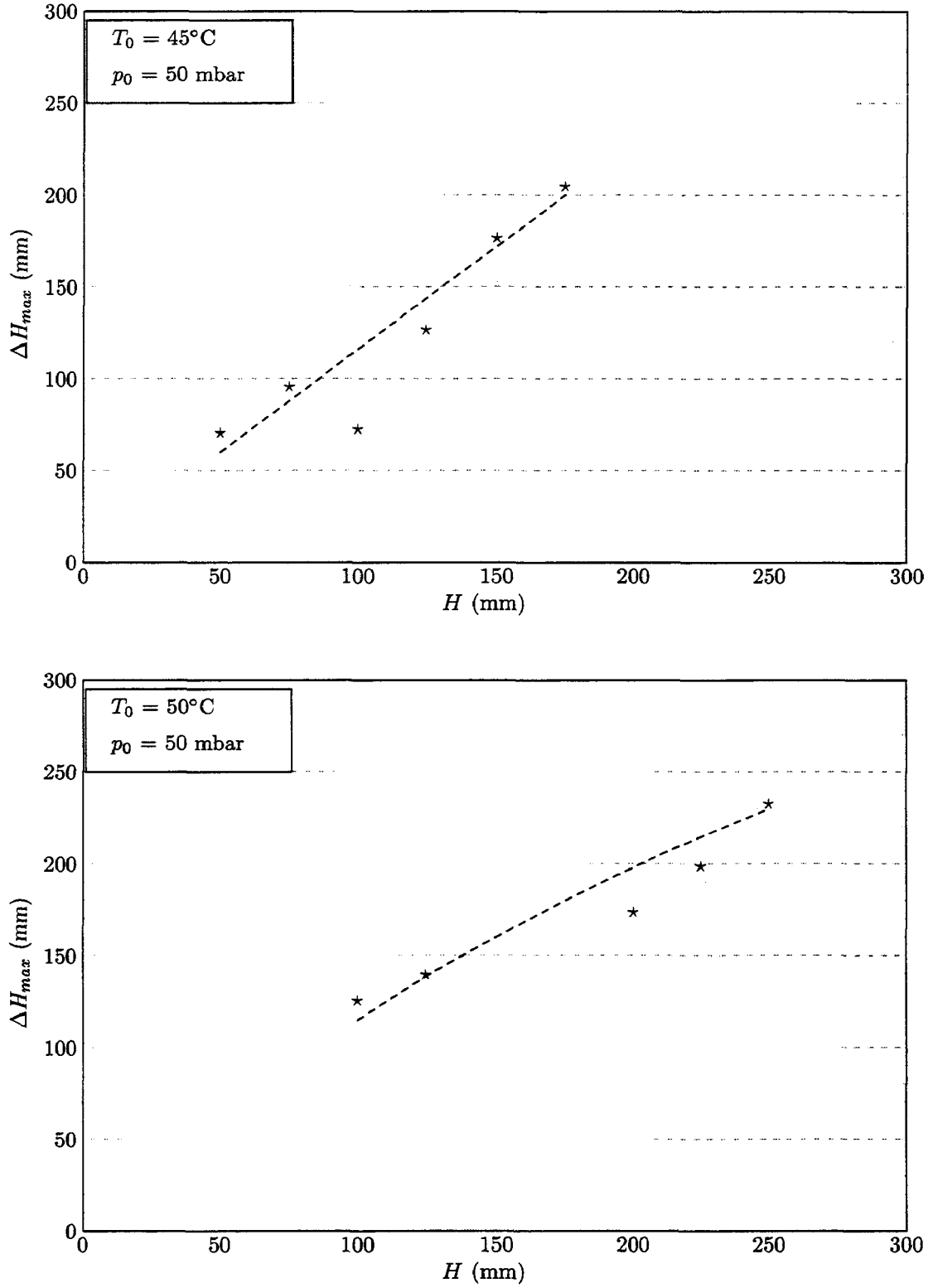


FIG. III.17 – *Évolution de l'amplitude maximale du phénomène pour les essais avec une pression initiale dans le réservoir de 50 mbar*

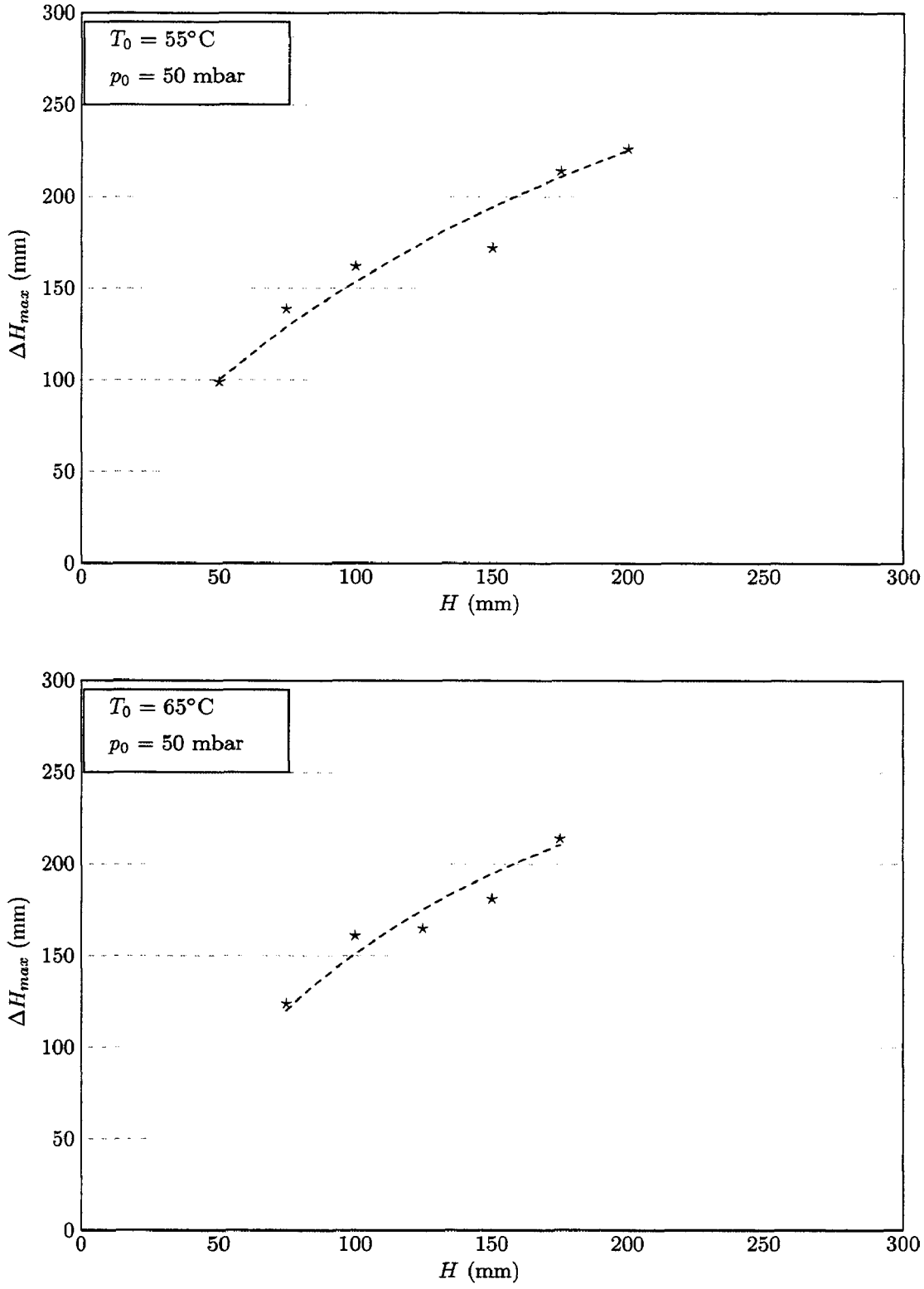


FIG. III.17 – *Évolution de l'amplitude maximale du phénomène pour les essais avec une pression initiale dans le réservoir de 50 mbar (suite)*

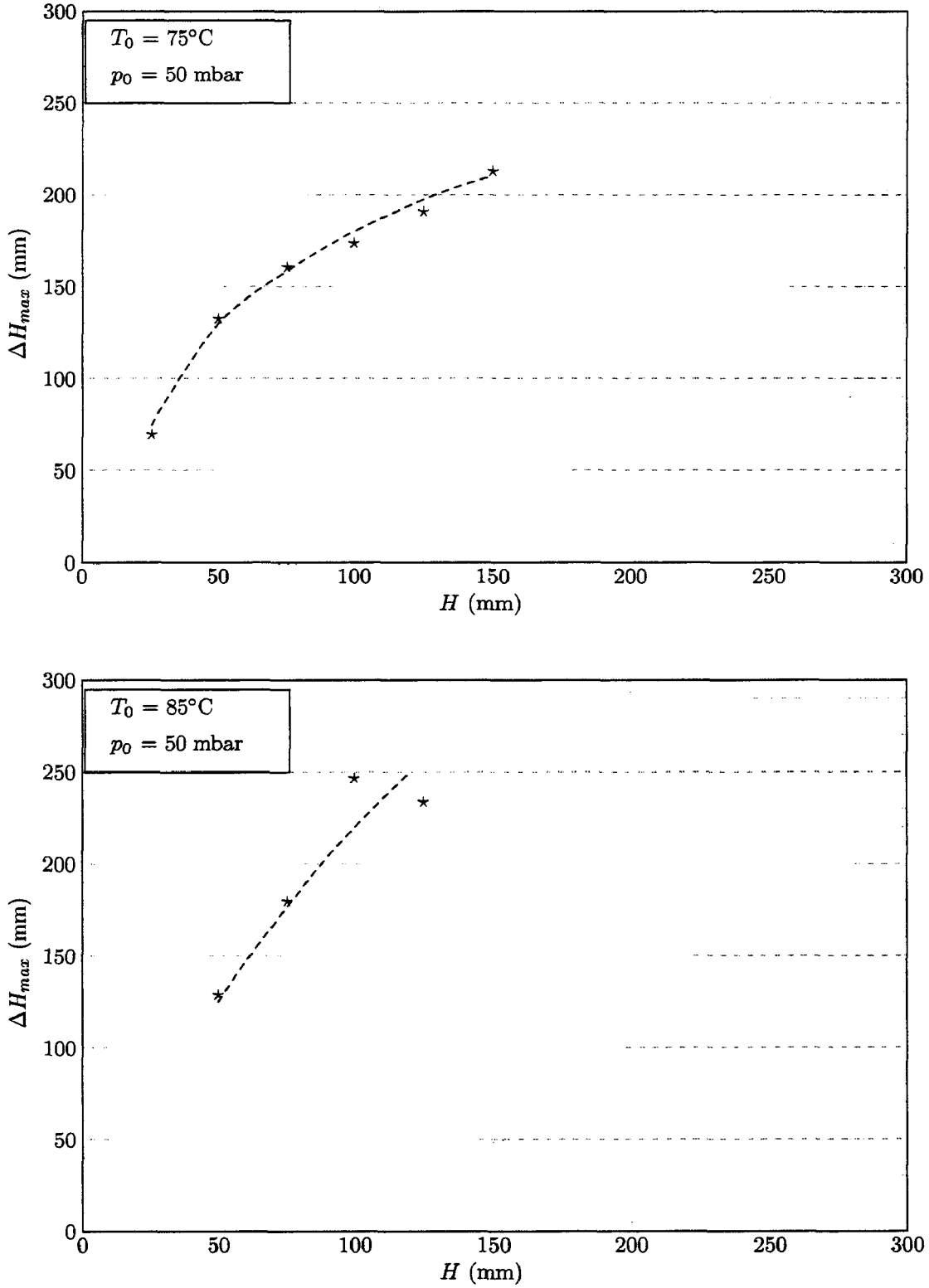


FIG. III.17 – *Évolution de l'amplitude maximale du phénomène pour les essais avec une pression initiale dans le réservoir de 50 mbar (suite)*

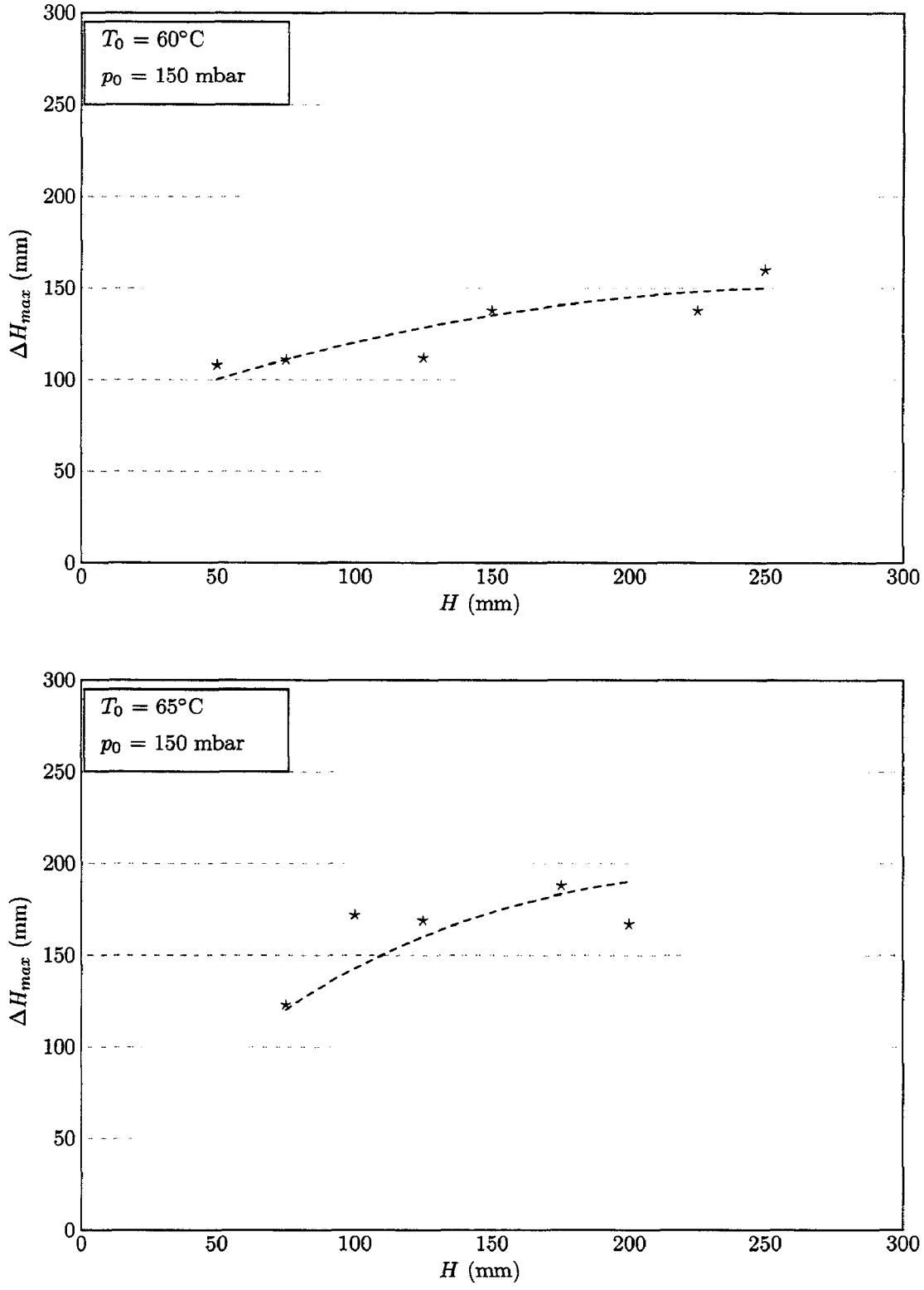


FIG. III.18 – *Évolution de l'amplitude maximale du phénomène pour les essais avec une pression initiale dans le réservoir de 150 mbar*

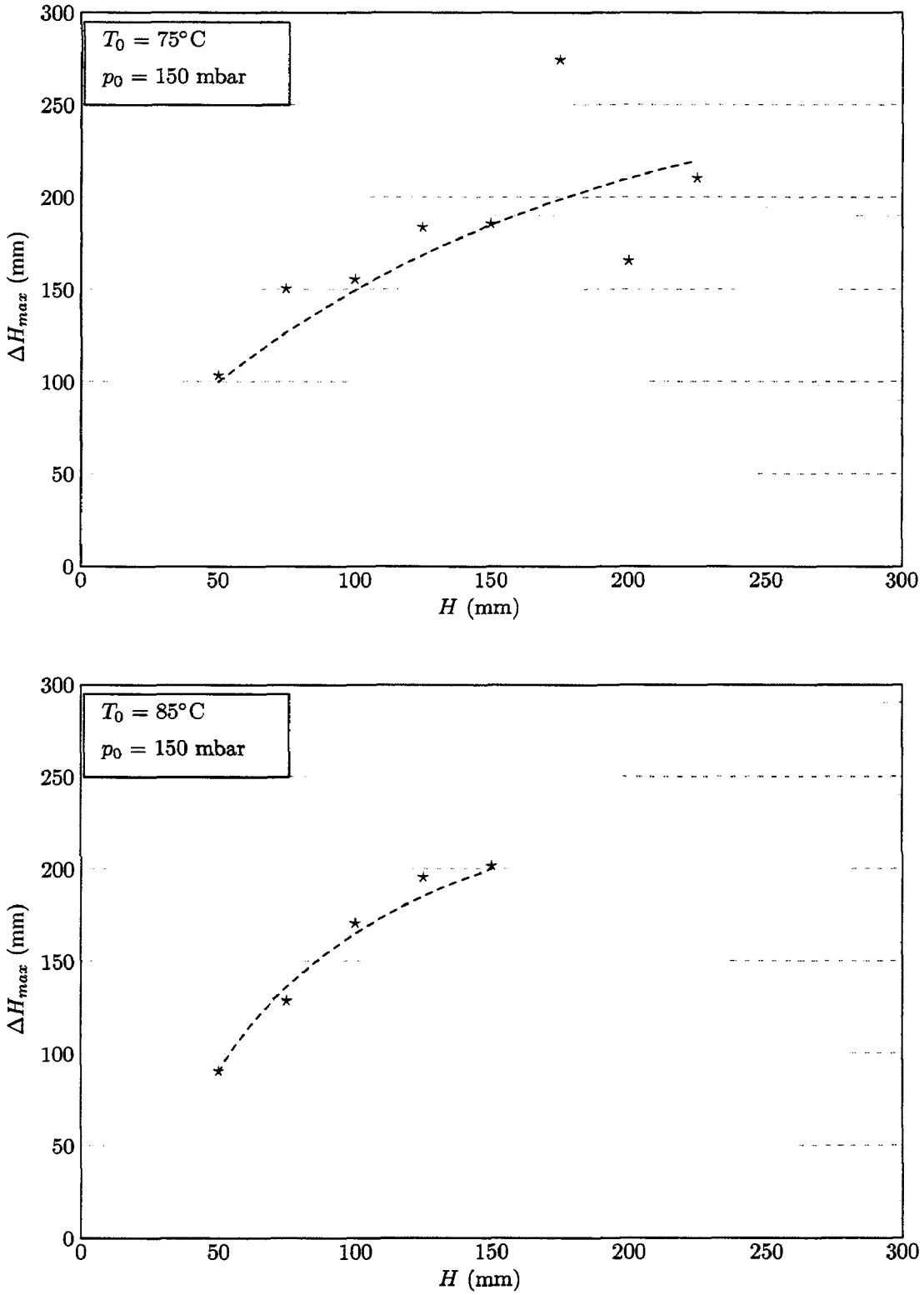


FIG. III.18 – *Évolution de l'amplitude maximale du phénomène pour les essais avec une pression initiale dans le réservoir de 150 mbar (suite)*

III.3.2.2 Influence du niveau initial d'eau sur le temps de flashing

L'inconvénient de la méthode proposée par Miyatake réside dans le fait qu'elle est basée sur l'intersection des deux pentes de la courbe d'évolution temporelle de la température adimensionnée et normalisée (NEF) l'une très abrupte et une seconde quasi plate. Ainsi une très faible variation sur l'une de ces deux pentes entraîne immédiatement une variation plus conséquente sur leur point d'intersection et donc sur le temps de flashing. L'étude du coefficient K ($=\frac{\dot{m}_{ev}}{A(p_w - p_e)}$, équation I.55) pour déterminer par un autre moyen le temps de flashing n'est pas évidente à mettre en œuvre pour un nombre important d'essais. En effet, elle nécessite la connaissance au même instant du débit masse évaporée, de la pression et de la pression de saturation. Le cumul des incertitudes sur ces grandeurs laisse penser que la précision obtenue sur le temps de flashing sera relativement médiocre. Pour palier ce problème, nous avons déterminé un autre temps caractéristique du phénomène, noté t^p, basé sur l'évolution temporelle de la pression adimensionnée. Cette pression est, rappelons le, définie de la manière suivante :

$$p_{adim}(t) = \frac{p(t) - p_{sat}(T_e)}{p_{sat}(T_0) - p_{sat}(T_e)} \tag{III.4}$$

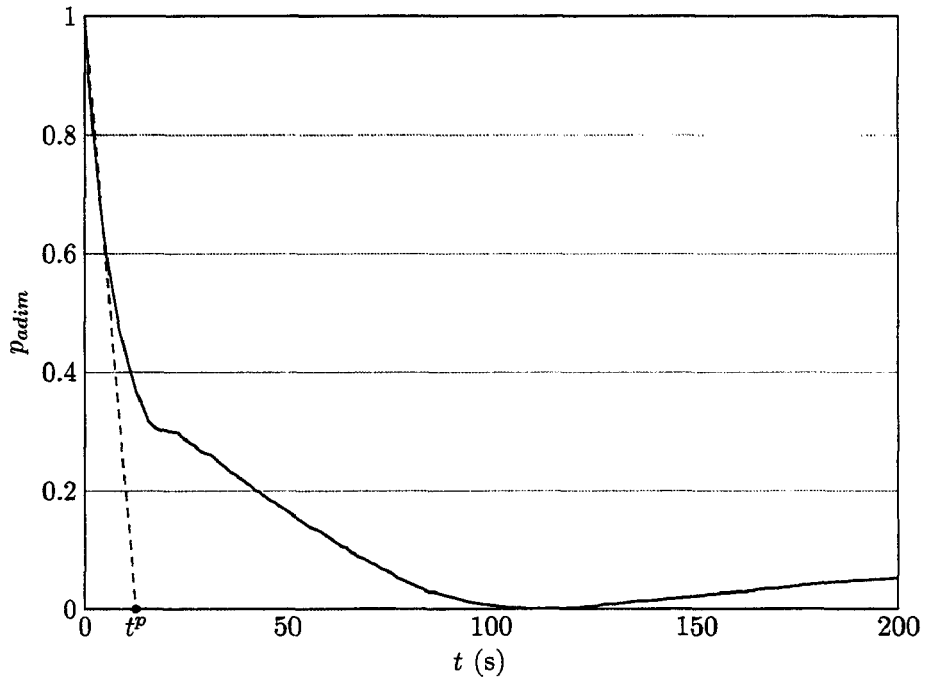


FIG. III.19 – *Détermination de t^p à partir de l'évolution temporelle de la pression adimensionnée*

La figure III.19 représente l'évolution de cette pression en fonction du temps pour une pression initiale dans le réservoir de $p_0 = 50$ mbar et une température initiale de $T_0 = 50°C$. Notons ξ, la pente à l'origine de cette courbe, t^p est donné par la relation $t^p = -1/\xi$.

Cette figure III.19 montre une méthode graphique de détermination de ce temps. Le calcul de t^p présente l'avantage de ne faire intervenir qu'une seule pente ce qui est susceptible d'accroître la précision sur le temps caractéristique du phénomène.

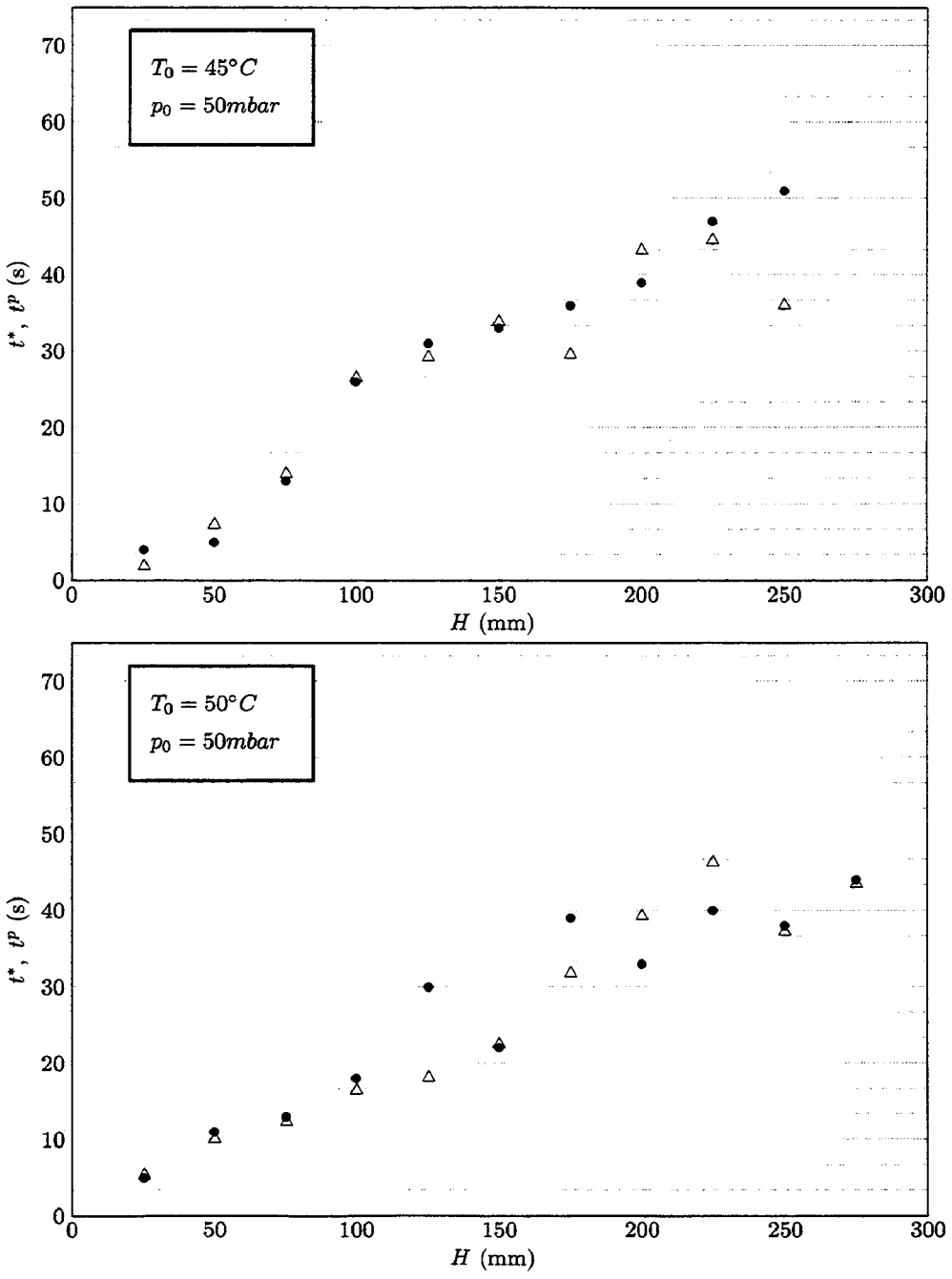


FIG. III.20 – *Évolution de t^* (•) et t^p (△) en fonction de la hauteur pour p_0 = 50 mbar*

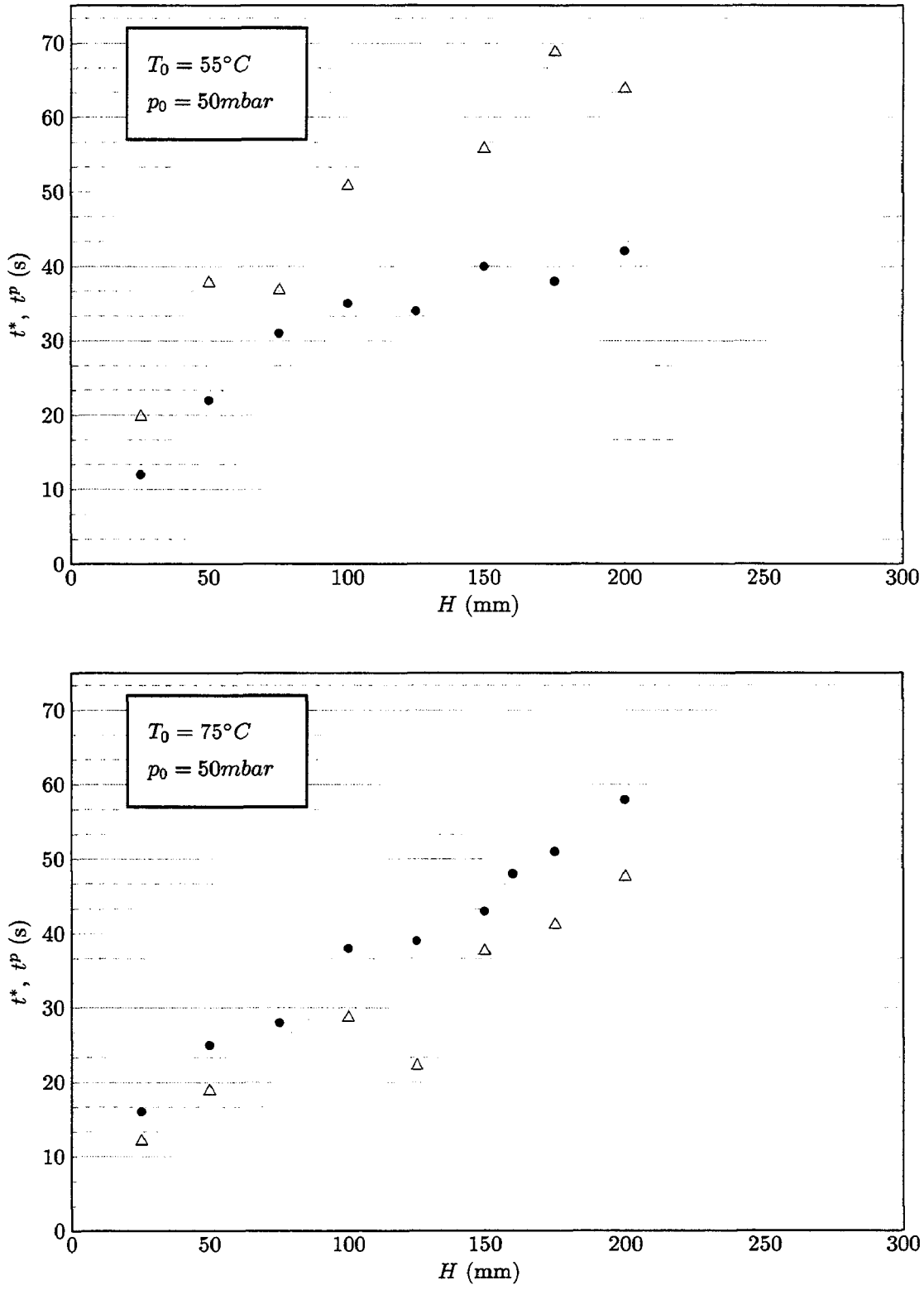


FIG. III.20 – *Évolution de t^* (•) et t^p (△) en fonction de la hauteur pour p_0 = 50 mbar (suite)*

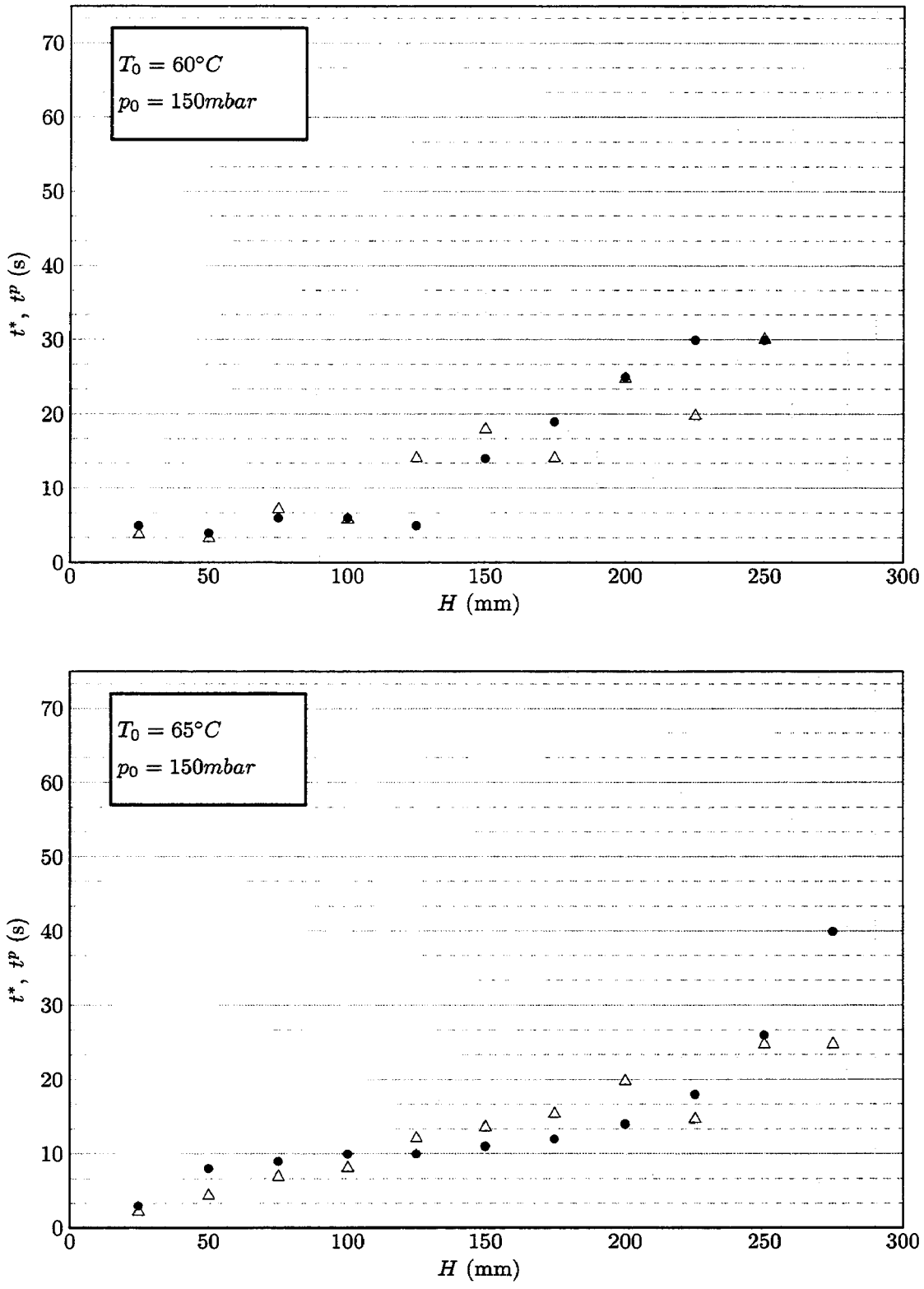


FIG. III.21 – *Évolution de t^* (•) et t^p (△) en fonction de la hauteur pour p_0 = 150 mbar*

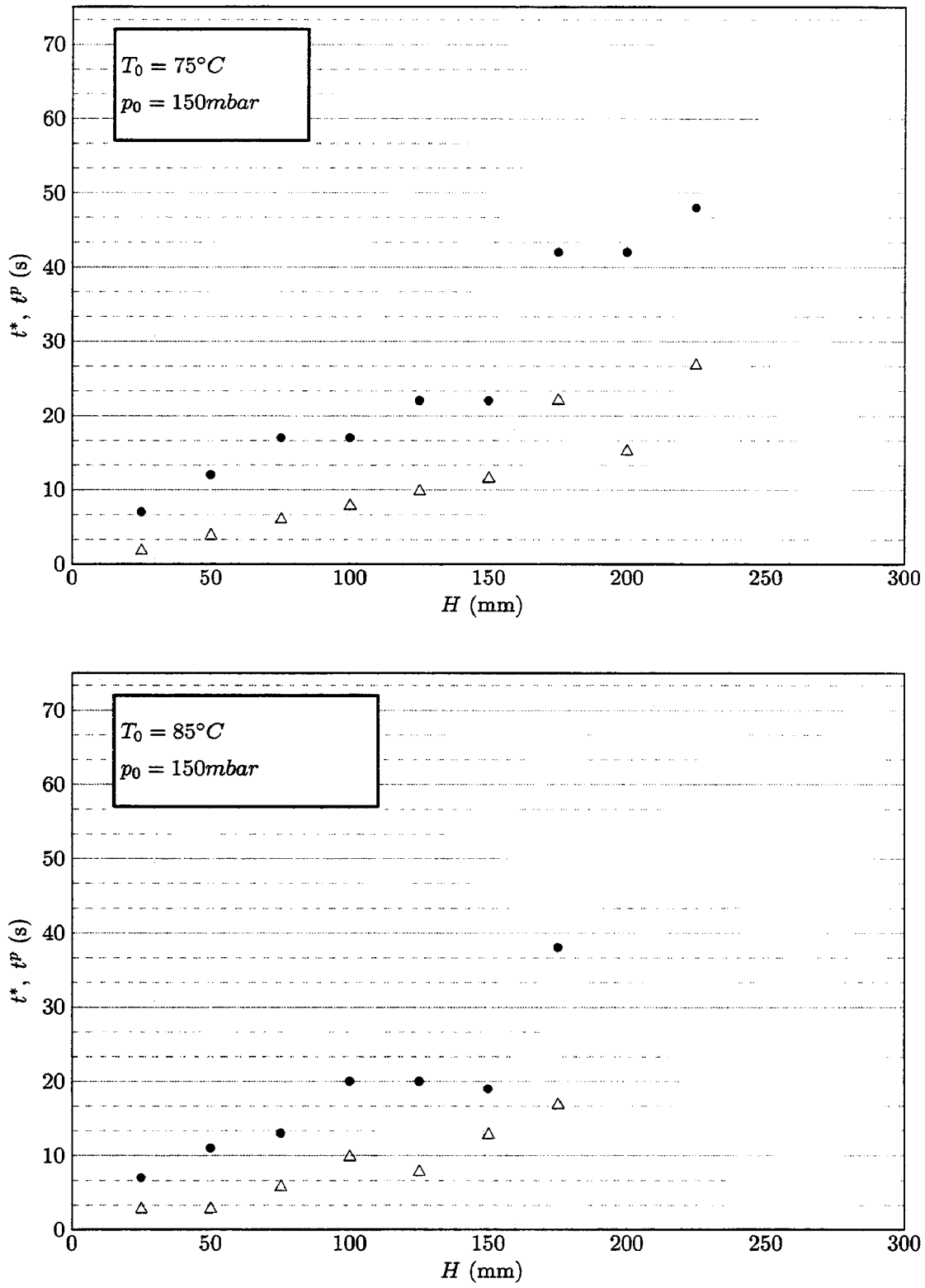


FIG. III.21 – *Évolution de t^* (•) et t^p (△) en fonction de la hauteur pour p_0 = 150 mbar (suite)*

Nous avons représenté sur les figures III.20 et III.21 l'évolution du temps de flashing t^* déterminé en utilisant la méthode décrite par Miyatake et rappelée dans la partie I.4.4.3, ainsi que t^p calculé en utilisant l'évolution de la pression adimensionnée pour des pressions initiales dans le réservoir respectivement de 50 et 150 mbar et des températures initiales de liquide variant de 45 à 85°C. Les temps obtenus par les deux méthodes sont très proches pour les faibles surchauffes et un peu plus dispersés pour les surchauffes plus importantes tout en restant du même ordre de grandeur. Ceci s'explique tout simplement par l'incertitude liée à leur détermination. De plus, ces deux temps caractéristiques ont des évolutions croissantes semblables en fonction de la hauteur, ce qui confirme la tendance observée sur les images de la figure III.15, à savoir, le temps de flashing est une fonction croissante de la hauteur. De plus, l'évolution de t^p confirme les résultats obtenus à partir de la méthode de Miyatake, mais n'apporte cependant pas la précision annoncée. En effet, l'évolution de la pression au cours du temps est beaucoup plus fluctuante que celle de la température, notamment dans le cas de fortes surchauffes, ce qui accroît l'incertitude de détermination. Cette méthode a tout de même l'avantage de confirmer les temps obtenus par la méthode basée sur NEF.

III.3.2.3 Influence du niveau initial sur la masse d'eau évaporée par flashing

Le bilan thermique appliqué au liquide nous permet de relier la masse évaporée par flashing à la température du liquide. Utilisant l'équation II.18 (rappelée ci-dessous), nous avons déterminé pour chaque essai la masse totale d'eau évaporée.

$$m_{ev}(t) = m_0\Big[1 - \exp\big(-\frac{c_v}{h_{fg}}[T_0 - T]\Big] = \rho\, A\, H\left[1 - \exp\big(-\frac{c_v}{h_{fg}}[T_0 - T]\big)\right]$$

Les figures III.22 et III.23 présentent les résultats obtenus pour des pressions initiales dans le réservoir à vide respectivement de 50 et 150 mbar, des températures variant de 45 à 85°C, et des hauteurs d'eau initiales allant de 25 à 250 mm. Quelle que soit la série d'essai, on constate que la masse finale évaporée est une fonction croissante de la température initiale et du niveau d'eau initialement présent dans la chambre flash. La tendance générale de ces courbes a été approchée, en considérant que m_{ev}^f ne tend pas vers $+\infty$ quand H tend vers$+\infty$. Ces courbes montrent que $dm_{ev}^f/dH > 0$ (évolution croissante) et $d^2m_{ev}^f/dH^2 < 0$

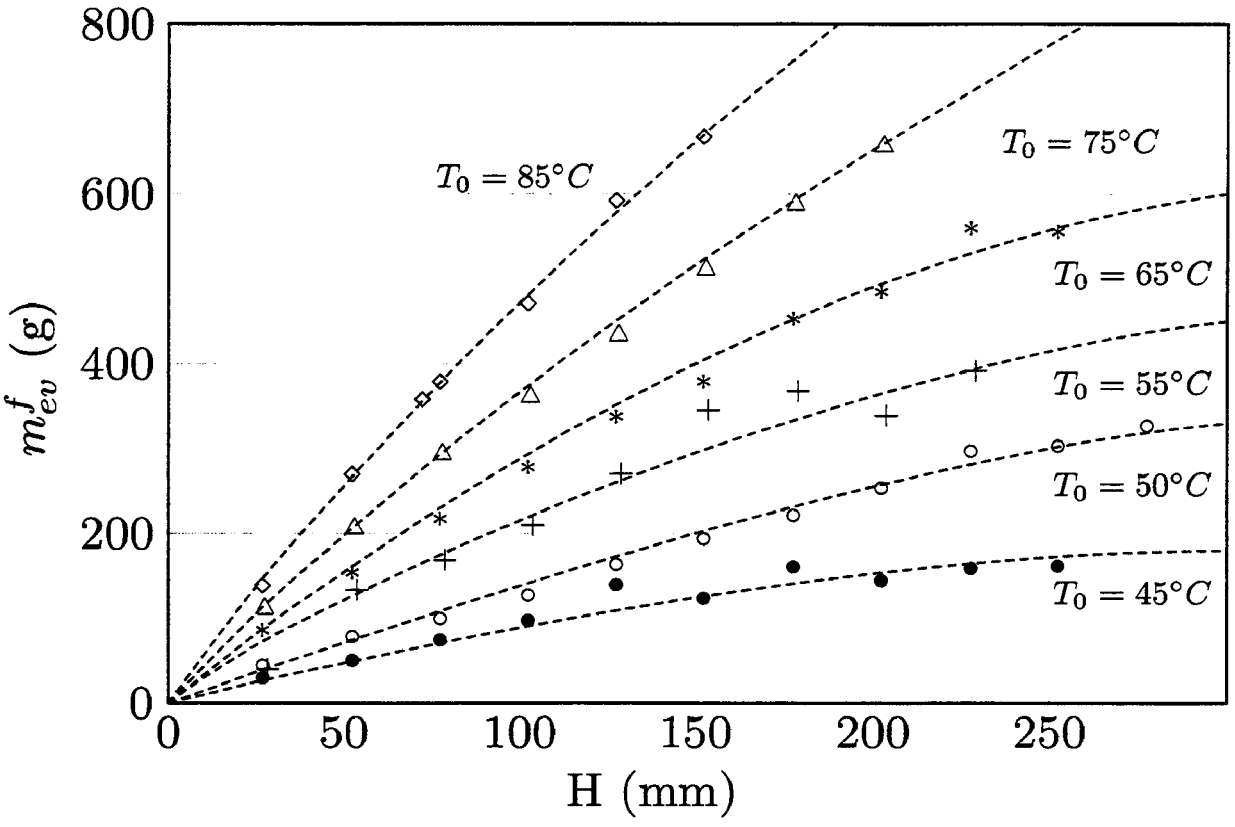


FIG. III.22 – *Évolution de la masse finale évaporée en fonction du temps pour p_0 = 50 mbar*

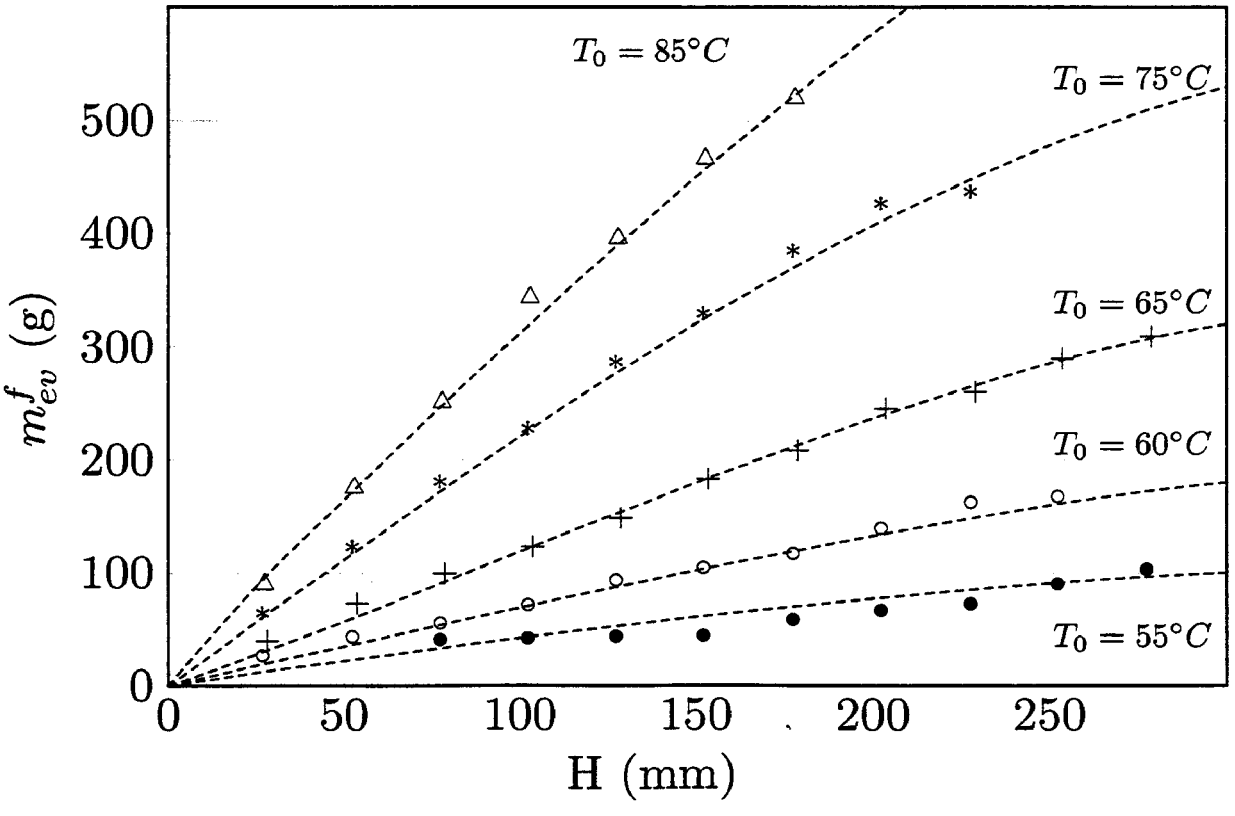


FIG. III.23 – *Évolution de la masse finale évaporée en fonction du temps pour p_0 = 150 mbar*

(profil concave). Vu les hauteurs d'eau mises en jeu et la géométrie actuelle de la maquette, nous ne pouvons malheureusement pas pour le moment quantifier la hauteur à partir de laquelle, pour p_0 et T_0 donnés, la masse finale n'augmente plus.

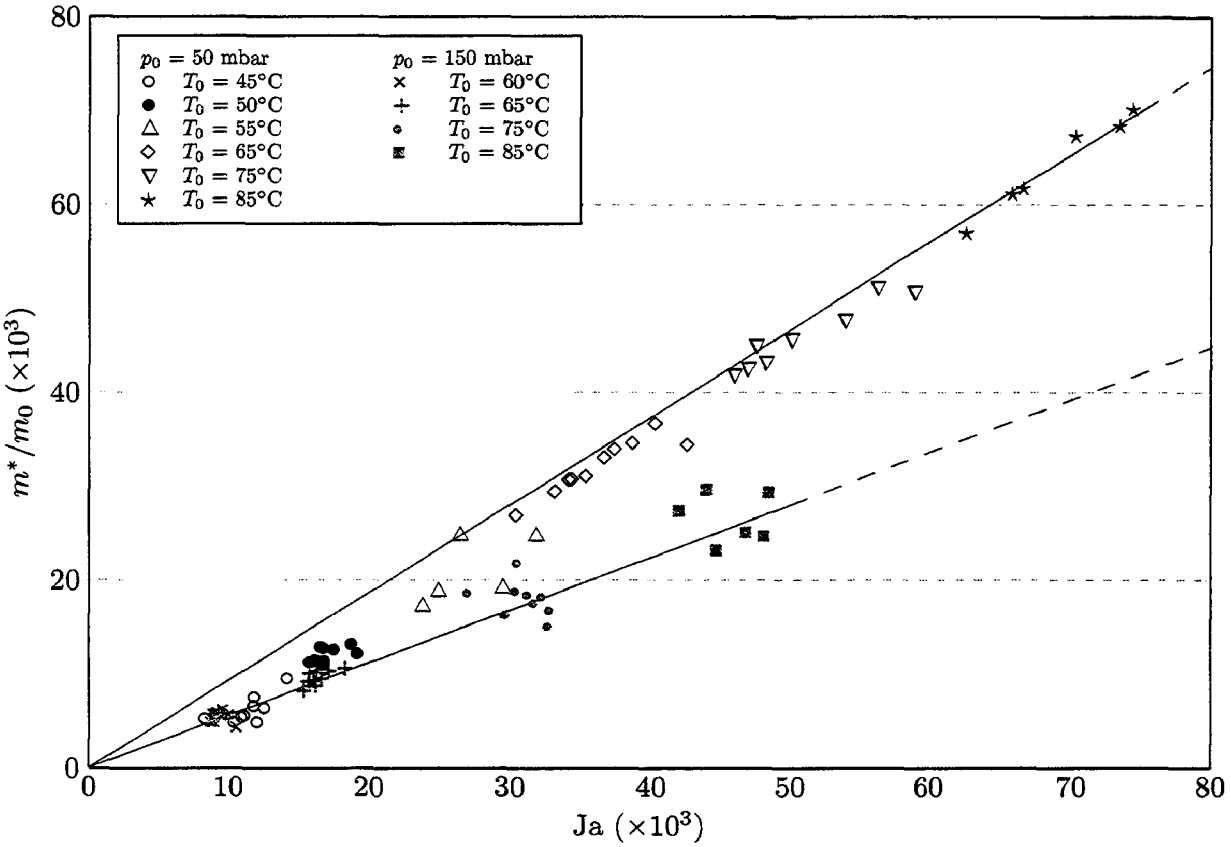


FIG. III.24 – *Évolution du rapport de la masse évaporée à t^* à la masse initiale en fonction du nombre de Jakob (surchauffe adimensionnée) du liquide*

La figure III.24 représente l'évolution de la masse évaporée à l'instant t^* ramenée à la masse initiale m_0 en fonction de la surchauffe ΔT du liquide pour une pression initiale dans le réservoir à vide de 50 et 150 mbar et différentes hauteurs initiales de liquide (25 mm < H < 200 mm). Sur cette figure, on constate que m^*/m_0 est proportionnel à $Ja(= \frac{c_p}{h_{fg}} \Delta T)$ et donc à ΔT, cependant ce coefficient de proportionnalité dépend fortement de la pression initiale du réservoir p_0 mais pas du niveau de liquide initialement présent dans l'enceinte. En effet ce coefficient est de l'ordre de 0,9 pour p_0 = 50 mbar et de 0,55 pour p_0 = 150 mbar et on obtient alors :

$$\frac{m^*}{m_0}(p_0 = 50\ mbar) \quad = \quad 1,62 \times 10^{-3}\,\Delta T \qquad \text{(III.5)}$$

$$\frac{m^*}{m_0}(p_0 = 150\,mbar) \;=\; 0,95 \times 10^{-3}\,\Delta T \qquad \text{(III.6)}$$

Il semble donc que lorsque le saut de pression Δp augmente, les quantités évaporées par flashing à l'instant t^* soient plus importantes puisque ce coefficient augmente avec Δp.

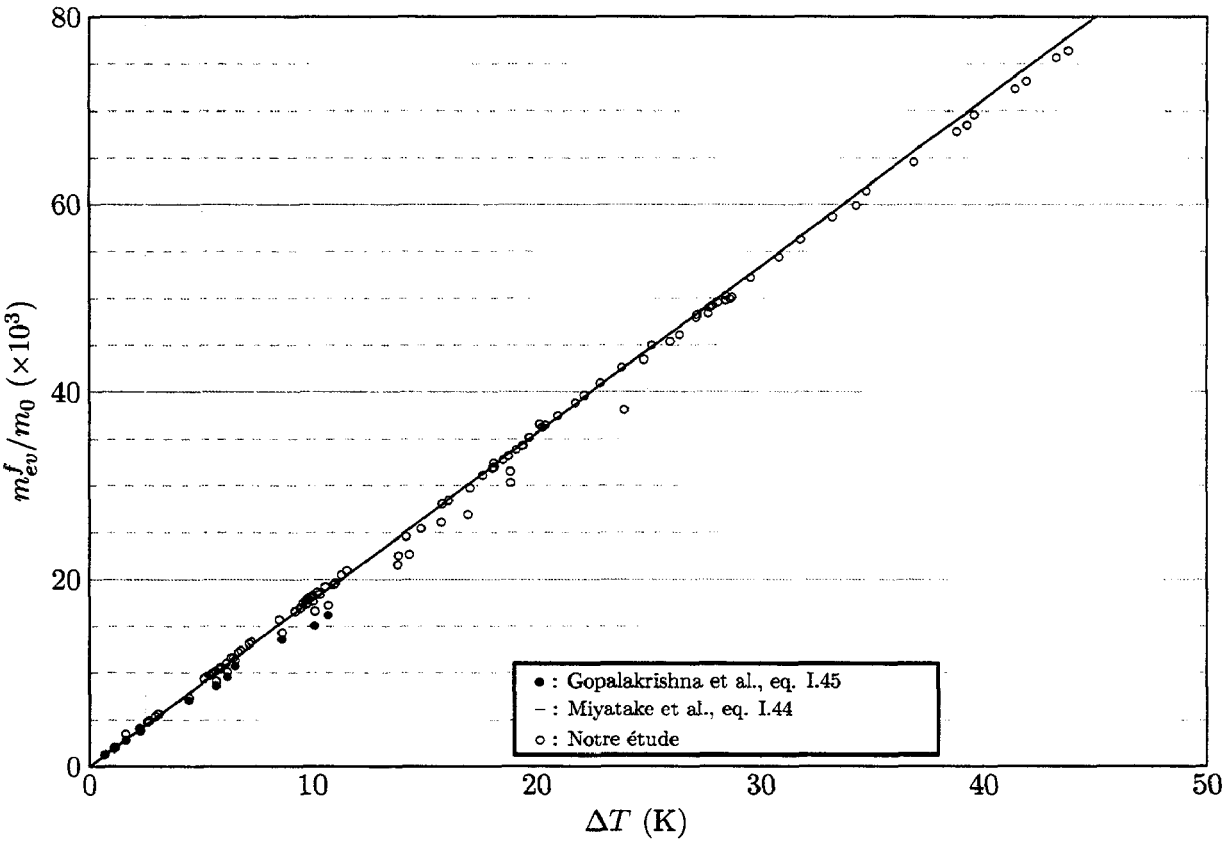


FIG. III.25 – *Évolution de m_{ev}^f/m_0 en fonction de ΔT pour p_0 = 50 mbar et p_0 = 150 mbar*

La figure III.25 représente l'évolution de la masse finale évaporée m_{ev}^f ramenée à la masse initiale m_0 en fonction de la surchauffe ΔT du liquide pour une pression initiale dans le réservoir à vide variant de 50 à 200 mbar et différentes hauteurs initiales d'eau (15 mm < H < 200 mm). Nous avons aussi superposé les résultats obtenus en utilisant les équations I.45 et I.44 proposées respectivement par Gopalakrishna et Miyatake. Sur cette figure, on constate que m_{ev}^f/m_0 est proportionnel à ΔT mais ne dépend pas de H. De ce graphique on peut déduire que :

$$\frac{m_{ev}^f}{m_0} = 1,73 \times 10^{-3}\,\Delta T \qquad \text{(III.7)}$$

Tout comme dans la partie précédente, on peut retrouver ce résultat analytiquement en

écrivant le même bilan global. Ainsi, on a obtient :

$$\frac{m_{ev}^f}{m_0} = \frac{c_p}{h_{fg}} \Delta T \tag{III.8}$$

où $\frac{c_p}{h_{fg}} \approx 1,74 \times 10^{-3}$ K^{-1} quel que soit l'essai. On constate aussi sur ce graphique que ces valeurs sont très bien corrélées avec celles proposées par Gopalakrishna. On note aussi contrairement à la figure III.24 que ce rapport ne dépend plus de la pression initiale.

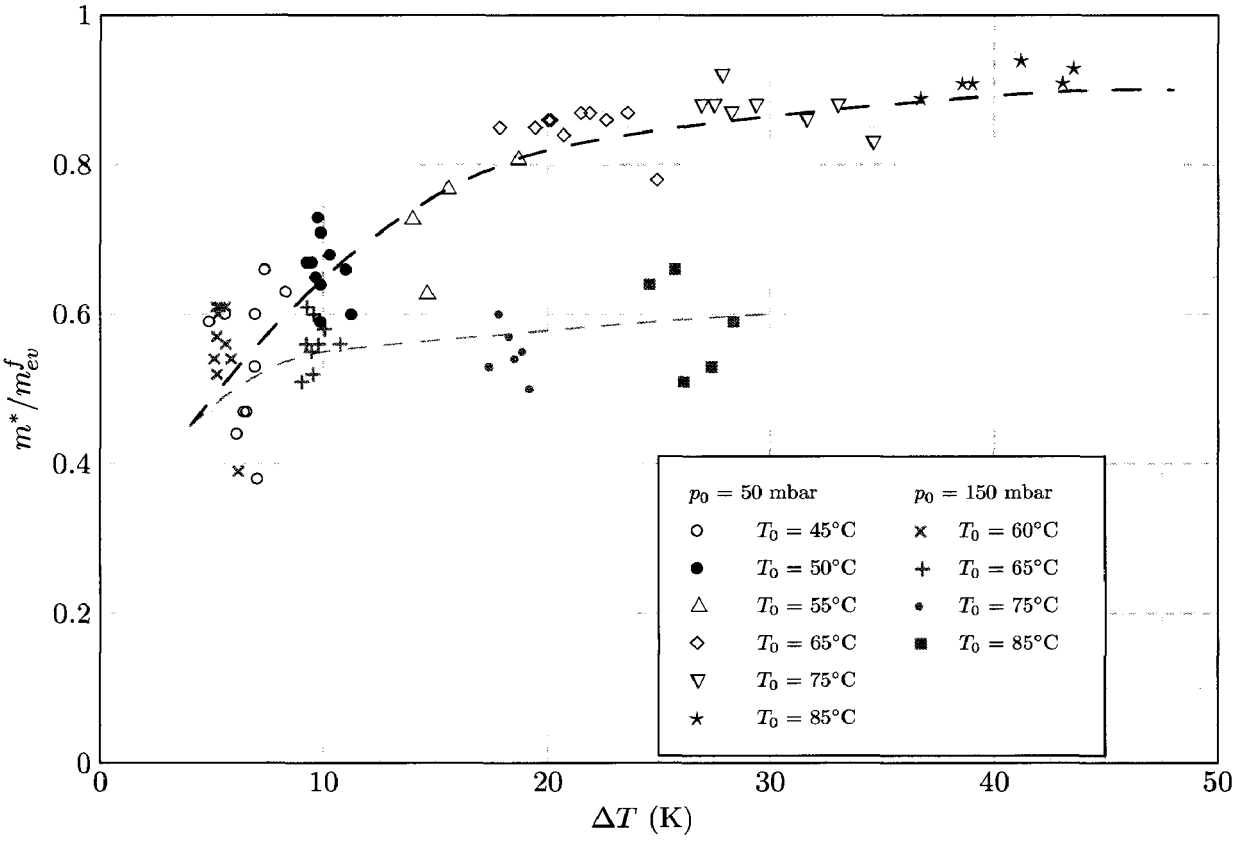


FIG. III.26 – *Évolution de m^*/m_{ev}^f en fonction de ΔT pour p_0 = 50 mbar et p_0 = 150 mbar*

Enfin, la figure III.26 présente l'évolution de la masse évaporée à t^* ramenée, cette fois à la masse totale évaporée m_{ev}^f en fonction de la surchauffe pour des pressions initiales dans le réservoir de 50 et 150 mbar et des hauteurs initiales de liquide comprises entre 50 et 200 mm. Ce rapport reflète bien l'efficacité du phénomène, puisqu'il donne à l'instant t^* la proportion d'eau évaporée. Ainsi plus se coefficient sera proche de 1 et plus le phénomène sera achevé à l'instant t^*. On constate sur cette figure que pour une même pression initiale dans le réservoir de 50 mbar, plus la surchauffe est importante, plus la masse évaporée à l'instant t^* est proche

de la masse totale évaporée quelle que soit la hauteur d'eau initialement présente dans la chambre flash. Pour p_0=150 mbar, ce rapport reste quasi-constant autour de 60% quelle que soit la hauteur initiale d'eau montrant ainsi bien l'influence du saut de pression Δp sur les quantités évaporées. Ces deux constatations présentent aussi l'influence de la hauteur sur le phénomène. On observe aussi que pour une même surchauffe, le rapport m^*/m_{ev}^f augmente avec le saut de pression quelle que soit la hauteur d'eau initiale. On peut donc conclure que ce coefficient est une fonction croissante de la chute de pression puisque'il se rapproche de 1 lorsque Δp augmente. Ainsi l'augmentation de Δp se traduit par un phénomène plus intense et plus rapide puisque m^* tend vers m_{ev}^f. Ceci met aussi en évidence l'influence de la pression sur le phénomène d'évaporation flash.

III.4 Influence de la chute de pression

Nos essais ont été réalisés avec une température initiale d'eau distillée comprise entre 60°C et 85°C, une pression initiale dans le réservoir à vide de 50 et 150 mbar, et une hauteur initiale d'eau variant de 25 à 250 mm. Ceci correspond à une plage de surchauffe comprises entre 4 et 44 K. Pour ces essais, la vanne permettant de contrôler le chute de pression est installée et réglée de manière à obtenir différents taux de dépressurisation initiaux $v_p = -dp/dt$ (0,4 bar.s^{-1} < v_p < 3,1 bar.s^{-1}). L'enceinte d'étude est la même que celle pour l'étude de l'influence de la hauteur (seconde enceinte).

La méthode de détermination du taux de dépressurisation $v_p = -dp/dt|_{t=0s}$ est presentée sur la figure III.27. Ce graphe présente un profil typique d'évolution de la pression au cours du temps, ainsi qu'un zoom sur la partie représentant les premiers instants suivant l'ouverture de la vanne. On observe sur cette figure deux phases de décroissance. Une première phase où la presion décroît quasi-linéairement avec le temps de la pression initiale ($\approx p_{atm}$) jusqu'à la pression de saturation correspondant à la température initiale du liquide ($p_{sat}(T_0)$). Cette première phase est suivie d'une phase de décroissance plus modérée où la pression décroît de la pression de saturation ($p_{sat}(T_0)$) jusqu'à la pression finale (p_e). Le taux de dépressurisation est calculé sur la première phase de décroissance là où le phénomène de vaporisation

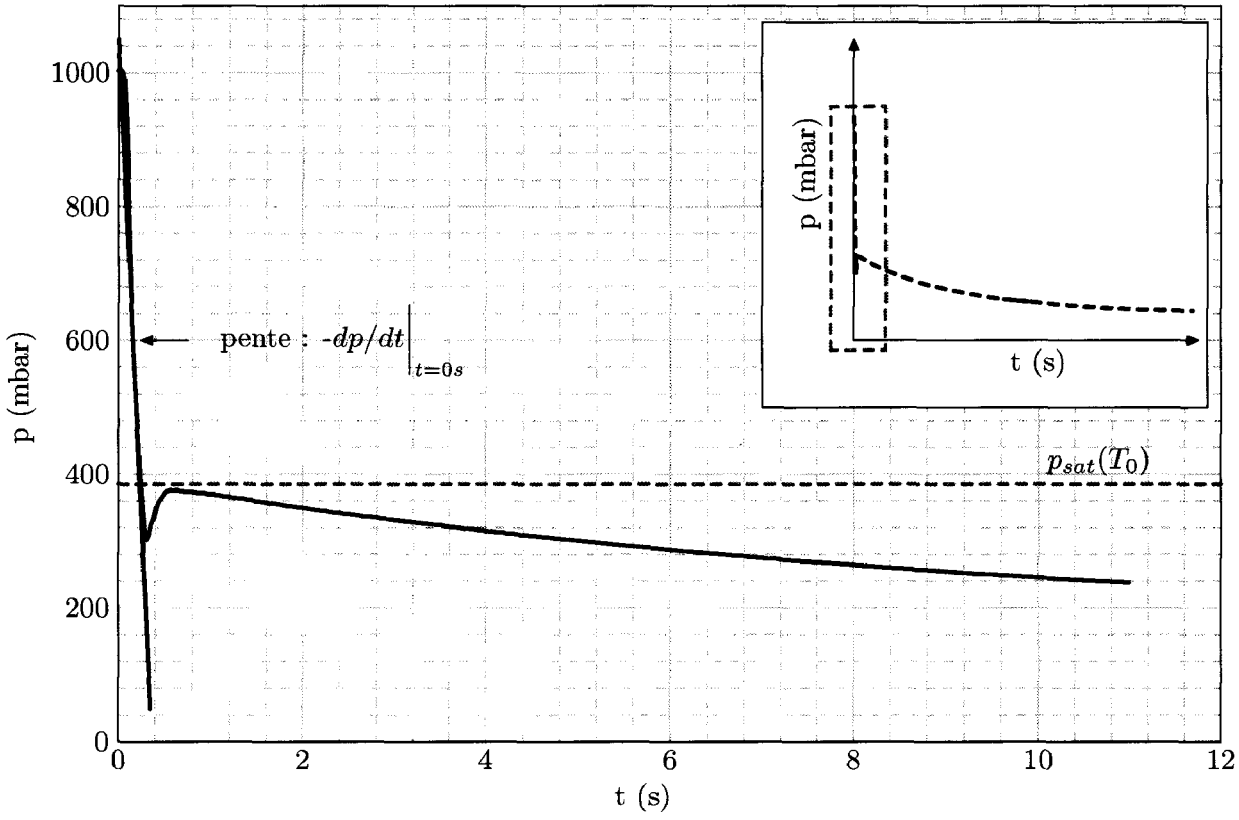


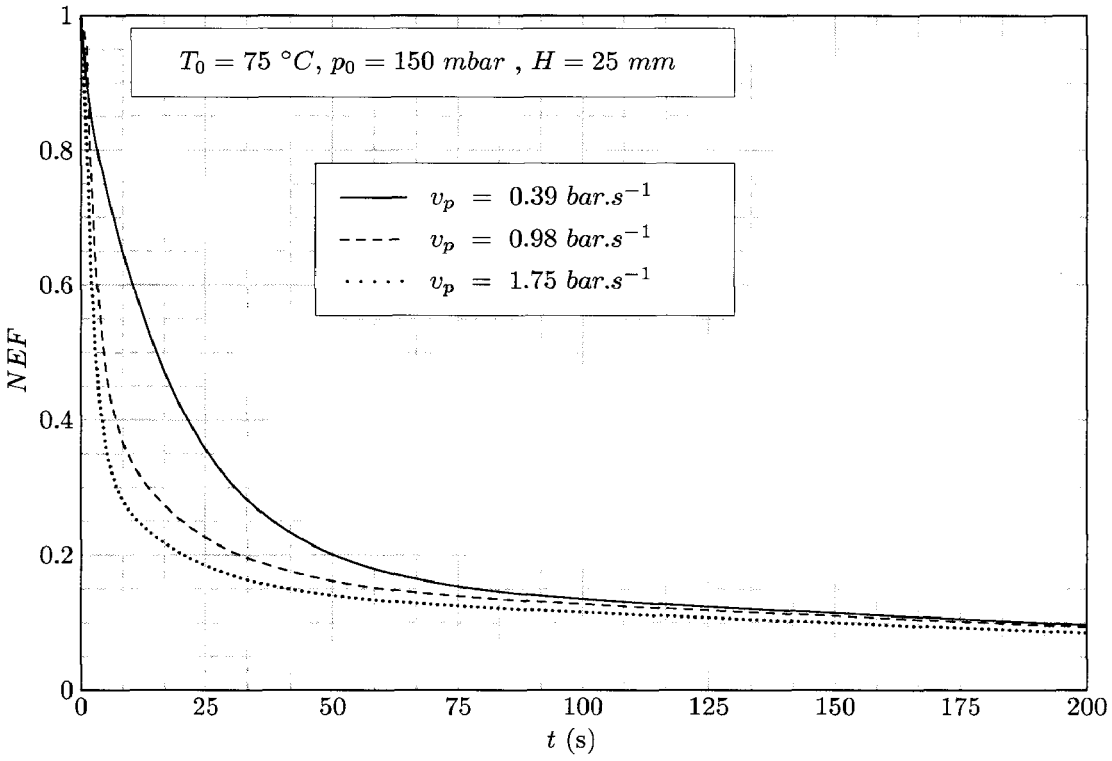
FIG. III.27 – *Méthode de détermination du taux de dépressurisation*

instantanée ne se produit pas encore. Il est déterminé à partir de la pente initiale de la courbe (quasi linéaire, cf. figure III.27) représentant l'évolution de la pression au cours du temps sur cette phase.

III.4.1 Influence de la chute de pression sur le refroidissement du liquide

III.4.1.1 Évolution de NEF

Les figures III.29, III.28 et B.1, B.2, B.3, B.4 (en annexe) présentent l'évolution de la fonction de non équilibre NEF en fonction du temps pour des températures initiales de 60, 75, et 85°C, la pression initiale dans le réservoir à vide varie entre 50 et 150 mbar, et un niveau initial d'eau de 25, 100, 150, et 250 mm.



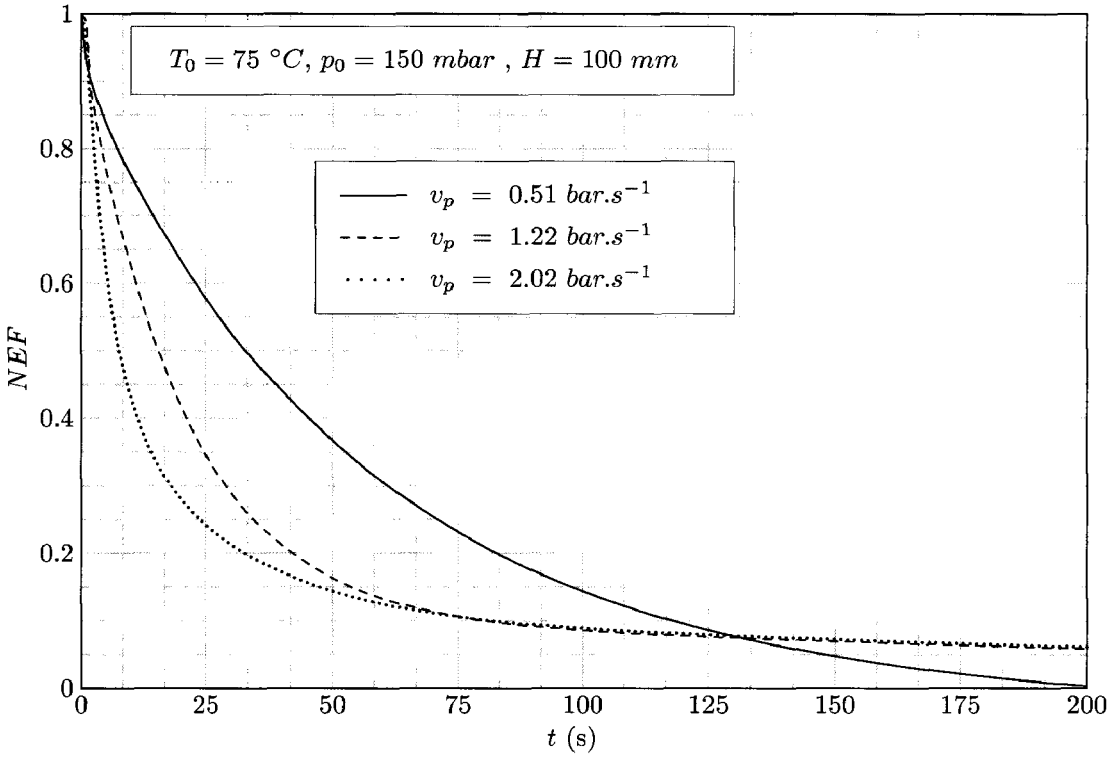
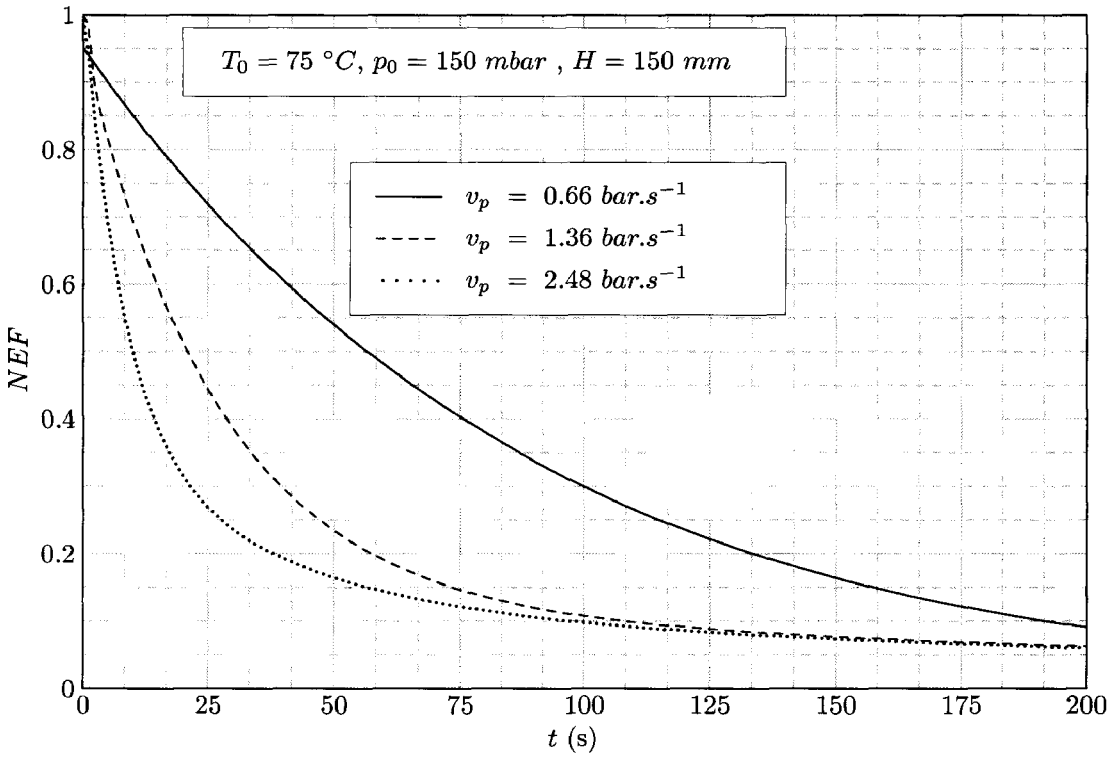


FIG. III.28 – *Évolution de NEF en fonction du temps pour T_0 = 75°C et p_0 = 150 mbar*



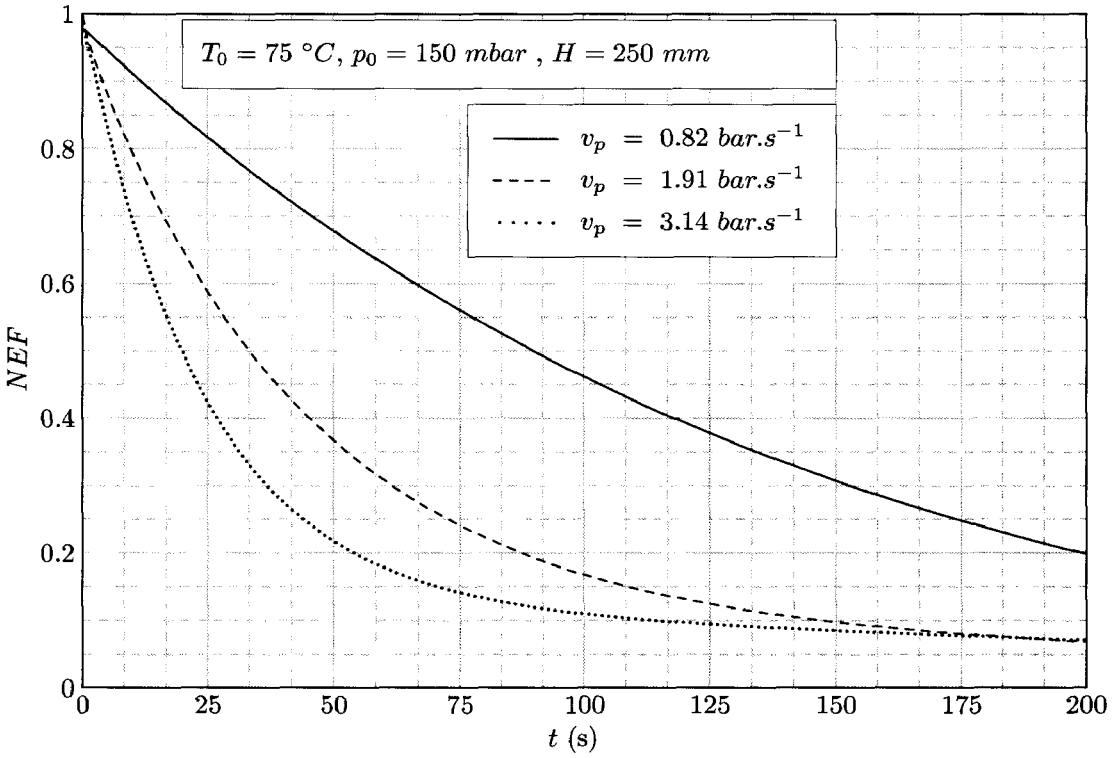


FIG. III.28 – *Évolution de NEF en fonction du temps pour T_0 = 75°C et p_0 = 150 mbar (suite)*

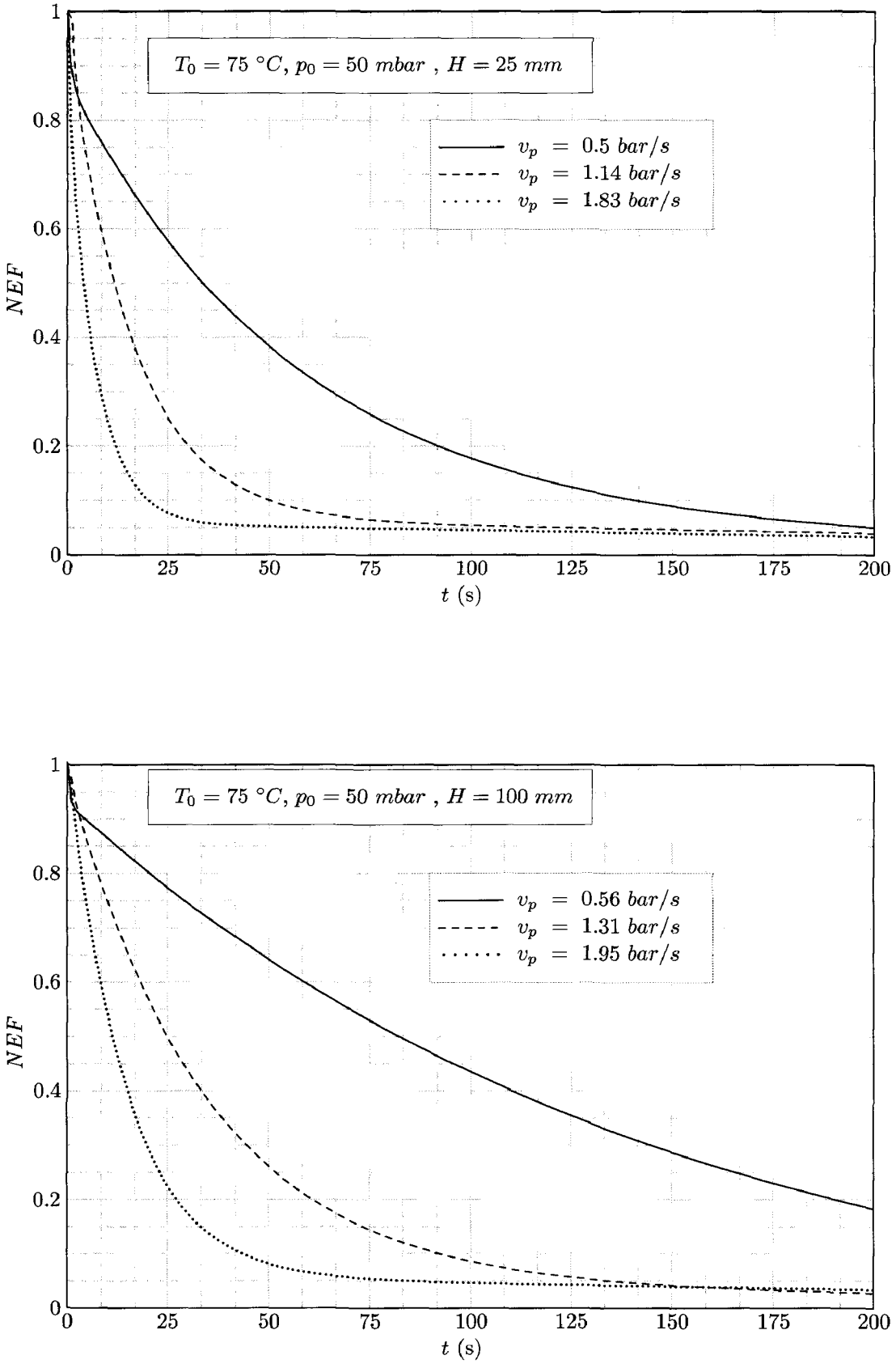
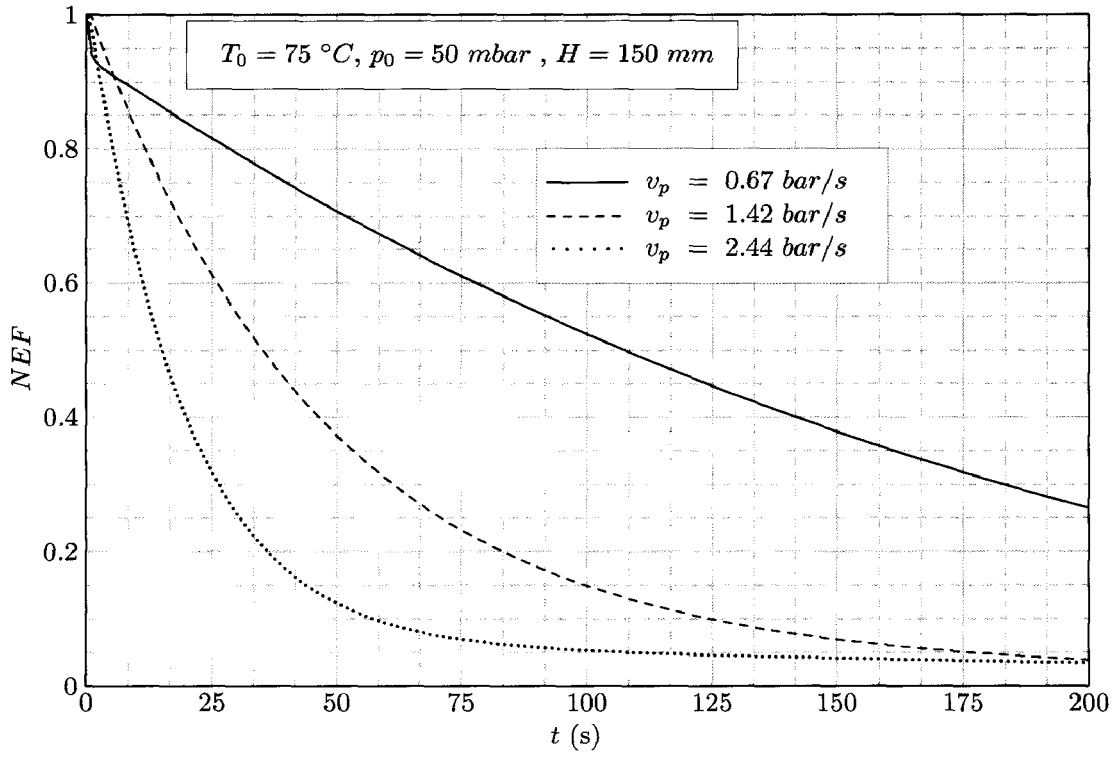


FIG. III.29 – *Évolution de NEF en fonction du temps pour T_0 = 75°C et p_0 = 50 mbar*



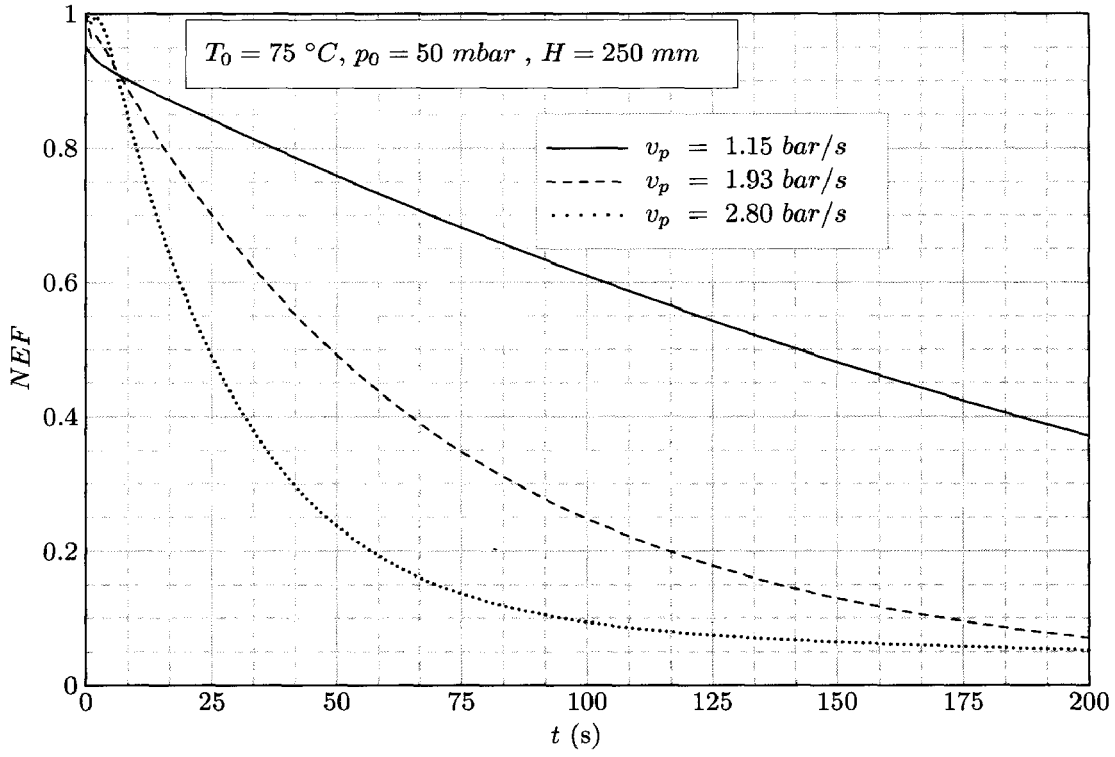


FIG. III.29 – *Évolution de NEF en fonction du temps pour T_0 = 75°C et p_0 = 50 mbar (suite)*

On constate tout d'abord que NEF est une fonction qui décroît avec le temps traduisant ainsi la chute de température du liquide. De plus, quelle que soit la hauteur d'eau initiale, la température initiale, ou la pression initiale, on remarque que le refroidissement, causé par l'évaporation (flash) du liquide, est plus lent lorsque l'on diminue le taux de dépressurisation. En effet, la chute de température qui, rappelons le est directement liée à l'évolution de NEF, est d'autant plus lente que le taux de dépressurisation (v_p) est faible une exception faite pour T_0=60°C, p_0=150 mbar, et H=25 et 150 mm. Cependant pour ces essais réalisés avec T_0=60°C et p_0=150 mbar la surchauffe est relativement faible ($\approx$ 4 K) et le bruit de mesure généré par le passage des bulles à proximité du thermocouple associé à la faible variation de la température du liquide et à l'incertitude de mesure (que l'on peut grossièrement estimer aux alentours de 1 K pour ce type de thermocouple) relativement importante dans le cas des faibles surchauffes ne nous permettent pas de conclure à un changement de tendance dans le cas des faibles surchauffes. Ainsi, quels que soient T_0, p_0 et H, la chute de température est d'autant plus lente que le taux de dépressurisation (v_p) est plus faible.

En outre, pour une même surchauffe (correspondant ici à une même température initiale et une même pression initiale) et pour des taux de dépressurisation du même ordre de grandeur, on peut observer un profil de chute de température plus "carré" lorsque la hauteur diminue. En d'autres termes, il semble que pour un même taux de dépressurisation initial, l'équilibre thermique soit atteint plus rapidement lorsque l'on diminue la hauteur de liquide initialement présent dans la chambre flash.

Il semble ainsi que l'on observe un phénomène plus rapide lorsque l'on diminue le niveau initial de liquide et lorsque l'on augmente le taux de dépressurisation. Afin de confirmer cette tendance, la partie suivante présente l'étude du temps de flashing en fonction du taux initial de dépressurisation.

III.4.1.2 Évolution du temps de flashing avec la chute de pression

La figure III.30 présente l'évolution du temps de flashing en fonction du taux de dépressurisation pour des températures initiales de 60, 75 et 85°C, des pressions initiales de 50 et 150 mbar et des hauteurs initiales d'eau de 25, 100, 150, et 250 mm. Ce temps de flashing est estimé en utilisant la méthode initialement introduite par Miyatake et al. [31, 34] et basée

sur l'évolution temporelle de NEF.

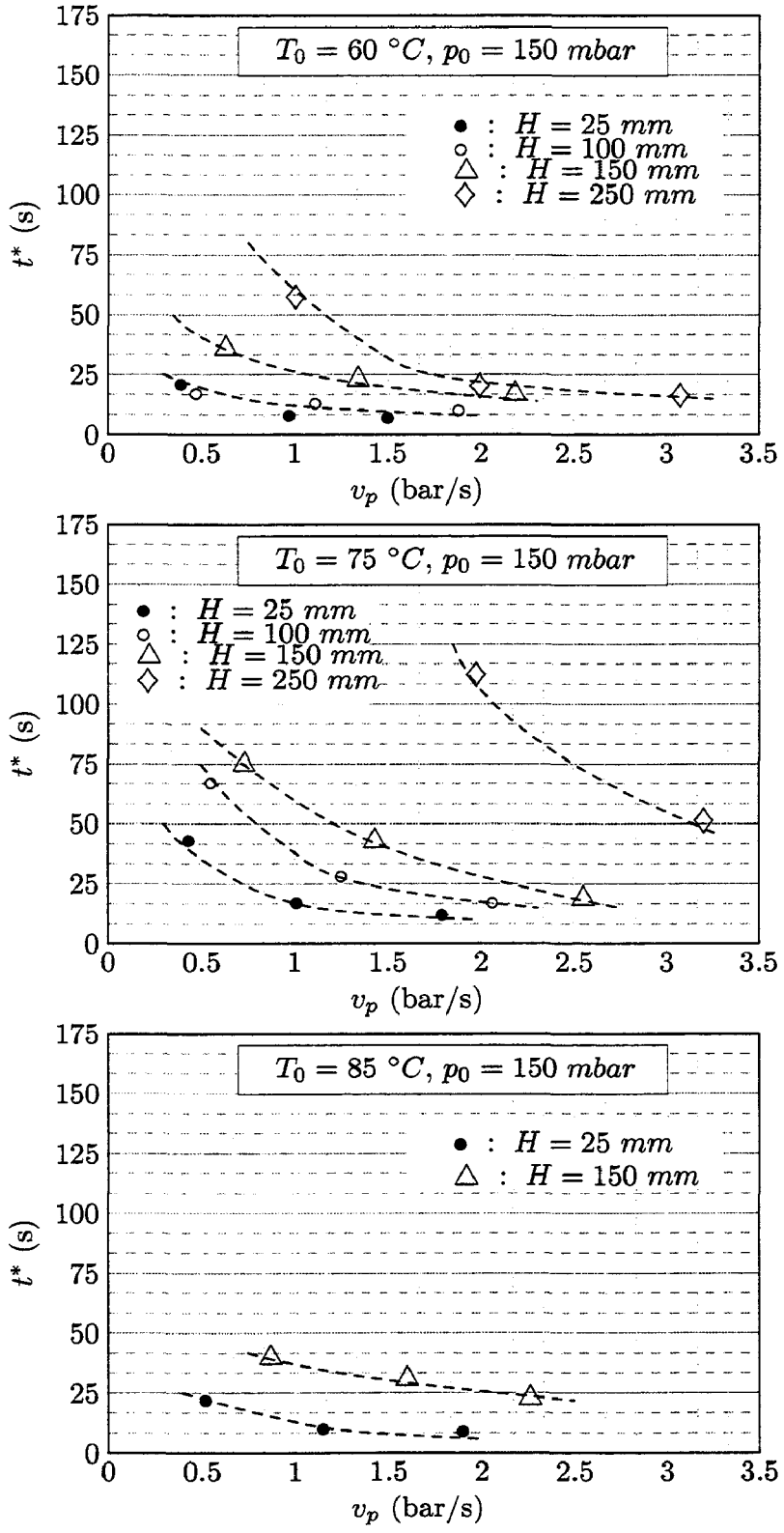


FIG. III.30 – *Évolution du temps de flashing en fonction du taux de dépressurisation pour différentes températures initiales, pressions initiales et niveaux initiaux de liquide*

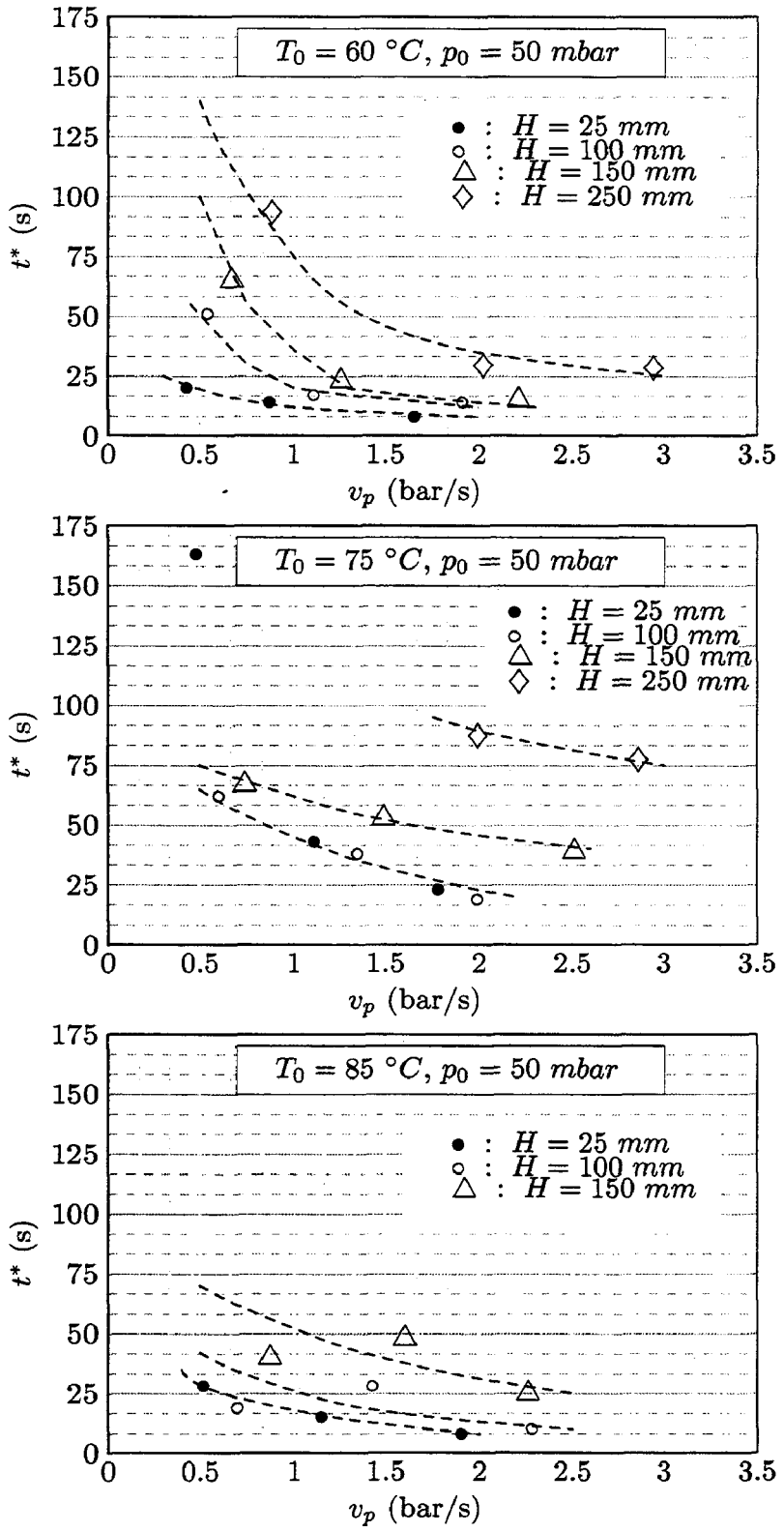


FIG. III.30 – *Évolution du temps de flashing en fonction du taux de dépressurisation pour différentes températures initiales, pressions initiales et niveaux initiaux de liquide (suite)*

D'une manière générale, pour T_0, p_0 et H donnés, ce temps est une fonction qui décroît rapidement lorsque le taux de dépressurisation augmente. Cette augmentation, qui confirme la tendance observée sur NEF, peut s'expliquer par le fait que la température du système est directement lié à la température de saturation du liquide qui elle même dépend de la pression environnante.

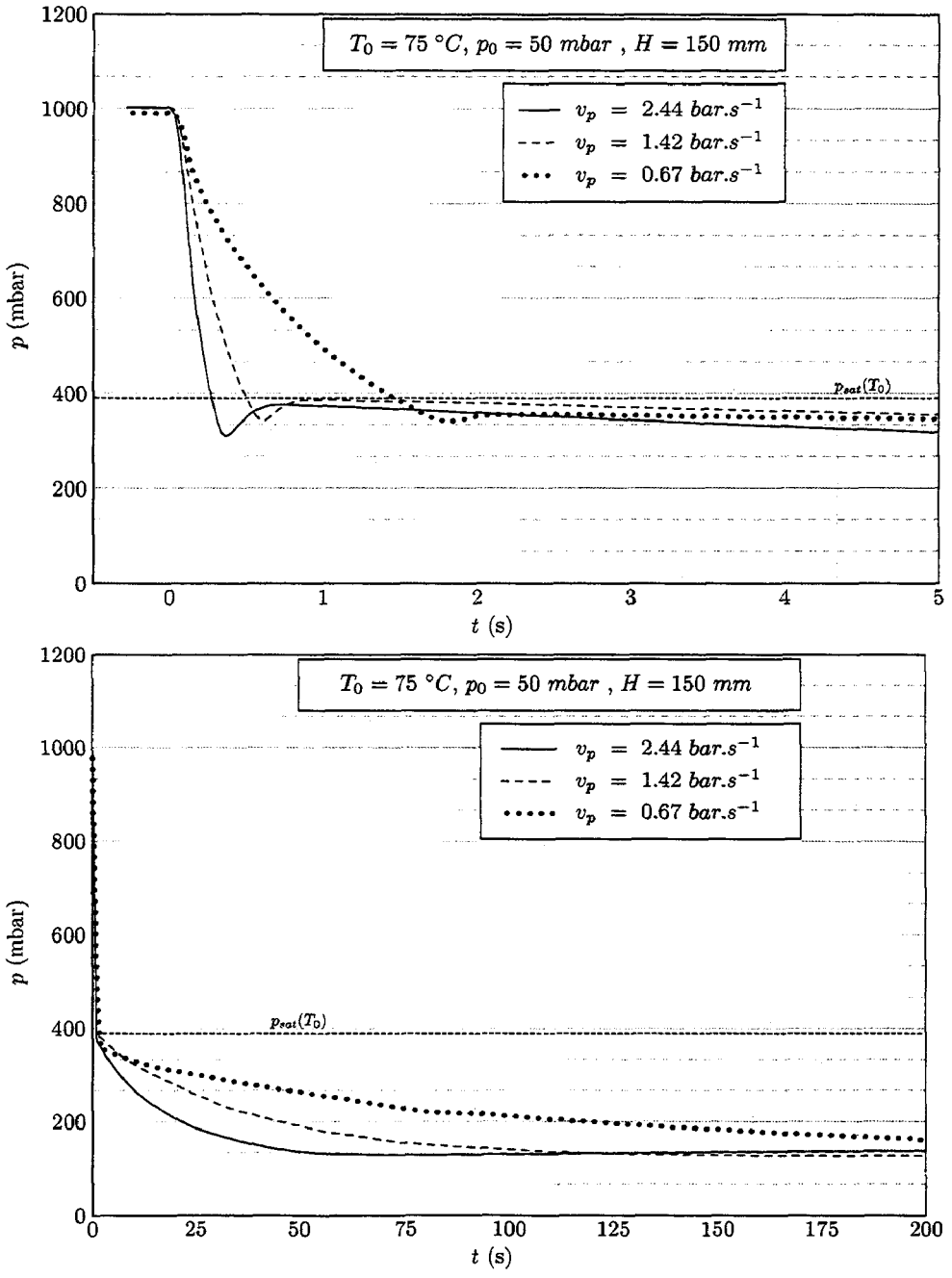


FIG. III.31 – *Évolution typique de la pression en fonction de temps*

La figure III.31 présente un exemple d'évolution temporelle de la pression pour T_0 = 75°C, p_0 = 50 mbar, H = 150 mm, et ce pour trois taux de dépressurisation différents. Comme nous pouvons le constater, plus le taux de dépressurisation décroît, plus la pression chute lentement dans l'enceinte. Le système tend vers un état d'équilibre. Ainsi, à un instant quelconque t, la température du système $T(t)$ tend vers la $T_{sat}(p(t))$ qui est une fonction croissante de la pression et qui correspond à la température d'équilibre du système sous la pression $p(t)$ (cf. figure III.32). Ainsi plus la chute de pression sera progressive, plus le refroidissement du liquide sera lent. Ceci montre bien l'influence et l'importance du taux de dépressurisation sur le temps de flashing.

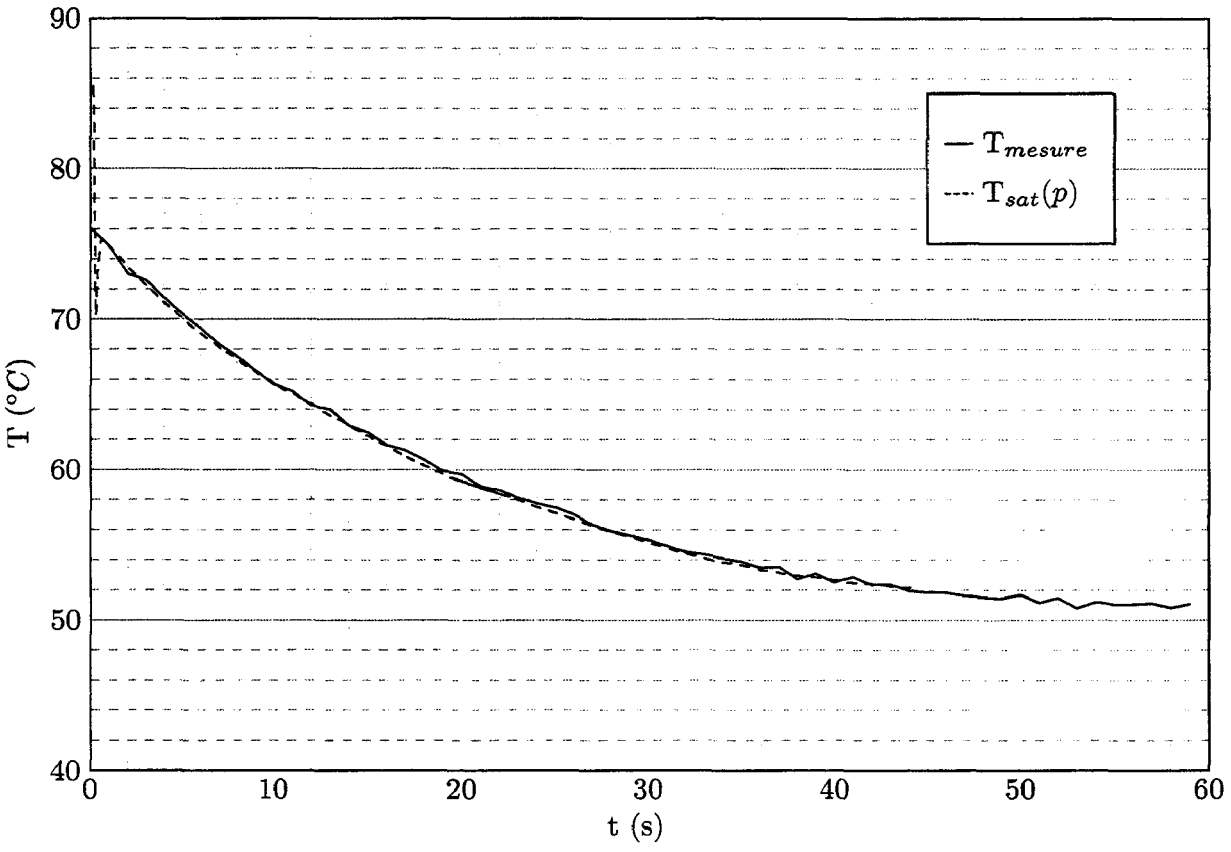


FIG. III.32 – *Comparaison de la température du liquide avec la température de saturation correspondant à la pression de l'enceinte*

De plus, on note aussi que, pour une même température, une même pression initiale et des taux de dépressurisation du même ordre de grandeur, ce temps de flashing augmente

avec l'augmentation du niveau initial d'eau. Ceci confirme aussi ce que l'on avait observé lors de l'étude de l'influence de la hauteur initiale sur le phénomène d'évaporation flash (cf. paragraphe III.3). L'augmentation du temps de flashing avec H peut s'expliquer par l'inertie de l'eau. En effet, dans notre cas un accroissement du niveau initial d'eau, se traduit par une augmentation du volume de liquide à refroidir puisque la section de la chambre flash est constante. Autrement dit, une augmentation du niveau initial de liquide se traduit par un volume d'eau à refroidir plus important et il n'est dans ce cas pas surprenant que le temps caractéristique du phénomène soit plus important.

III.4.2 Influence de la chute de pression sur la masse évaporée

III.4.2.1 Évolution temporelle de la masse évaporée

Les figures III.33, III.34 et C.1, C.2, C.3, C.4 (en annexe) présentent l'évolution de la masse évaporée en fonction du temps pour des températures initiales respectives de 60, 75, et 85°C, des pressions initiales dans le réservoir à vide de 50 mbar et 150 mbar, et différentes hauteurs initiales d'eau.

De manière générale, la masse évaporée est une fonction croissante du temps. De plus, on constate que, quelle que soit la hauteur initiale de liquide, plus le taux de dépressurisation est élevé, plus la masse finale évaporée m_{ev}^f ($m_{ev}^f = \lim_{t\to\infty} m_{ev}(t)$) est atteinte rapidement. En outre, comme pour NEF, on constate que, lorsque le niveau initial d'eau diminue, les profils des courbes représentant l'évolution de la masse en fonction du temps sont plus "carrés", ce qui se traduit par un phénomène plus rapide. Les volumes d'eau étant moins importants, la masse d'eau à refroidir est plus faible. Il n'est donc pas surprenant d'avoir, comme précédemment, un phénomène plus rapide.

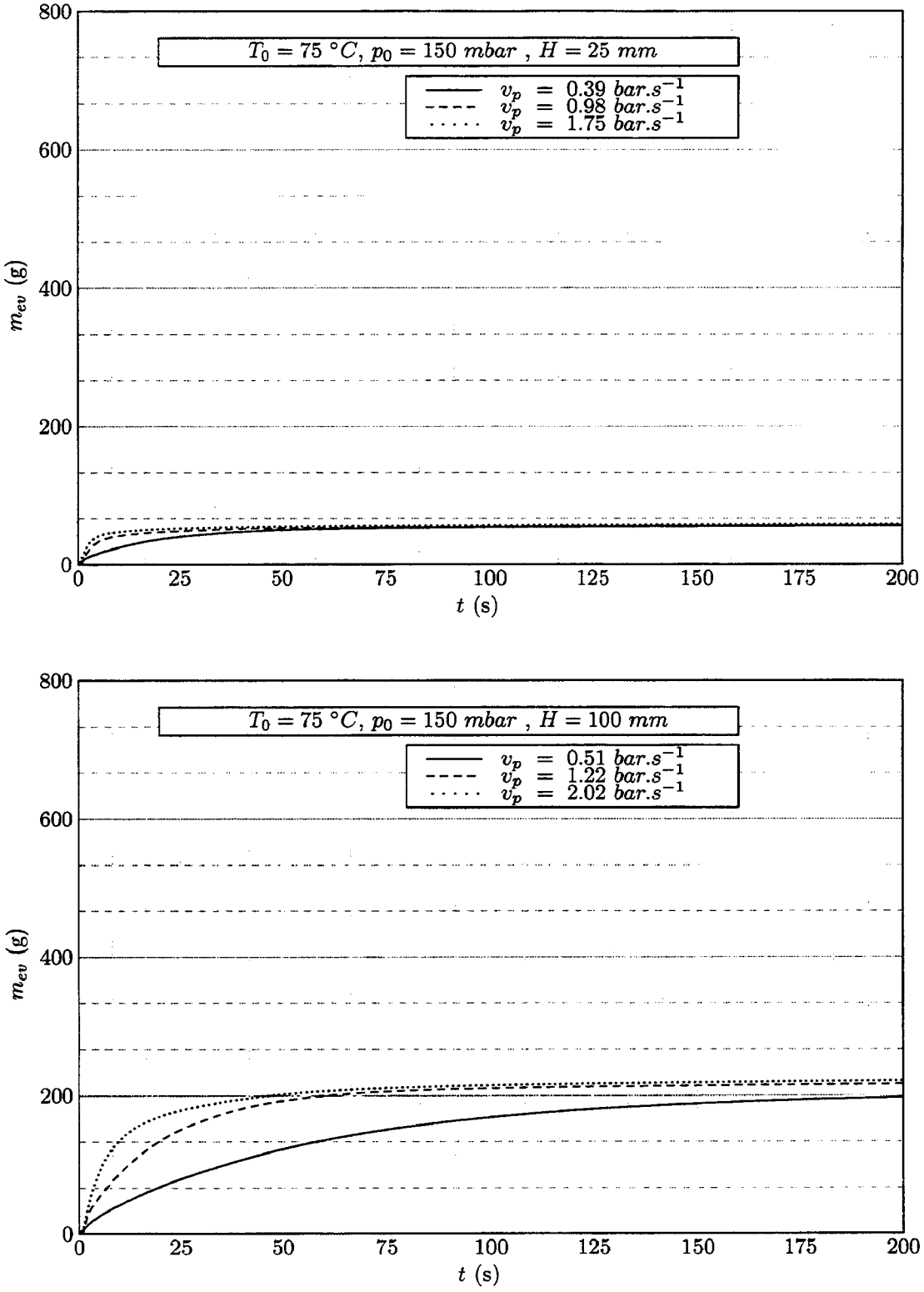


FIG. III.33 – *Évolution de la masse évaporée en fonction du temps pour $T_0 = 75°C$ et $p_0 = 150$ mbar*

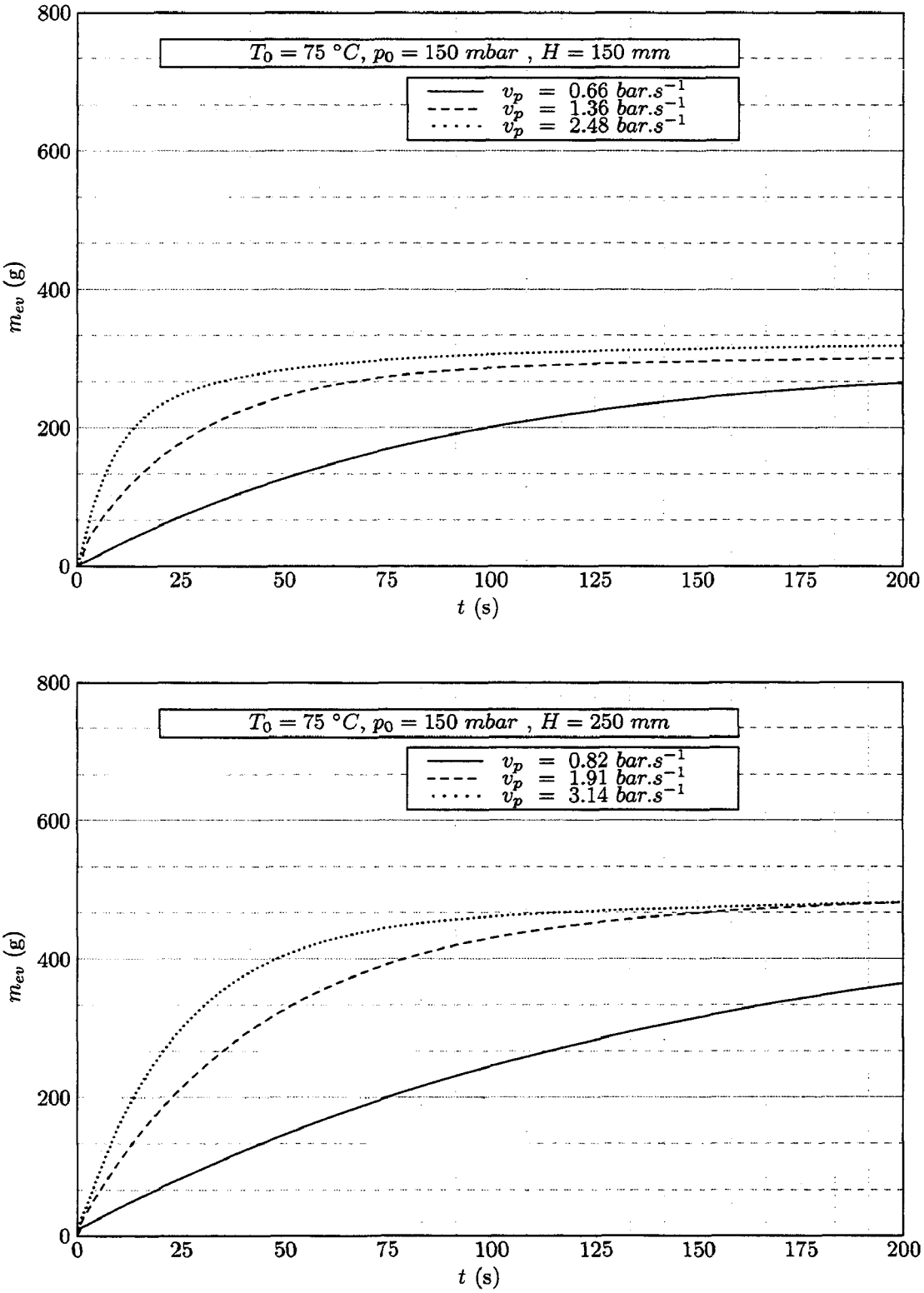


FIG. III.33 – *Évolution de la masse évaporée en fonction du temps pour T_0 = 75°C et p_0 = 150 mbar (suite)*

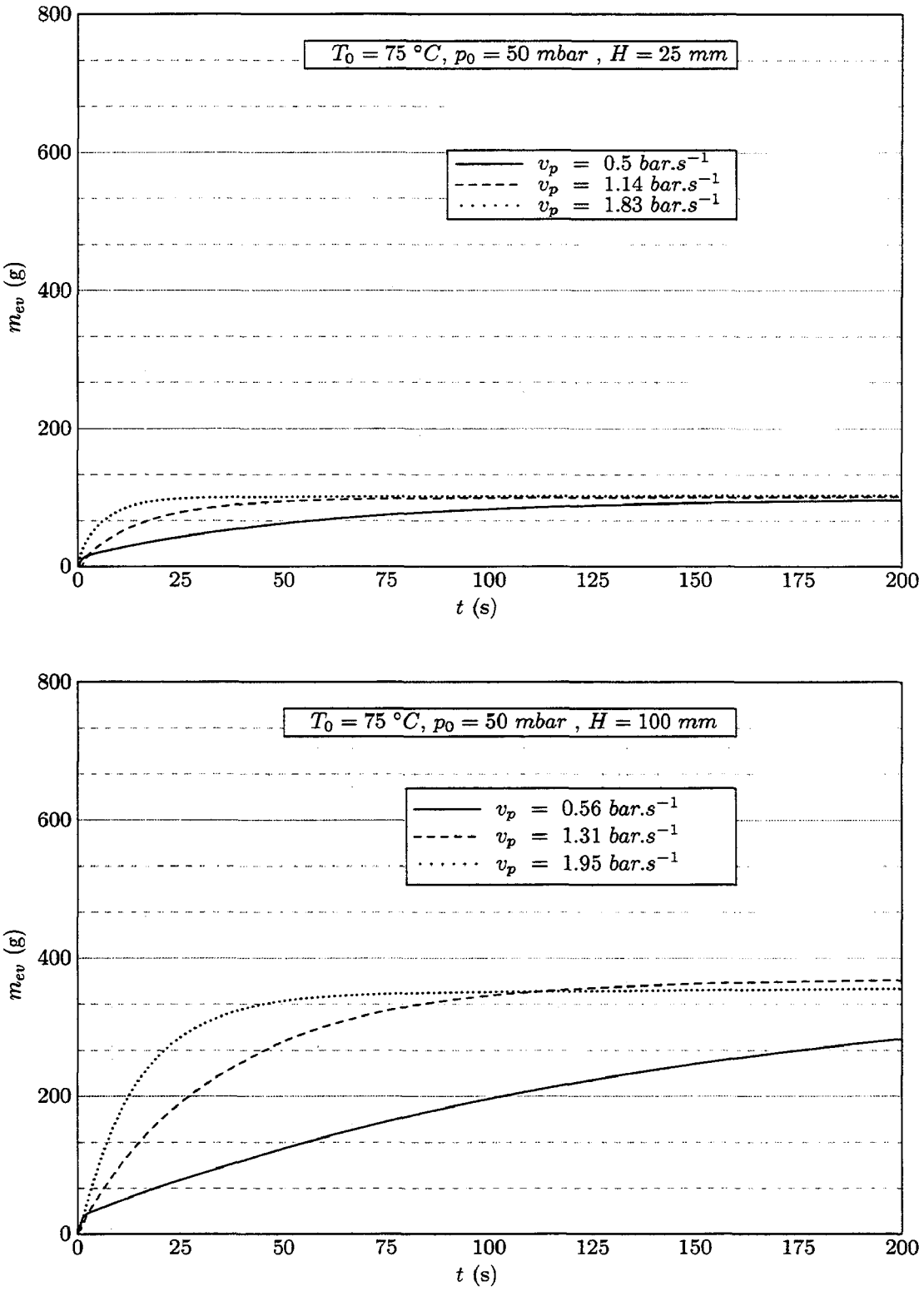


FIG. III.34 – *Évolution de la masse évaporée en fonction du temps pour T_0 = 75°C et p_0 = 50 mbar (suite)*

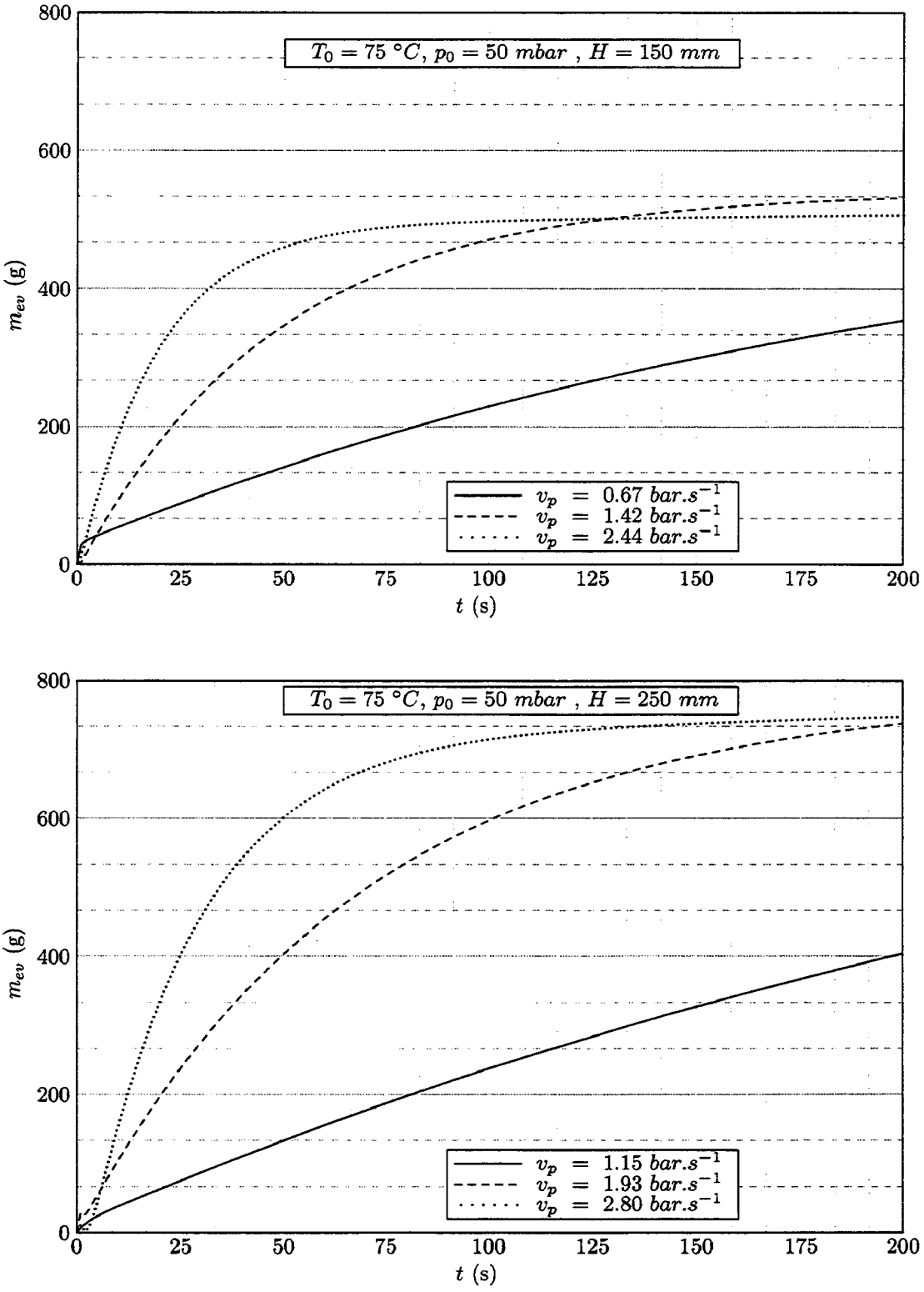


FIG. III.34 – *Évolution de la masse évaporée en fonction du temps pour $T_0 = 75°C$ et $p_0 = 50$ mbar (suite)*

III.4.2.2 Évolution de la masse finale évaporée par flashing avec la chute de pression

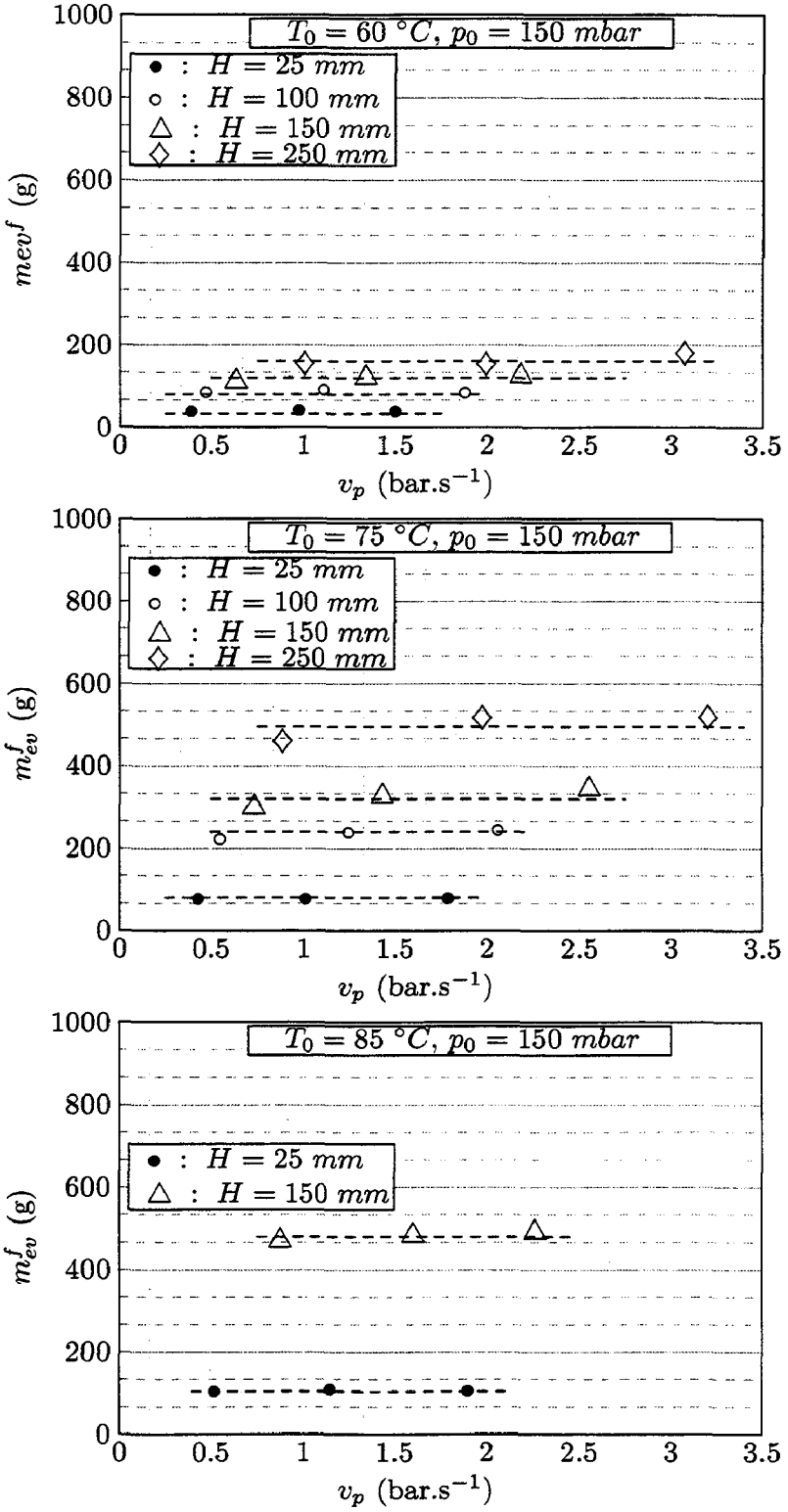


FIG. III.35 – *Évolution de la masse finale évaporée en fonction du taux de dépressurisation pour différentes températures initiales, pressions initiales et niveaux initiaux de liquide*

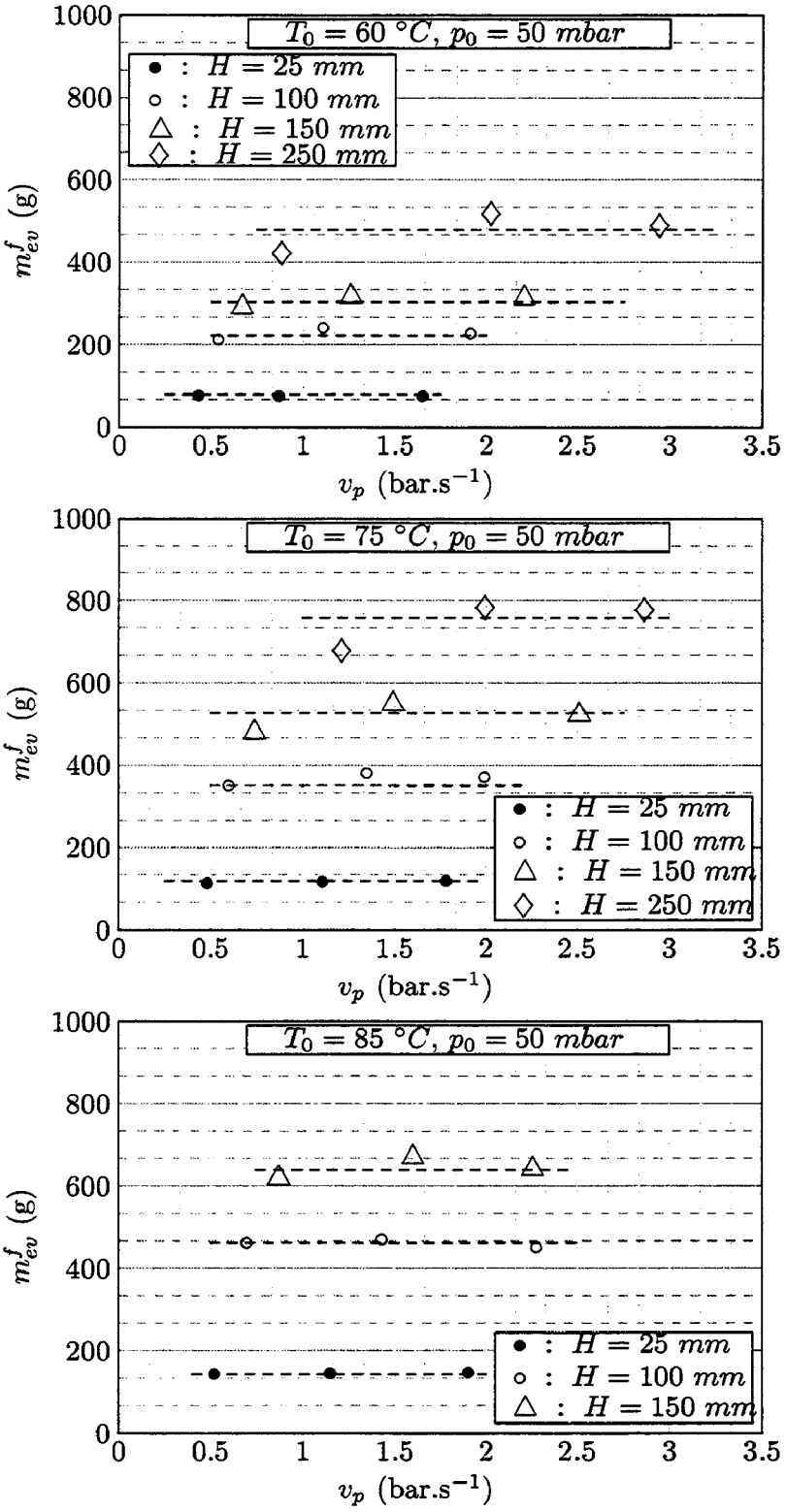


FIG. III.35 – *Évolution de la masse finale évaporée en fonction du taux de dépressurisation pour différentes températures initiales, pressions initiales et niveaux initiaux de liquide (suite)*

Afin d'étudier l'évolution de la masse évaporée en fonction du taux de dépressurisation initial, nous avons présenté sur la figure III.35 l'évolution de cette masse en fonction du taux de dépressurisation pour différentes températures, pressions et hauteurs d'eau initiales.

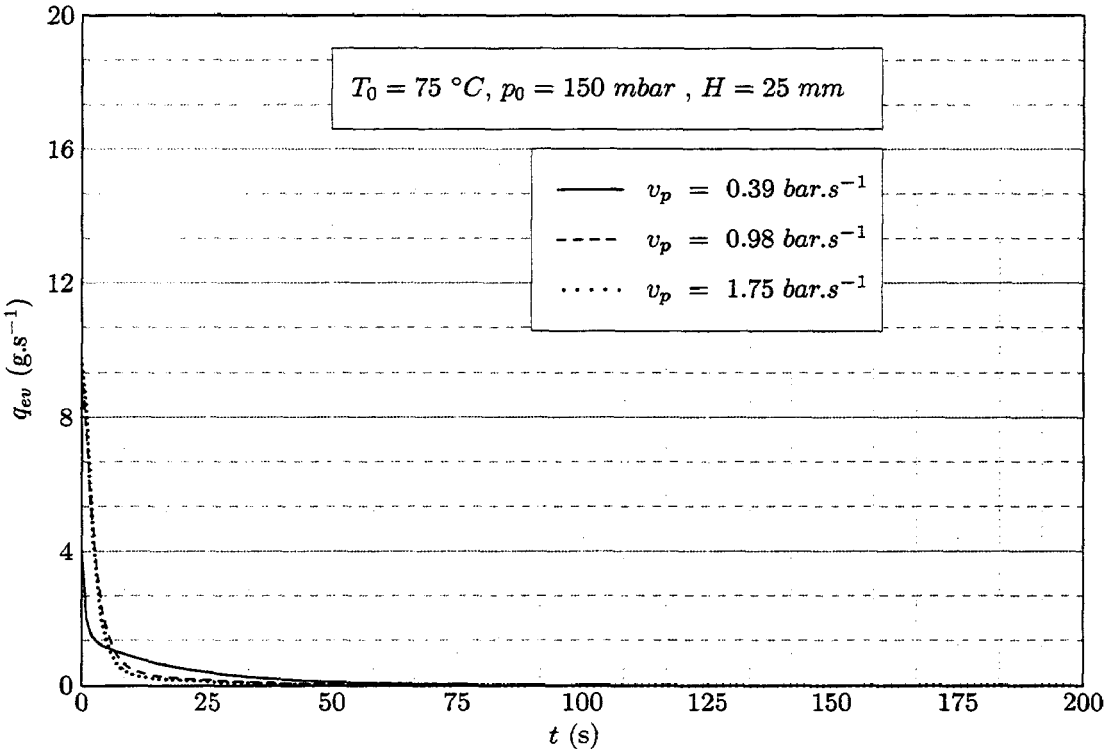
Comme nous pouvons le constater, quelle que soit la température initiale et la pression initiale, cette masse est, pour une hauteur d'eau distillée initiale donnée, indépendante du taux de dépressurisation. Le taux initial de dépressurisation v_p de l'enceinte a donc une influence très faible sur la masse finale évaporée. On peut de plus noter que pour une hauteur donnée, cette masse augmente quand T_0 augmente et p_0 diminue, c'est-à-dire, lorsque la surchauffe ΔT augmente. Ceci est en accord avec les résultats présentés précédemment [42].

III.4.3 Influence de la chute de pression sur le débit masse évaporé

III.4.3.1 Évolution temporelle du débit

Les figures III.36, III.37 et D.1, D.2, D.3, D.4 (en annexe) présentent l'évolution du débit masse évaporé en fonction du temps pour différentes températures initiales (T_0=60, 75, et 85 °C), différentes pressions initiales (p_0=50, et 150 mbar), et différentes hauteurs d'eau initiales (H = 25, 100, 150, et 250 mm).

On constate sur ces graphiques que globalement le débit masse est une fonction décroissante du temps. Cette décroissance étant contrôlée par le taux de dépressurisation. En effet, quelles que soient les conditions initiales (T_0, p_0 et H) de l'essai, plus le taux initial de dépressurisation sera élevé, plus la valeur du débit masse évaporé chutera rapidement. On peut de plus remarquer que généralement pour T_0, p_0 et H fixés, plus le taux de dépressurisation initial sera élevé, plus la valeur initiale de ce débit sera importante. Ceci est cohérent avec ce que l'on peut attendre puisque l'on sait que la masse finale évaporée m_{ev}^f est représentée (au facteur d'échelle près) par l'aire sous la courbe représentant le débit masse évaporé en fonction du temps ($m_{ev}(t) = \int_0^t q_{ev}(\tau)\, d\tau$ et $m_{ev}^f = \lim_{t\to+\infty}(m_{ev}(t)) = \int_0^\infty q_{ev}(t)\, dt$). De plus, nous avons constaté précédemment que la masse finale évaporée, m_{ev}^f dont la valeur dépend principalement de la surchauffe et de la masse d'eau initialement présente dans l'enceinte (cf. [42], et III.2), est indépendante du taux de dépressurisation. Ainsi pour une hauteur initiale donnée, l'aire sous chaque courbe doit être identique et une décroissance initiale rapide doit donc se traduire par une valeur extrémale initiale plus importante.



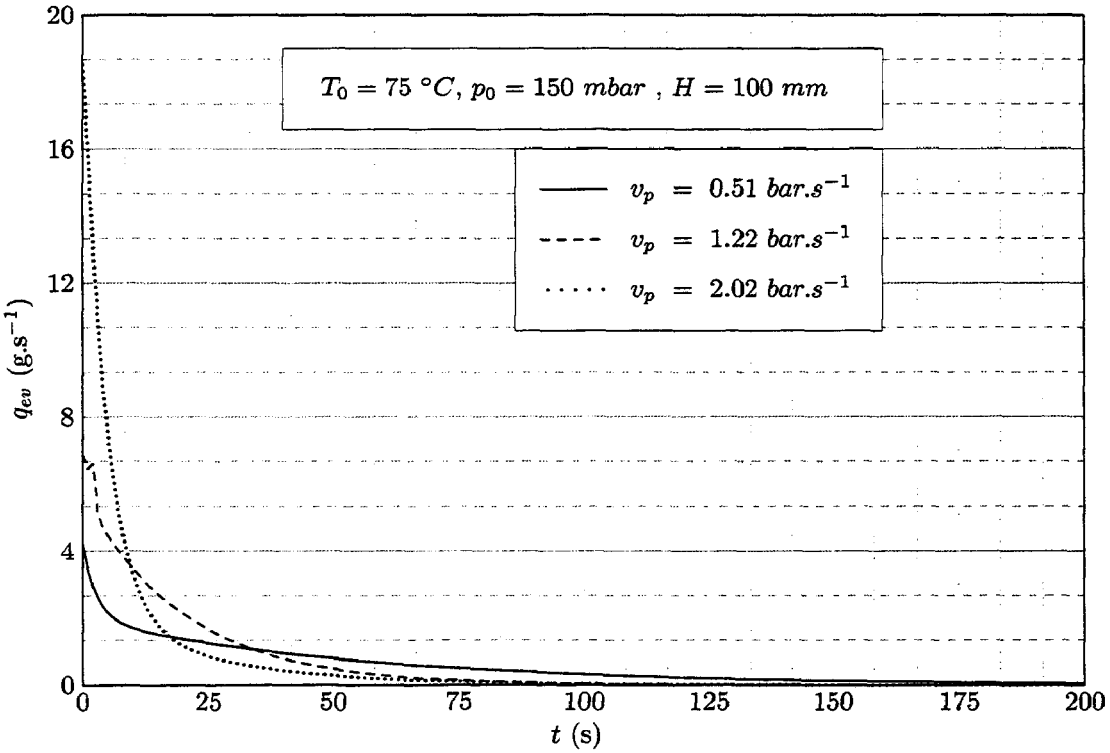
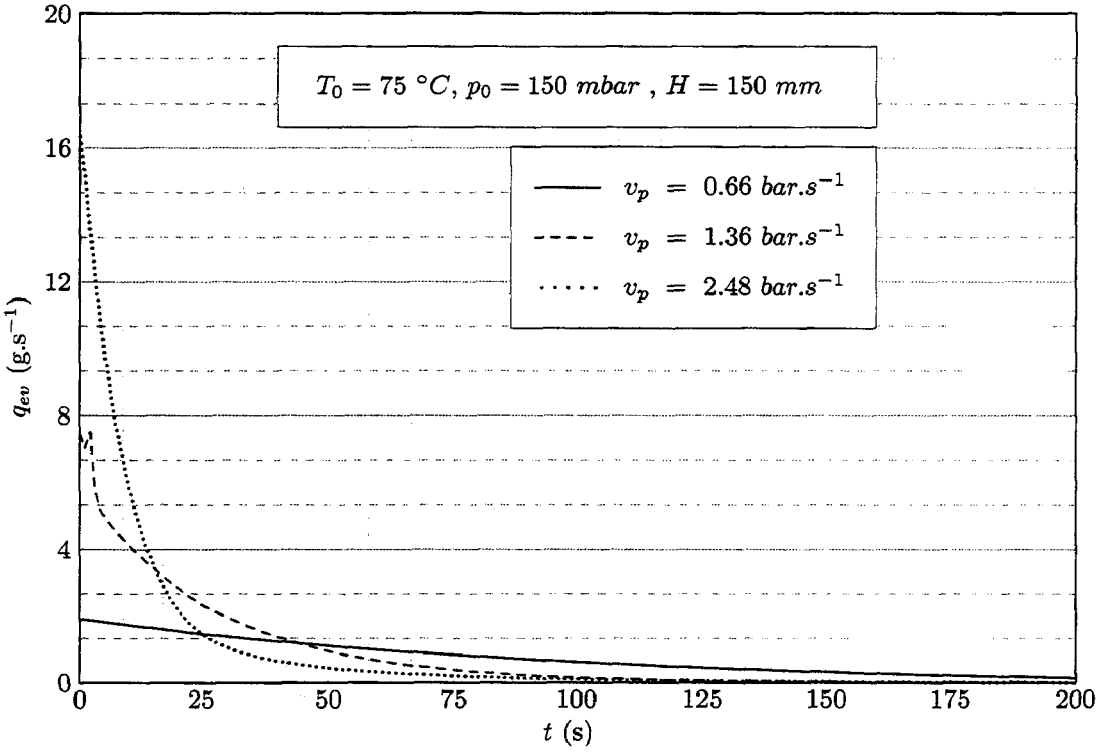


FIG. III.36 – *Évolution du débit masse évaporé en fonction du temps T_0 = 75°C et p_0 = 150 mbar*



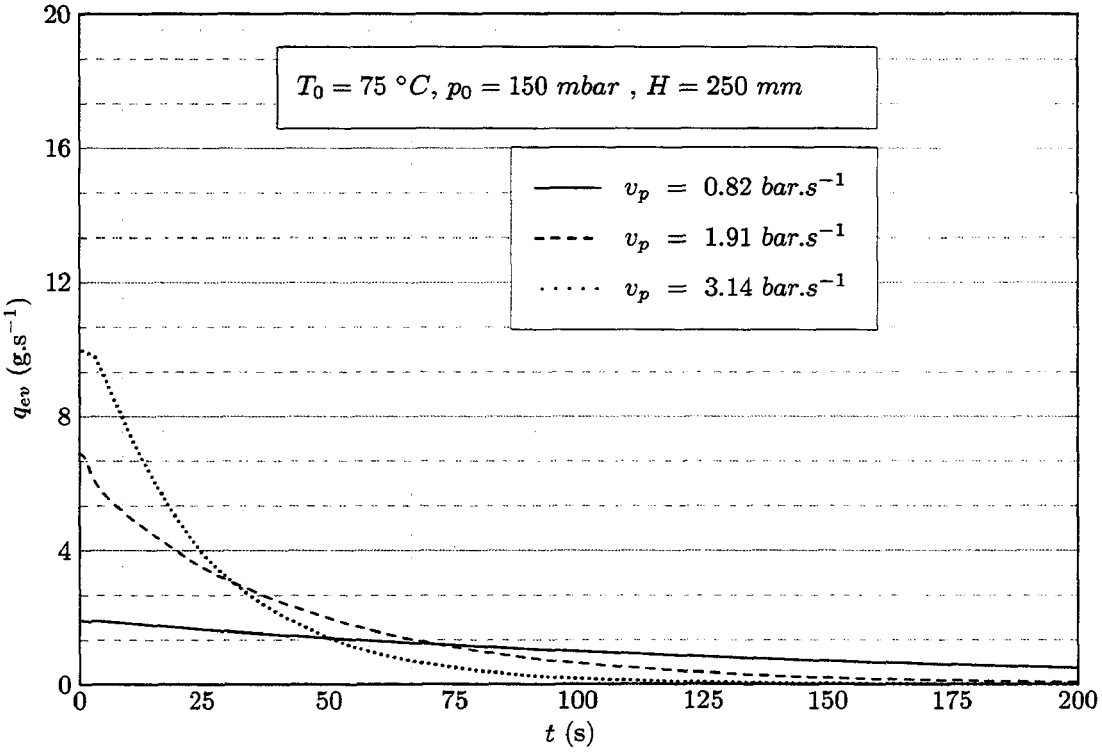
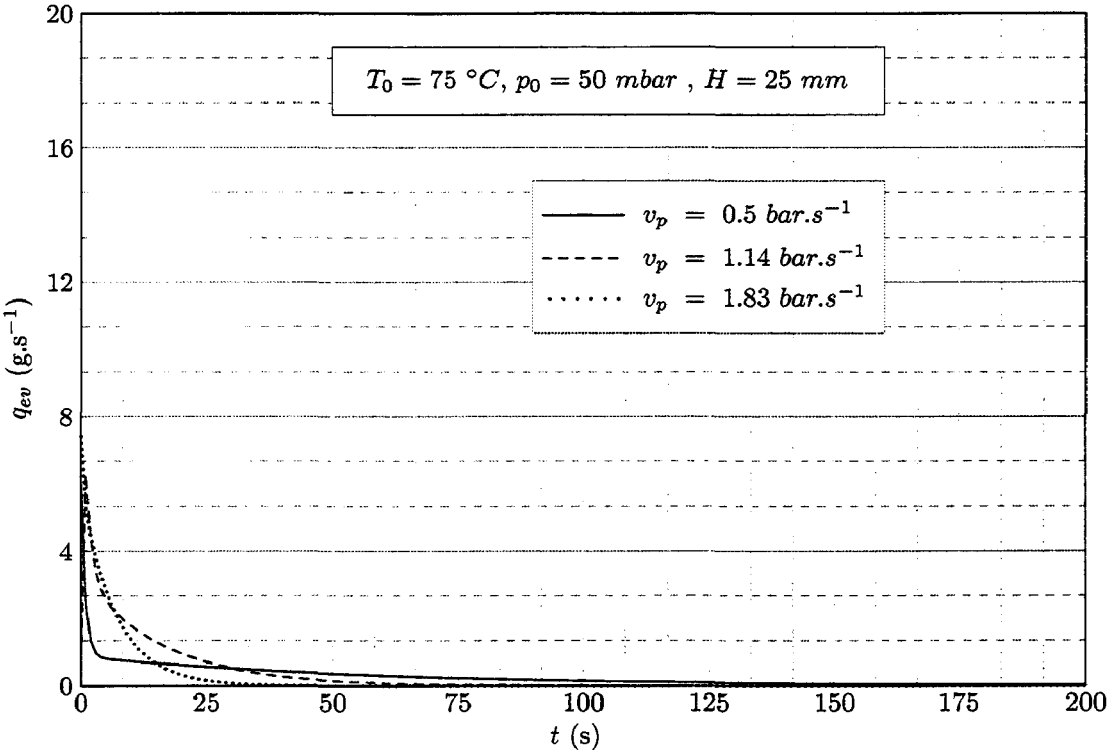


FIG. III.36 – *Évolution du débit masse évaporé en fonction du temps T_0 = 75°C et p_0 = 150 mbar (suite)*



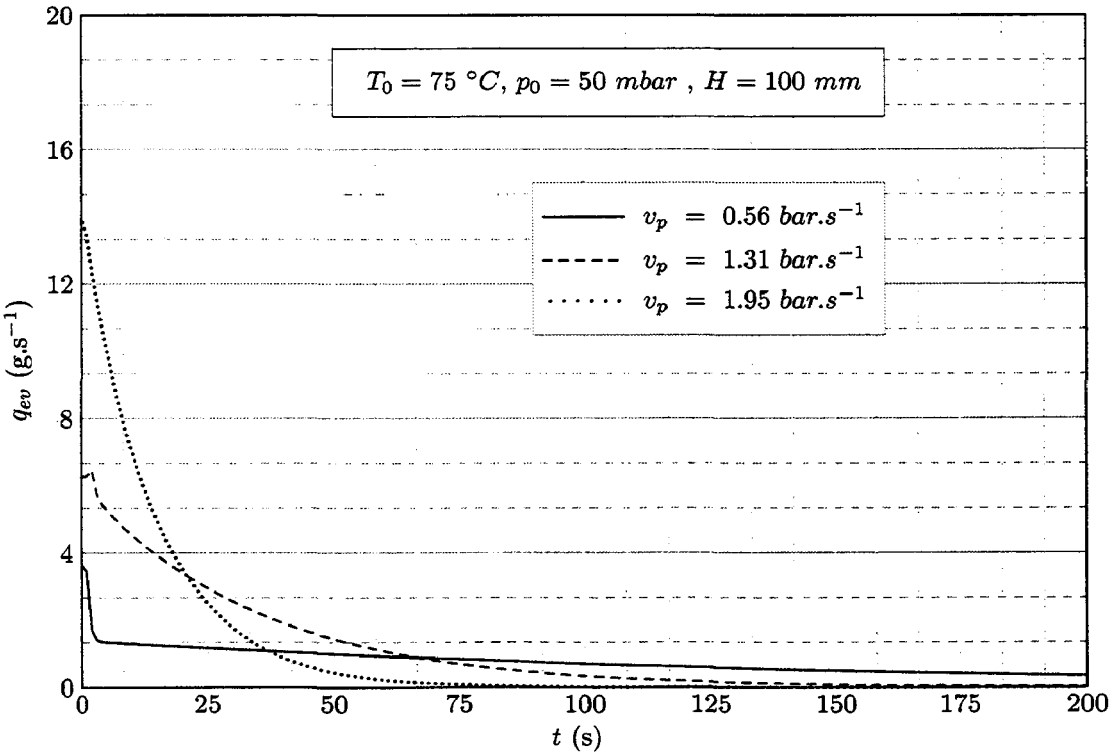
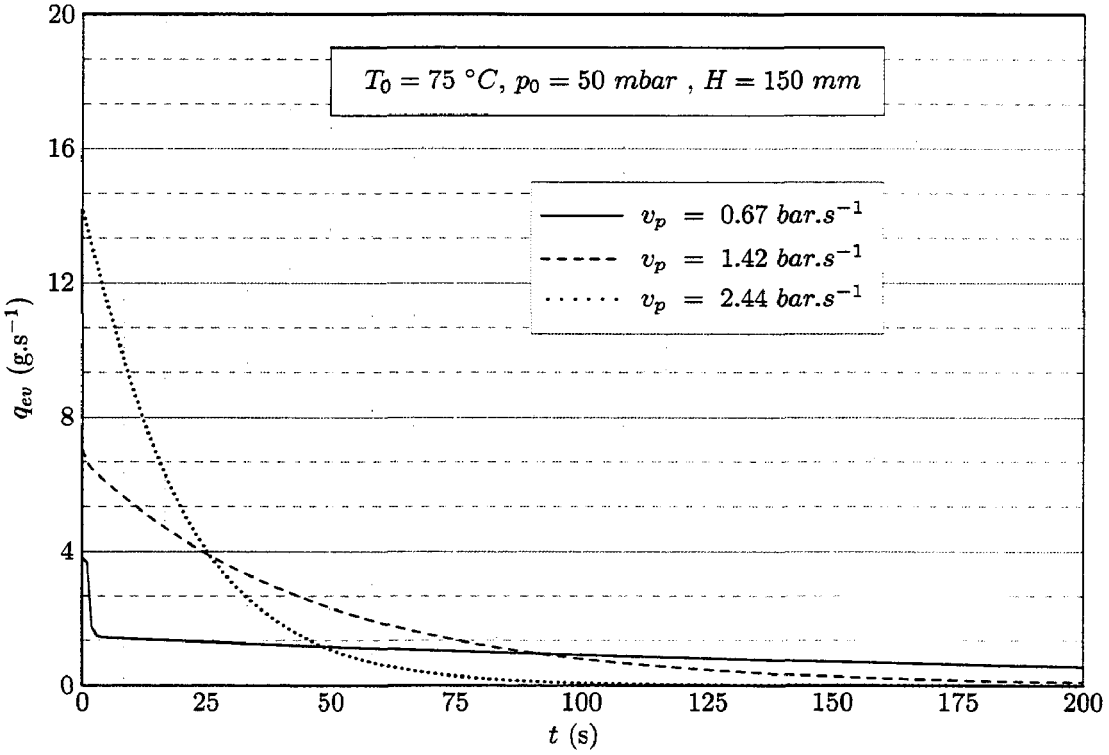


FIG. III.37 – *Évolution du débit masse évaporé en fonction du temps T_0 = 75°C et p_0 = 50 mbar*



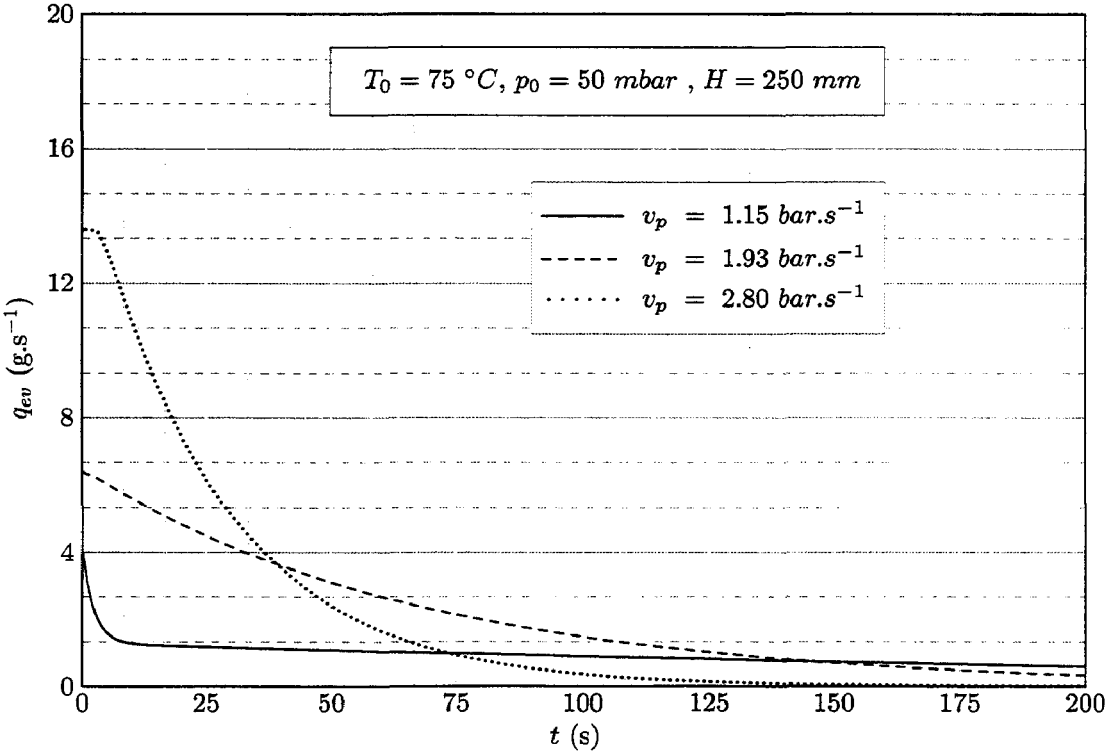


FIG. III.37 – *Évolution du débit masse évaporé en fonction du temps T_0 = 75°C et p_0 = 50 mbar (suite)*

III.4.3.2 Évolution du débit initial avec la chute de pression

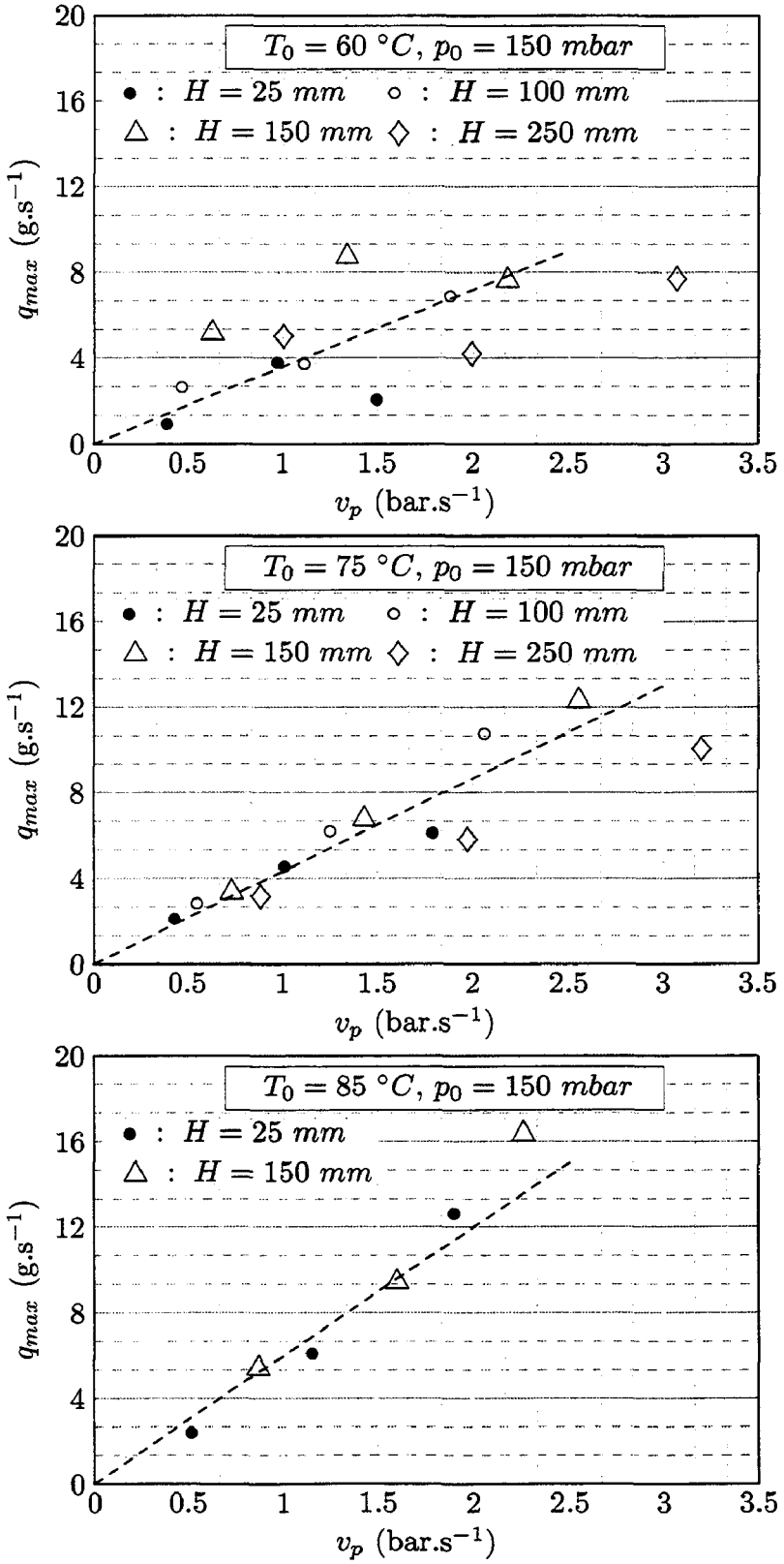


FIG. III.38 – *Évolution du débit masse évaporé initial en fonction du taux de dépressurisation pour différentes températures initiales, pressions initiales et niveaux initiaux de liquide*

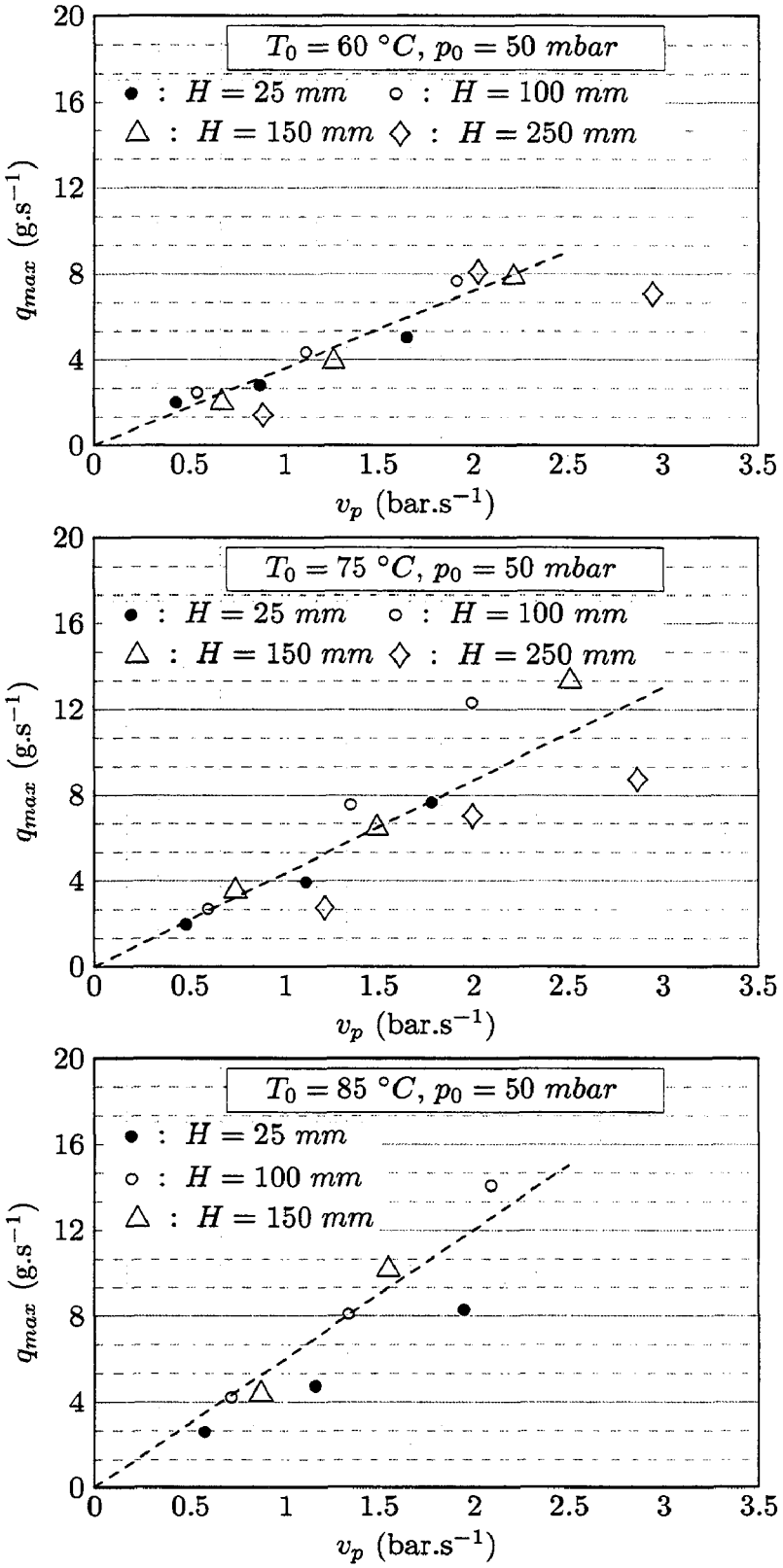


FIG. III.38 – *Évolution du débit masse évaporé initial en fonction du taux de dépressurisation pour différentes températures initiales, pressions initiales et niveaux initiaux de liquide (suite)*

La figure III.38 présente l'évolution du débit masse maximal évaporé en fonction du taux de dépressurisation pour des températures initiales de 60, 75 et 85°C, des pressions initiales de 50 et 150 mbar et des hauteurs initiales d'eau de 25, 100, 150, et 250 mm.

On constate de manière générale une augmentation du débit maximal évaporé avec le taux de dépressurisation initial. De plus, pour une température et une pression initiales données, l'évolution de ce débit en fonction du taux de dépressurisation initial est quasiment linéaire, quel que soit le niveau d'eau distillée initialement présent dans la chambre flash. Cette tendance est plus difficilement observable dans le cas où la surchauffe est faible (≈ 4 K), c'est-à-dire pour les essais avec $T_0 = 60$°C et $p_0 = 150$ mbar puisque dans ce cas le bruit de mesure généré par le passage des bulles à proximité des thermocouples est plus significatif . En d'autres termes, vu la plage de variation de température, le rapport bruit/surchauffe est non négligeable.

On constate aussi que le coefficient directeur de la droite d'approximation dépend faiblement de la pression initiale (p_0), mais qu'il augmente légèrement avec la température initiale (T_0). Il semble donc que quelle que soit p_0, $q_{max}(v_p, T_0) \approx \alpha(T_0) \times v_p$, α étant une fonction dépendant principalement de la température initiale. Ceci s'explique par le fait que l'énergie disponible sous forme de chaleur sensible pour conversion en chaleur latente de vaporisation est d'autant plus importante que la température initiale est élevée. Plus généralement, ce débit masse augmente de manière significative avec l'augmentation du taux de dépressurisation et avec l'augmentation de la température initiale.

III.5 Synthèse et corrélations

Ces résultats montrent que si l'on souhaite optimiser la masse évaporée dans des procédés industriels utilisant le flashing, une succession de flashing permettrait d'augmenter de manière significative les masses évaporées. Ces processus de flashing successifs devant être espacés d'au moins t^*, puisque l'on a pu se rendre compte que c'est dans les premiers instants ($t \leq t^*$) que le débit évaporé est le plus important et qu'il devient relativement faible pour $t \gg t^*$. On a pu en outre constater que, plus les dépressurisations sont rapides plus le temps de flashing est court et donc il devient possible, en un temps donné, d'effectuer

davantage de mises sous vide successives (dans les limites matérielles possibles : temps de réchauffage du liquide).

L'étude paramétrique des résultats précédents nous à permis de corréler le débit masse maximal évaporé adimensionné $\overline{q_{max}}$ aux principaux paramètres sans dimension issus de l'analyse dimensionnelle et gouvernant le phénomène d'évaporation flash ($\overline{T_0}$, $\overline{\Delta T}$ ou $\overline{p_0}$, $\overline{H}$, $\overline{v_p}$). L'équation suivante a alors pu être obtenue :

$$\overline{q_{max}} = \mathcal{K} \times \overline{T_0}^{\,2.62} \times \overline{v_p}^{\,1.14} \times \overline{\Delta T}^{\,-0.05} \times \overline{H}^{\,0.01} \qquad \text{(III.9)}$$

où :

$$\mathcal{K} = 9.689 \times 10^{-4} \qquad \overline{q_{max}} = \frac{q_{max}}{\mu(T_0)D} \qquad \overline{T_0} = \frac{c_p(T_0 - T_{ref})}{gD}$$

$$\overline{v_p} = \frac{v_p D}{\mu(T_0)g} \qquad \overline{\Delta T} = \frac{c_p \Delta T}{h_{fg}} = \text{Ja} \qquad \overline{H} = \frac{H}{D}$$

avec T_{ref} = 273 K. v_p est exprimé en bar.s^{-1}. Les autres paramètres sont exprimés dans les unités du système international.

Pour cette corrélation, il nous a paru judicieux d'introduire dans les nombres sans dimension le diamètre de l'enceinte flash D comme paramètre bien qu'il soit constant pour les essais qui ont permis la détermination de cette corrélation. Cependant, la surface d'échange joue un rôle prépondérant dans tous les phénomènes d'évaporation et donc, a priori, également dans le cas de l'évaporation flash [35]. L'influence de ce paramètre reste encore à quantifier. Une étude dans ce sens vient de débuter au laboratoire.

La figure III.39 présente l'évolution du débit maximal évaporé adimensionné en fonction des différents paramètres adimensionnés en échelle semi-logarithmique. Comme nous pouvons le constater l'équation III.9 décrit relativement bien le phénomène et un coefficient de corrélation de 0.92 a été obtenu. A l'aide de cette corrélation, on retrouve ce que l'on avait observé précédemment à savoir $q_{max}(v_p, T_0) \approx \alpha(T_0) \times v_p$. En effet, les puissances relatives à H et ΔT sont quasi-nulles ce qui signifie que ces coefficients modifient faiblement la valeur du débit maximal évaporé. Par contre, v_p est a une puissance proche de 1 ce qui montre l'influence prépondérante de ce paramètre.

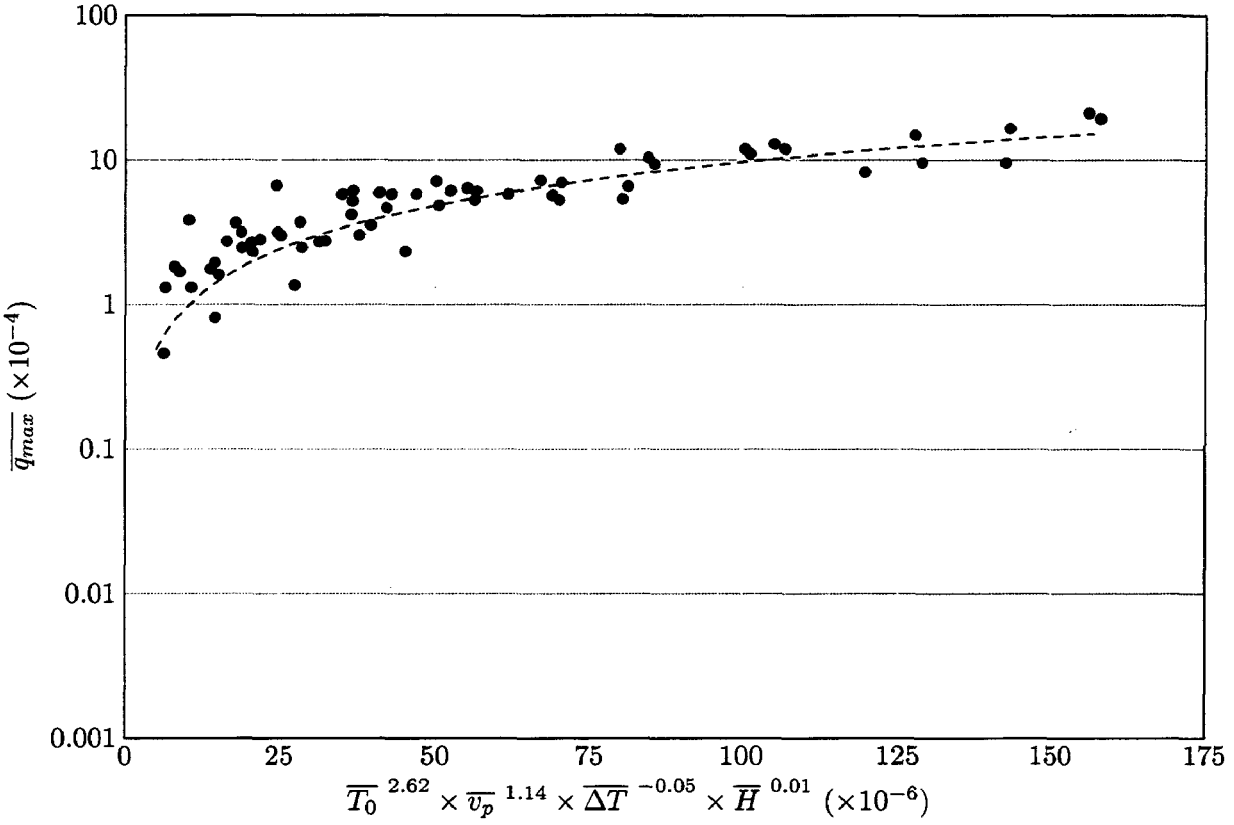


FIG. III.39 – *Évolution du débit masse évaporé adimensionné*

De plus, cette corrélation a l'intérêt de quantifier l'influence des différents paramètres sur le débit masse maximal évaporé par l'intermédiaire des puissances de chaque terme. En effet, on constate que les principaux paramètres sont le taux de dépressurisation et la température initiale, par contre, la hauteur initiale de liquide et la surchauffe n'interviennent que faiblement puisque ces termes sont à une puissance quasi-nulle, ceci est cohérent avec les analyses que l'on a pu faire précédemment.

On note de plus que ce débit augmente avec la température initiale du liquide et le taux de dépressurisation. L'augmentation de T_0 implique une diminution du rayon critique de formation des bulles r^*. Ainsi, augmenter la température initiale conduit à voir apparaître un nombre plus important de bulles de vapeur viables et donc un flux masse évaporé initial plus important. De même, augmenter le taux de dépressurisation conduit à un phénomène plus rapide alors que la température finale est quasi insensible à ce taux. Il faut donc dissiper la même énergie (chaleur sensible) en un temps plus court. Cette énergie est transformée en chaleur latente de vaporisation. On observe alors un phénomène d'ébullition plus violent et

donc un débit évaporé initial plus important lorsque l'on augmente le taux de dépressurisation.

Comme on l'a vu précédemment, ΔT et H influent peu sur la valeur maximale du débit masse évaporé. C'est pourquoi, nous nous sommes proposés de déterminer une corrélation de la forme $\overline{q'_{max}} = f(\overline{T_0}, \overline{v_p})$. Cette dernière est donnée ci-dessous (eq. III.10).

$$\overline{q'_{max}} = \mathcal{K}_1 \times \overline{T_0}^{\,2.62} \times \overline{v_p}^{\,1.14} \tag{III.10}$$

avec $\mathcal{K}_1 = 1.124 \times 10^{-3}$.

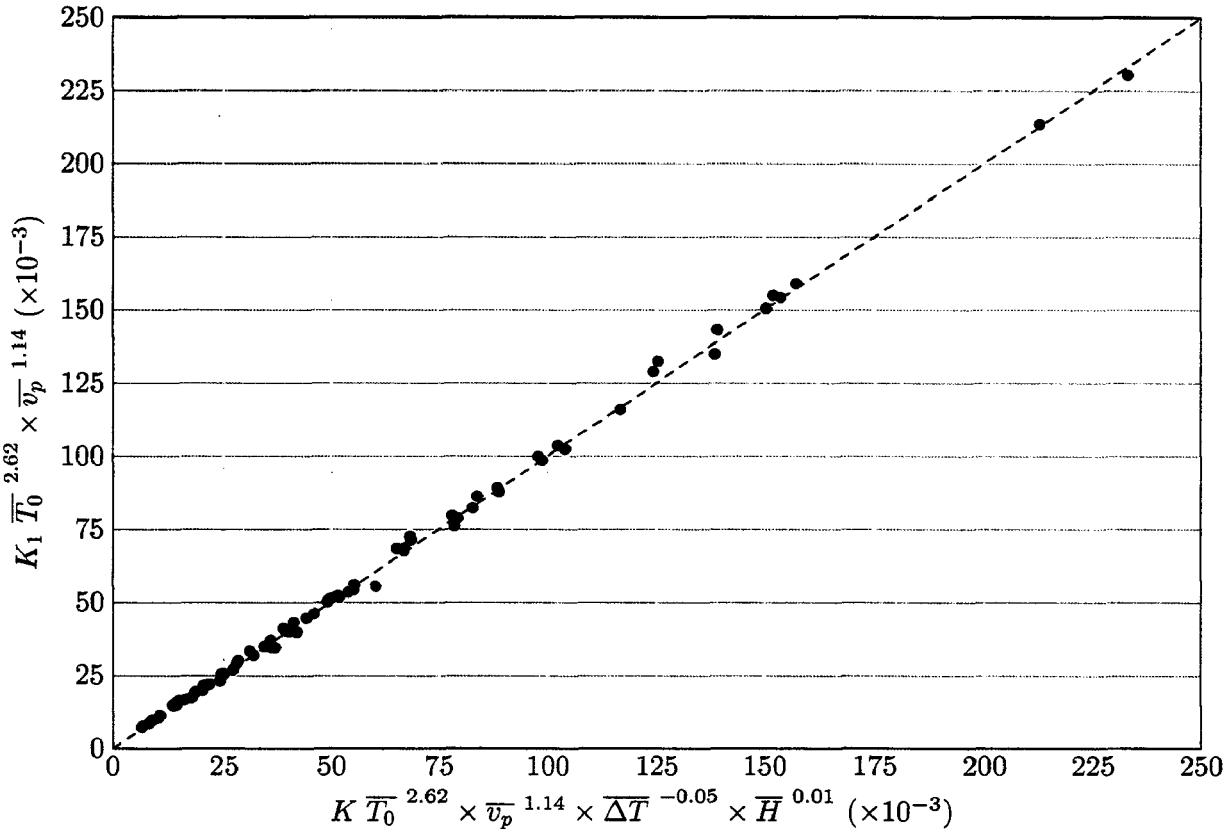


FIG. III.40 – *Comparaison de $\overline{q_{max}}$ et $\overline{q'_{max}}$*

L'écart relatif introduit par cette corrélation corrigée reste inférieur à 10%. La figure III.40 superpose les valeurs obtenues avec cette nouvelle corrélation, et les valeurs obtenues grace à l'autre corrélation (eq. III.9). On constate un écart relativement faible entre ces valeurs. Aussi, par simplicité, on pourra la plupart du temps utiliser cette corrélation.

L'étude de l'évolution du temps de flashing pour différentes conditions initiales nous a aussi conduit à proposer la corrélation III.11 reliant le temps de flashing adimensionné ($\overline{t^*}$) aux principaux paramètres sans dimension gouvernant le phénomène d'évaporation flash ($\overline{T_0}$, $\overline{\Delta T}$, $\overline{H}$, $\overline{v_p}$) :

$$\overline{t^*} = \mathcal{K}' \times \overline{T_0}^{\,3.16} \times \overline{v_p}^{\,-0.83} \times \overline{\Delta T}^{\,2.45} \times \overline{H}^{\,1.07} \qquad \text{(III.11)}$$

où : $\mathcal{K}' = 1.496 \times 10^5$, $\overline{t^*} = \frac{t^*}{\tau} = \frac{t^*}{(\sigma/\Delta p)^2/\alpha}$. $\overline{T_0}$, $\overline{v_p}$, $\overline{\Delta T}$, $\overline{H}$ sont identiques aux valeurs définies pour la corrélation précédente.

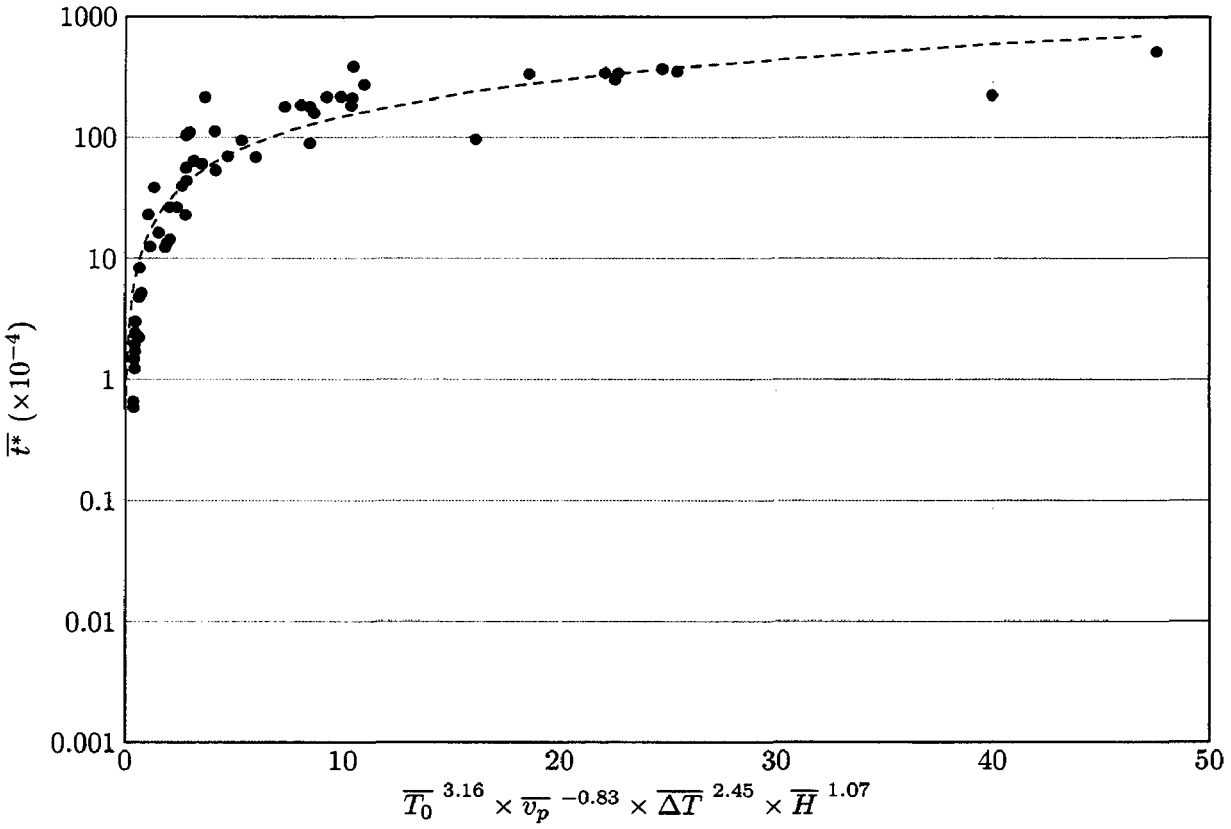


FIG. III.41 – *Évolution du temps de flashing adimensionné*

L'évolution du temps de flashing adimensionné en fonction des différents paramètres adimensionnés est présentée avec une échelle semi-logarithmique sur la figure III.41. Cette équation III.11 présente assez fidèlement l'évolution de ce temps adimensionné en fonction des autres paramètres sans dimension : un coefficient de corrélation de 0.97 a été obtenu. On peut, à l'aide de cette équation, constater l'influence des différents paramètres ainsi que leur importance. On retrouve bien les résultats énoncés précédemment c'est-à-dire un temps de flashing qui décroît avec le taux de dépressurisation, et croît avec la hauteur initiale. On peut

aussi noter que ce temps augmente avec la surchauffe. Cela provient probablement du fait qu'augmenter la surchauffe correspond à un accroissement de l'énergie à convertir en chaleur latente (de vaporisation). Les autres paramètres (T_0, v_p, H,...) étant identiques, il n'est pas étonnant d'augmenter la durée caractéristique du phénomène. On retrouve la tendance donnée par Miyatake (eq. I.48 : $t^* = 44\,T_e^{-0,86}\,\Delta T^{0,55}$). L'augmentation de la température initiale favorise la formation de bulles de vapeur au sein du liquide. En effet, si T augmente, $p_{sat}(T)$ augmente alors que σ ne varie pas de manière significative et le rayon critique de formation d'une bulle ($r^* \approx \frac{2\sigma}{p_{sat}-p_0}$) diminue. Ainsi, on aura une quantité plus importante de bulles qui se forment, croissent et s'agglomèrent entre elles (coalescence), gênant ainsi la formation d'autres bulles de vapeur et allongeant la durée du phénomène.

Enfin, la corrélation III.12 reliant la masse évaporée à l'instant t^* adimensionnée ($\overline{m^*}$) aux principaux paramètres sans dimension gouvernant le phénomène d'évaporation flash ($\overline{T_0}$, $\overline{\Delta T}$, $\overline{H}$, $\overline{v_p}$) a été obtenue au terme de l'étude paramétrique. Ainsi,

$$\overline{m^*} = \mathcal{K}'' \times \overline{T_0}^{\,1.81} \times \overline{v_p}^{\,0.18} \times \overline{\Delta T}^{\,0.54} \times \overline{H}^{\,-0.18} \qquad \text{(III.12)}$$

où : $\mathcal{K}'' = 5,466 \times 10^{-6}$, $\overline{m^*} = \frac{m^*}{m_0}$. $\overline{T_0}$, $\overline{v_p}$, $\overline{\Delta T}$, $\overline{H}$ sont identiques aux valeurs définies pour la corrélation III.9.

La figure III.42 présente (sur une échelle semi-logarithmique) l'évolution de la masse évaporée à l'instant t^* adimensionnée en fonction des différents paramètres adimensionnés. Pour l'équation III.12 qui décrit relativement bien le phénomène, un coefficient de corrélation de 0,92 a été obtenu. A l'aide de cette équation, on peut mettre en évidence l'influence des différents paramètres ainsi que leur importance. Ainsi, on constate que la masse à l'instant t^* croît avec la température initiale, le taux de dépressurisation, et la surchauffe. Cette même masse décroît faiblement avec la hauteur initiale. Comme nous avions pu le remarquer précédemment, l'influence de ce dernier paramètre est cependant relativement faible puisqu'il est a une puissance quasi-nulle (-0,18).

L'évolution de $\overline{m^*}$ avec la température initiale et le taux de dépressurisation peut s'expliquer par le fait que lorsque l'on augmente T_0 où encore v_p, on augmente le débit initial évaporé. On peut donc s'attendre à avoir une masse qui tend plus rapidement vers sa valeur finale (m_{ev}^f), ce qui se traduit par une masse évaporée plus importante à l'instant t^*.

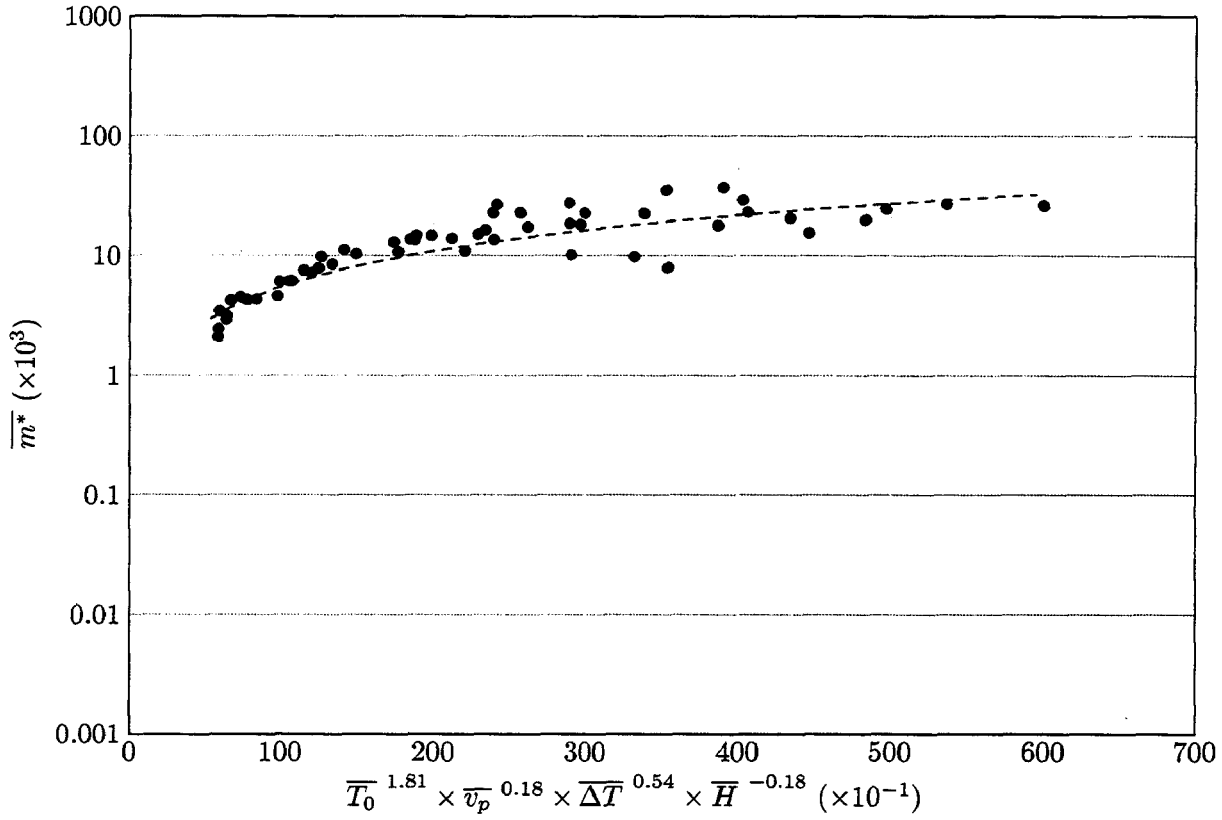


FIG. III.42 – *Évolution de la masse évaporée à l'instant t^* adimensionnée*

III.6 Conclusion

Ce chapitre présente une étude de l'influence que peuvent avoir des paramètres tels que la surchauffe, le niveau initial de liquide ou encore le taux de dépressurisation sur le phénomène d'évaporation flash.

L'étude de la surchauffe montre que c'est un des paramètres prépondérants du phénomène. Cette étude confirme les tendances observées par les différents auteurs. Elle élargie aussi le domaine d'analyse de ce paramètre. Une corrélation dimensionnelle reliant la masse totale évaporée à la surchauffe a aussi pu être proposée. L'étude de l'influence du niveau initial d'eau met en évidence l'existence d'une hauteur critique au-delà de laquelle la masse finale évaporée n'augmente plus. Cependant les hauteurs mises en jeu ne nous permettent pas de proposer une corrélation reliant ce paramètre aux autres. Elle laisse simplement supposer que la pression intervient de manière significative. Enfin, l'étude montre aussi l'influence quasi nulle du taux de dépressurisation sur la masse finale évaporée. Par contre, l'influence

de celui-ci sur le débit masse évaporé a pu être mise en évidence.

Au terme de cette étude, des corrélations adimensionnelles reliant le débit maximal évaporé, le temps de flashing à la température initiale du liquide, ou encore la masse évaporée à l'instant t^* aux grandeurs adimensionnées relatives au taux de dépressurisation initial, au niveau initiale de liquide et à la surchauffe ont pu être proposées. Ces corrélations confirment les résultats obtenus et donnent l'évolution de différentes grandeurs adimensionnées (débit, temps de flashing et masse évaporée à l'instant t^*) en fonction des principaux paramètres adimensionnés gouvernant le phénomène.

Conclusions et perspectives

L'évaporation flash est un phénomène qui apparaît fréquemment dans divers procédés industriels. Ce travail présente les résultats de l'étude expérimentale de l'influence de paramètres tels que la surchauffe, le niveau initial de liquide, ou encore du taux de dépressurisation sur la cinétique du phénomène d'évaporation flash d'un film d'eau.

Après une introduction présentant brièvement le phénomène et ses nombreuses applications industrielles, une synthèse bibliographique des différents résultats obtenus jusque lors a été proposée. Ce chapitre fut l'occasion de rappeler quelques principes notamment sur les transitions de phase liquide vapeur, ainsi que les mécanismes fondamentaux d'évaporation et de nucléation.

Le dispositif expérimental mis en place pour l'étude du phénomène, ainsi que ses évolutions ont alors été présentés. Cette partie a aussi été l'occasion de faire le point sur les méthodes d'analyse employées dans cette étude ainsi que sur les incertitudes introduites par les différents paramètres. Ce dispositif permet de faire des études du phénomène pour les faibles hauteurs d'eau distillée comme pour des niveaux plus importants (plus de 250 mm), des surchauffes pouvant aller jusqu'à environ 55 K (T_0=100°C, et p_0=50 mbar), et des taux de dépressurisation initiaux compris entre 0 (sans intérêt) et 3,5 bar.s^{-1}.

L'étude de l'évolution du phénomène avec la surchauffe a permis de mettre en évidence l'influence non négligeable de ce paramètre sur les quantités évaporées. Une relation de proportionnalité entre la masse finale évaporée et la surchauffe a notamment pu être mise en évidence. On a aussi pu constater un accroissement du débit masse évaporé avec la surchauffe. On a également pu vérifier que le temps de flashing est quasiment indépendant de la surchauffe comme annoncé dans la littérature.

Une seconde partie concernant l'étude de l'influence de la hauteur initiale d'eau a permis de mettre en évidence tout d'abord visuellement puis ensuite quantitativement, l'évolution du phénomène avec celle de la hauteur initiale d'eau. Une évolution croissante de la masse évaporée en fonction de la hauteur a ainsi pu être constatée. De plus, une hauteur critique au delà de laquelle la masse finale évaporée cesse de croître et qui semble liée à l'amplitude du saut de pression apparaît. Cependant l'ordre de grandeur de cette hauteur ne permet pas pour

le moment l'étude de ce paramètre au laboratoire.

Enfin, l'étude de l'influence du taux de dépressurisation initial de l'enceinte flash montre que le temps de flashing (durée caractéristique du phénomène) décroît lorsque ce taux augmente. Par contre, on a pu noter une influence nulle de ce paramètre sur la masse finale évaporée. On a aussi pu constater l'influence de ce paramètre sur le débit masse évaporé et plus particulièrement sur la valeur maximale de ce débit. Cette dernière augmente quasi-linéairement avec le taux de dépressurisation. Au terme de cette étude, des corrélations adimensionnelles reliant le débit maximal évaporé, le temps de flashing ou encore la masse évaporée à l'instant t^* à d'autres paramètres adimensionnés (taux de dépressurisation, à la température initiale, la hauteur initiale, et surchauffe) sont proposées. Ces corrélations introduisent des perspectives nouvelles puisqu'elles introduisent un autre paramètre nouveau, qui est le diamètre de l'enceinte, et qui semble intéressant à prendre en compte.

Cette étude ouvre de nombreuses perspectives de recherche. En effet, il semblerait intéressant d'étudier l'influence de la géométrie de l'enceinte contenant un film sur l'évaporation flash de ce film. Une étude dans ce sens est en train de se mettre en place au laboratoire. Un autre aspect intéressant serait de transposer ces résultats pour des fluides ayant des propriétés physiques différentes (eau salée, ...). Enfin, une étude des aspects fondamentaux de la formation et de la croissance des bulles appliquées au cas de l'évaporation flash permettrait peut être de développer un modèle numérique applicable à ce type de situation, et d'améliorer les performances des dispositifs industriels basés sur ce phénomène.

Bibliographie

[1] K.S. SPIEGLER et Y.M. EL-SAYED. The energetics of desalination processes. *Desalination*, 134 :109–128, 2001.

[2] O. MIYATAKE, Y. KOITO, K. TAGAWA, et Y. MARUTA. Transient characteristics and performance of a novel desalination system based on heat storage and spray flashing. *Desalination*, 137 :157–166, 2001.

[3] M.J. GEVAUDANT. Stérilisation par la vapeur : De la théorie à la pratique. *Méditérranée Médicale*, 29 :41–48.

[4] F. GALTIER. *La stérilisation à la vapeur d'eau*, volume 56. La pharmacie hospitalière, 1956.

[5] N. BACQUET. Modélisation du séchage dans un stérilisateur à vapeur. Rapport de dea, Laboratoire de Mécanique et d'Energétique, 1996 1996.

[6] D. SAURY, S. HARMAND, et P. FIN. Etude des phénomènes de transfert de chaleur et de masse dans un cycle de stérilisation par la vapeur. Dans Secrétariat SFT, éditeur, *Journée d'étude SFT - Convection dans des enceintes de formes complexes*, Paris, 2000. SFT.

[7] A. WOODS et F. BLOOM. Modelling of flash evaporation i : Formulation of the mathematical model. *Mathematical and Computer Modelling*, 32 :1153–1169, 2000.

[8] I. AOKI. Water flash evaporation under low pressure conditions. *Heat Transfer - Japanese Research*, 23(6) :544–555, 1994.

[9] I. AOKI. Analysis of characteristics of water flash evaporation under low-pressure conditions. *Heat Transfer - Asian Research*, 29(1) :22–33, 2000.

[10] P. SEBASTIAN et J.P. NADEAU. Experiments and modelling of falling jet flash evaporators for vintage treatment. *Int. J. Therm. Sci.*, 41 :269–280, 2002.

[11] P SEBASTIAN et J.P. NADEAU. Etude expérimentale et numérique d'un système de flash détente pour le refroidissement de la vendange. Dans *Congrès SFT 2002*, pages 41–46, Vittel, 2002. Elsevier.

[12] U. DESDERI et G. BIDINI. Study of possible optimisation criteria for geothermal power plants. *Energy Convers. Mgmt*, 38(15-17) :1681–1691, 1997.

[13] H. SHOKOUMAND et P. ATASHKADI. Performance improvement of single, flashing, binary, combined cycle for geothermal powerplant. *Energy*, 22(7) :637–643, 1997.

[14] G. CLAUDE. Power from tropical seas. *Mechanical Engineering*, 52 :1039–1044, 1930.

[15] W. GODSTERN. *Steam Storage instalations*. Pergamon, Oxford, 1963.

[16] S. GOPALAKRISHNA. *Studies on enclosed pool flash evaporation*. Thèse de doctorat, University of Pennsylvania, 1989.

[17] R.J. PETERSON, S.S. GREWAL, et M.M. EL-WAKIL. Investigations of liquid flashing and evaporation due to sudden depressurization. *Int. J. of Heat Mass Transfer*, 27(2) :301–310, 1984.

[18] U. COLAK et O. ÖZDERE. Comparative analysis of pressure vessel integrity for various loca conditions. *Journal of Nuclear Material*, 297 :271–278, 2001.

[19] H. K. PULKER. Flash evaporation. *Vakuum in Forschung und Praxis*, 3 :197–198, 2000.

[20] P. PAPON et J. LEBLOND. *Thermodynamique des états de la matière*. Collection enseignement des sciences, 41. HERMANN, éditeur des sciences et des arts, Paris, 1990.

[21] G. BRUHAT, éditeur. *Cours de physique générale.* Masson, 6ième édition, 1968.

[22] F. MASSART. *Aide Mémoire du Thermicien.* Elsevier, Amsterdam, 1997.

[23] J. F. SACADURA. *Initiation aux transferts thermiques.* Technique & documentation, 2ième édition, 1980.

[24] A. RICHART et I. RICHART. *Les évaporations sous vide : théorie et pratique.* Ed. in Fine, Paris, ed. in fine édition, 2000.

[25] N. N. SMIRNOV et A. V. KULCHTIUSKI. Unsteady state evaporation in weightlessness. *Acta Astronautica*, 39(8) :561–568, 1997.

[26] M. FEIDT. *Tranfert de chaleur et de masse avec changement de phase*, volume 1&2. GUT, Vandoeuvre-les-Nancy, 1990.

[27] J. BARTAK. A study of the rapid depressurization of hot water and the dynamics of vapour bubble generation in superheated water. *Int. J. Multiphase Flow*, 16(5) :789–798, 1990.

[28] Md. ALAMGIR et J.H. LIENHARD. Correlation of pressure undershoot during hot water depressurization. *ASME Journal of Heat Transfer*, 103 :52–55, 1981.

[29] O. MIYATAKE. Comparative study of flash evaporation rates. *Desalination*, 96 :163–171, 1996.

[30] TC S.A.. *Thermométrie par thermocouple et résistance.* TC SA., Dardilly, http ://www.tcsa.fr, 2002.

[31] O. MIYATAKE, K. MURAKAMI, Y. KAWATA, et T. FUJII. Fundamental experiments with flash evaporation. *Heat Transfer - Japanese Research*, 2 :89–100, 1973.

[32] S. GOPALAKRISHNA, V. M. PURUSHOTHAMAN, et N. LIOR. An experimental study of flash evaporation from liquid pools. *Desalination*, 65 :139–151, 1987.

[33] J. KIM et N. LIOR. Some critical transitions in pool flash evaporation. *Int. J. of Heat Mass Transfer.*, 40(10) :2363–2372, 1997.

[34] O. MIYATAKE, T. FUJII, T. TANAKA, et T. NAKAOKA. Flash evaporation phenomena of pool water. *Heat Transfer - Jap. Res.*, 6 :13–24, 1977.

[35] E. HAHNE et G. BARTHAUD. Evaporation waves in flashing processes. *International Journal of multiphase flow*, 26 :531–547, 2000.

[36] E. ELIAS et P. L. CHAMBRÉ. Flashing inception in water during rapid decompression. *ASME Journal of Heat Transfer*, 115 :231–238, 1993.

[37] P. DELIGIANNIS et J. W. CLEAVER. The role of nucleation in the initial phases of rapid depressurization of a subcooled liquid. *Int. J. Multiphase Flow*, 16(6) :975–984, 1990.

[38] Md. ALAMGIR, C. Y. KAN, et J.H. LIENHARD. An experimental study of the rapid depressurization of hot water. *ASME Journal of Heat Transfer*, 102 :433–438, 1980.

[39] P. REINKE et G. YADIGAROGLU. Explosive vaporization of superheated liquids by boiling fronts. *International Journal of Multiphase Flow*, 27 :1487–1516, 2001.

[40] H.J. PALMER. The hydrodynamic stability of rapidly evaporating liquids at reduced pressure. *J. Fluid Mech.*, 75(3) :487–511, 1976.

[41] J. BERT. *Physique des capteurs, étude théorique et expérimentale : 1-capteurs de température*. Edition BELIN, dia édition, 1982.

[42] D. SAURY, S. HARMAND, et M. SIROUX. Experimental study of flash evaporation of a water film. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 45(16) :3447–3457, 2002.

[43] D. SAURY, S. HARMAND, et M. SIROUX. Evaporation flash d'un film d'eau – influence de la hauteur de liquide. Dans ELSEVIER, éditeur, *Congrès SFT 2002*, pages 357–362, Vittel, 2002. Elsevier SAS.

[44] D. SAURY, M. SIROUX, et S. HARMAND. Influence of the water film height on flash evaporation phenomenon. Dans *Eurotherm 71 Seminar on Visualization, Imaging and Data Analysis in convective Heat and Mass Transfer*, pages 185–192, LTMP-UTAP, Université de Reims Champagne Ardenne, 2002.

[45] D. SAURY, S. HARMAND, et M. SIROUX. Influence de la chute de pression sur le phénomène d'évaporation flash. Dans ELSEVIER, éditeur, *Congrès SFT 2003*, pages 439–444, Grenoble, 2003.

[46] W.X. JIN, S.C. LOW, et S.C.M. YU. Some experimental observations on the single and multi-phase flow patterns in a model flash evaporation chamber. *Int. Comm. Heat Mass Transfer*, 26(6) :839–849, 1999.

[47] W.M. KAYS et M.E. CRAWFORD. *Convective Heat and Mass Transfer*. McGraw-Hill Series in Mecanical Engineering, 2nd edition, édition, 1980.

[48] A.J. CHAPMAN. *Heat Transfer*. Macmillan Publishing Company, 4th edition édition, 1984.

[49] N. LIOR et E. NISHIYAMA. Some experiments on flash evaporation enhancement by electrolytically generated bubbles. *Desalination*, 100 :71–76, 1995.

[50] A. MOSER. Mesures des températures. *Techniques de l'ingénieur*, (K62) :K62 – 1–3.

[51] J.C. LECORDIER, C. PETIT, et P. PARANTHOEN. Mesure locale et instantanée de la température des fluides. *Techniques de l'ingénieur*, (R2 760) :R2 760 – 1–12.

[52] C. RIBREAU, M. BONIS, J.P. GLINY, et J. BEAUFRONT. Pressions usuelles dans les fluides – instruments et principes de mesure. *Techniques de l'ingénieur*, (R2 040) :R2 040 – 1–19.

[53] C. RIBREAU, J. P. RENAUDEAUX, M. BONIS, et J. BEAUFRONT. Pressions usuelles dans les fluides – mise en œuvre des mesures. *Techniques de l'ingénieur*, (R2 043) :R2 043 – 1–19.

[54] J. ROGEZ et J. LE COZE. Mesure des températures. *Techniques de l'ingénieur*, (R2 515) :R2 515 – 1–42.

[55] E. DEVIN. Couples thermoélectriques – données numériques d'emploi. *Techniques de l'ingénieur*, (R2 594) :R2 594 – 1–26.

[56] J.C. GODEFROY et P. TOUBOUL. Pressions rapidement variables. *Techniques de l'ingénieur*, (R2 090) :R2 090 – 1–16.

[57] J. BURTON. Mesure des quantités. *Techniques de l'ingénieur*, (R1 420) :R1 420 – 1–17.

[58] G. T. CLEGG et G. PAPADAKIS. Rates of evaporation accompagnying the depressurization of a pool of satured freon-11. *Chemical Engineering Science*, 41(12) :3037–3043, 1986.

[59] R. WINAND. Nouvelles perspectives dans le domaine des traitements de surface sous vide. *European Journal Mech. Eng.*, 39(3) :139–144, 1994.

[60] V.P. SKRIPOV. *Metastable liquids*. A Halsted Press Book. John Wiley and Sons, New-York – Toronto, 1972.

[61] R. SOLIMANDO, L. SCHUFFENECKER, et J.N. JAUBERT. Propriétés thermodynamiques du corps pur. *Techniques de l'ingénieur*, (AF 4 050) :AF 4 050 – 1–28.

[62] C.D. SULFREDGE, K.A. TAGAVI, et L.C. CHOW. Homogeneous nucleation of vapor by depressurization at volume constant. *Int. J. Heat Mass Transfer.*, 39(2) :235–246, 1996.

[63] M. RICHARD. Niveaux. *Techniques de l'ingénieur*, (R 2 010) :R 2 010 – 1–52.

[64] Getinge FRANCE. Recherche fondamentale en stérilisation - etude théorique sur les échanges thermodynamiques dans un stérilisateur à vapeur lors du cycle de stérilisation. *Techniques Hospitalières*, 669 :48–52, Septembre 2002.

Table des figures

I.1 Diagramme d'équilibre de l'eau 10

I.2 Diagramme de Clapeyron 12

I.3 Évolution de la masse volumique de l'eau avec la température 14

I.4 Évolution de la diffusivité thermique de l'eau avec la température. 15

I.5 Évolution de la pression de saturation avec la température. 15

I.6 Estimation du débit masse de vapeur d'eau pendant le phénomène d'évaporation naturelle 19

I.7 Système considéré pour l'étude de l'équilibre d'une bulle de vapeur dans un liquide surchauffé 21

I.8 Évolution de l'énergie nécessaire à la formation et à la croissance de la bulle en fonction du rayon 25

I.9 Domaine couvert par les capteurs à membrane 30

I.10 Domaine couvert par les capteurs à élément sensible 30

I.11 Schémas descriptifs du dispositif utilisé par Miyatake [31] 38

I.12 Schémas descriptifs de l'enceinte utilisé par Miyatake [31] 39

I.13 Schéma descriptif du dispositif utilisé par Gopalakrishna [16] 40

I.14 Schéma descriptif du dispositif utilisé par Kim [33] 42

I.15 Schéma descriptif de l'enceinte utilisée par Kim [33] 42

I.16 Évolution typique de NEF en fonction du temps (tracée a partir de nos données) 48

I.17 Évolution de NETD* avec T_0 et H (d'après [33]) 51

I.18 Évolution typique de la pression au cours d'une dépressurisation avec deux taux de dépressurisation différents. 53
I.19 Évolution caractéristique de la pression au cours du flashing 55

II.1 Banc d'essai de l'évaporation flash 61
II.2 Vue du banc d'essai pour l'étude du phénomène d'évaporation flash 62
II.3 Emplacement des capteurs de température et de pression dans le récipient d'évaporation 64
II.4 Emplacement des capteurs de température et de pression dans le récipient d'évaporation 65
II.5 L'enceinte et sa protection. 66
II.6 Évolution de la température du liquide à l'intérieur de la chambre flash . . . 68
II.7 Emplacement des thermocouples sur la paroi de l'enceinte 69
II.8 Évolution des températures pariétales et du liquide 70
II.9 Évolution des pertes 70
II.10 Évolution de la masse évaporée entre deux instants proches 71
II.11 Évolution caractéristique de la masse évaporée en fonction du temps 74
II.12 Évolution de l'erreur en fonction des conditions initiales 79

III.1 Évolution de la température en fonction du temps pour p_0=50 mbar 84
III.2 Visualisation du phénomène d'évaporation flash pour H=15 mm 85
III.3 Évolution de NEF en fonction du temps pour (a) p_0 = 50 mbar et (b) p_0 = 100 mbar 86
III.3 Évolution de NEF en fonction du temps pour (c) p_0 = 150 mbar et (d) p_0 = 200 mbar (suite) 87
III.4 Évolution de t* en fonction de la surchauffe 89
III.5 Évolution de m_{ev} au cours du temps pour (a) p_0=50 mbar et (b) p_0=100 mbar 90
III.5 Évolution de m_{ev} au cours du temps pour (c) p_0=150 mbar et (d) p_0=200 mbar (suite) 91
III.6 Évolution de m_{ev}^f en fonction de la pression 92
III.7 Évolution de m_{ev}^f en fonction de la température initiale 92
III.8 Évolution de m_{ev}^f en fonction de la surchauffe 93

III.9 Évolution de q_{ev} au cours du temps pour (a) p_0=50 mbar et (b) p_0=100 mbar 96
III.9 Évolution de q_{ev} au cours du temps pour (c) p_0=150 mbar et (d) p_0=200 mbar (suite) 97
III.10 Évolution de K au cours du temps pour pour (a) p_0=50 mbar et (b) p_0=100 mbar 98
III.10 Évolution de K au cours du temps pour (c) p_0=150 mbar et (d) p_0=200 mbar (suite) 99
III.11 Évolution de K en fonction de la surchauffe 100
III.12 Comparaison des deux méthodes d'obtention de t* 101
III.13 Évolution temporelle du phénomène d'évaporation flash pour $\Delta T \approx 5.5$ K pour H=175 mm 102
III.14 Évolution temporelle du phénomène 103
III.15 Évolution du flashing avec le niveau initial de liquide pour t = 15 s 104
III.16 Détermination de ΔH_{max} 106
III.17 Évolution de l'amplitude maximale du phénomène pour les essais avec une pression initiale dans le réservoir de 50 mbar 107
III.17 Évolution de l'amplitude maximale du phénomène pour les essais avec une pression initiale dans le réservoir de 50 mbar (suite) 108
III.17 Évolution de l'amplitude maximale du phénomène pour les essais avec une pression initiale dans le réservoir de 50 mbar (suite) 109
III.18 Évolution de l'amplitude maximale du phénomène pour les essais avec une pression initiale dans le réservoir de 150 mbar 110
III.18 Évolution de l'amplitude maximale du phénomène pour les essais avec une pression initiale dans le réservoir de 150 mbar (suite) 111
III.19 Détermination de t^p à partir de l'évolution temporelle de la pression adimensionnée 112
III.20 Évolution de t^* (•) et t^p (△) en fonction de la hauteur pour p_0 = 50 mbar . . 113
III.20 Évolution de t^* (•) et t^p (△) en fonction de la hauteur pour p_0 = 50 mbar (suite) 114
III.21 Évolution de t^* (•) et t^p (△) en fonction de la hauteur pour p_0 = 150 mbar . 115
III.21 Évolution de t^* (•) et t^p (△) en fonction de la hauteur pour p_0 = 150 mbar (suite) 116

III.22Évolution de la masse finale évaporée en fonction du temps pour p_0 = 50 mbar 118
III.23Évolution de la masse finale évaporée en fonction du temps pour p_0 = 150 mbar 118
III.24Évolution du rapport de la masse évaporée à t^* à la masse initiale en fonction du nombre de Jakob (surchauffe adimensionnée) du liquide 119
III.25Évolution de m_{ev}^f/m_0 en fonction de ΔT pour p_0 = 50 mbar et p_0 = 150 mbar 120
III.26Évolution de m^*/m_{ev}^f en fonction de ΔT pour p_0 = 50 mbar et p_0 = 150 mbar 121
III.27Méthode de détermination du taux de dépressurisation 123
III.28Évolution de NEF en fonction du temps pour T_0 = 75°C et p_0 = 150 mbar . 124
III.28Évolution de NEF en fonction du temps pour T_0 = 75°C et p_0 = 150 mbar (suite) 125
III.29Évolution de NEF en fonction du temps pour T_0 = 75°C et p_0 = 50 mbar . . 126
III.29Évolution de NEF en fonction du temps pour T_0 = 75°C et p_0 = 50 mbar (suite)127
III.30Évolution du temps de flashing en fonction du taux de dépressurisation pour différentes températures initiales, pressions initiales et niveaux initiaux de liquide 129
III.30Évolution du temps de flashing en fonction du taux de dépressurisation pour différentes températures initiales, pressions initiales et niveaux initiaux de liquide (suite) 130
III.31Évolution typique de la pression en fonction de temps 131
III.32Comparaison de la température du liquide avec la température de saturation correspondant à la pression de l'enceinte 132
III.33Évolution de la masse évaporée en fonction du temps pour T_0 = 75°C et p_0 = 150 mbar 134
III.33Évolution de la masse évaporée en fonction du temps pour T_0 = 75°C et p_0 = 150 mbar (suite) 135
III.34Évolution de la masse évaporée en fonction du temps pour T_0 = 75°C et p_0 = 50 mbar (suite) 136
III.34Évolution de la masse évaporée en fonction du temps pour T_0 = 75°C et p_0 = 50 mbar (suite) 137

III.35Évolution de la masse finale évaporée en fonction du taux de dépressurisation pour différentes températures initiales, pressions initiales et niveaux initiaux de liquide 138
III.35Évolution de la masse finale évaporée en fonction du taux de dépressurisation pour différentes températures initiales, pressions initiales et niveaux initiaux de liquide (suite) 139
III.36Évolution du débit masse évaporé en fonction du temps T_0 = 75°C et p_0 = 150 mbar 141
III.36Évolution du débit masse évaporé en fonction du temps T_0 = 75°C et p_0 = 150 mbar (suite) 142
III.37Évolution du débit masse évaporé en fonction du temps T_0 = 75°C et p_0 = 50 mbar 143
III.37Évolution du débit masse évaporé en fonction du temps T_0 = 75°C et p_0 = 50 mbar (suite) 144
III.38Évolution du débit masse évaporé initial en fonction du taux de dépressurisation pour différentes températures initiales, pressions initiales et niveaux initiaux de liquide 145
III.38Évolution du débit masse évaporé initial en fonction du taux de dépressurisation pour différentes températures initiales, pressions initiales et niveaux initiaux de liquide (suite) 146
III.39Évolution du débit masse évaporé adimensionné 149
III.40Comparaison de $\overline{q_{max}}$ et $\overline{q'_{max}}$ 150
III.41Évolution du temps de flashing adimensionné 151
III.42Évolution de la masse évaporée à l'instant t^* adimensionnée 153

B.1 Évolution de NEF en fonction du temps pour T_0 = 60°C et p_0 = 150 mbar . 186
B.1 Évolution de NEF en fonction du temps pour T_0 = 60°C et p_0 = 150 mbar (suite) 187
B.2 Évolution de NEF en fonction du temps pour T_0 = 60°C et p_0 = 50 mbar . . 188
B.2 Évolution de NEF en fonction du temps pour T_0 = 60°C et p_0 = 50 mbar (suite) 189
B.3 Évolution de NEF en fonction du temps pour T_0 = 85°C et p_0 = 150 mbar . 190

B.3 Évolution de NEF en fonction du temps pour T_0 = 85°C et p_0 = 150 mbar (suite) 191
B.4 Évolution de NEF en fonction du temps pour T_0 = 85°C et p_0 = 50 mbar . . 192
B.4 Évolution de NEF en fonction du temps pour T_0 = 85°C et p_0 = 50 mbar (suite) 193

C.1 Évolution de la masse évaporée en fonction du temps pour T_0 = 60°C et p_0 = 150 mbar 196
C.1 Évolution de la masse évaporée en fonction du temps pour T_0 = 60°C et p_0 = 150 mbar (suite) 197
C.2 Évolution de la masse évaporée en fonction du temps pour T_0 = 60°C et p_0 = 50 mbar 198
C.2 Évolution de la masse évaporée en fonction du temps pour T_0 = 60°C et p_0 = 50 mbar (suite) 199
C.3 Évolution de la masse évaporée en fonction du temps pour T_0 = 85°C et p_0 = 150 mbar 200
C.3 Évolution de la masse évaporée en fonction du temps pour T_0 = 85°C et p_0 = 150 mbar (suite) 201
C.4 Évolution de la masse évaporée en fonction du temps pour T_0 = 85°C et p_0 = 50 mbar 202
C.4 Évolution de la masse évaporée en fonction du temps pour T_0 = 85°C et p_0 = 50 mbar (suite) 203

D.1 Évolution du débit massique évaporé en fonction du temps T_0 = 60°C et p_0 = 150 mbar 206
D.1 Évolution du débit massique évaporé en fonction du temps T_0 = 60°C et p_0 = 150 mbar (suite) 207
D.2 Évolution du débit massique évaporé en fonction du temps T_0 = 60°C et p_0 = 50 mbar 208
D.2 Évolution du débit massique évaporé en fonction du temps T_0 = 60°C et p_0 = 50 mbar (suite) 209
D.3 Évolution du débit massique évaporé en fonction du temps T_0 = 85°C et p_0 = 150 mbar 210

D.3 Évolution du débit massique évaporé en fonction du temps T_0 = 85°C et p_0 = 150 mbar (suite) 211
D.4 Évolution du débit massique évaporé en fonction du temps T_0 = 85°C et p_0 = 50 mbar 212
D.4 Évolution du débit massique évaporé en fonction du temps T_0 = 85°C et p_0 = 50 mbar (suite) 213

Liste des tableaux

I.1 Tableau récapitulatif de la précision des différentes méthodes 37

I.2 Paramètres influençant le phénomène d'évaporation flash 44

I.3 Récapitulatif des valeurs des paramètres utilisés par les principaux auteurs. 57

III.1 Valeurs des paramètres utilisés par les principaux auteurs. 83

A.1 Liste des essais réalisés au cours de cette étude 177

A.2 Liste des essais réalisés au cours de cette étude (suite) 178

A.3 Liste des essais réalisés au cours de cette étude (suite) 179

A.4 Liste des essais réalisés au cours de cette étude (suite) 180

A.5 Liste des essais réalisés au cours de cette étude (suite) 181

A.6 Liste des essais réalisés au cours de cette étude (suite) 182

A.7 Liste des essais réalisés au cours de cette étude (suite) 183

A.8 Liste des essais réalisés au cours de cette étude (suite) 184

Annexes

Annexe A

Listes des essais réalisés

N°essai	p_0 (mbar)	T_0 (°C)	ΔT (K)	H (mm)	Maquette	Vanne
1	50	34	0,9	15	1	sans
2	50	41	6,3	15	1	sans
3	50	50	15,5	15	1	sans
4	50	60	21,4	15	1	sans
5	50	74	35,2	15	1	sans
6	100	50	4,1	15	1	sans
7	100	55	8,7	15	1	sans
8	100	60	13,5	15	1	sans
9	100	65	18,6	15	1	sans
10	100	70	23,7	15	1	sans
12	150	50	2,0	15	1	sans
13	150	55	1,4	15	1	sans
14	150	60	5,9	15	1	sans
15	150	65	10,4	15	1	sans
16	150	70	16,6	15	1	sans
17	200	55	0,9	15	1	sans
18	200	60	0,4	15	1	sans
19	200	65	5,4	15	1	sans
20	200	70	9,8	15	1	sans

TAB. A.1 – *Liste des essais réalisés au cours de cette étude*

N°essai	p_0 (mbar)	T_0 (°C)	ΔT (K)	H (mm)	Maquette	Vanne
21	300	66	1,4	15	1	sans
22	300	69	3,1	15	1	sans
23	300	76	7,5	15	1	sans
24	50	54,7	13,5	25	2	sans
25	50	57,6	15,1	50	2	sans
26	50	55,6	14,9	75	2	sans
27	50	56,8	14,3	100	2	sans
28	50	55,9	14,2	125	2	sans
29	50	54,6	12,2	150	2	sans
30	50	55,5	12,7	175	2	sans
31	50	56,6	13,5	200	2	sans
32	50	46,1	6	25	2	sans
33	50	45,9	6	50	2	sans
34	50	47,2	7	75	2	sans
35	50	46,2	6	100	2	sans
36	50	46,0	7	125	2	sans
37	50	46,7	6	150	2	sans
38	50	47,1	7	175	2	sans
39	50	45,2	6	200	2	sans
40	50	47,1	7	225	2	sans
41	50	46,5	6	250	2	sans
42	50	47,1	6,4	25	2	sans
43	50	45,9	6,5	50	2	sans
44	50	47,1	6,9	75	2	sans
45	50	47,2	7,0	100	2	sans
46	50	45,4	8,3	125	2	sans
47	50	46,3	6,0	150	2	sans
48	50	47,2	6,9	175	2	sans
49	50	45,2	5,6	200	2	sans
50	50	47,1	7,4	225	2	sans

TAB. A.2 – *Liste des essais réalisés au cours de cette étude (suite)*

N°essai	p_0 (mbar)	T_0 (°C)	ΔT (K)	H (mm)	Maquette	Vanne
51	50	45,0	4,9	250	2	sans
52	50	50,8	11,2	25	2	sans
53	50	51,7	11,0	50	2	sans
54	50	51,3	9,6	75	2	sans
55	50	51,4	9,4	100	2	sans
56	50	51,4	9,7	125	2	sans
57	50	51,8	9,8	150	2	sans
58	50	51,6	9,4	175	2	sans
59	50	51,6	10,0	200	2	sans
60	50	51,3	9,5	225	2	sans
61	50	51,8	9,51	240	2	sans
62	50	51,4	9,7	250	2	sans
63	50	51,7	10,3	275	2	sans
64	50	53,8	18,5	25	2	sans
65	50	54,6	17,2	50	2	sans
66	50	56,7	18,6	75	2	sans
67	50	55,5	16,8	100	2	sans
68	50	53,8	14,6	125	2	sans
69	50	55,2	15,5	150	2	sans
70	50	56,2	13,5	175	2	sans
71	50	56,8	13,8	200	2	sans
72	50	57,8	13,8	225	2	sans
73	50	66,4	24,9	25	2	sans
74	50	66,8	23,6	50	2	sans
75	50	66,4	22,7	75	2	sans
76	50	66,2	21,9	100	2	sans
77	50	66,4	21,5	125	2	sans
78	50	66,1	20,2	150	2	sans
79	50	66,4	20,7	175	2	sans
80	50	67	19,4	200	2	sans

TAB. A.3 – *Liste des essais réalisés au cours de cette étude (suite)*

N°essai	p_0 (mbar)	T_0 (°C)	ΔT (K)	H (mm)	Maquette	Vanne
81	50	66,8	20,0	225	2	sans
82	50	64,8	17,9	250	2	sans
83	50	76,1	34,6	25	2	sans
84	50	76,2	33,0	50	2	sans
85	50	75,8	31,6	75	2	sans
86	50	76,9	29,3	100	2	sans
87	50	76,6	28,3	125	2	sans
88	50	76,9	27,8	150	2	sans
89	50	76,2	27,6	160	2	sans
90	50	76,1	27,5	175	2	sans
91	50	76,8	27,6	175	2	sans
92	50	77,3	26,9	200	2	sans
93	50	84,8	43,1	25	2	sans
94	50	87,2	43,6	50	2	sans
95	50	86,9	41,7	70	2	sans
96	50	86,9	41,2	75	2	sans
97	50	86,0	38,6	100	2	sans
98	50	87,6	39,0	125	2	sans
99	50	86,3	36,7	150	2	sans
100	150	56,5	1,4	75	2	sans
101	150	56,5	2,8	100	2	sans
102	150	56,2	2,4	125	2	sans
103	150	56,6	1,9	150	2	sans
104	150	56,7	2,3	175	2	sans
105	150	56,9	2,4	200	2	sans
106	150	56,6	2,3	225	2	sans
107	150	57,0	2,9	250	2	sans
108	150	56,9	2,8	275	2	sans
109	150	60,6	6,2	25	2	sans
110	150	61,7	5,9	50	2	sans

TAB. A.4 – *Liste des essais réalisés au cours de cette étude (suite)*

N°essai	p_0 (mbar)	T_0 (°C)	ΔT (K)	H (mm)	Maquette	Vanne
141	150	61,0	5,2	75	2	sans
142	150	61,5	5,2	100	2	sans
143	150	61,6	5,6	125	2	sans
144	150	61,5	5,2	150	2	sans
145	150	61,4	5,1	175	2	sans
146	150	61,8	5,4	200	2	sans
147	150	61,8	5,2	225	2	sans
148	150	61,6	5,4	250	2	sans
149	150	65,9	10,7	25	2	sans
150	150	67,1	10,7	50	2	sans
151	150	66,7	10,0	75	2	sans
152	150	66,4	9,5	100	2	sans
153	150	66,3	9,3	125	2	sans
154	150	67,0	9,7	150	2	sans
155	150	66,9	9,4	175	2	sans
156	150	67,2	9,5	200	2	sans
157	150	66,9	8,9	225	2	sans
158	150	67,3	9,3	250	2	sans
159	150	67,0	9,0	275	2	sans
160	150	75,1	18,8	25	2	sans
161	150	76,4	19,1	50	2	sans
162	150	77,0	19,2	75	2	sans
163	150	76,7	18,2	100	2	sans
164	150	77,0	18,5	125	2	sans
165	150	76,9	17,8	150	2	sans
166	150	77,1	17,9	175	2	sans
167	150	77,2	17,3	200	2	sans
168	150	75,7	16,2	225	2	sans
169	150	84,9	28,2	25	2	sans
170	150	86,7	28,5	50	2	sans

TAB. A.5 – *Liste des essais réalisés au cours de cette étude (suite)*

N°essai	p_0 (mbar)	T_0 (°C)	ΔT (K)	H (mm)	Maquette	Vanne
171	150	86,2	27,5	75	2	sans
172	150	87,7	28,4	100	2	sans
173	150	86,9	26,1	125	2	sans
174	150	87,0	25,7	150	2	sans
175	150	86,0	24,6	175	2	sans
176	50	60,7	19.1	25	2	Ouverture 1
177	50	61,4	18,2	100	2	Ouverture 1
178	50	61,3	16,3	150	2	Ouverture 1
179	50	60,9	16.2	250	2	Ouverture 1
180	150	61,4	7,7	25	2	Ouverture 1
181	150	61,6	6,0	100	2	Ouverture 1
182	150	61,5	5,7	150	2	Ouverture 1
183	150	60,3	4,4	250	2	Ouverture 1
184	50	75,4	33,1	25	2	Ouverture 1
185	50	76,2	30,1	100	2	Ouverture 1
186	50	76,7	29,4	150	2	Ouverture 1
187	50	75,5	25,2	250	2	Ouverture 1
188	150	75,3	19,9	25	2	Ouverture 1
189	150	76,0	18,2	100	2	Ouverture 1
190	150	75,8	17,0	150	2	Ouverture 1
191	150	76,2	16,5	250	2	Ouverture 1
192	50	86,1	43,0	25	2	Ouverture 1
193	50	86,1	37,8	100	2	Ouverture 1
194	50	86,3	36,3	150	2	Ouverture 1
195	50	86,1	32,0	250	2	Ouverture 1
196	150	86,2	30,5	25	2	Ouverture 1
197	150	86,3	27,6	100	2	Ouverture 1
198	150	86,1	26,1	150	2	Ouverture 1
199	150	86,4	23,6	250	2	Ouverture 1
200	50	61,5	19,6	25	2	Ouverture 2

TAB. A.6 – *Liste des essais réalisés au cours de cette étude (suite)*

N°essai	p_0 (mbar)	T_0 (°C)	ΔT (K)	H (mm)	Maquette	Vanne
201	50	60,7	16,1	100	2	Ouverture 2
202	50	61,5	15,9	150	2	Ouverture 2
203	50	60,6	13,2	250	2	Ouverture 2
204	150	60,4	6,7	25	2	Ouverture 2
205	150	61,5	5,5	100	2	Ouverture 2
206	150	61,1	5,1	150	2	Ouverture 2
207	150	60,3	4,3	250	2	Ouverture 2
208	50	75,8	31,6	25	2	Ouverture 2
209	50	75,3	26,7	100	2	Ouverture 2
210	50	76,0	25,3	150	2	Ouverture 2
211	50	76,2	22,2	250	2	Ouverture 2
212	150	75,8	18,6	25	2	Ouverture 2
213	150	75,3	16,9	100	2	Ouverture 2
214	150	76,0	16,4	150	2	Ouverture 2
215	150	75,6	14,5	250	2	Ouverture 2
216	50	85,7	42,4	25	2	Ouverture 2
217	50	86,0	37,1	100	2	Ouverture 2
218	50	86,1	33,7	150	2	Ouverture 2
219	50	86,5	28,6	250	2	Ouverture 2
220	150	85,5	28,8	25	2	Ouverture 2
221	150	84,6	24,4	100	2	Ouverture 2
222	150	84,5	23,2	150	2	Ouverture 2
223	150	85,5	21,9	250	2	Ouverture 2
224	50	60,1	18,3	25	2	Ouverture 3
225	50	61,3	17,1	100	2	Ouverture 3
226	50	61,3	16,1	150	2	Ouverture 3
227	50	60,8	15,3	250	2	Ouverture 3
228	150	60,8	6,9	25	2	Ouverture 3
229	150	61,3	5,8	100	2	Ouverture 3
220	150	61,0	5,3	150	2	Ouverture 3

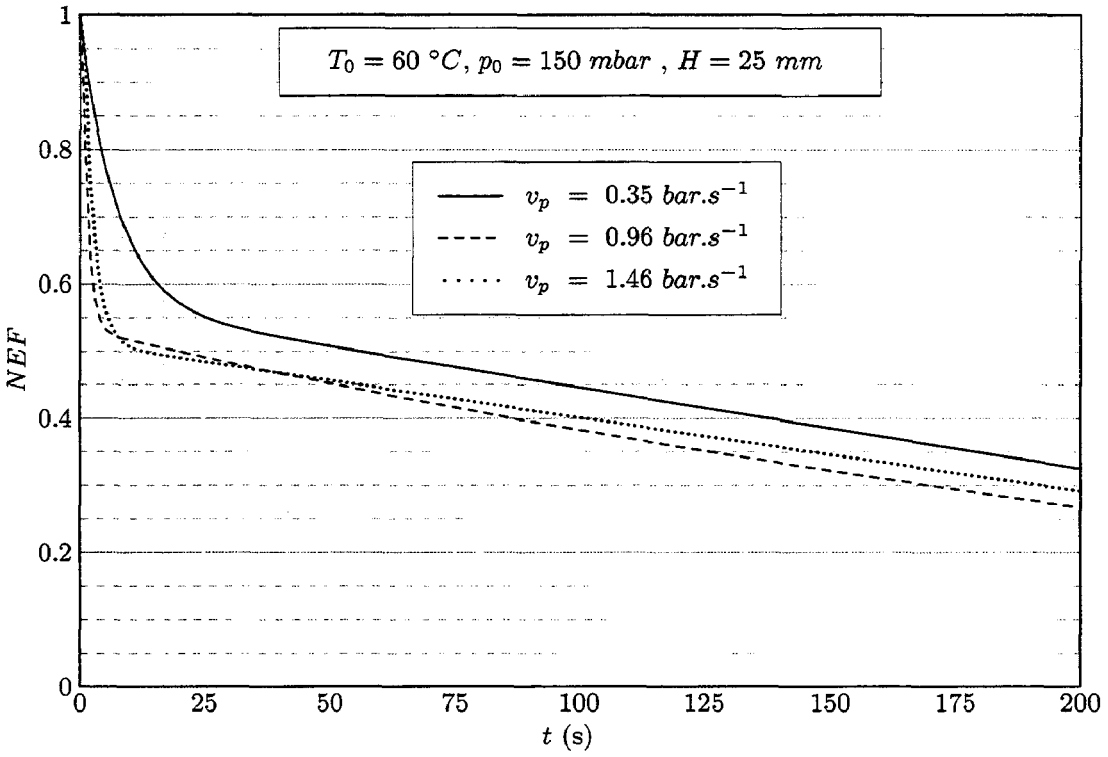
TAB. A.7 – *Liste des essais réalisés au cours de cette étude (suite)*

N°essai	p_0 (mbar)	T_0 (°C)	ΔT (K)	H (mm)	Maquette	Vanne
221	150	61,2	5,2	250	2	Ouverture 3
222	50	75,5	33,6	25	2	Ouverture 3
223	50	76,6	29,2	100	2	Ouverture 3
224	50	76,0	27,8	150	2	Ouverture 3
225	50	76,0	25,0	250	2	Ouverture 3
226	150	75,8	20,3	25	2	Ouverture 3
227	150	76,2	18,7	100	2	Ouverture 3
228	150	76,5	18,0	150	2	Ouverture 3
229	150	76,6	16,5	250	2	Ouverture 3
230	50	85,9	43,7	25	2	Ouverture 3
231	50	86,3	36,2	100	2	Ouverture 3
232	50	86,2	34,8	150	2	Ouverture 3
233	50	85,0	29,3	250	2	Ouverture 3
234	150	86,4	29,4	25	2	Ouverture 3
235	150	85,2	26,4	100	2	Ouverture 3
236	150	86,9	26,3	150	2	Ouverture 3
237	150	86,2	22,8	250	2	Ouverture 3

TAB. A.8 – *Liste des essais réalisés au cours de cette étude (suite)*

Annexe B

Évolution de NEF en fonction du temps



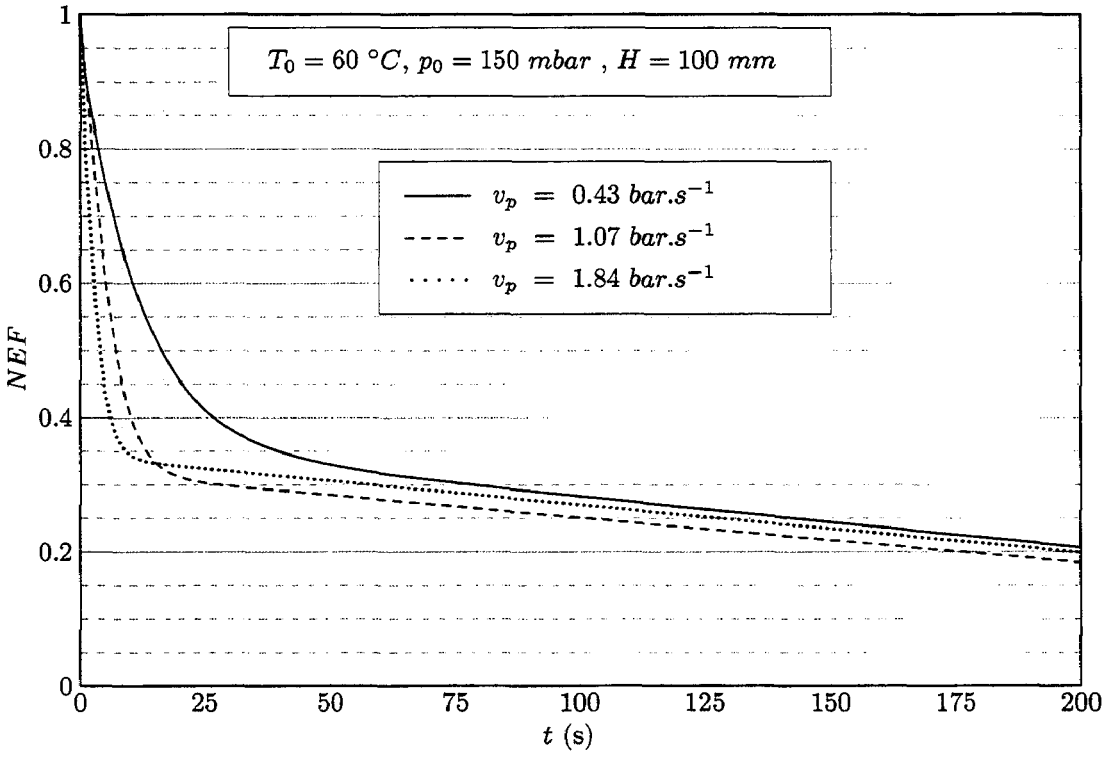
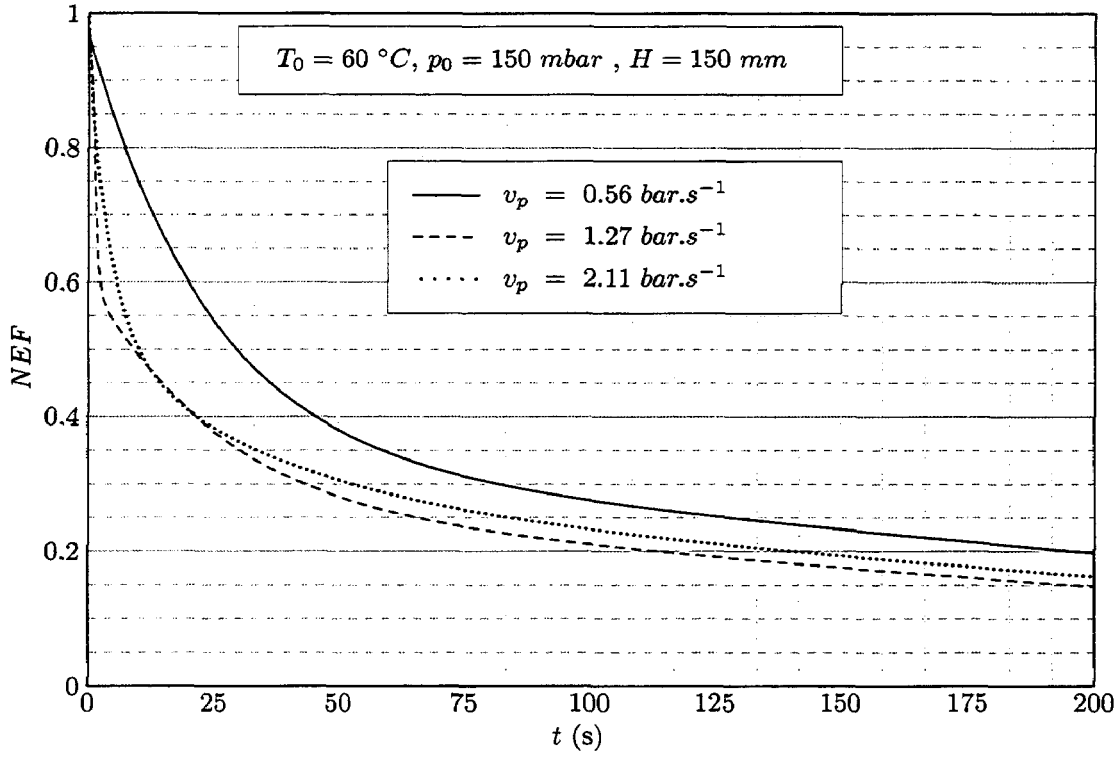


FIG. B.1 – *Évolution de NEF en fonction du temps pour $T_0 = 60°C$ et $p_0 = 150$ mbar*



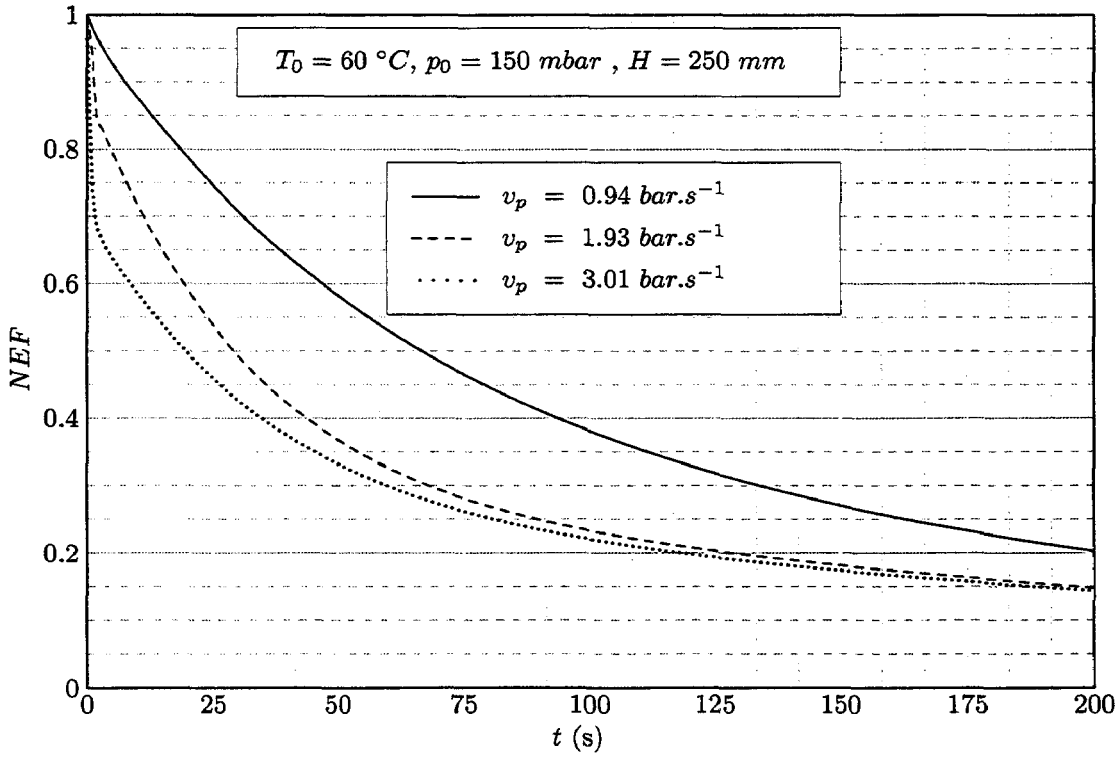
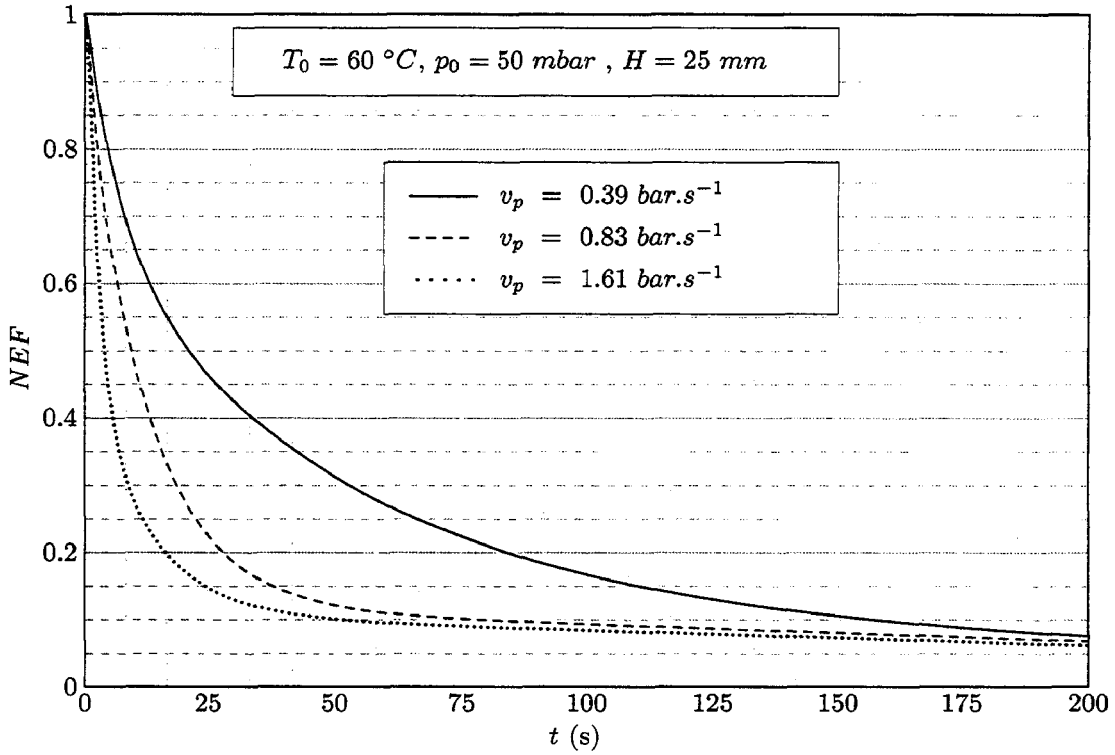


FIG. B.1 – *Évolution de NEF en fonction du temps pour T_0 = 60°C et p_0 = 150 mbar (suite)*



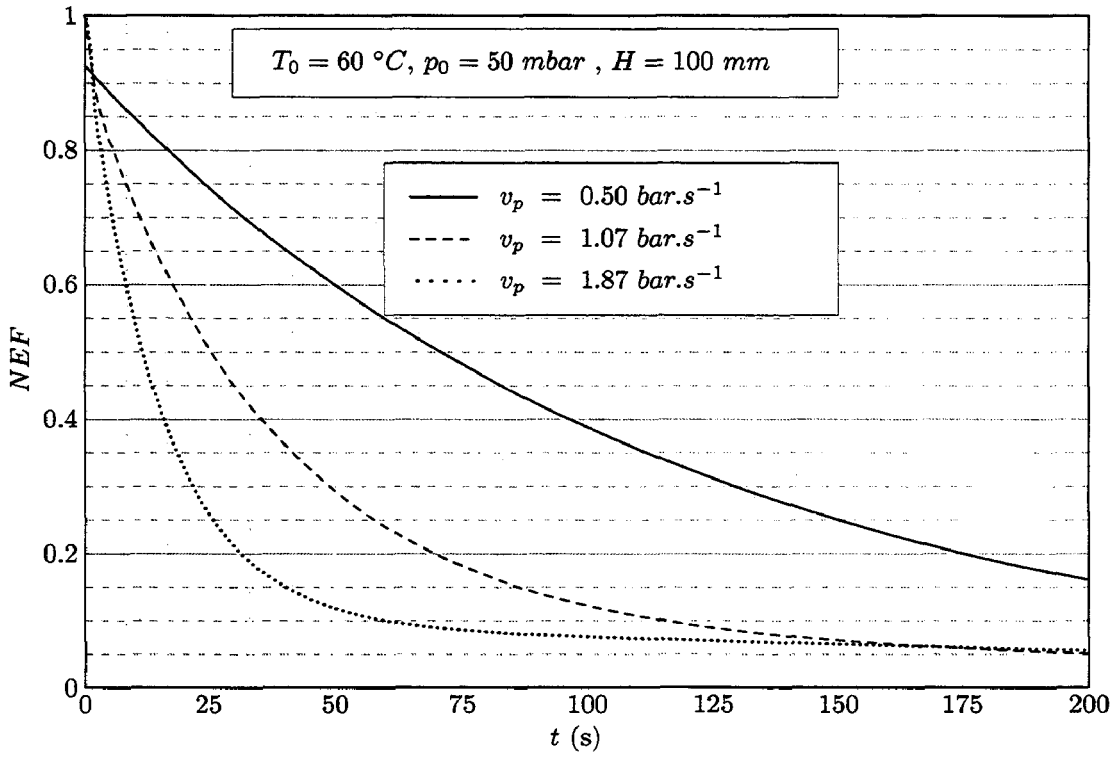


FIG. B.2 – *Évolution de NEF en fonction du temps pour $T_0 = 60°C$ et $p_0 = 50$ mbar*

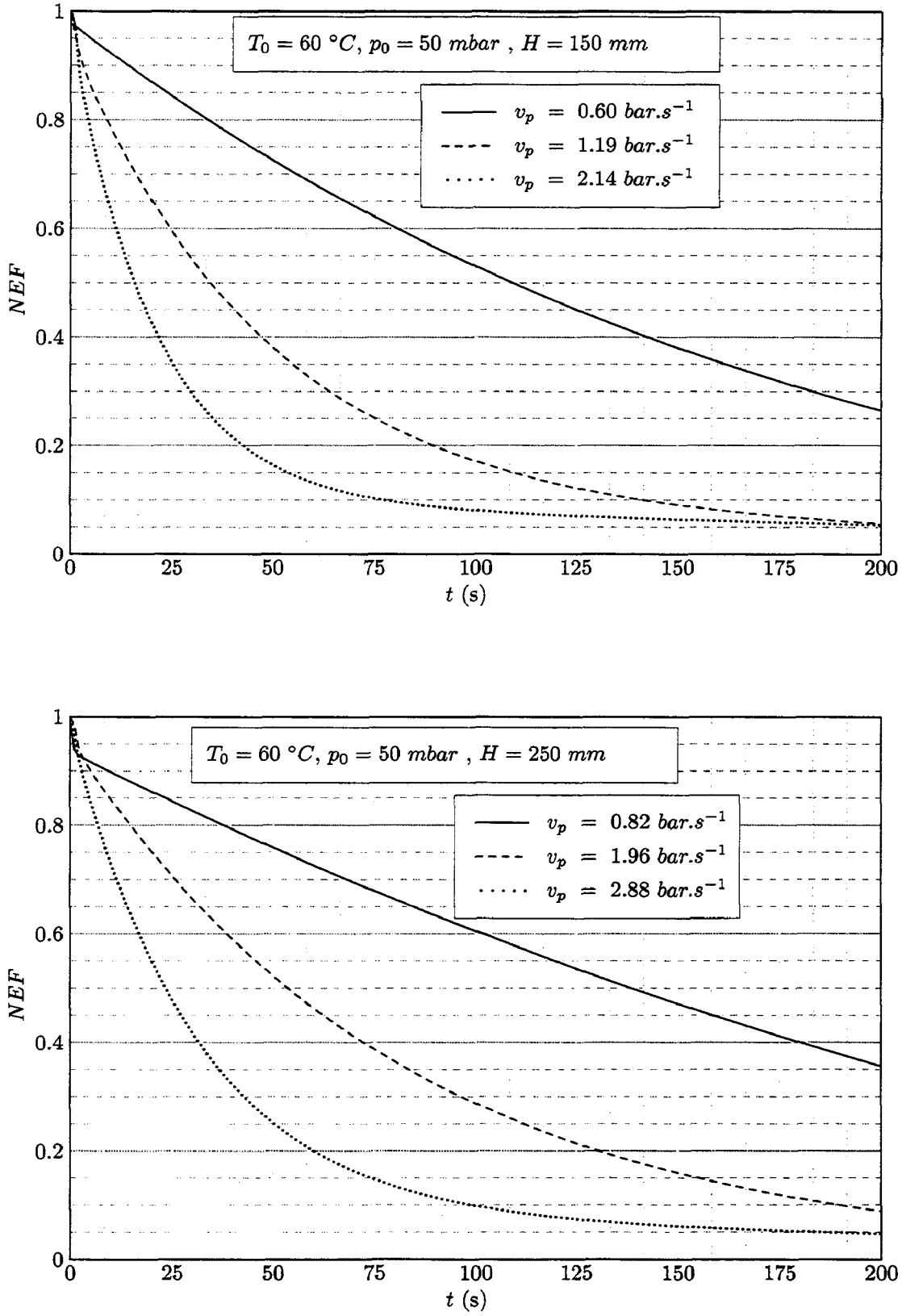
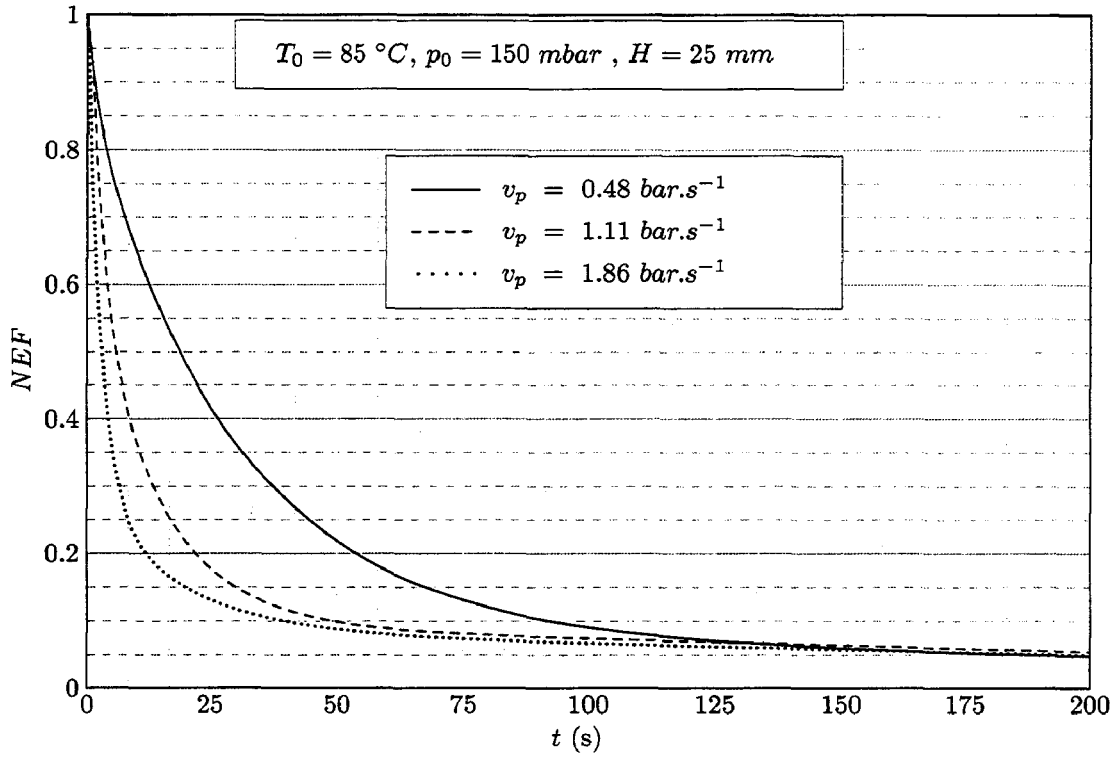


FIG. B.2 – *Évolution de NEF en fonction du temps pour T_0 = 60°C et p_0 = 50 mbar (suite)*



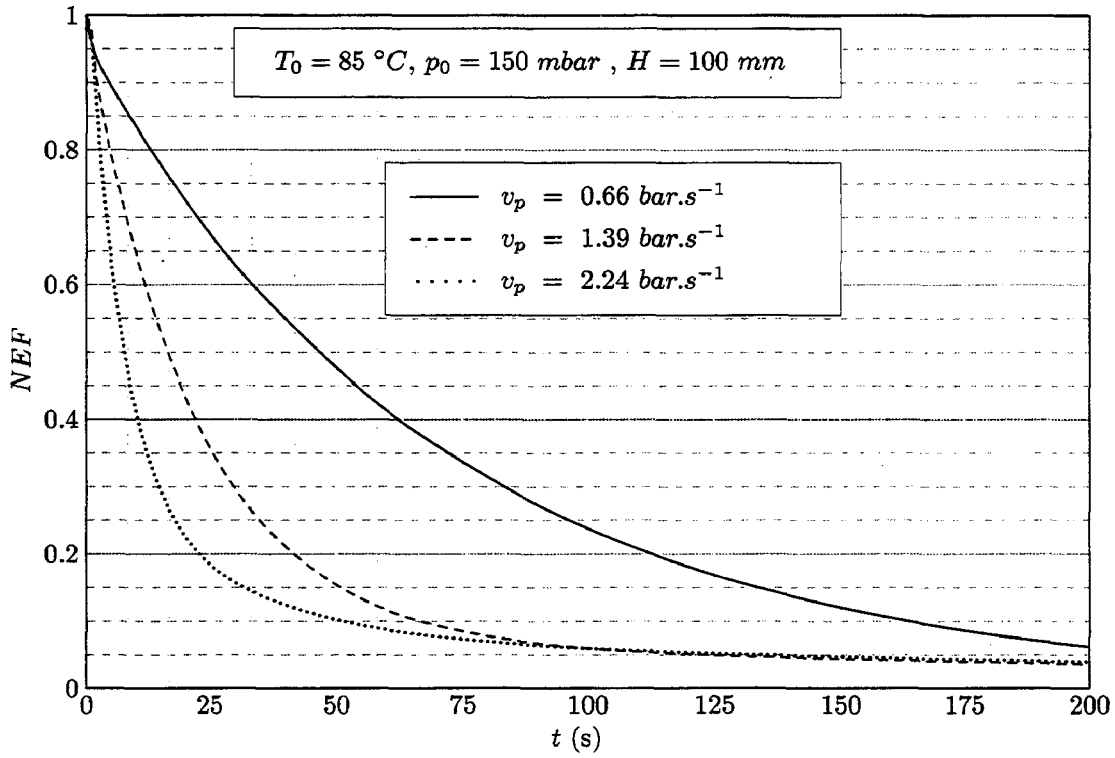
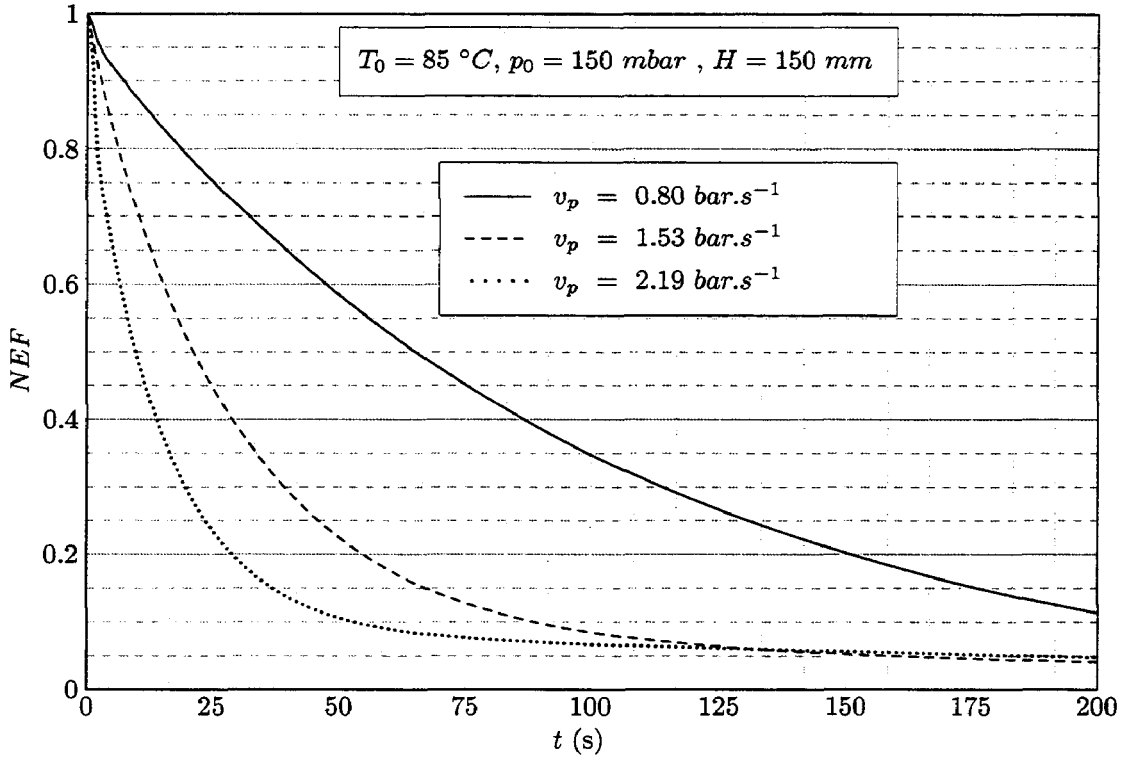


FIG. B.3 – *Évolution de NEF en fonction du temps pour $T_0 = 85°C$ et $p_0 = 150$ mbar*



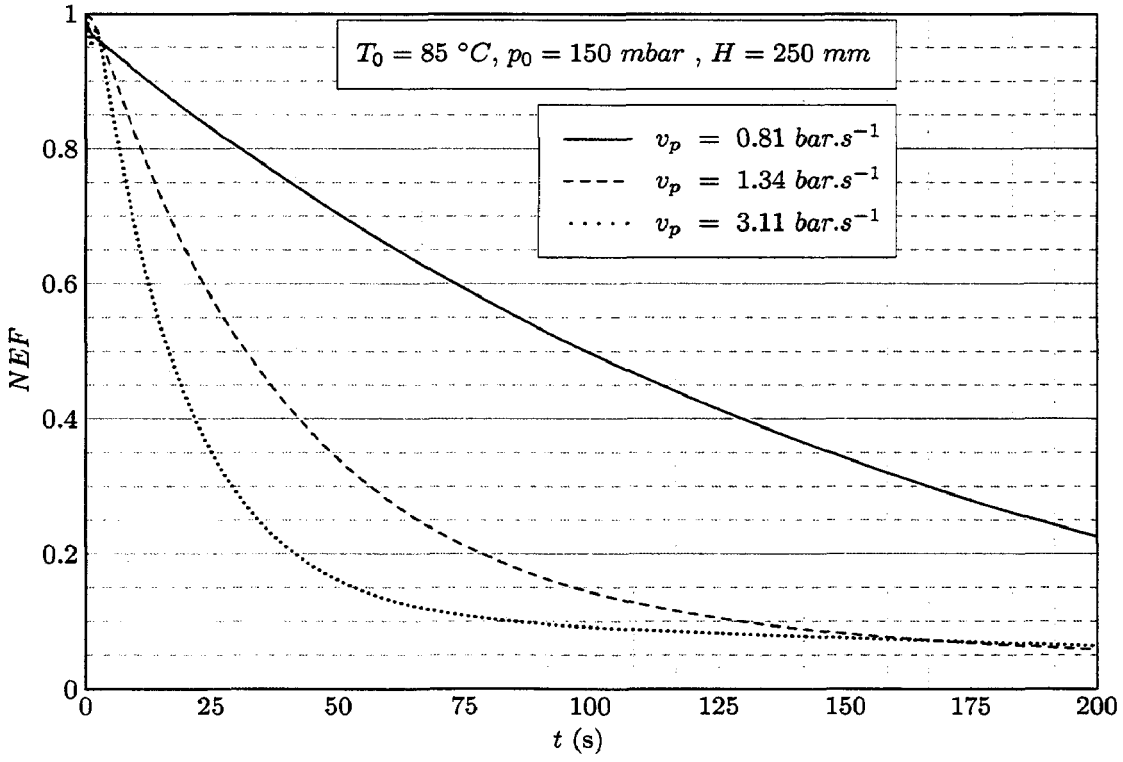
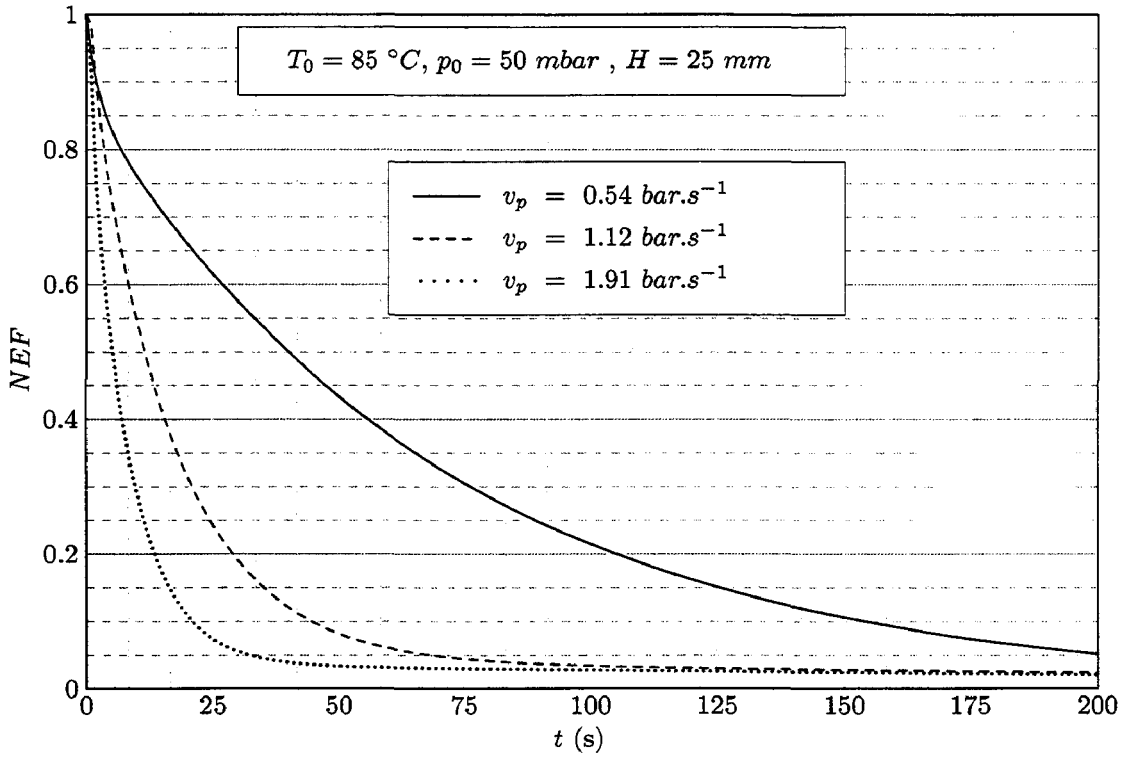


FIG. B.3 – *Évolution de NEF en fonction du temps pour T_0 = 85°C et p_0 = 150 mbar (suite)*



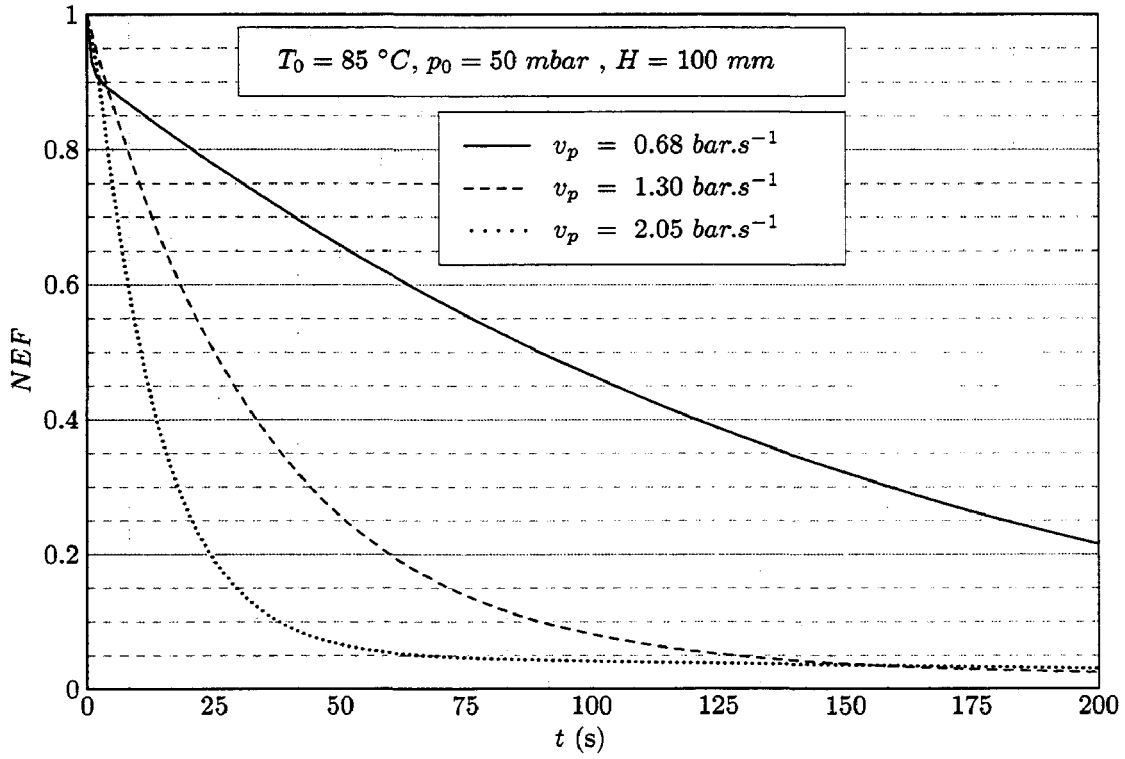
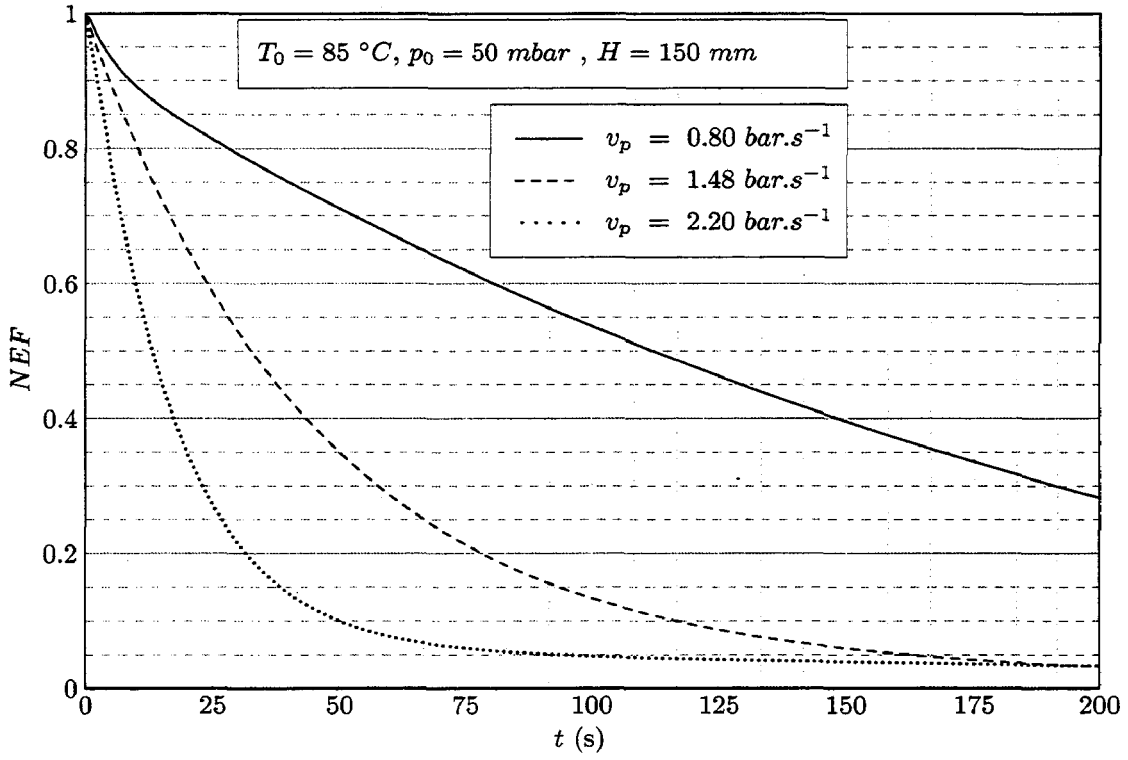


FIG. B.4 – *Évolution de NEF en fonction du temps pour $T_0 = 85°C$ et $p_0 = 50$ mbar*



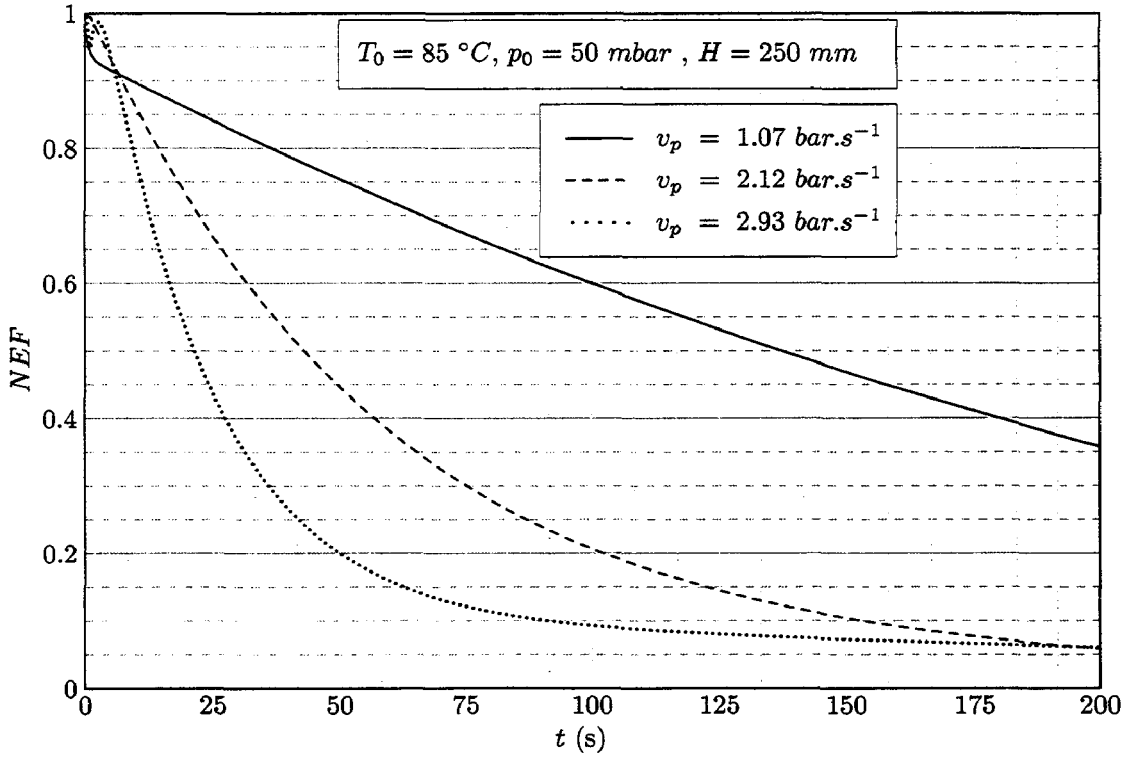
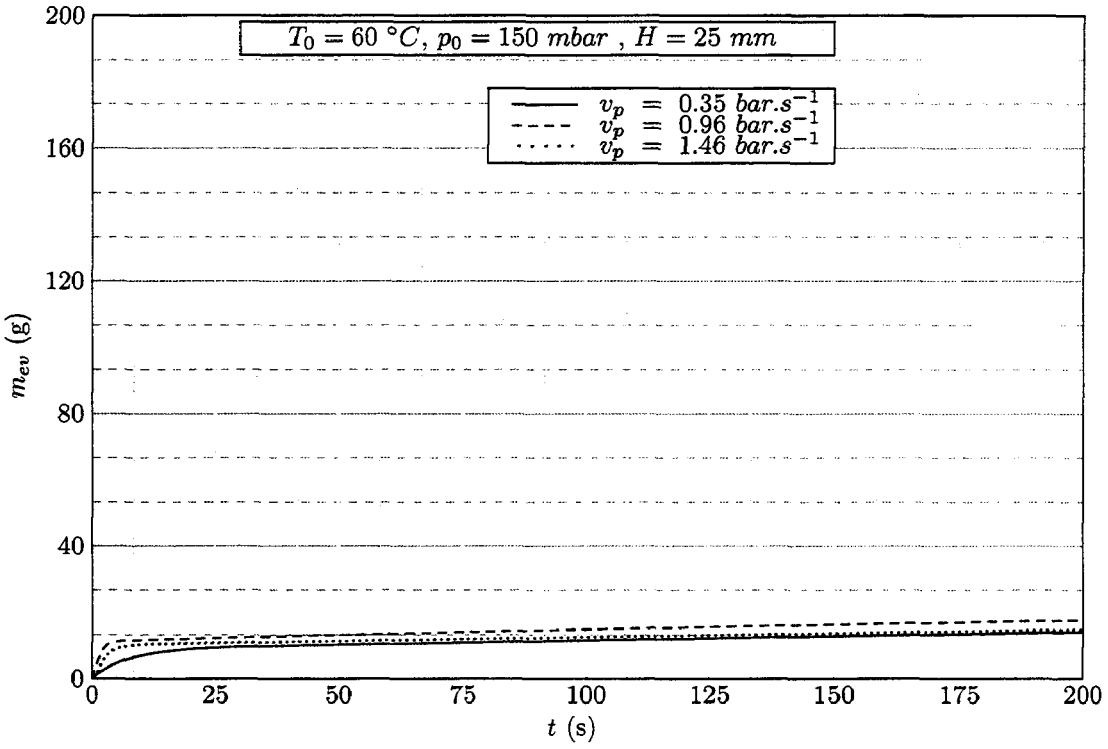


FIG. B.4 – *Évolution de NEF en fonction du temps pour $T_0 = 85°C$ et $p_0 = 50$ mbar (suite)*

Annexe C

Évolution de m_{ev} en fonction du temps



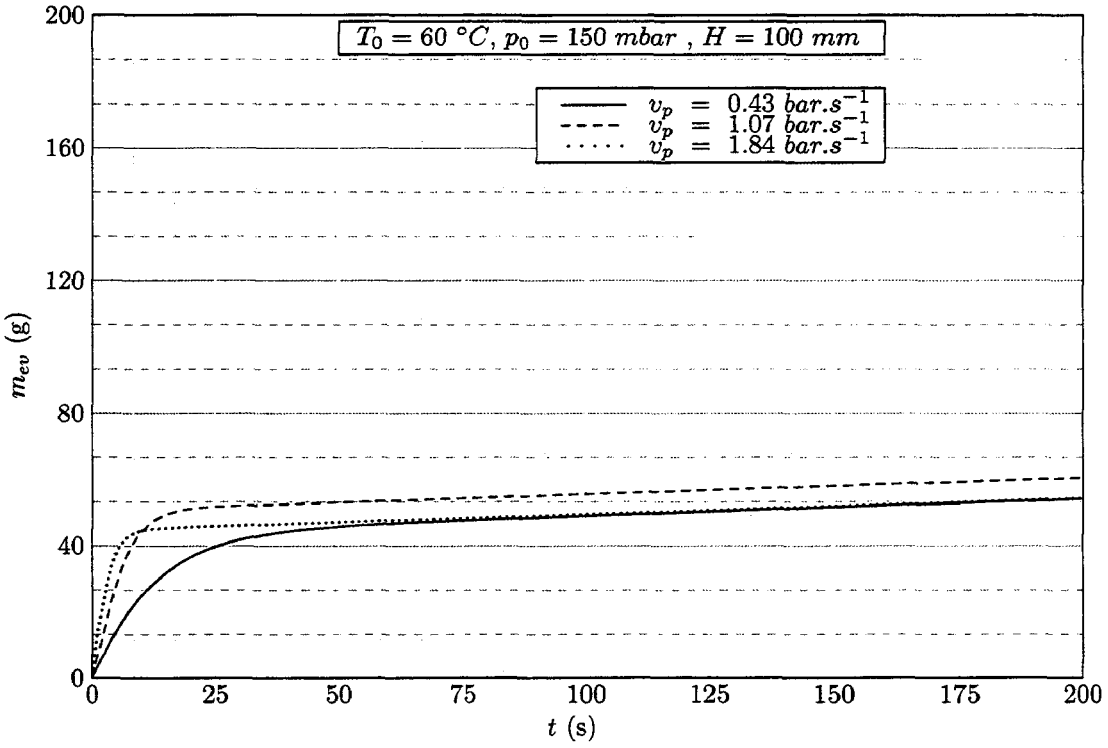
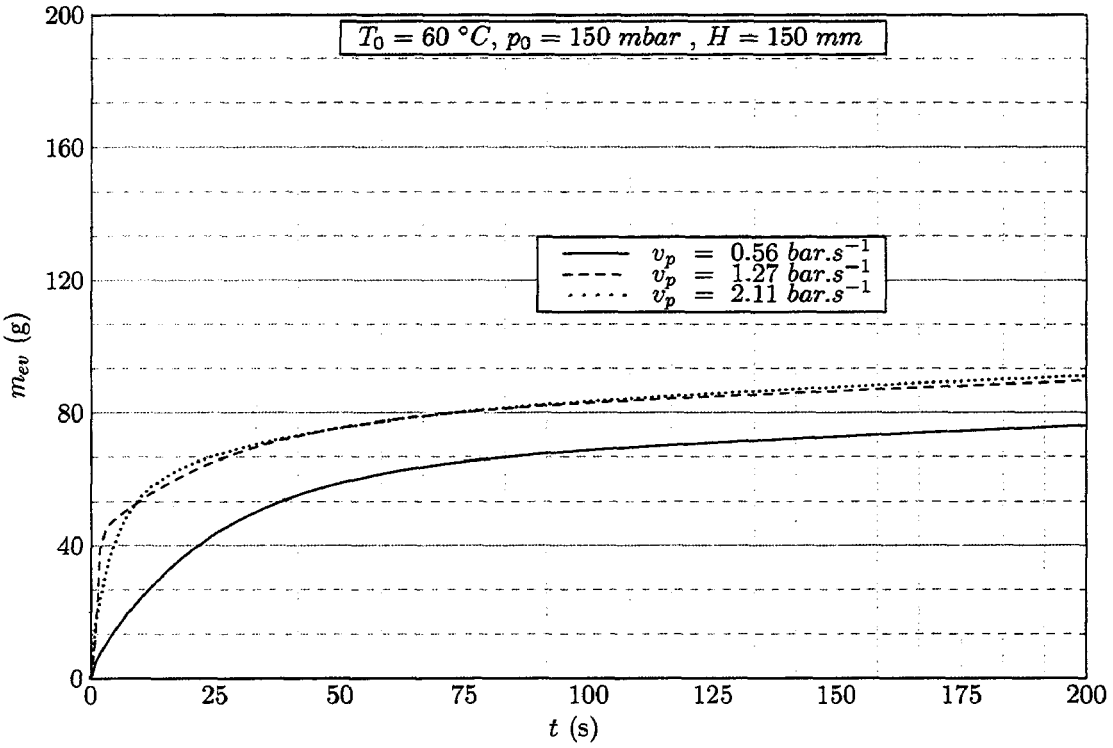


FIG. C.1 – *Évolution de la masse évaporée en fonction du temps pour $T_0 = 60°C$ et $p_0 = 150$ mbar*



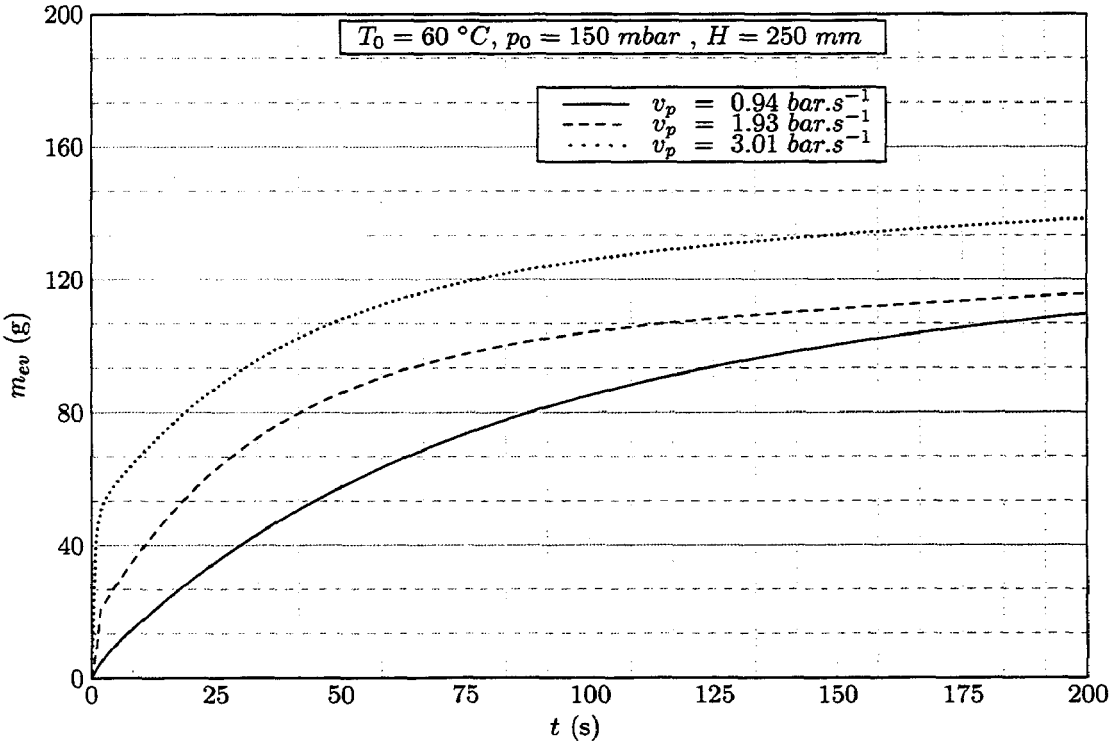


FIG. C.1 – *Évolution de la masse évaporée en fonction du temps pour $T_0 = 60°C$ et $p_0 = 150$ mbar (suite)*

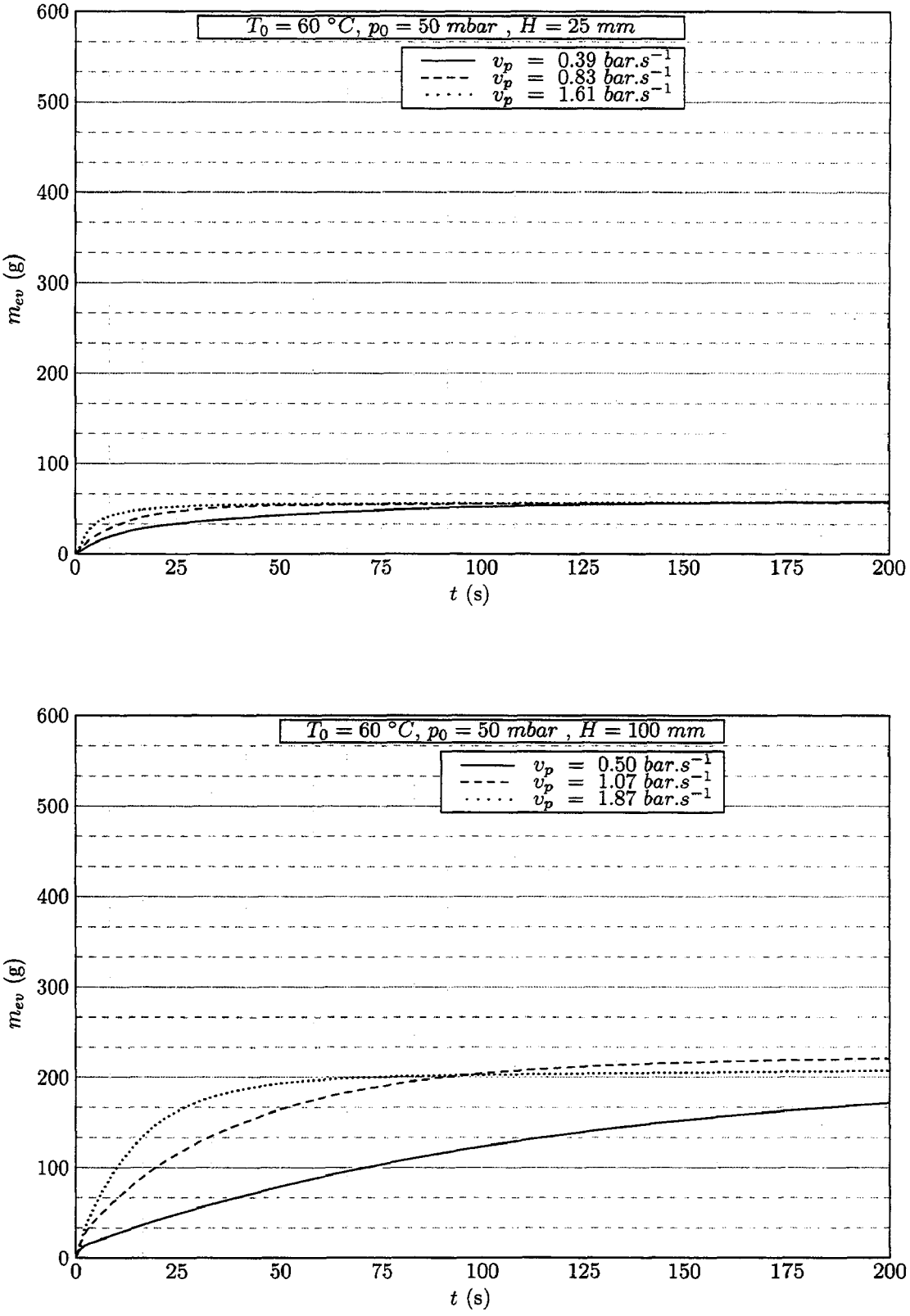


FIG. C.2 – *Évolution de la masse évaporée en fonction du temps pour $T_0 = 60°C$ et $p_0 = 50$ mbar*

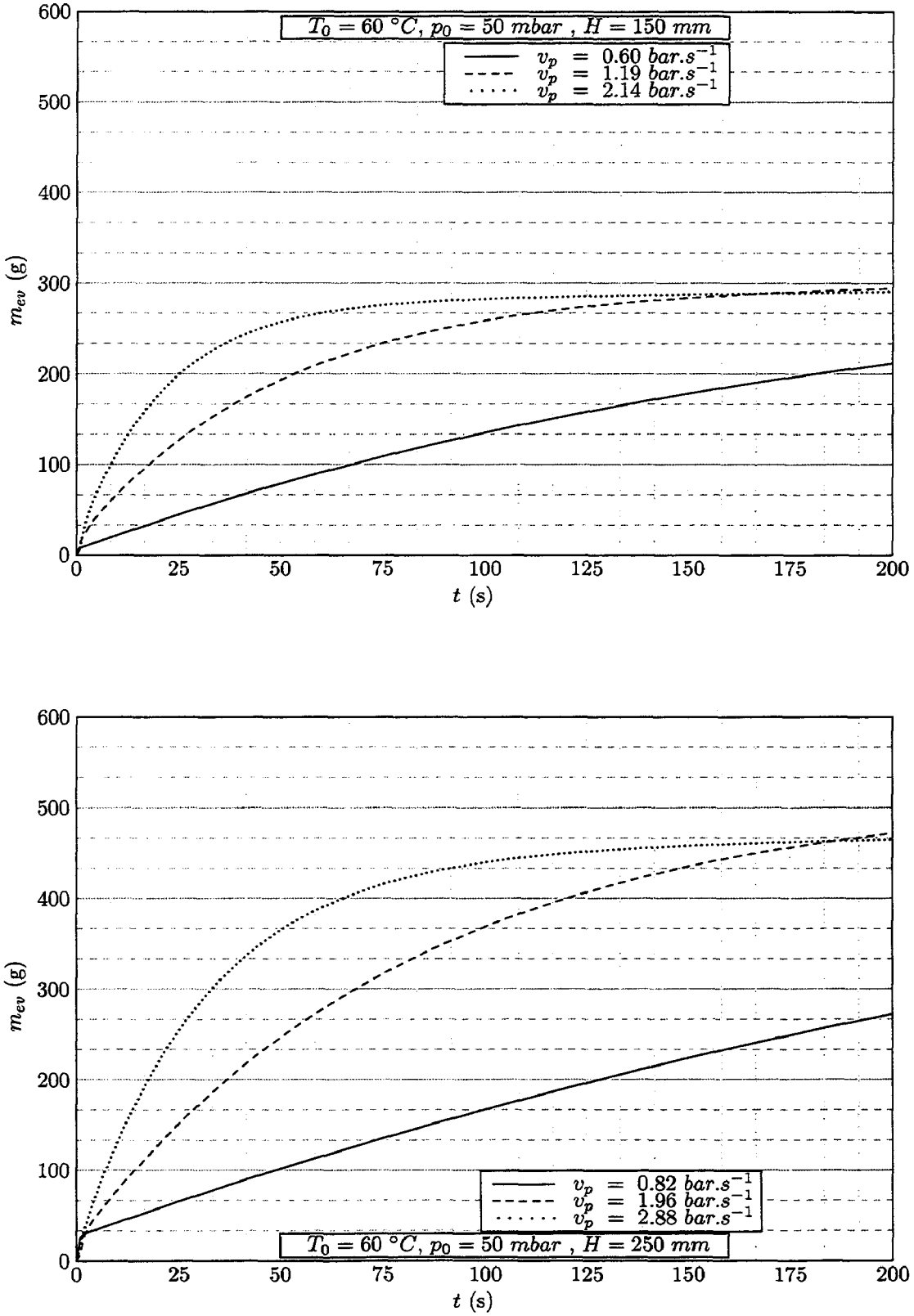


FIG. C.2 – *Évolution de la masse évaporée en fonction du temps pour $T_0 = 60°C$ et $p_0 = 50$ mbar (suite)*

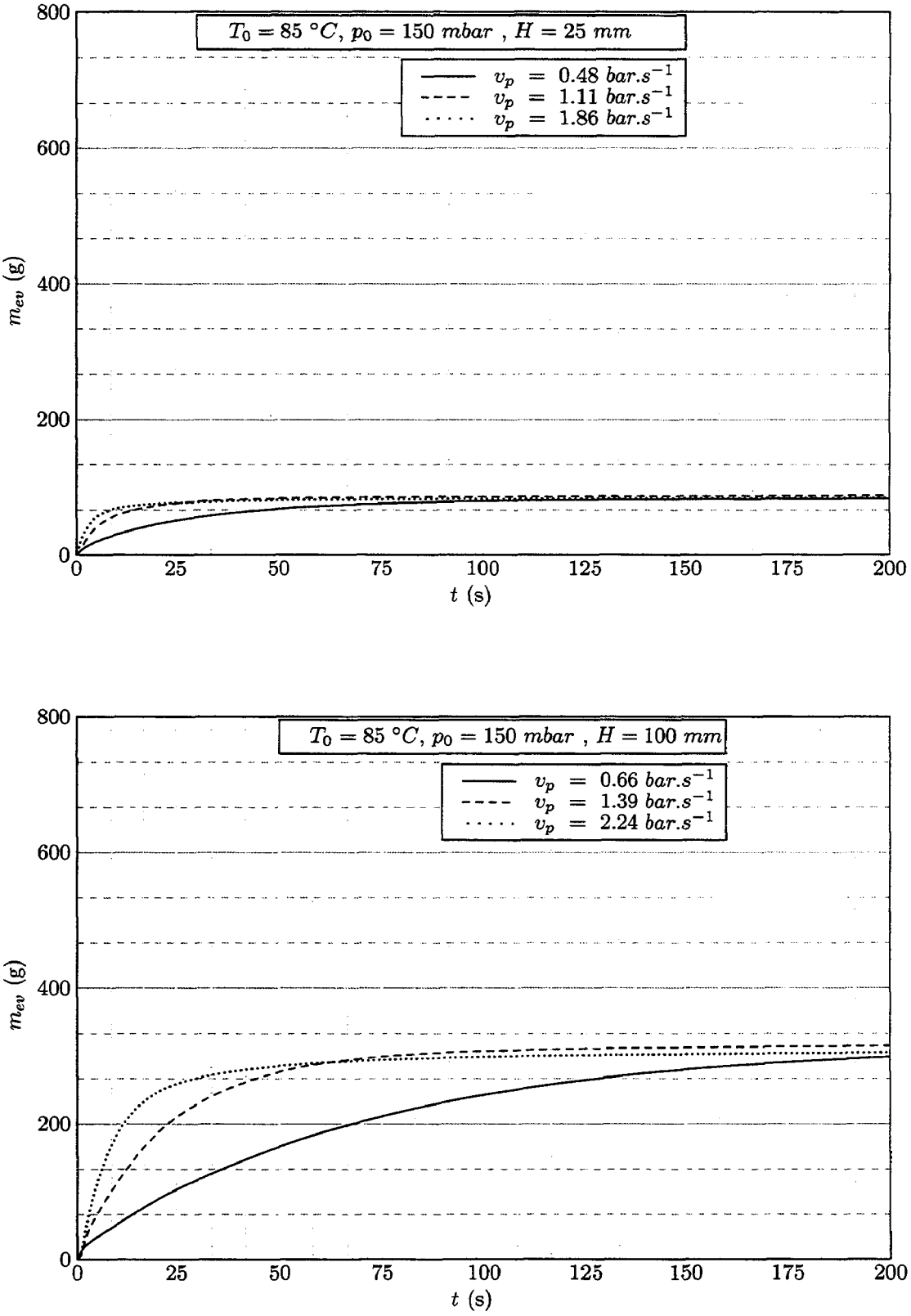


FIG. C.3 – *Évolution de la masse évaporée en fonction du temps pour $T_0 = 85°C$ et $p_0 = 150$ mbar*

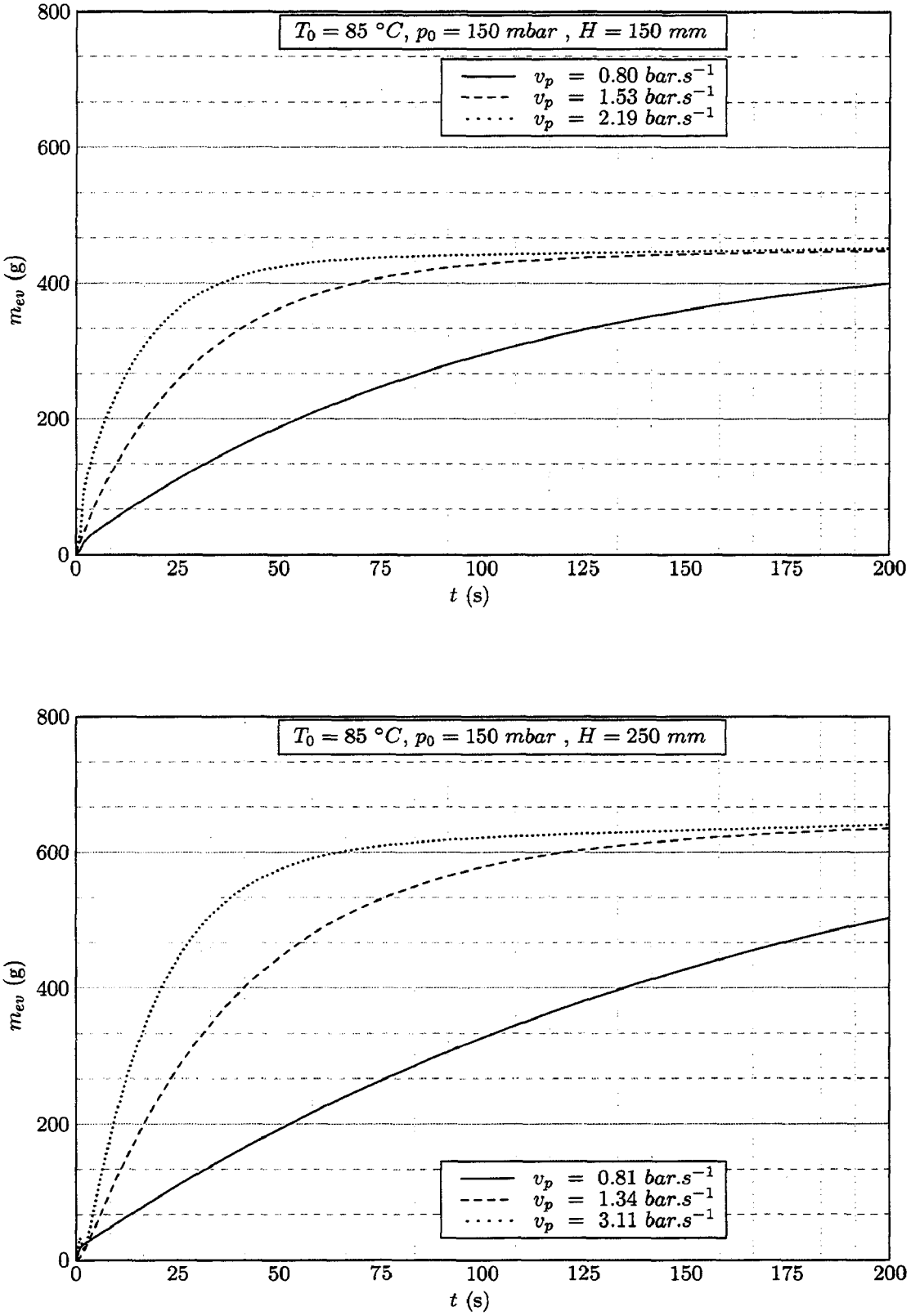


FIG. C.3 – *Évolution de la masse évaporée en fonction du temps pour T_0 = 85°C et p_0 = 150 mbar (suite)*

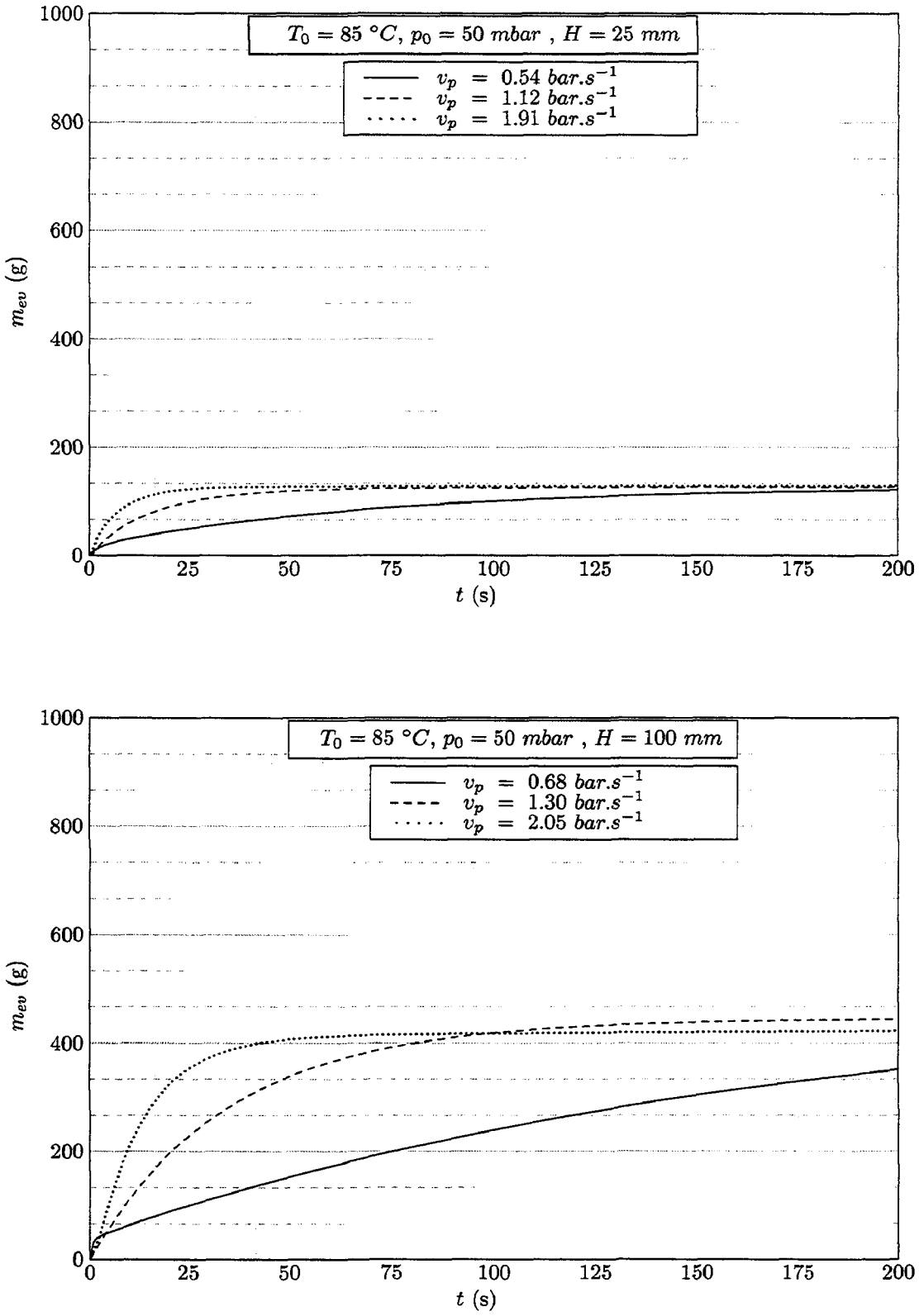


FIG. C.4 – *Évolution de la masse évaporée en fonction du temps pour $T_0 = 85°C$ et $p_0 = 50$ mbar*

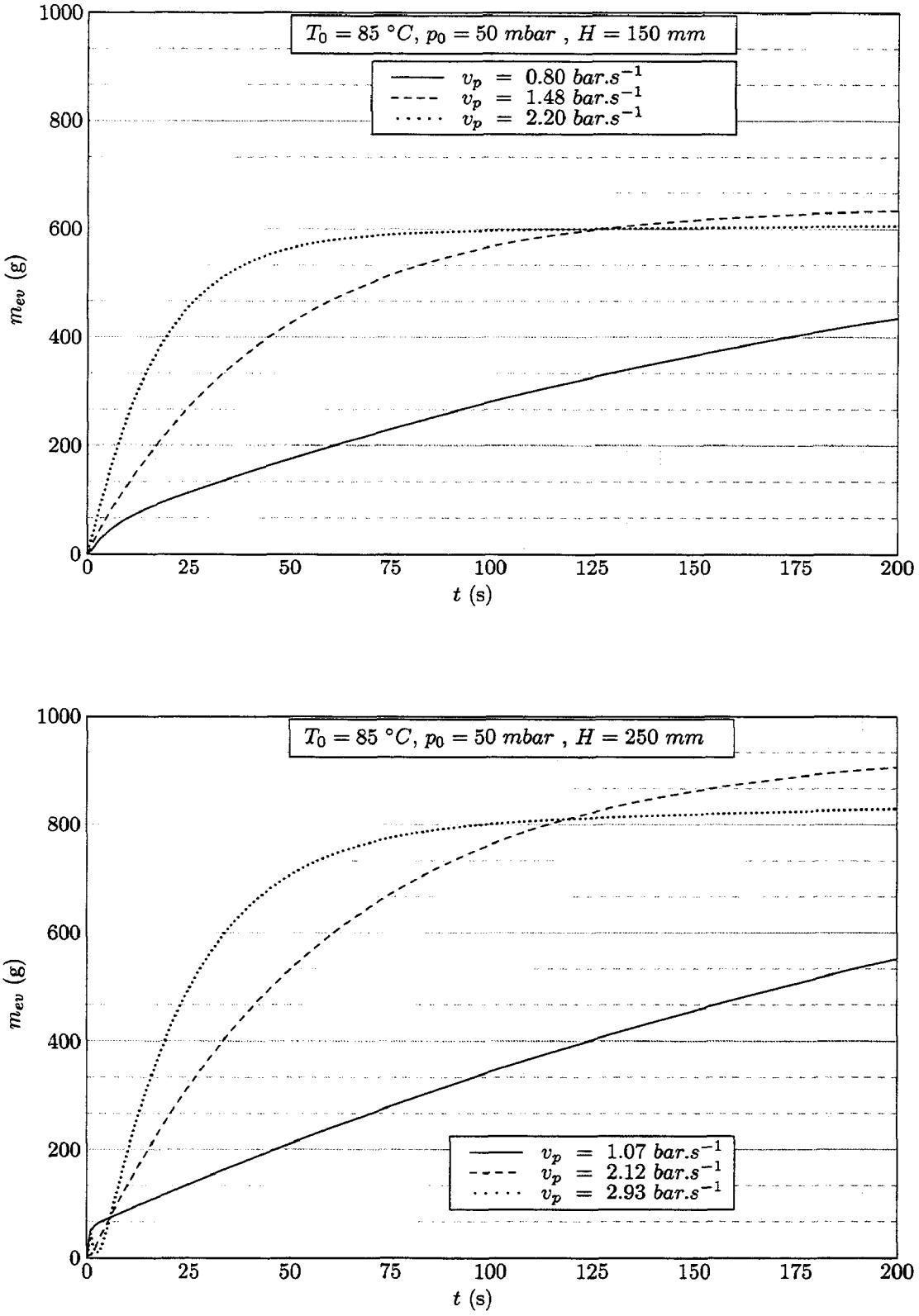


FIG. C.4 – *Évolution de la masse évaporée en fonction du temps pour $T_0 = 85°C$ et $p_0 = 50$ mbar (suite)*

Annexe D

Évolution de q_{ev} en fonction du temps

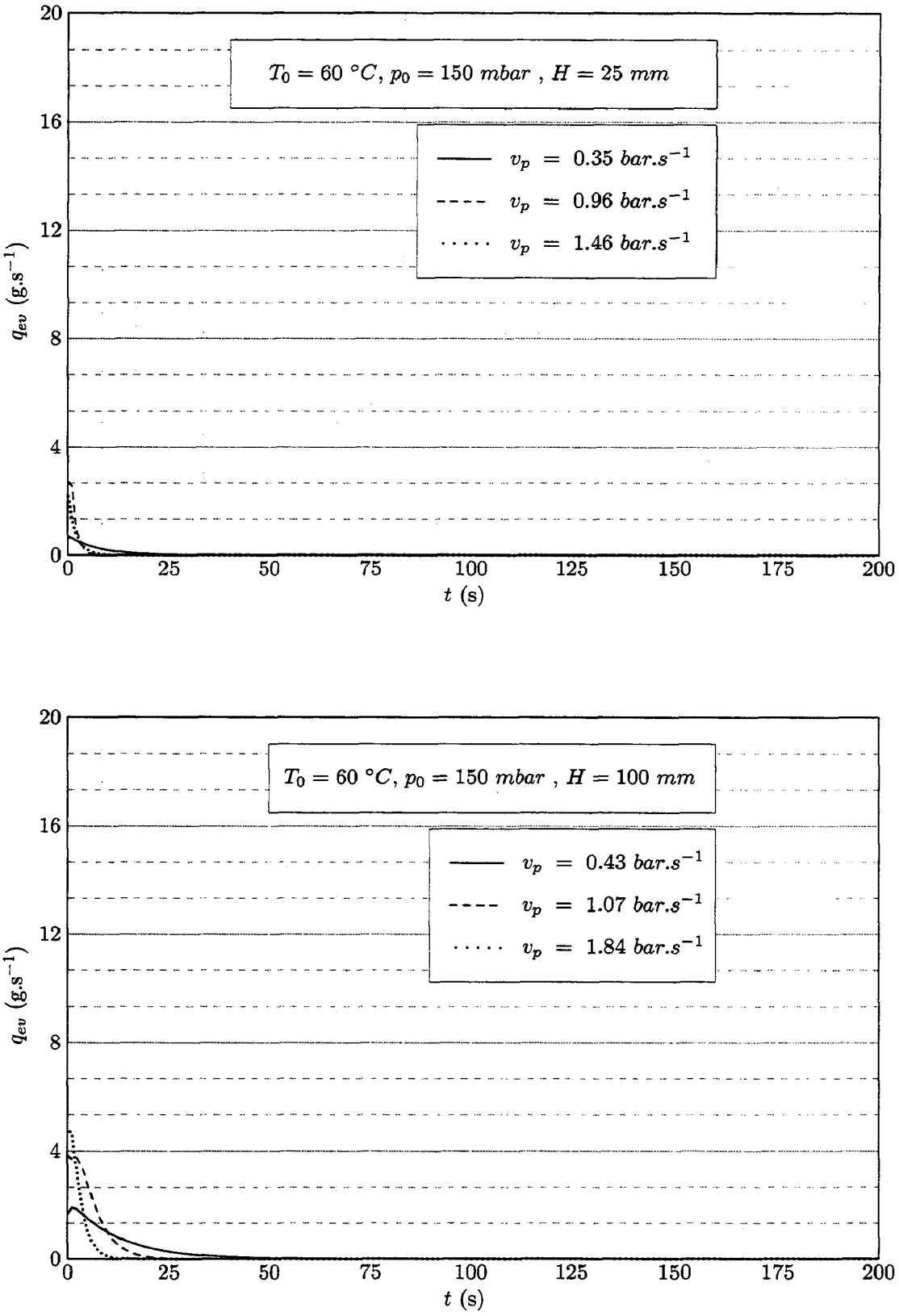


FIG. D.1 – *Évolution du débit massique évaporé en fonction du temps*

$T_0 = 60°C$ et $p_0 = 150$ mbar

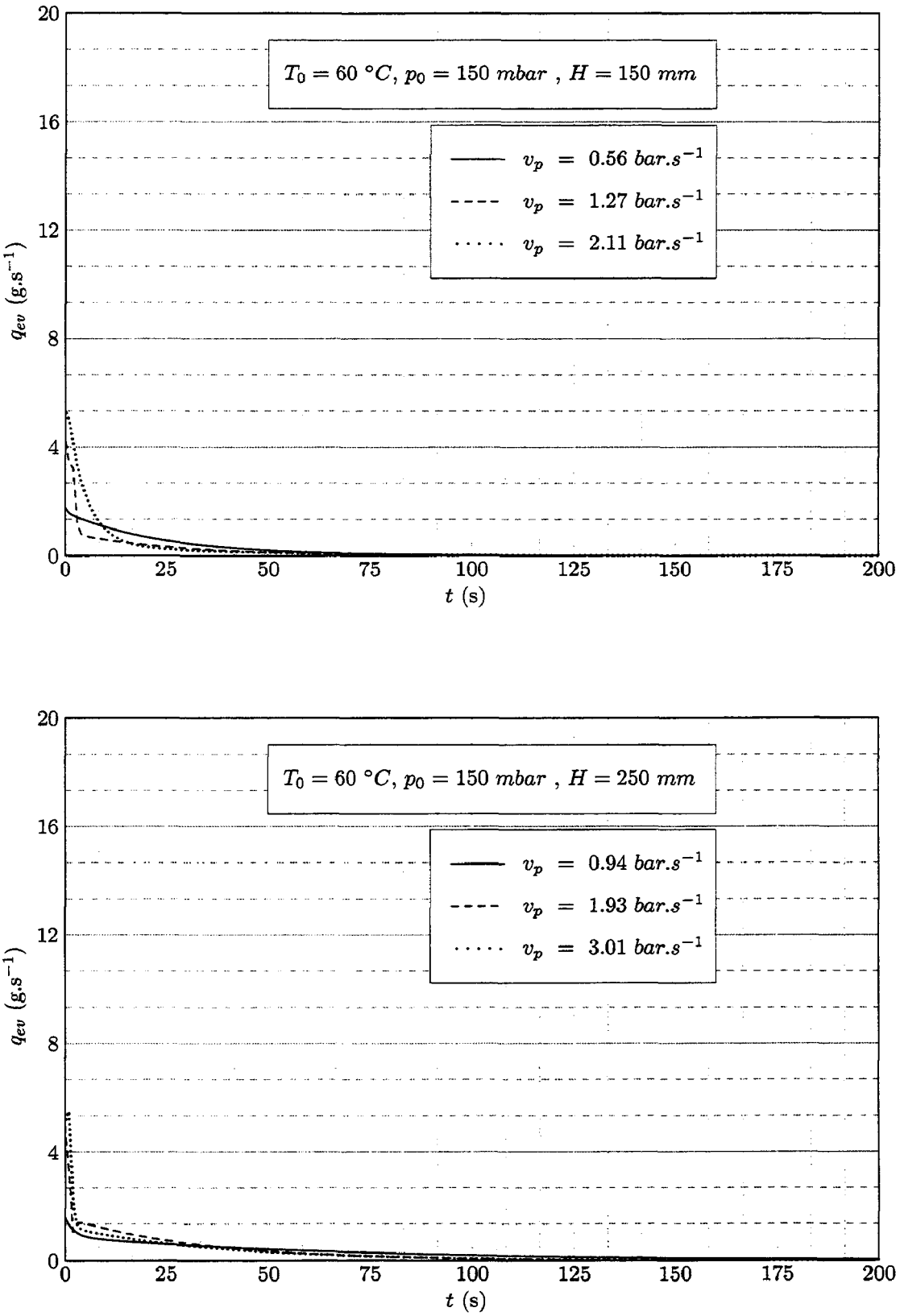
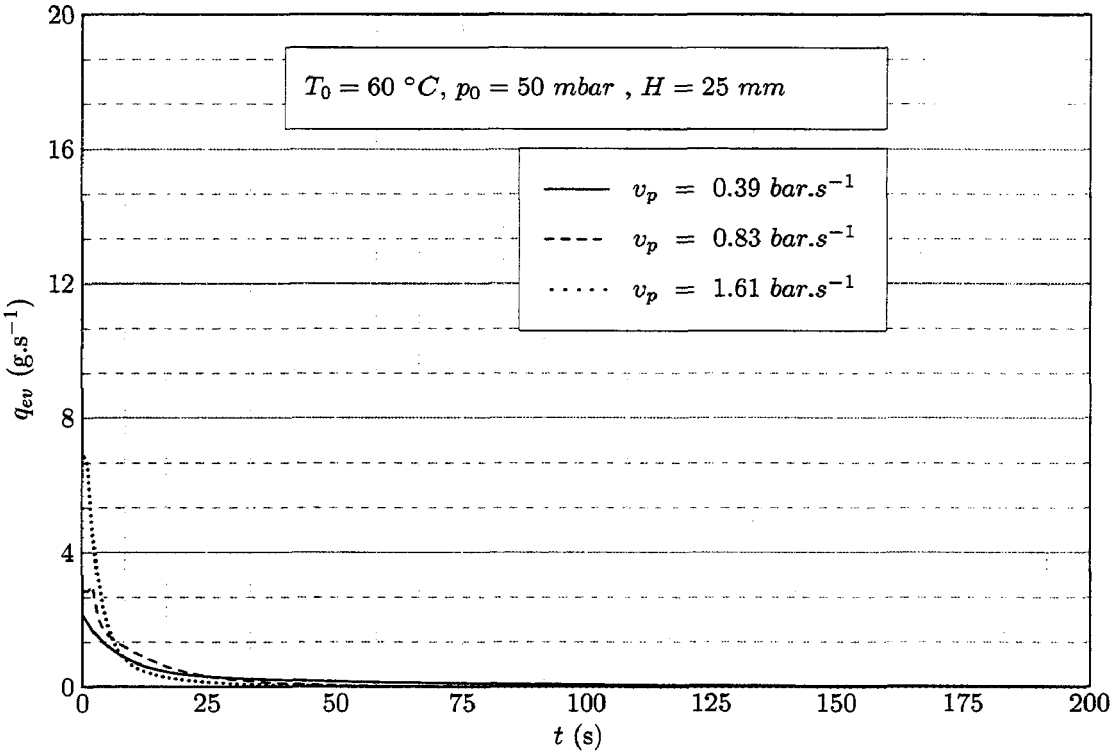


FIG. D.1 – *Évolution du débit massique évaporé en fonction du temps*

T_0 = 60°C et p_0 = 150 mbar (suite)



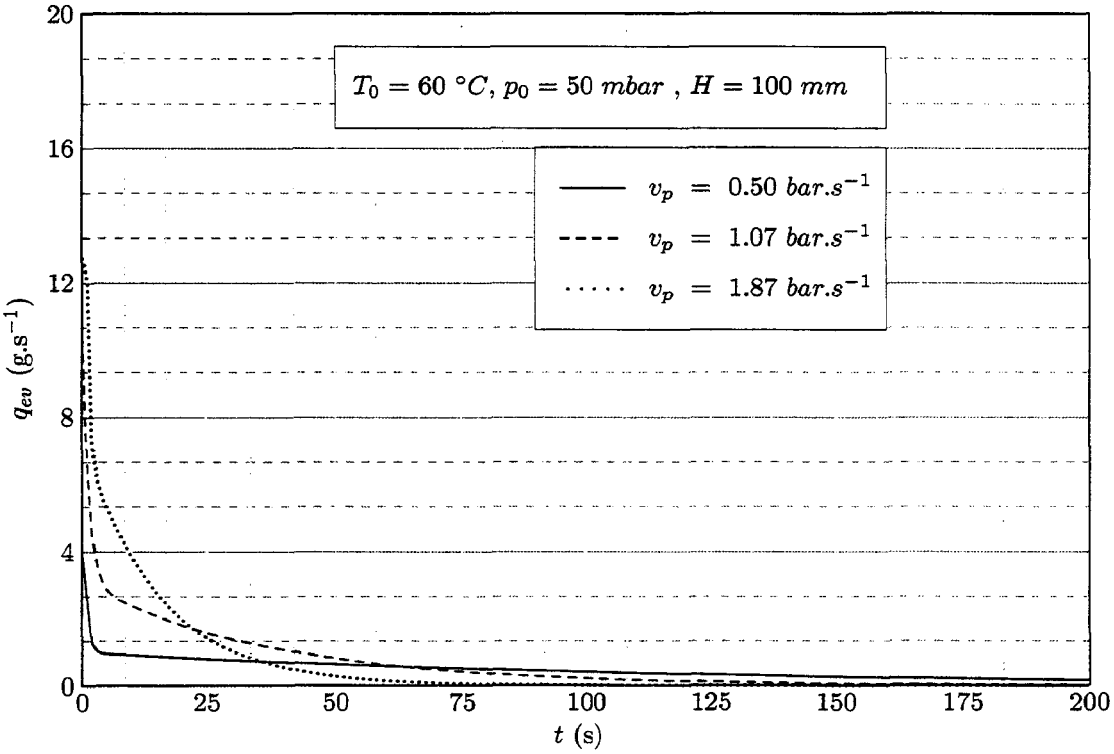


FIG. D.2 – *Évolution du débit massique évaporé en fonction du temps*

T_0 = 60°C et p_0 = 50 mbar

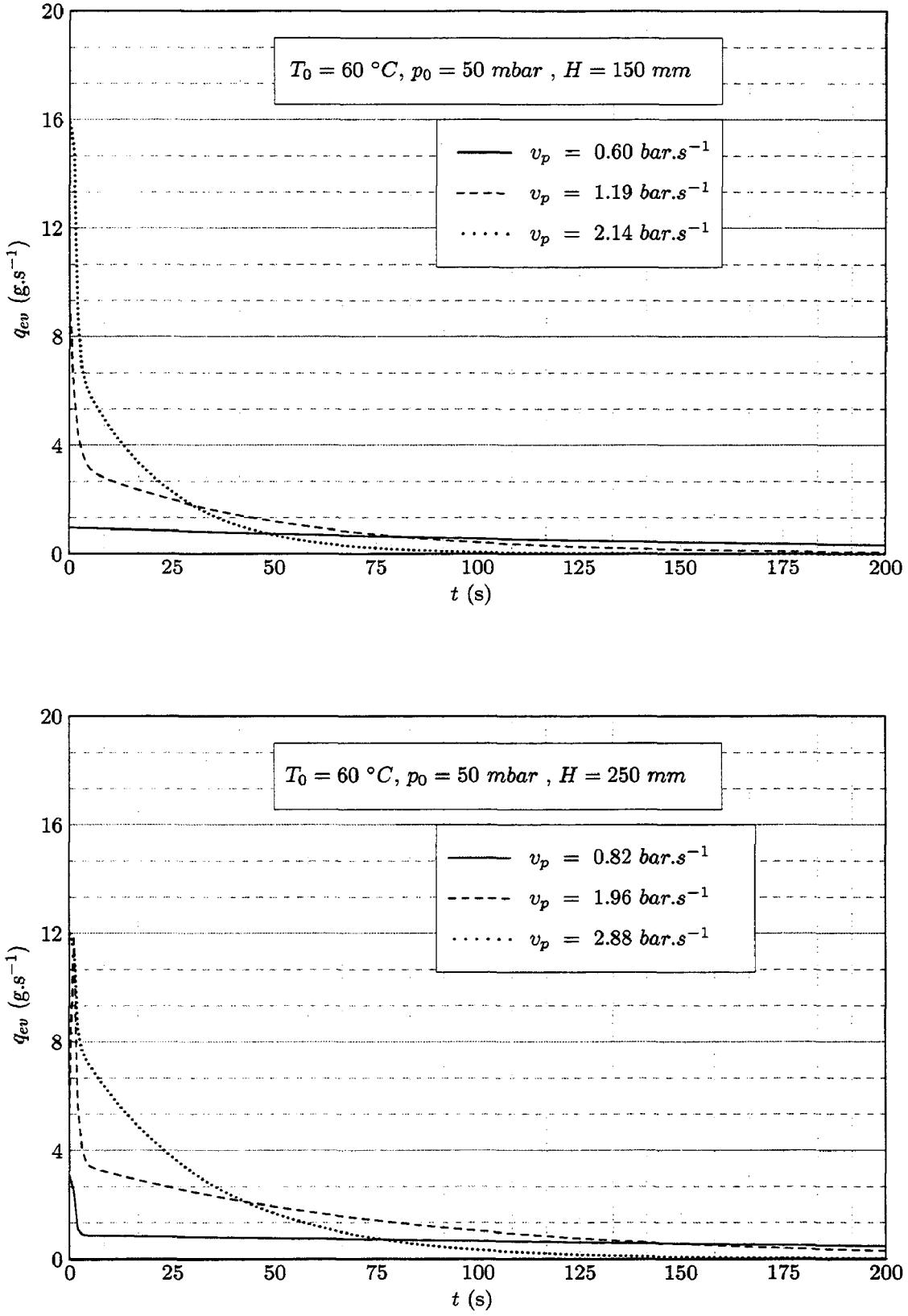


FIG. D.2 – *Évolution du débit massique évaporé en fonction du temps*

$T_0 = 60°C$ et $p_0 = 50$ mbar (suite)

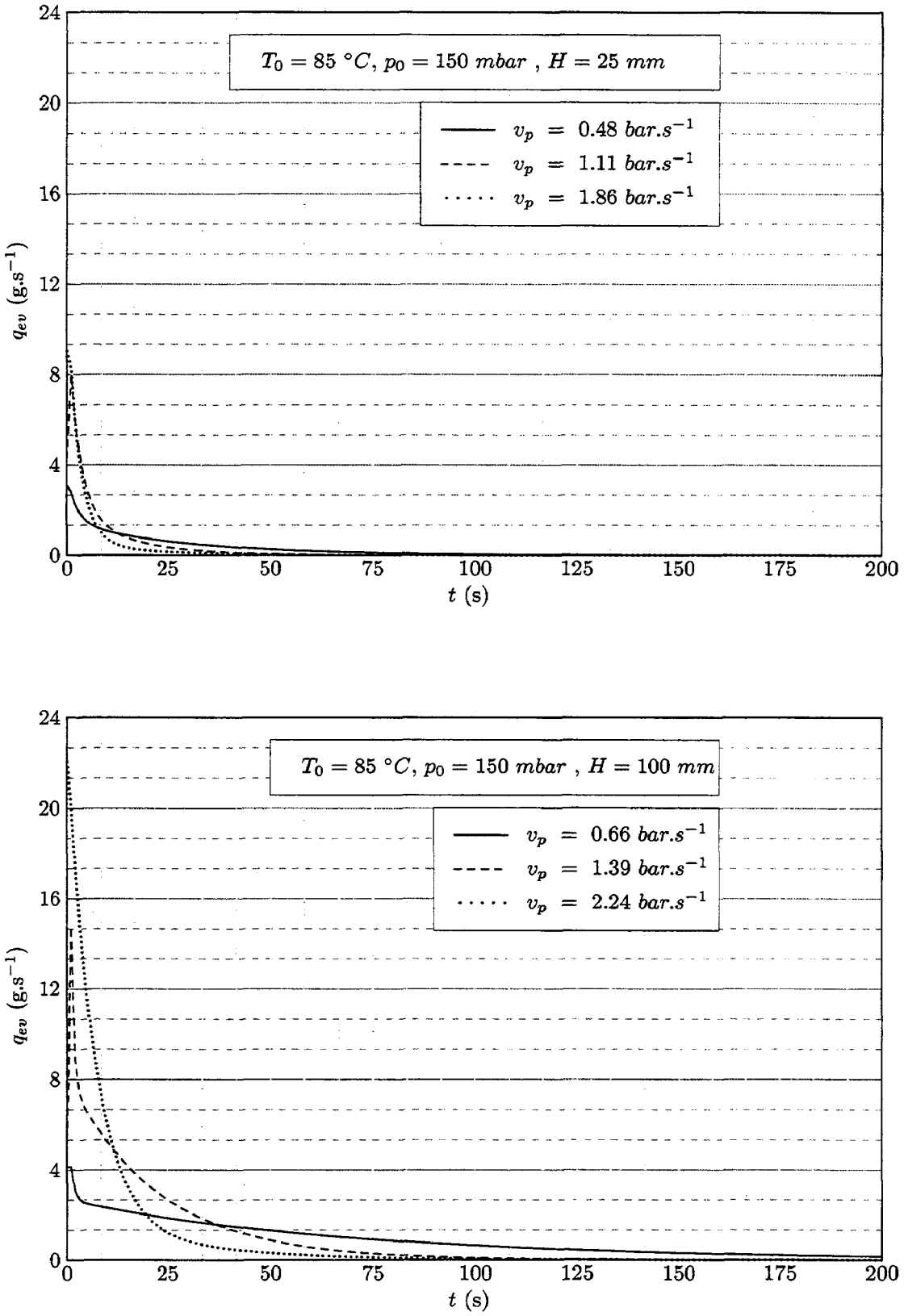


FIG. D.3 – *Évolution du débit massique évaporé en fonction du temps*

$T_0 = 85°C$ et $p_0 = 150$ mbar

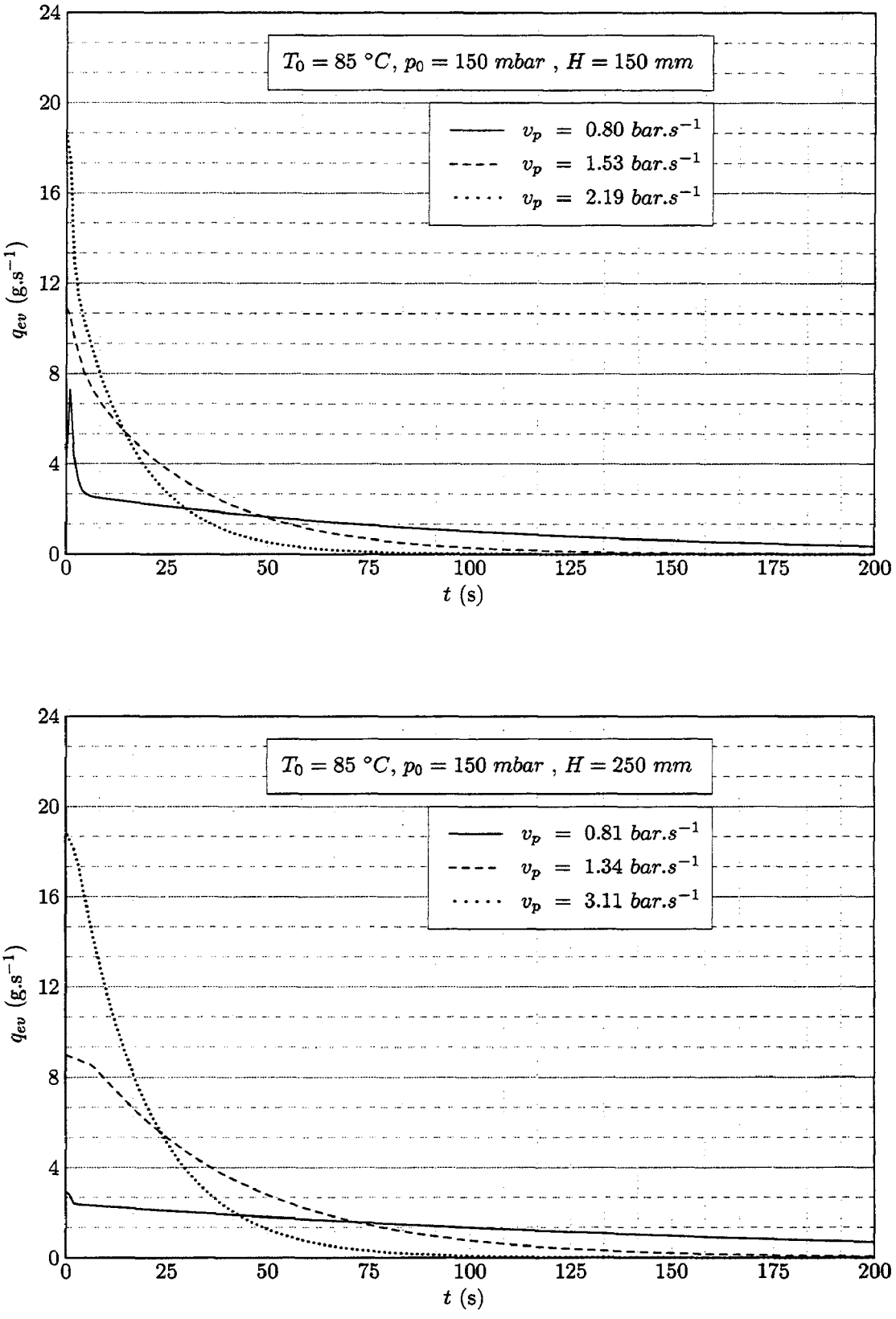


FIG. D.3 – *Évolution du débit massique évaporé en fonction du temps*

T_0 = 85°C et p_0 = 150 mbar (suite)

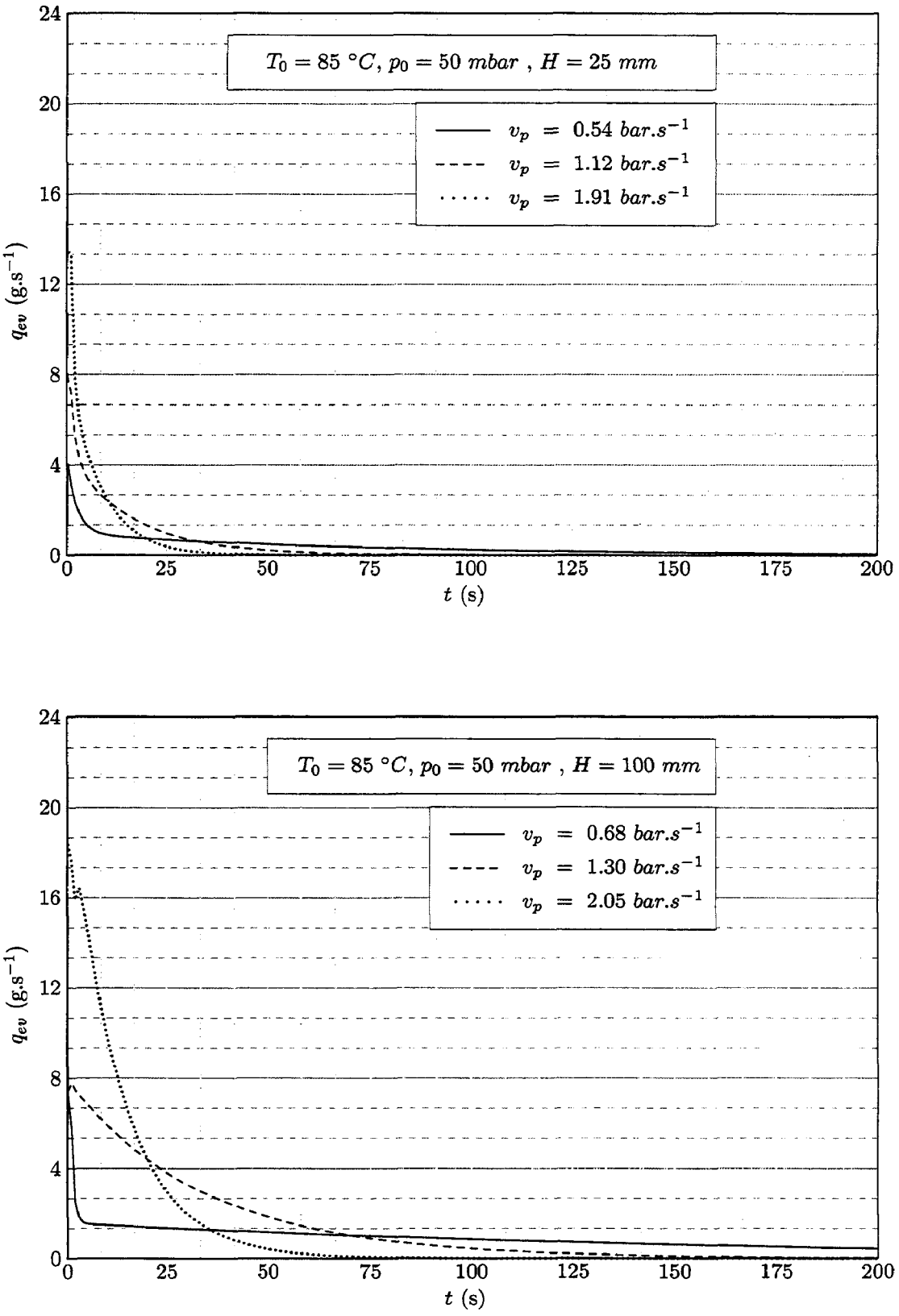


FIG. D.4 – *Évolution du débit massique évaporé en fonction du temps*

T_0 = 85°C et p_0 = 50 mbar

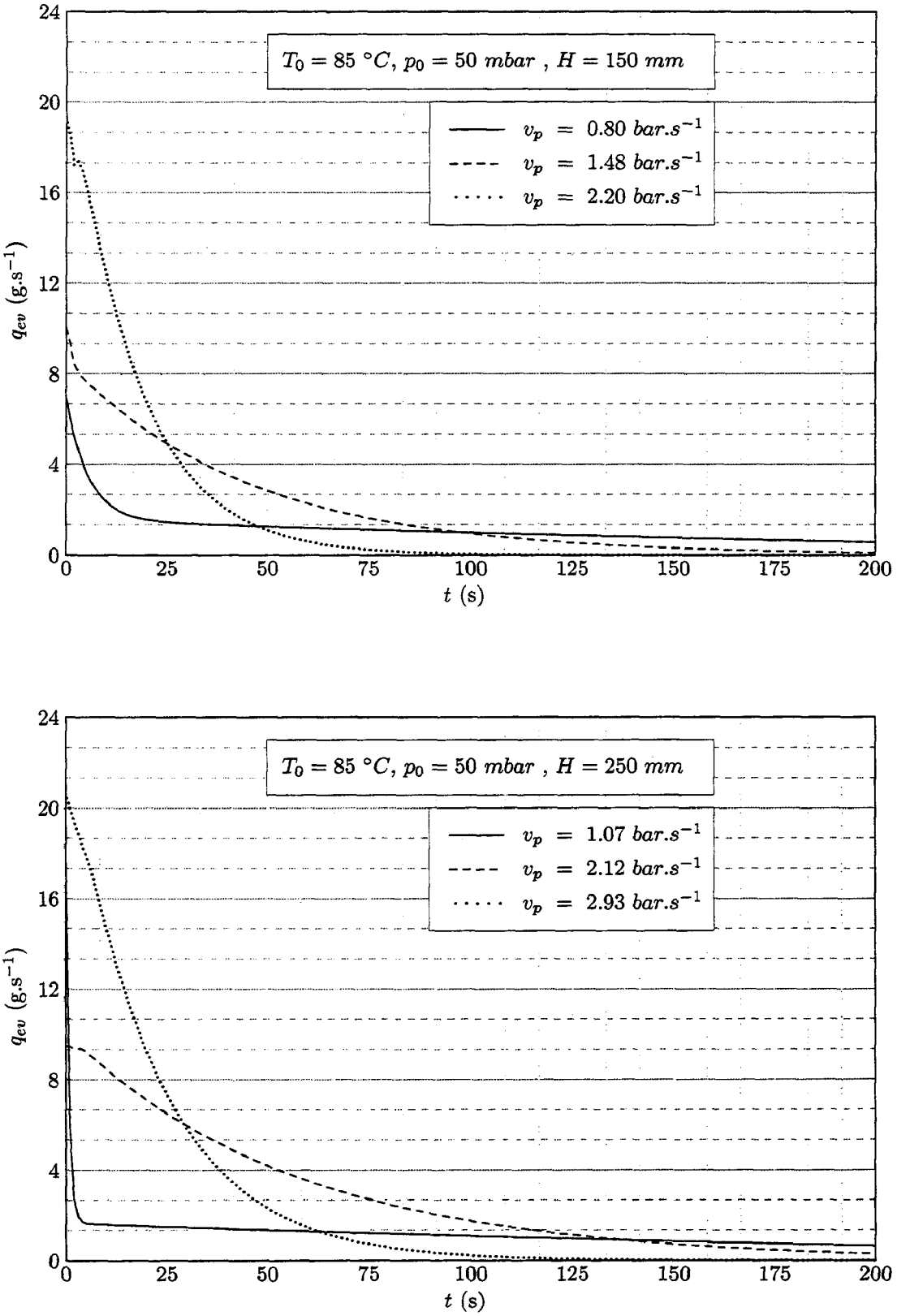


FIG. D.4 – *Évolution du débit massique évaporé en fonction du temps*

$T_0 = 85\,°C$ et $p_0 = 50$ mbar (suite)

Etude expérimentale de l'évaporation flash d'un film d'eau.

Résumé :

L'évaporation flash (ou flashing) est le procédé par lequel de la vapeur est libérée d'un écoulement de liquide ou d'un réservoir contenant un liquide par variation soudaine des propriétés thermodynamiques en dessous des conditions de saturation du liquide. Ce travail présente les résultats de l'étude expérimentale de l'influence de paramètres tels que la surchauffe, le niveau initial de liquide ou encore du taux de dépressurisation sur la cinétique du phénomène d'évaporation flash d'un film d'eau. Au terme de cette étude, des corrélations adimensionnelles reliant le débit maximal évaporé, le temps de flashing (t^*) et la masse évaporée à l'instant t^* à la température initiale, au taux de dépressurisation, au niveau d'eau initial, et à la surchauffe du liquide ont pu être proposées. Ces dernières mettent aussi en évidence l'évolution de la cinétique du phénomène avec les paramètres cités précédemment et fournissent quelques critères d'optimisation.

Mots clés : Evaporation flash, surchauffe, taux de dépressurisation, température de saturation, pression de saturation, chute de température, chute de pression, coefficient d'évaporation, transfert de masse, changement de phase, écoulement diphasique.

Experimental study of the flash evaporation of a water film.

Summary:

Evaporation flash (or flashing) is the process which releases vapour from a liquid flow or a tank containing a liquid by sudden variation of the thermodynamic properties below the saturation conditions of this liquid. This work shows the experimental study of the influence of parameters such as the superheat, the initial level of liquid, or the rate of depressurisation on the kinetics of flash evaporation phenomenon of a water film. At the end of this study, dimensionless correlations connecting the evaporated maximum flow, the time of flashing (t*) or the mass evaporated at time t* with the initial temperature, the rate of depressurisation, the initial water level, and the superheat of the liquid could be proposed. These ones also point out the evolution of the kinetics of the phenomenon with the parameters quoted previously and provide some optimisation criteria.

Keywords: Flash evaporation, depressurization rate, saturation temperature, pressure saturation, temperature drop, pressure drop, evaporation rate, mass transfer, phase change, two phases flow.

Intiltulé et adresse du l

LME, Laboratoire de M lenciennes et du Hainaut Cambrésis, Le Mont Ho

Bibliothèque Universitaire de Valenciennes

00900105