

**Titre:** Effet de l'ouverture de l'interconnexion sur le comportement hydrodynamique de l'écoulement diphasique dans les canaux interconnectés latéralement  
**Title:**

**Auteur:** Hassan Juhri  
**Author:**

**Date:** 1989

**Type:** Mémoire ou thèse / Dissertation or Thesis

**Référence:** Juhri, H. (1989). Effet de l'ouverture de l'interconnexion sur le comportement hydrodynamique de l'écoulement diphasique dans les canaux interconnectés latéralement [Mémoire de maîtrise, Polytechnique Montréal]. PolyPublie.  
**Citation:** <https://publications.polymtl.ca/58243/>

 **Document en libre accès dans PolyPublie**  
Open Access document in PolyPublie

**URL de PolyPublie:** <https://publications.polymtl.ca/58243/>  
**PolyPublie URL:**

**Directeurs de  
recherche:**  
**Advisors:**

**Programme:** Non spécifié  
**Program:**

UNIVERSITE DE MONTREAL

EFFET DE L'OUVERTURE DE L'INTERCONNEXION  
SUR LE COMPORTEMENT HYDRODYNAMIQUE DE  
L'ECOULEMENT DIPHASIQUE DANS DES CANAUX  
INTERCONNECTES LATERALEMENT.

par

Hassan JOUHRI

DEPARTEMENT DE GENIE ENERGETIQUE

ECOLE POLYTECHNIQUE

MEMOIRE PRESENTE EN VUE DE L'OBTENTION  
DU GRADE DE MAITRISE ES SCIENCES APPLIQUEES (M.SC.A.)

DECEMBRE 1989.

© Hassan Jouhri 1989

UNIVERSITE DE MONTREAL

ECOLE POLYTECHNIQUE

Ce mémoire intitulé:

Effet de l'ouverture de l'interconnexion sur  
le comportement hydrodynamique de l'écoulement  
diphase dans des canaux interconnectés  
latéralement.

présenté(e) par: Hassan Jouhri

en vue de l'obtention du grade de: Maître Es Sciences  
Appliquées (M.Sc.A.) a été dûment accepté par le jury  
d'examen constitué de:

M. Altan Tapucu	D.Sc.A.
M. Lubomir Zikovsky	Ph.D.
M. Alberto Teyssedou	Ph.D.

## SOMMAIRE

Le but global de cette recherche est d'étudier l'effet de l'augmentation de l'ouverture de l'interconnexion entre les sous-canaux interconnectés latéralement, dans une grappe de combustible d'un réacteur nucléaire, sur l'échange de masse entre eux et de produire pour un écoulement diphasique horizontal des données expérimentales sur les taux de vide, sur les débits massiques du liquide et du gaz, et finalement sur les pressions pour évaluer et améliorer la performance des codes de sous-canaux.

En utilisant une section de test simulant deux sous-canaux interconnectés d'une grappe de combustible et une boucle adiabatique eau-air, nous avons déterminé pour les écoulements diphasiques horizontaux et pour une ouverture de la fente latérale de 3 mm la migration du taux de vide d'un canal à l'autre, et les échanges de liquide et de gaz entre les canaux. Le taux de vide est déterminé par la méthode de conductivité, les échanges de l'eau par la méthode de traceur, et le débit massique du gaz en utilisant la courbe de calibration  $\alpha - \beta$ . Les pressions dans les canaux sont également déterminées le long de l'interconnexion. Le canal de taux de vide élevé est placé à 90° au dessus, au même niveau que et à 90° en dessous du canal de faible taux de vide.

Les expériences ont montrés que la migration du vide est plus importante dans le cas ou le canal de faible taux de vide est placé au dessus du canal de taux de vide élevé. Alors que dans la situation contraire l'échange de masse de liquide est plus important.

La redistribution de l'écoulement diphasique horizontal dans deux sous-canaux interconnectés est causée par: l'écoulement latéral, la gravité, la diffusion turbulente du vide et la diffusion vers un état d'équilibre ("void-drift"). Les données de la redistribution montrent un comportement asymptotique, approchant certaines distributions d'écoulement. Les résultats expérimentaux suggèrent une fois les distributions d'équilibre atteintes, que l'échange net dû à la gravité est balancé par les échanges dûs à la diffusion turbulente du vide et la diffusion vers un état d'équilibre.

## ABSTRACT

The overall objectives of this research is to investigate the effect of increasing the gap width between two laterally interconnected horizontal subchannels on the inter-channel mass exchanges, and to generate experimental data on void fractions, liquid and gas mass flow rates and pressures for the evaluation and improvement of the performance of subchannel codes.

Using a test section which simulates two interconnected subchannels of fuel bundle and an adiabatic air-water test loop, we determined, for a horizontal two phase flow and for a lateral gap width of 3 mm the void migration from one subchannel to the other, as well as the liquid and gas exchanges between the subchannels. The void fraction is determined by measuring the conductivity of the mixture, liquid exchanges between the channels by injecting a tracer in one of the subchannels and gas transfer by using an experimentally determined  $\alpha$ - $\beta$  calibration curve. The pressure along the channels has also been measured. During the experiments, the high void channel was placed 90° above, level with and 90° below the low void channel.

The experimental results have shown that the void migration is more important when the low void channel is above the high void channel, whereas for the opposite situation the liquid transfer was more important.

The redistribution of a horizontal two-phase flow in two interconnected subchannels is caused by: diversion cross-flow, buoyancy drift, turbulent void diffusion and void drift. The experimental results have shown an asymptotic behavior approaching a certain flow distribution; they also suggest that once the equilibrium distribution is obtained, the gravity driven void transfer is balanced by the transfer due to turbulent void diffusion and void drift.

## REMERCIEMENTS

Je tiens à exprimer ma reconnaissance et ma profonde gratitude au directeur de recherche Altan Tapucu d'avoir accepté de diriger mon travail et de m'avoir apporté un support continu tout le long du projet.

J'aimerais remercier grandement Alberto Teyssédu pour son assistance à tous les niveaux et ses conseils judicieux. Je remercie aussi Marcel Davidson de sa participation à l'acquisition et le traitement des données expérimentales; ainsi J.C. Juneau et M.P. Champagne pour la préparation du montage expérimental.

Je remercie grandement Francine secrétaire de la bibliothèque de physique pour la dactylographie de mon mémoire.

## TABLE DES MATIERES

SOMMAIRE	iv
ABSTRACT	vi
REMERCIEMENTS	viii
LISTE DES FIGURES	ix
I. INTRODUCTION AU PROJET DE RECHERCHE	1
II. REVUE BIBLIOGRAPHIQUE	3
2.1 Description phénoménologique	3
2.1.1 Configurations d'écoulement diphasique	5
2.1.2 Les écoulements monophasiques	7
2.1.3 Ecoulements diphasiques	10
2.2 Développement des modèles de mélange	19
2.2.1 Modèle de Du Bousquet	19
2.2.2 Modèle de Rowe et Angle	20
2.2.3 Modèle de Van der Ros	21
2.2.4 Modèle de Gonzalez-Santalo	22
2.2.5 Modèle de Lahey-Moody	25
2.2.6 Modèle de Shoukri	26
2.3 Conclusion et discussion de la revue bibliographique	33
III- MONTAGE EXPERIMENTAL	44
3.1 Description du montage	44
3.2 Instrumentation	46
3.2.1 Les débits d'eau et d'air	46
3.2.2 Mesure du taux de vide	47

	x
3.2.3 Les pressions	51
3.3 Echanges de masse liquide entre sous-canaux	52
IV- PROCEDURES EXPERIMENTALES	62
4.1 Les essais de calibration d'un seul sous-canal	63
4.1.1 Calibration des électrodes de mesure de taux de vide	63
4.1.2 Le titre volumétrique de l'écoulement et le flux volumétrique du gaz	65
4.1.3 La perte de pression par frottement	66
4.2 Sous-canaux interconnectés	69
4.2.1 Les taux de vide	69
4.2.2 Echanges de masse de la phase liquide	74
4.2.3 Détermination de la concentration moyenne du traceur dans une section donnée	78
4.2.4 Transfert net de gaz	81
4.3 Les pressions	82
V- ANALYSE DES RESULTATS EXPERIMENTAUX	97
5.1 Canal de taux de vide élevé au dessus du canal de faible taux de vide	99
5.1.1 Taux de vide	99
5.1.2 Echange de masse du liquide entre les canaux	101
5.1.3 Transfert net de gaz	102
5.1.4 Variation de la pression axiale dans les canaux et les différences de pression entre les canaux.	104
5.2 Canal de taux de vide élevé au dessous du canal de faible taux de vide	105

	xi
5.2.1 Les taux de vide	105
5.2.2 Echange de masse liquide entre les canaux	107
5.2.3 Transfert net de gaz	108
5.2.4 Variation de la pression axiale dans les canaux et les différences de pression radiales entre les canaux.	109
5.3 Canaux de haut et faible taux de vide au même niveau	109
5.4 Discussion des résultats	110
VI. Conclusion	113
BIBLIOGRAPHIE	186

## LISTE DES FIGURES ET TABLES

FIGURE 2.1:	Les configurations de l'écoulement diphase horizontal adiabatique.	40
FIGURE 2.2:	Les configurations de l'écoulement diphase vertical adiabatique.	41
FIGURE 2.3:	Carte des configurations de l'écoulement diphase (eau-air) horizontal.	42
FIGURE 2.4:	Courbe du coefficient de mélange.	43
FIGURE 2.5:	Schéma du volume de contrôle.	43
TABLE 3.1 :	Paramètres géométrique de la section de test.	46
FIGURE 3.1:	Appareils expérimentaux.	54
FIGURE 3.2:	Coupe transversale de la section de test.	55
FIGURE 3.3:	Jauge à impédance	56
FIGURE 3.4:	Positions des électrodes et des stations d'échantillonnage du traceur.	57
FIGURE 3.5:	Schéma du système de mesure du taux de vide.	58

FIGURE 3.6: Schéma détaillé du circuit électronique associé avec chaque électrode.	59
FIGURE 3.7 : Positions des prises de pression, des stations d'échantillonnage du traceur.	60
FIGURE 3.8 : Pots de séparation du gaz.	61
FIGURE 3.9 : Schéma de l'aiguille rétractable.	61
FIGURE 4.1 A: Courbes de calibration de l'électrode (1-5) et (2-5).	84
FIGURE 4.1 B: Courbes de calibration de l'électrode (1-5) et (2-5).	85
FIGURE 4.2 : Relation entre le titre volumétrique $\beta$ et le taux de vide $\alpha$ .	86
FIGURE 4.3 : Relation entre le flux volumétrique du gaz $j_g$ et le taux de vide moyenné.	87
FIGURE 4.4 : Relation entre le taux de vide et le titre de l'écoulement.	88
FIGURE 4.5 : Variation du facteur de frottement $f$ . vs. le nombre de Reynolds $Re$ .	89
FIGURE 4.6 : Variation du coefficient multiplicatif de deux phases $\phi^2$ .	90

FIGURE 4.7	: Courbe de correction du taux de vide.	91
FIGURE 4.8	: Facteur de correction en fonction du taux de vide.	92
FIGURE 4.9	: Conservation de masse liquide et traceur	93
FIGURE 4.10 A:	Système de mesure de la différence de pression radiale.	94
FIGURE 4.10 B:	Système de mesure de la différence de pression radiale.	95
FIGURE 4.10 C:	Système de mesure de la différence de pression radiale.	96
FIGURE 5.1 A	: Distribution axiale du taux de vide.	115
FIGURE 5.1 B	: Distribution axiale du débit massique du liquide.	116
FIGURE 5.1 C	: Distribution axiale du débit massique du gaz.	117
FIGURE 5.1 D	: Distribution axiale de la perte de pression radiale.	118

FIGURE 5.1 E : Distribution axiale de la différence de pression radiale.	119
FIGURE 5.2 A : Distribution axiale du taux de vide.	120
FIGURE 5.2 B : Distribution axiale du débit massique du liquide.	121
FIGURE 5.2 C : Distribution axiale du débit massique du gaz.	122
FIGURE 5.2 D : Distribution axiale de la perte de pression radiale.	123
FIGURE 5.2 E : Distribution axiale de la différence de pression radiale.	124
FIGURE 5.3 A : Distribution axiale du taux de vide.	125
FIGURE 5.3 B : Distribution axiale du débit massique du liquide.	126
FIGURE 5.3 C : Distribution axiale du débit massique du gaz.	127
FIGURE 5.3 D : Distribution axiale de la perte de pression radiale.	128
FIGURE 5.3 E : Distribution axiale de la différence de pression radiale.	129

FIGURE 5.4 A : Distribution axiale du taux de vide.	130
FIGURE 5.4 B : Distribution axiale du débit massique du liquide.	131
FIGURE 5.4 C : Distribution axiale du débit massique du gaz.	132
FIGURE 5.4 D : Distribution axiale de la perte de pression radiale.	133
FIGURE 5.4 E : Distribution axiale de la différence de pression radiale.	134
FIGURE 5.5 A : Distribution axiale du taux de vide.	135
FIGURE 5.5 B : Distribution axiale du débit massique du liquide.	136
FIGURE 5.5 C : Distribution axiale du débit massique du gaz.	137
FIGURE 5.5 D : Distribution axiale de la perte de pression radiale.	138
FIGURE 5.5 E : Distribution axiale de la différence de pression radiale.	139

FIGURE 5.6 A : Distribution axiale du taux de vide.	140
FIGURE 5.6 B : Distribution axiale du débit massique du liquide.	141
FIGURE 5.6 C : Distribution axiale du débit massique du gaz.	142
FIGURE 5.6 D : Distribution axiale de la perte de pression radiale.	143
FIGURE 5.6 E : Distribution axiale de la différence de pression radiale.	144
FIGURE 5.7 A : Distribution axiale du taux de vide.	145
FIGURE 5.7 B : Distribution axiale du débit massique du liquide.	146
FIGURE 5.7 C : Distribution axiale du débit massique du gaz.	147
FIGURE 5.7 D : Distribution axiale de la perte de pression radiale.	148
FIGURE 5.7 E : Distribution axiale de la différence des pressions radiales.	149

FIGURE 5.8 A : Distribution axiale du taux de vide.	150
FIGURE 5.8 B : Distribution axiale du débit massique du liquide.	151
FIGURE 5.8 C : Distribution axiale du débit massique du gaz.	152
FIGURE 5.8 D : Distribution axiale de la perte de pression radiale.	153
FIGURE 5.8 E : Distribution axiale de la différence des pressions radiales.	154
FIGURE 5.9 A : Distribution axiale du taux de vide.	155
FIGURE 5.9 B : Distribution axiale du débit massique du liquide.	156
FIGURE 5.9 C : Distribution axiale du débit massique du gaz.	157
FIGURE 5.9 D : Distribution axiale de la perte de pression radiale.	158
FIGURE 5.9 E : Distribution axiale de la différence des pressions radiales.	159

FIGURE 5.10 A: Distribution axiale du taux de vide.	160
FIGURE 5.10 B: Distribution axiale du débit massique du liquide.	161
FIGURE 5.10 C: Distribution axiale du débit massique du gaz.	162
FIGURE 5.10 D: Distribution axiale de la perte de pression radiale.	163
FIGURE 5.10 E: Distribution axiale de la différence des pressions radiales.	164
FIGURE 5.11 A: Distribution axiale du taux de vide.	165
FIGURE 5.11 B: Distribution axiale du débit massique du liquide.	166
FIGURE 5.11 C: Distribution axiale du débit massique du gaz.	167
FIGURE 5.11 D: Distribution axiale de la perte de pression radiale.	168
FIGURE 5.11 E: Distribution axiale de la différence des pressions radiales.	169

FIGURE 5.12 A: Distribution axiale du taux de vide.	170
FIGURE 5.12 B: Distribution axiale du débit massique du liquide.	171
FIGURE 5.12 C: Distribution axiale du débit massique du gaz.	172
FIGURE 5.12 D: Distribution axiale de la perte de pression radiale.	173
FIGURE 5.12 E: Distribution axiale de la différence des pressions radiales.	174
FIGURE 5.13 A: Distribution axiale du taux de vide.	175
FIGURE 5.13 B: Distribution axiale du débit massique du liquide.	176
FIGURE 5.13 C: Distribution axiale du débit massique du gaz.	177
FIGURE 5.13 D: Distribution axiale de la perte de pression radiale.	178
FIGURE 5.13 E: Distribution axiale de la différence des pressions radiales.	179

FIGURE 5.14 A: Distribution axiale du taux de vide.	180
FIGURE 5.14 B: Distribution axiale du débit massique du liquide.	181
FIGURE 5.14 C: Distribution axiale du débit massique du gaz.	182
FIGURE 5.14 D: Distribution axiale de la perte de pression radiale.	183
FIGURE 5.14 E: Distribution axiale de la différence des pressions radiales.	184
TABLE 5.1: Conditions expérimentales d'entrée de l'écoulement des canaux interconnectés.	185

## NOMENCLATURE

A :	aire du sous canal	m <sup>2</sup>
C :	concentration	
D <sub>H</sub> :	diamètre hydraulique	m
G :	flux de masse dans le sous-canal	kg/m <sup>2</sup> s
Q :	débit volumétrique	m <sup>3</sup> /s
Re :	nombre de Reynold	
f :	facteur de frottement	
g :	accélération par gravité	m/s <sup>2</sup>
h :	hauteur	m
j :	flux volumétrique	m/s
m :	débit de masse dans le canal	kg/s
p :	pression	N/m <sup>2</sup>
V :	vitesse	m/s
Z :	distance axiale	m
α :	taux de vide	
β :	titre volumétrique	
ε :	facteur de correction	
ρ :	densité	kg/m <sup>3</sup>
φ <sup>2</sup> :	coefficient de perte par frottement en deux phases	
S :	espacement	m
K <sup>"</sup> :	coefficient du mélange	S/m
D :	coefficient de diffusion	m <sup>2</sup> /s
Y <sub>c</sub> :	distance entre centroïde-centroïde	m
C <sub>0</sub> :	paramètre de distribution	
σ :	tension de surface	N/M
A' :	coefficient de séparation	

## 1- INTRODUCTION

Dans les centrales électronucléaires, l'étude thermo-hydraulique des grappes de combustibles nécessite une bonne connaissance des paramètres d'écoulement (pressions, débits, enthalpies, titres, taux de vide etc.) à travers la dite grappe.

Une bonne conception des phénomènes thermiques et hydrauliques des grappes de combustible nous permettra de tirer le maximum de puissance. Pour ce faire, des codes des sous-canaux ont été développés pour résoudre à l'aide d'un schéma numérique les équations de conservation de masse, quantité de mouvement et d'énergie afin de prédire l'évolution et la redistribution de l'écoulement du caloporteur entre des sous-canaux interconnectés latéralement lors d'un écoulement horizontal ou vertical. Ces codes sont limités dans leur prédiction par le manque de connaissances dans deux domaines:

1. L'influence de l'augmentation de l'ouverture de la fente sur:

- a) Le mécanisme d'échange de masse
- b) La migration du vide d'un canal à l'autre

2. Le mécanisme gouvernant l'écoulement transversal pour différentes géométries des grappes de combustible.

Une fois les codes des sous-canaux sont développés, leurs prédictions doivent être validées en les confrontant avec des données expérimentales.

Les objectifs de cette recherche est d'améliorer les connaissances sur les échanges de masse et la migration du vide dans une géométrie de réseau rectangulaire des sous-canaux interconnectés latéralement lors d'un écoulement horizontal et de produire des données expérimentales détaillées pour améliorer des modèles des sous-canaux et pour évaluer la performance des codes.

Ces données expérimentales contribueront à l'amélioration de la performance du programme des sous-canaux, comme par exemple le code ASSERT [27] qui a été développé par l'énergie atomique du Canada.

Le but global de cette recherche est:

a- d'étudier l'effet de l'augmentation de l'ouverture de l'interconnexion de 3 mm entre deux sous-canaux interconnectés latéralement.

b- de produire pour un écoulement diphasique horizontal des données expérimentales sur les taux de vide, les débits massiques du liquide et du gaz, et des pressions.

## 11- REVUE BIBLIOGRAPHIQUE SUR LES MECANISMES DE MELANGE

### 2.1 Description phénoménologique des mécanismes d'échange

Depuis plus d'une vingtaines d'années, l'étude des écoulements diphasiques s'est acquise une importance considérable notamment dans le domaine de l'énergie nucléaire. Un nombre important de recherches expérimentales ont été effectuées sur le mélange des écoulements monophasiques et diphasique dans des sous-canaux interconnectés latéralement. Ces recherches ont permis une meilleure modélisation du phénomène de la redistribution de l'écoulement en simple et en deux phases entre les sous-canaux d'une grappe de combustible.

Des efforts majeurs ont été consacrés aux développements des techniques qui permettent l'analyse et les prédictions thermo-hydrauliques du caloporteur dans les grappes de combustible d'un réacteur nucléaire: Ces efforts étaient motivés par le besoin de prédire la production du flux de chaleur critique (FCC) à n'importe quelle position axiale dans la grappe de combustible. L'amélioration de la précision sur la prédiction du flux de chaleur critique a d'importantes implications dans la détermination des limites d'opération du réacteur. Puisque le flux de chaleur critique est un phénomène locale, une prédiction des paramètres locaux tels que: les vitesses,

les températures, les enthalpies, le titre et le taux de vide, etc. dans les grappes de combustible d'un réacteur nucléaire est nécessaire. Cependant la résolution des équations de conservation locales de l'écoulement n'est pas possible, due à la complexité de la géométrie, et manque d'information sur les conditions d'interface et de lois constitutives appropriées exigées pour la fermeture du système d'équations, particulièrement dans la situation de l'écoulement diphasique.

L'analyse des sous-canaux est un compromis entre le besoin pour plus de détails que ceux obtenues par une approche plus simple, basée sur la paramètres moyens dans la section de passage de la grappe. Dans une telle analyse des sous-canaux [1,2], la grappe est divisée en des petites sections, ie, sous-canaux. Chaque sous-canal est divisé axialement en des petits volumes de contrôle où les conditions locales de l'écoulement sont représentées par les valeurs moyennes de la vitesse, pression, température, taux de vide, etc. Les équations de conservation pour l'écoulement axial dans chaque sous-canal sont écrites sous formes moyennées avec des termes qui tiennent compte de l'échange de masse, quantité de mouvement et d'énergie entre les sous-canaux adjacents dans la direction transverse. Une équation simplifiée de la quantité de mouvement transverse est souvent utilisée pour assurer le

couplage entre les équations de quantité de mouvement qui s'appliquent aux sous-canaux interconnectés.

#### 2.1.1 Configurations d'écoulement en deux phases:

Dans les réacteurs à ébullition, pour calculer la variation de la température de la gaine le long du canal, il est nécessaire de connaître les configurations de l'écoulement, leurs limites et leur coefficient de transfert de chaleur. En écoulement adiabatique, le nombre de configurations de l'écoulement et les noms utilisés pour les désigner varient d'un chercheur à un autre. De nombreuses tentatives de caractérisation des configurations de l'écoulement ont été entreprises par Wallis, Tong et Weisman [3,4,5]. Les noms des régimes les plus utilisés sont: écoulement par bulles, par bouchon, semi annulaire, annulaire, en brouillard, et stratifié. Ce dernier type de régime se manifeste dans des écoulements horizontaux. Une classification couramment adoptée dans la littérature scientifique est présentée en figures 2.1 et 2.2.

L'importance de la connaissance des limites des configurations de l'écoulement en deux phases peut être comparée avec l'importance de la connaissance de la limite entre un écoulement laminaire et turbulent dans un écoulement monophasique. Quoiqu'il y ait un accord assez général sur les configurations citées ci-dessus, il n'en est pas

ainsi en ce qui concerne leurs limites et la transition d'une configuration à l'autre. Les résultats sont obtenus soit par des observations visuelles, soit par des méthodes photographiques.

L'une des représentations des configurations de l'écoulement est due à Baker [6]. La carte des configurations de l'écoulement obtenue pour un mélange eau-air horizontal pour de basses pressions est représentée sur la figure 2.3. Les lignes sur la carte de Baker représentant approximativement l'endroit où la transition d'une configuration à l'autre peut se produire. En réalité, ces lignes peuvent être remplacées par des bandes de transition. Les paramètres utilisés pour une telle représentation sont:  $G_g/\lambda$  et  $\lambda v G_l/G_g$ ; où  $G_g$  et  $G_l$  sont les flux de masse du gaz et du liquide basés sur la section du tube  $\lambda$  et  $v$  sont définis comme suit:

$$\lambda = \left[ \frac{\rho_g}{0.075} \right] \left[ \frac{\rho_l}{62.3} \right] \quad \text{et} \quad \psi = \left[ \mu_L \left[ \frac{73}{\sigma} \right] \left[ \frac{62.3}{\rho_l} \right] \right]^{1/3}$$

Les cartes des régimes (figures 2.4) proposées par Mandhane, Aziz et Gregory [8] pour un mélange liquide-gaz dans des écoulements verticaux et horizontaux sont simples et, car elles tiennent compte seulement de deux variables: les vitesses superficielles de la phase liquide et gazeuse.

Pour les mêmes vitesses superficielles des phases, les configurations ne sont pas les mêmes dans les écoulements verticaux et horizontaux.

Il existe des divergences importantes entre les cartes des régimes provenant de différents chercheurs. Certains chercheurs [9] prennent en considération la géométrie du canal et les propriétés physiques des fluides; d'autres [10] prennent les débits massiques des phases ainsi que les nombres non dimensionnels de Weber et Fraude.

Taitel et al [11] développèrent des modèles semi-analytiques pour la prédiction des transitions des régimes de l'écoulement horizontal. Ces modèles sont basés sur des mécanismes physiques associés avec chaque transition. Pour le choix des paramètres à utiliser, il n'est guère possible pour le moment d'avoir un consensus valable permettant d'établir une carte universelle des régimes d'écoulement.

#### 2.1.2 Les écoulements monophasiques:

Le mélange de l'écoulement entre des sous-canaux interconnectés est gouverné par les mécanismes suivants: (1) le mélange turbulent, (2) les écoulements secondaires, (3) la diffusion moléculaire, et (4) l'écoulement latéral.

La nature stochastique de la pression et les fluctuations de l'écoulement favorisent le mélange par diffusion turbulente et ceci est connu comme "le mélange turbulent". Ce mécanisme de mélange a été étudié par Hetsroni et al. [12] Skinner [13], Walton [14], Galbraith et Knudsen [15] et Kjellstrom [16]. Les données obtenues sur le mélange entre les sous-canaux interconnectés sont souvent corrélées comme des fonctions du nombre de Straton et les coefficients de diffusivité tourbillonnaire. Cependant, le modèle de diffusion seul n'arrive pas à expliquer d'une façon satisfaisante des tendances expérimentales observées pour différentes géométries du sous-canal.

Plusieurs auteurs [12,13,16,17,18] ont prouvé l'existence des écoulements secondaires qui peuvent atteindre la région d'interconnexion et augmenter le mélange turbulent entre les sous-canaux. Les premières études sur les écoulements secondaires ont été faites par Prandtl et Nikuradse, [20,21]. Même si les vitesses des écoulements secondaires dans les canaux interconnectés sont très faibles comparativement à des vitesses axiales moyennes, ils favorisent quand même le transfert de l'énergie et de la quantité de mouvement vers la région d'interconnexion [18,21,22].

Pour des faibles nombres de Reynolds et un petit espacement, une sous couche laminaire peut être formée dans la région d'interconnexion qui empêche les tourbillons de pénétrer dans le canal voisin. Sous ces conditions, le mécanisme majeure du mélange consiste à la diffusion moléculaire [17,21].

En absence d'autres mécanismes de mélange, l'écoulement reste essentiellement constant afin de maintenir le même niveau de pression dans chaque sous-canal quelque soit la position axiale. Même si, l'échange de masse (liquide) entre les sous-canaux est nul, ceci n'exclue pas un échange net de quantité de mouvement ou d'énergie entre les sous-canaux. Cependant le mélange turbulent se produit dans les régions inférieures des sous-canaux dû à des fluctuations typiques des vitesses et de pression de l'écoulement turbulent. La conclusion évidente est que le mélange turbulent prend place avec un échange net de masse nul. Cependant les fluctuations turbulentes causeront certaines interactions entre les écoulements des sous-canaux adjacents. Ces interactions sont un transfert de quantité de mouvement qui entraîne une tension de cisaillement de Reynold turbulente dûe à la différence dans les vitesses, et un transfert d'énergie dû à la différence de température entre les sous-canaux.

Dans une grappe de combustible l'écoulement transversal, causé par les différences de pression radiale entre les sous-canaux adjacents peut avoir lieu. Ces différences de pressions sont causées par les conditions à l'entrée, et par le rapport entre la surface chauffée et la section de passage de l'écoulement, et par le gonflement et le courbage des éléments combustibles qui bloquent partiellement ou totalement un ou plusieurs sous-canaux. Il est souvent pratique de modéliser l'écoulement transversal par les coefficients de perte de pression transverse [23,24,25,26].

Rogers et Todreas réf.[23] montraient qu'en simple phase, deux mécanismes d'échange transverse seront considérés; (a) l'écoulement latéral, et (b) le mélange turbulent.

### 2.1.3 Ecoulements diphasiques:

Dans des conditions diphasiques, il existe deux mécanismes additionnels de mélange qui peuvent agir simultanément avec ceux observés pour des écoulements monophasiques: "void-drift" et "l'effet d'Archimède". Cependant à cause de la nature fortement stochastique des écoulements diphasiques, seules quatre phénomènes du mélange sont considérés comme les plus appropriés [27]:

(1) mélange turbulent "turbulent mixing"; (2) "void-drift"; (3) l'effet d'Archimède; et (4) l'écoulement latéral. L'instrumentation sophistiquée nécessaire pour effectuer des mesures en écoulements diphasiques a souvent limité les expériences à un mélange air-eau et aux géométries du sous-canal relativement simples [14,17,28,29,30,31,32,33,34]. En deux phases, à côté d'un transfert de quantité de mouvement et d'énergie, il y aura probablement un important transfert net de masse causé par la turbulence. Une caractéristique des écoulements turbulents, est que la vitesse et la pression en un point fixe ne sont pas constantes dans le temps, mais subissent des fluctuations irrégulières de fréquences élevées. Ces fluctuations affectent la diffusion des quantités scalaires et vectorielles. Ce mécanisme de mélange turbulent qui intensifie la diffusion, est appelé échange turbulent [7]. Une bonne compréhension de ces mécanismes d'échange et une précise évaluation de leurs rôles, qui nécessitent une analyse détaillée des résultats expérimentaux, contribueront à la conception d'un modèle plus réaliste physiquement.

ROW et ANGLE [35] obtenaient des données expérimentales sur le mélange des écoulements monophasiques et diphasiques dans des conditions non adiabatique diabatiques. Ils utilisaient une géométrie de deux sous-canaux avec deux valeurs d'espacement entre les crayons. Les

sous-canaux sont différents l'un de l'autre, et l'information sur le mélange était obtenue par un bilan de l'enthalpie. Les coefficients du mélange étaient déterminés en comparant l'enthalpie à la sortie de la section de test avec la valeur prédite par le code COBRA II [31].

Plusieurs chercheurs suggèrent que l'ouverture de la fente est une variable importante pour le mélange en deux phases. Le mélange peut être supprimé par l'ouverture de la fente quand elle devient comparable à la taille des bulles de gaz. Van der Ros [30] a utilisé la technique du traçage afin d'obtenir le mélange turbulent entre les sous-canaux, et a observé que le mélange turbulent est une fonction du titre et du débit de masse pour de faible espacement entre les sous-canaux. Pour des débits de masse élevés, le processus de mélange entre les sous-canaux de faible espacement diminue. En deux phases le mélange augmente notablement avec l'espacement.

L'analyse des résultats obtenus sur le mélange à deux phases mène Van der Ros à suggérer les conclusions suivantes:

1. L'échange de chaque phase entre les sous-canaux semble résulter de plusieurs phénomènes. Le mélange du gaz se comporte comme un processus de diffusion; l'échange du liquide par l'écoulement latéral qui suit nécessairement la

redistribution du vide, est gouverné par la condition des gradients de pressions axiales égales. L'écoulement transversal du liquide était superposé avec la diffusion du gaz sans effets d'interférences, bien que la direction d'échange était souvent opposée.

2. Le mélange du gaz en écoulement diphasique diminue avec l'augmentation de la vitesse massique de la phase liquide. Des effets similaires ont été observés par Bowring et Levy [37] et par Rowe et Angle [35].

3. Le taux de diffusion du gaz entre les sous-canaux augmente avec l'élargissement de l'espacement.

4. La perte totale de pression axiale le long de la section de test diminue avec l'élargissement de l'espacement entre les sous-canaux.

Van der Ros [30] n'a pas inclus dans son modèle l'hypothèse d'un transfert de masse nette nulle, mais combina l'équation de la diffusion avec celle de la perte de pression. Ses résultats couvrent le régime de l'écoulement par bulles.

Une étude plus complète du phénomène de mélange entre les sous-canaux est faite par Gonzalez-Santalo [7]. Selon ses recherches, la première interaction de l'écoulement entre les sous-canaux est définie comme un

écoulement transversal. Cette interaction cause la redistribution de l'écoulement due aux différences de pression transverse entre les sous-canaux adjacents. Cet écoulement en deux phases entraîne un transfert de masse, de quantité de mouvement et d'énergie entre les différents sous-canaux d'une grappe de combustible. Gonzalez-Santalo [7] a observé que, lorsque la pression est la même à chaque position axiale des sous-canaux, l'écoulement latéral devient nul. Ainsi la diffusion est défini comme l'interaction des écoulements entre des sous-canaux, qui prend place en absence d'une différence de pression (différentielle) transversale.

Dans le traitement de l'écoulement diphasique dans les canaux, la pression est assurée à avoir une valeur donnée à chaque position axiale. Il y aurait écoulement latéral et redistribution de l'écoulement s'il y avait quelques variations de pression d'un point à un autre entre les sous-canaux. Ces variations seront éliminées à l'intérieur d'une petite longueur dans la direction axiale.

Connaissant le titre et la redistribution de l'écoulement, il y aura une infinité de distributions de l'écoulement qui produisent des pertes de pression égales dans les deux sous-canaux. Ceci, ne veut pas dire que n'importe quelle distribution de l'écoulement qui satisfait

la condition de perte de pression égale évoluera vers une distribution complètement développée "distribution d'équilibre". En acceptant la définition de l'écoulement latéral comme dû aux différences dans les pressions statiques causées par différentes conditions thermo-hydrauliques, il peut être conclue que les pressions et les gradients de pression étant égaux, le terme qui tient compte de l'écoulement latéral sera nul.

Gonzalez-Santalo, dans son travail destiné vers l'étude de la distribution des écoulements à deux phases dans des conditions d'équilibre, conclua que: pour des sous-canaux adjacents de différents caractéristiques géométriques, les distributions de l'écoulement complètement développé ne sont pas caractérisées par l'uniformité du titre pour chaque sous-canal. Un terme additionnel doit être ajouté à l'équation du mélange afin de l'utiliser à l'approche des conditions d'écoulement (voir section 2.2.4) complètement développée. Cependant un fait bien connu est que la distribution du vide peut tendre vers une distribution non uniforme du vide à l'équilibre et des gradients de vide non négligeable peuvent exister entre les sous-canaux quand le transfert de masse net du gaz devient nul. Ce comportement est expliqué par le mécanisme "void drift" observé pour les deux conditions de l'écoulement diabatique et adiabatique par Lahey [38,39]. Lahey [39] et non

adiabatique Gonzalez-Santalo [7] ont essayé de modéliser la migration du vide sur une base du processus de diffusion.

Dans les sous-canaux horizontaux, l'action de la poussée d'Archimède favorise la migration de la phase gazeuse dans une direction perpendiculaire à la direction de l'écoulement. Pour certaines conditions du débit (vitesse de la phase liquide faible) cela peut entraîner la séparation complète des phases.

Chaque mécanisme cité ci-dessus peut interagir simultanément; et en dépendant des conditions d'écoulement, ils peuvent se balancer mutuellement pour produire des états d'équilibre où la distribution des phases dans les canaux peut être asymétrique. Ce phénomène, connu comme "l'effet d'Archimède", peut forcer l'écoulement vers une stratification.

Dans les expériences de Tapucu et al. [40], la différence de pression entre les sous-canaux s'annule très rapidement, par conséquent la composante de l'écoulement latéral causé par les différences de pression diminue très rapidement et devient pratiquement nulle.

Shoukri [33] a effectué des expériences sur l'écoulement horizontal en deux phases pour déterminer le mélange turbulent et les effets de la séparation due à la

force gravitationnelle. Les expériences étaient conduites de telle sorte que l'échange prenne place en absence du gradient de pression transverse pour éliminer l'écoulement transversal. Les échanges de masse sont dus seulement à la force gravitationnelle qui entraîne la séparation des phases, et la diffusion turbulente "turbulent diffusion" qui tend à rendre la distribution des deux phases homogènes. L'importance relative de chaque mécanisme était trouvée à être fonction du flux de masse et du titre de l'écoulement. Les données expérimentales obtenues sur la redistribution des deux phases démontraient un comportement asymptotique qui s'approche à des distributions d'équilibre au-delà de cette distribution aucun échange net n'est observé. Les distributions d'équilibre se trouve à être fonction du flux de masse et du titre volumétrique de l'écoulement à l'entrée. La distribution d'équilibre est causée par la balance entre les deux mécanismes, la séparation des phases due à la gravité et la diffusion turbulente "turbulent diffusion".

Une bonne compréhension de l'origine de ces mécanismes et une bonne évaluation de leurs rôles, contribueront à la conception d'un modèle plus réaliste physiquement. Sato et Sadatomi [41] ont obtenu des données expérimentales reliées aux distributions de l'écoulement quand l'aire de la section des sous-canaux est différente.

En comparant des résultats obtenus pour les écoulements verticaux et horizontaux, ils ont conclu que:

1. Une distribution non-uniforme des flux volumétriques a eu lieu aussi bien dans l'écoulement horizontal que vertical. Le phénomène de la diffusion du vide est observé non seulement dans des écoulements verticaux mais aussi bien dans les écoulements horizontaux. Par conséquent ce phénomène est indépendant de la force gravitationnelle.

2. Dans l'écoulement par bouchons ou dans l'écoulement à forte coalescence, une distribution non uniforme peut être clairement observée, alors qu'elle est à peine perceptible dans le régime d'écoulement par bulles ou annulaire.

3. La forme géométrique de la section du sous-canal n'a pas d'effet considérable sur la distribution de l'écoulement ceci appui l'idée de l'analyse du sous-canal à une dimension dans des géométries d'une grappe de combustible.

4. La migration du vide peut avoir lieu s'il y a une légère différence de l'aire de la section de passage entre les sous-canaux.

## 2.2 Développement des modèles de mélange:

La compréhension de la physique des écoulements diphasiques requiert l'observation des caractéristiques de ces écoulements puis la proposition des modèles permettant de les décrire. Pour cela, différents modèles ont été développés par plusieurs chercheurs [7,30,33,36,42,43].

### 2.2.1 Modèle de Du Bousquet:

Dans ses expériences pour déterminer les échanges de masse entre les sous-canaux DU BOUSQUET [42] a injecté un traceur de (solution de sel) dans le liquide dans un sous-canal et a mesuré la quantité de traceur diffusée dans l'autre canal en fonction de la longueur de l'interconnexion. Son modèle est basé sur les équations suivantes:

$$AdZ \frac{d \tilde{C}_1}{dt} - VS dZ (\tilde{C}_2 - \tilde{C}_1) = 0 \quad 2.1$$

$$AdZ \frac{d \tilde{C}_2}{dt} + VS dZ (\tilde{C}_2 - \tilde{C}_1) = 0 \quad 2.2$$

ces équations ont été établies pour un système se déplaçant à la vitesse du liquide  $U_L$ , et ou  $V$  est la vitesse du mélange. Le paramètre de mélange présenté par DU BOUSQUET est le rapport  $V/U_L$  ou  $U_L = dZ/dt$ . Il suppose que le

transfert du traceur est identique au transfert du gaz et désigne les concentrations comme les taux de vide:

$$A U_1 d\alpha_1 - V S dZ (\alpha_2 - \alpha_1) = 0 \quad 2.3$$

$$A U_1 d\alpha_2 + V S dZ (\alpha_2 - \alpha_1) = 0 \quad 2.4$$

$$\text{ou} \quad \frac{dQ_{G1}}{dZ} = + V S (\alpha_2 - \alpha_1) \quad 2.5$$

$$Q_{G1} + Q_{G2} = \text{constante.}$$

Pour le cas particulier du traceur dissous dans le liquide, l'analogie avec le gaz requiert un facteur d'écoulement égal à 1. Le coefficient du mélange est ainsi défini comme:

$$K'' = \frac{V S}{U D} \quad 2.6$$

### 2.2.2 Modèle de Rowe et Angle:

Leurs formulations fondamentales du problème [36] et la définition des paramètres est similaire à celle utilisée par Du Bousquet. Des augmentations additionnelles

dans la vitesse tendront à rendre le mélange homogène, et l'effet sur la courbe du coefficient de mélange est de l'aplatir jusqu'à ce que les limites d'une seule phase soient atteintes (voir fig.2.4).

### 2.2.3 Modèle de Van der Ros:

Van der Ros [30] a modélisé les échanges turbulents de la masse du gaz comme un processus de diffusion avec le gradient transverse du vide qui agit comme une force motrice. L'équation proposée pour le mélange est de la forme suivante:

$$\frac{dQ_{Gi}}{dZ} = - \frac{S}{Y_c} \tilde{D} (\alpha_i - \alpha_j) \quad 2.7$$

où,

D: le coefficient de diffusion

S: l'espacement

Y<sub>c</sub>: la distance entre centroïde-centroïde des sous-canaux

Van der Ros relie le coefficient de diffusion D avec la vitesse moyenne du gaz et la largeur de l'interconnexion sous la forme

$$\tilde{d} = \tilde{D} v_{g,i} \quad 2.8$$

et l'équation du mélange s'écrit comme:

$$\frac{dQ_{G_i}}{dZ} = - \frac{S}{y_c v_{g,i}} \tilde{d} (\alpha_i - \alpha_j) \quad 2.9$$

$d$  est sélectionné comme une valeur numérique qui donne une meilleure concordance pour les données correspondantes à chaque espacement. Van der Ros [30] souligne que la forme mathématique présente un problème quand à la limite le taux de vide tend vers zéro, puisque le coefficient  $\tilde{d}$  devient infini.

#### 2.2.4 Modèle de GONZALEZ-SANTALO:

Selon GONZALEZ-SANTALO [7], pour les régimes de l'écoulement par bulles et par bouchons, le processus de mélange est visualisé comme un processus de diffusion pour la phase gazeuse qui est considérée comme un milieu discontinu et un processus de redistribution pour la phase liquide de manière que le gradient de pression soit maintenu égal dans les deux sous-canaux.

Le modèle donné par GONZALEZ-SANTALO consiste à supposer que la phase liquide est une phase continue et le gaz est distribué en entités distinctes. Un schéma du volume de contrôle est donné en fig 2.5 par analogie au processus de diffusion, le débit transverse du gaz peut être exprimé comme:

$$\frac{dQ_{G1}}{dZ} = - S \tilde{D} \frac{\delta\alpha}{\delta y} \quad 2.10$$

où  $\tilde{D}$  est le coefficient de diffusion.

Sous une forme discretisée, l'équation (10) devient:

$$\frac{\Delta Q_{G1}}{\Delta Z} = - S \tilde{D} \left[ \frac{(\alpha_1 - \alpha_2)}{\Delta y} \right] \quad 2.11$$

Un fait observé est que même si la diffusion du taux de vide s'arrête avant que  $\alpha_1 - \alpha_2$  soit nulle, le mélange de l'écoulement n'est pas nécessairement nul. Pour tenir compte de ce fait, l'équation ci-dessus devrait être modifiée en définissant  $(\alpha_1 - \alpha_2)_{EQ}$  comme une condition d'équilibre pour laquelle  $\Delta Q_{G1} = 0$ .

$$\frac{DQ_{G1}}{\Delta Z} = \frac{S \tilde{D}}{\Delta y} \left[ (\alpha_1 - \alpha_2) - (\alpha_1 - \alpha_2)_{eq} \right] \quad 2.12$$

comme le taux de vide ( $\alpha$ ) n'est pas une quantité mesurable directement, un facteur ( $c$ ) de l'écoulement a été introduit. Ainsi, l'équation (12) s'écrit alors en termes du titre volumétrique de l'écoulement ( $\beta$ ) en posant  $\alpha = c\beta$ .

$$D'où \quad \frac{DQ_{g_1}}{dZ} = -K [ (\beta_1 - \beta_2) - (\beta_1 - \beta_2)_{eq} ] \quad 2.13$$

ou K est le coefficient effectif de diffusion turbulente défini par:

$$K = \frac{CSD}{\Delta y} \quad 2.14$$

La valeur du coefficient effectif de diffusion turbulente varie d'une configuration d'écoulement à l'autre. Ce coefficient augmente d'un facteur de 50 lors du changement de la configuration d'écoulement par bulles à l'écoulement par bouchons. Dans ce dernier type de régime d'écoulement, la vitesse de la masse du mélange n'a pas d'effets sur le coefficient de diffusion turbulente.

A partir de ses résultats, Gonzalez-Santalo [7] a conclu que: l'effet des distributions non uniformes complètement développées, souvent négligé, devrait être inclu dans les équations du mélange. Sans l'obtention des valeurs de ces distributions en premier, l'évaluation du coefficient de mélange ne devrait pas être possible.

### 2.2.5 Modèle de LAHEY-MOODY:

LAHEY-MOODY [43] présentait un modèle où il combinait l'effet du mélange turbulent et la diffusion du vide, dans lequel l'échange net de vapeur entre les sous-canaux verticaux, est assuré à être proportionnel au gradient de la densité ou du taux de vide dans la direction transverse. Son modèle est basé sur des échanges de volumes égaux entre les sous-canaux.

L'hypothèse que le mélange en deux phases est proportionnel au gradient du taux de vide avant l'équilibre implique que l'échange net dû au mélange cesse une fois l'équilibre est atteint. Un terme additionnel doit être ajouté dans le modèle pour satisfaire les conditions d'équilibre. LAHEY et MOODY propose le modèle suivant:

$$G' = \frac{\epsilon}{\bar{v}} \left[ \left[ \rho_{mi} - \rho_{mj} \right] - \left[ \rho_{mi} - \rho_{mj} \right]_{EQ} \right] \quad 2.15$$

En terme des taux de vide cette équation s'écrit comme:

$$G' = \frac{\epsilon}{\bar{v}} \left[ \rho_l - \rho_g \right] \left[ \left[ \langle \alpha \rangle_j - \langle \alpha \rangle_i \right] - \left[ \langle \alpha \rangle_j - \langle \alpha \rangle_i \right]_{EQ} \right] \quad 2.16$$

En supposant que la distribution de la densité en deux phases à l'équilibre est reliée à la distribution du flux massique à l'équilibre d'une façon linéaire, LAHEY a

donné pour la différence de densité entre les canaux à l'équilibre l'expression suivante:

$$\left[ \langle \rho \rangle_j - \langle \rho \rangle_i \right]_{EQ.} = - \left[ \rho_L - \rho_g \right] \frac{\langle \alpha \rangle_{moy}}{G_{moy}} \left[ G_j - G_i \right]_{EQ.} \quad 2.17$$

#### 2.2.6 Modèle de Shoukri:

Shoukri [33] a étudié la redistribution de l'écoulement diphasique horizontal, en particulier l'échange de masse entre deux sous-canaux interconnectés latéralement. Les expériences étaient effectuées de telle sorte que l'échange prenne place en absence d'un gradient de pression transverse. Un gradient nul permet d'éliminer le phénomène de diversion de l'écoulement latéral. Par conséquent, les échanges de masses sont dûs seulement aux forces de gravité qui entraînent la séparation des phases, et la diffusion turbulente qui tend à rendre la distribution des deux phases homogènes. L'importance relative de chaque mécanisme se trouve à être fonction du flux de masse du mélange et du titre de l'écoulement. Les données obtenues sur la redistribution des deux phases présentent un comportement asymptotique approchant à des distributions d'équilibre au-delà de laquelle aucun échange n'est observé. Ces distributions d'équilibre sont une fonction du flux de masse et du titre volumétrique de l'écoulement à l'entrée. La distribution d'équilibre est

causée par la balance entre les deux mécanismes, séparation des phases due à la gravité et la diffusion turbulente du vide. Ces mécanismes impliqués sont présentés en utilisant un modèle simple de diffusion qui évolue vers des distributions d'équilibre mesurées dans lequel un seul paramètre de la redistribution inclut les deux effets, gravité et diffusion turbulente.

Cependant les données obtenues par Shoukri [33] ne réussissent pas à exprimer la distinction entre les deux composantes la diffusion du vide et la séparation des phases, et exigent une évaluation indépendante de la distribution d'équilibre.

Le modèle de Shoukri [33] est basé sur le modèle à écart de vitesse. Afin de réduire à une diffusion le modèle à écart de vitesse, une contribution de Zuber et Findlay [44] ajoute un point d'intérêt au modèle unidimensionnel; elle permet d'introduire une correction pour tenir compte des profils transverses de vitesse axiale et de taux de vide, donnée par l'équation suivante:

$$V_g = j + V_{gj} = \frac{j_g}{\alpha} \quad 2.18$$

En moyennant sur toute la section de passage;

$$\frac{1}{A} \int \alpha v_g dA = \frac{1}{A} \int j_g dA = \frac{1}{A} \int \alpha (j + v_{gj}) dA$$

$$\langle \alpha v_g \rangle = \langle j_g \rangle = \langle \alpha j \rangle + \langle \alpha v_{gj} \rangle$$

$$\frac{\langle \alpha v_g \rangle}{\langle \alpha \rangle} = \frac{\langle j_g \rangle}{\langle \alpha \rangle} = \frac{\langle \alpha j \rangle}{\langle \alpha \rangle} + \frac{\langle \alpha v_{gj} \rangle}{\langle \alpha \rangle} \quad 2.19$$

En posant;

$$\bar{v}_{gj} = \frac{\langle \alpha v_{gj} \rangle}{\langle \alpha \rangle} \quad 2.20$$

$$\bar{v}_g = \frac{\langle \alpha v_g \rangle}{\langle \alpha \rangle} \quad 2.21$$

et

$$\langle \alpha j \rangle = C_0 \langle \alpha \rangle \langle j \rangle \quad 2.22$$

où  $C_0$  est un paramètre de distribution qui tient compte de la distribution non uniforme du taux de vide et du flux volumétrique à travers le canal; ainsi l'équation (18) s'écrit comme:

$$\bar{v}_G = C_0 \langle j \rangle + \bar{v}_{gj} \quad 2.23$$

Ishii [45] a montré que l'écart de vitesse (drift-velocity) peut être exprimée en terme d'un écart de vitesse local et un terme de diffusion qui explique la migration du vide due au gradient de la concentration.

En d'autres mots l'écart de vitesse dans la direction transverse est considérée comme une fonction de la gravité et de la diffusion. Ainsi une relation cinématique linéaire est proposée pour  $v_{gj}$ , de la forme suivante:

$$\bar{v}_{gj} = (1 - \langle \alpha \rangle)^n v_{\omega} - \frac{D_{\alpha}}{\langle \alpha \rangle} \nabla \langle \alpha \rangle \quad 2.24$$

le modèle de Shoukri est obtenu pour  $n=0$ , d'où

$$\bar{v}_{gj} = v_{\omega} - \frac{D_{\alpha}}{\langle \alpha \rangle} \nabla \langle \alpha \rangle. \quad 2.25$$

En introduisant cette relation dans la vitesse du gaz (relation 23), on obtient:

$$\bar{v}_g = C_0 \langle j \rangle + v_{\omega} - \frac{D_{\alpha}}{\langle \alpha \rangle} \nabla \langle \alpha \rangle. \quad 2.26$$

En appliquant cette équation à des sous-canaux horizontaux pour différentes dispositions des canaux à taux de vide élevé et faible, le débit volumétrique du gaz de l'écoulement dans la direction transverse à travers l'espacement  $s$  et de longueur  $dZ$ , peut être écrit comme:

$$Q_{gik} = S \Delta \bar{Z} \langle \alpha \rangle \left[ C_0 \langle j_{ik} \rangle + v_{\omega} - \frac{D_{\alpha}}{\bar{\alpha}} \left[ \frac{\langle \alpha_k \rangle - \langle \alpha_i \rangle}{\Delta l} \right] \right] \quad 2.27$$

où  $j_{ik}$  est la densité du flux volumétrique transverse du mélange;  $\Delta l$  est la longueur du mélange et

$$\langle \alpha \rangle = \frac{1}{2} \left[ \langle \alpha \rangle_k + \langle \alpha \rangle_i \right] \quad 2.28$$

Shoukri considère que  $C_0 = 1$  pour l'écoulement du gaz dans la direction transverse; ce qui laisse supposer que le taux de vide est la densité du flux volumétrique du gaz sont uniformes et indépendants dans cette direction.

En multipliant par la densité du gaz  $\rho_g$ , le transfert du flux de masse transverse du canal  $i$  au canal  $k$  s'écrit comme:

$$G_{gik} = \bar{\rho}_g \langle \alpha \rangle \left[ \langle j_{ik} \rangle + v_{\omega} - \frac{D_{\alpha}}{\bar{\alpha}} \left[ \frac{\langle \alpha \rangle_k - \langle \alpha \rangle_i}{\Delta l} \right] \right] \quad 2.29$$

Cette relation tient compte de l'écoulement latéral, l'effet de la gravité et de la diffusion turbulente du vide.

La corrélation suivante est proposée par Wallis [3] et Ishii [45];

$$v_{\infty} = A' \left[ \frac{\sigma g (\rho_L - \rho_g)}{\rho_L^2} \right]^{0.25} \quad 2.30$$

où  $\sigma$  est la tension de surface, et  $A'$ , un coefficient de séparation dû à la gravité.

L'avantage de la corrélation (30) c'est qu'elle est indépendante de la taille des bulles. Lorsque la distribution d'équilibre est atteinte,  $G_{ik}$  s'approchent à zéro et  $j_{ik}$  est nul puisque la pression radiale est nulle; ainsi de l'équation (27) on tire que:

$$v_{\infty} = \frac{D_{\alpha}}{\langle \bar{\alpha} \rangle \Delta l} (\alpha_k - \alpha_i)_{eq} \quad 2.31$$

A partir de cette relation Shoukri calcule son coefficient de diffusion.

L'équation (27) avec l'équation 30 s'écrit comme:

$$\frac{G'_{gik}}{\rho_g \langle \bar{\alpha} \rangle} - C_o \langle j'_{ik} \rangle = A' \left[ \frac{\sigma g (\rho_L - \rho_g)}{\rho_L^2} \right]^{0.25} - \frac{D_\alpha}{\langle \bar{\alpha} \rangle \Delta l} (\alpha_k - \alpha_i) \quad 2.32$$

où la constante de séparation  $A'$  et le coefficient de diffusion turbulente  $D_\alpha$  sont déterminés en utilisant des données expérimentales.

En substituant la relation (31) dans l'équation (32) on obtient:

$$\frac{G'_{Gik}}{\rho_G \langle \bar{\alpha} \rangle} - C_o \langle j'_{ik} \rangle = \frac{D_\alpha}{\langle \bar{\alpha} \rangle \Delta l} [(\alpha_k - \alpha_i) e^{-(\alpha_k - \alpha_i)}] \quad 2.33$$

Cette relation tient compte de la distribution du taux de vide à l'équilibre, et nous permet de déterminer le coefficient  $D_\alpha$  qui définit le coefficient de mélange par la relation suivante:

$$\Omega = \frac{D_\alpha}{U d_h} \quad 2.34$$

où  $d_h$  est le diamètre hydraulique et où  $U$  est la vitesse moyenne de l'écoulement défini par:

$$U = \frac{Q_{lt} + Q_{gt}}{A} \quad 2.35$$

Shoukri montre que le coefficient de diffusion turbulente  $D_{\alpha}$  est fonction du rapport du flux volumétrique moyen des deux phases pour différents flux de masse. Le niveau de la turbulence augmente avec l'augmentation du flux de masse et du titre; ceci entraîne une diffusion forte du mélange contre les effets de la séparation des phases par les forces de gravité. Les coefficients turbulents du mélange calculés sont indépendants du titre volumétrique. Une valeur du coefficient turbulent du mélange  $\Omega$  égale à 0.06 a été recommandée.

### 2.3 Conclusion et discussion de la revue bibliographique:

Puisque les échanges de masse sont gouvernés par quatre mécanismes, Shoukri ne tient pas compte de la diffusion du vide vers une distribution d'équilibre; et par conséquent son modèle a une défaillance. La contribution de ce mécanisme est due à la différence du taux de vide à l'équilibre entre les canaux. Cependant, dans le développement mathématique du modèle d'échange de masse entre les sous-canaux, on doit tenir compte de ces mécanismes. Ainsi, l'équilibre est définie comme la balance entre la gravité et la diffusion turbulente du vide avant et à l'équilibre.

Dans le cas où les deux canaux sont au même niveau, la vitesse de migration du vide dans la direction transverse est fonction de la diffusion turbulente du vide avant et à l'équilibre, en effet;

$$\bar{v}_{gj} = -D \frac{\nabla \alpha}{\langle \alpha \rangle} + M_{eq} \quad 2.36$$

à l'équilibre  $\bar{v}_{gj} = 0 \Rightarrow M_{eq} = D \frac{\nabla \alpha}{\langle \alpha \rangle} \Big|_{eq}$

d'où; 
$$v_{gj} = -D \left[ \frac{\nabla \alpha}{\langle \alpha \rangle} - \frac{\nabla \alpha_{eq}}{\langle \alpha \rangle_{eq}} \right] \quad 2.37$$

Dans le cas où les deux canaux sont orientés différemment ( $\pm 90^\circ$ ), la vitesse de migration transverse du vide est une combinaison des deux composantes, la gravité et la diffusion turbulente du vide avant et à l'équilibre, en effet;

$$v_{gj} = \langle \alpha \rangle (1 - \langle \alpha \rangle)^n v_{\omega} - D \left[ \frac{\nabla \alpha}{\langle \alpha \rangle} - \frac{\nabla \alpha_{eq}}{\langle \alpha \rangle} \right] \quad 2.38$$

où

$$v_{\omega} = A' \left[ \sigma g \frac{(\rho_L - \rho_g)}{\rho_L^2} \right]^{1/4}$$

pour nos expériences  $\rho_L \gg \rho_g$  et  $V_\infty$  peut être approximée par la relation suivante:

$$V_\infty = A' \left[ \frac{\sigma g}{\rho_L} \right]^{1/4} = \text{constante} \quad 2.39$$

d'où les échanges de masse sont donnés dans ASSERT [27] par la relation suivante:

$$\frac{G_{gij}}{\rho_g \langle \alpha \rangle} - C_o \langle j_{ij} \rangle = A' \left[ \frac{\sigma g}{\rho_L} \right]^{1/4} \langle \alpha \rangle (1 - \langle \alpha \rangle)^n - D \left[ \frac{\nabla \alpha}{\langle \alpha \rangle} - \frac{\nabla \alpha_{eq}}{\langle \alpha \rangle_{eq}} \right] \quad 2.40$$

Le modèle de Shoukri s'écrit comme:

$$\frac{G_{gij}}{\rho_g \langle \alpha \rangle} - C_o \langle j_{ij} \rangle = A' \left[ \frac{\sigma g}{\rho_L} \right]^{1/4} (1 - \langle \alpha \rangle)^n - D \left[ \frac{\nabla \alpha}{\langle \alpha \rangle} - \frac{\nabla \alpha_{eq}}{\langle \alpha \rangle_{eq}} \right] \quad 2.41$$

A l'équilibre, la balance entre la gravité et la diffusion turbulente du vide avant et à l'équilibre n'est possible que si l'échange net dû à la diffusion turbulente du vide est différent de celui dû à la diffusion vers un état d'équilibre, ce qui est impossible puisque  $\alpha$  évolue vers  $\alpha_{eq}$ ; ou si le coefficient de diffusion turbulente  $D_\alpha$  est différent du coefficient de diffusion vers un état d'équilibre  $D_{\alpha eq}$ . Si on suppose que  $D_\alpha \neq D_{\alpha eq}$ , on obtient une équation à deux inconnues ( $D_\alpha$  et  $D_{\alpha eq}$ ).

Dans le cas contraire, où à l'équilibre, l'échange net dû à la diffusion turbulente du vide est égal à l'échange dû à la diffusion turbulente vers un état d'équilibre, les relations (2.40) et (2.41) ne sont pas valables; en effet puisque l'écoulement latéral perd son importance juste après le commencement de l'interconnexion, et  $G_{gij}$  est nul à l'équilibre; de la relation (40) on tire qu'à l'équilibre:

$$A' \left[ \frac{\sigma g}{\rho_L} \right]^{1/4} \langle \alpha \rangle (1 - \langle \alpha \rangle)^n \Big|_{eq} = 0$$

$$\Rightarrow \langle \alpha \rangle = 0 \text{ ou } \langle \alpha \rangle = 1 \quad \forall n$$

ce qui est impossible physiquement. (C.Q.F.D).

Pour lever cette contradiction, nous devons tenir compte de ce mécanisme à l'équilibre.

Les relations (2.40) et (2.41) s'écrivent respectivement comme:

$$\frac{G_{gij}}{\rho_g \langle \alpha \rangle} - C_o \langle j_{ij} \rangle = A' \left[ \frac{\sigma g}{\rho_L} \right]^{1/4} \left[ \langle \alpha \rangle (1 - \langle \alpha \rangle)^n - \langle \alpha \rangle_{eq} (1 - \langle \alpha \rangle_{eq})^n \right] - D \left[ \frac{\nabla \alpha}{\langle \alpha \rangle} - \frac{\nabla \alpha_{eq}}{\langle \alpha \rangle_{eq}} \right] \quad 2.42$$

$$\frac{G_{gij}}{\rho_g \langle \alpha \rangle} - C_o \langle j_{ij} \rangle = A' \left[ \frac{\sigma g}{\rho_L} \right]^{1/4} \left[ (1 - \langle \alpha \rangle)^n - (1 - \langle \alpha \rangle_{eq})^n \right] - D \left[ \frac{\nabla \alpha}{\langle \alpha \rangle} - \frac{\nabla \alpha_{eq}}{\langle \alpha \rangle_{eq}} \right] \quad 2.43$$

ces deux relations tiennent compte du comportement asymptotique des mécanismes de gravité et de la diffusion turbulente du vide. La sensibilité du mécanisme de gravité dépend de  $n$  et du coefficient de séparation  $A'$ . Si nous faisons l'approximation suivante:

$$n \geq 3 \quad \alpha^n \approx 0$$

Les relations (2.42) et (2.43) s'écrivent comme:

$$\frac{G_{gij}}{\rho_g \langle \alpha \rangle} - C_o \langle J_{ij} \rangle = A' \left[ \frac{\sigma g}{\rho_L} \right]^{1/4} \left[ (\langle \alpha \rangle - \langle \alpha \rangle_{eq}) - (\langle \alpha \rangle^2 - \langle \alpha \rangle_{eq}^2) \right] - D_\alpha \left[ \frac{\nabla \alpha}{\langle \alpha \rangle} - \frac{\nabla \alpha_{eq}}{\langle \alpha \rangle_{eq}} \right] \quad 2.44$$

$$\frac{G_{gij}}{\rho_g \langle \alpha \rangle} - C_o \langle J_{ij} \rangle = A' \left[ \frac{\sigma g}{\rho_L} \right]^{1/4} \left[ 2(\langle \alpha \rangle_{eq} \langle \alpha \rangle) - (\langle \alpha \rangle_{eq}^2 \langle \alpha \rangle^2) \right] - D_\alpha \left[ \frac{\nabla \alpha}{\langle \alpha \rangle} - \frac{\nabla \alpha_{eq}}{\langle \alpha \rangle_{eq}} \right] \quad 2.45$$

Ces deux relations montrent que physiquement, la contribution de chaque mécanisme aux échanges de masse entre les sous-canaux est due à la différence ou au gradients des paramètres physiques mesurables avant et à l'équilibre (taux de vide, débits massiques, etc...) qui agissent comme une force motrice sur l'évolution de chaque mécanisme vers son état d'équilibre où l'échange net devient nul.

**Remarques:**

1. La sensibilité sur l'effet de la gravité dépend de la valeur de  $n$  et du coefficient de séparation  $A'$ .
2. Le paramètre  $C_0$  qui tient compte de la distribution du taux de vide et de la vitesse superficielle est nécessairement supérieur à 1, puisque le taux de vide et la vitesse superficielle de l'écoulement ne suivent pas une distribution uniforme, donc  $C_0 > 1$ .
3. Pour des flux massiques du liquide  $1\ 000\ \text{kg/m}^2\text{s}$  et moins il est préférable d'utiliser la relation (2.45) puisque l'effet de la gravité est plus important dans ce cas.

Pour nos expériences où  $G_l = 3\ 100\ \text{kg/m}^2\text{s}$ , il est préférable d'utiliser la relation (2.44).

4. Puisque l'échange net de gaz est accompagné par le transfert du liquide, il est important de bien comprendre les mécanismes qui gouvernent les échanges du liquide entre les canaux, et de trouver un lien physique avec les mécanismes qui gouvernent les échanges du gaz. Par conséquent, un modèle plus réaliste physiquement devrait contenir un mécanisme qui tient compte de l'interaction entre les deux phases (gaz-liquide), puisque l'écoulement est diphasique.

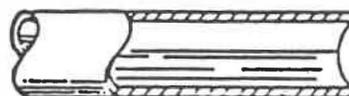
5. L'équilibre n'est défini comme la balance entre la gravité et la diffusion turbulente du vide avant et à l'équilibre, que si le coefficient de diffusion  $D_{\alpha}$  est différent de  $D_{\alpha eq}$ .



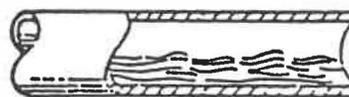
BUBBLE



PLUG



STRATIFIED



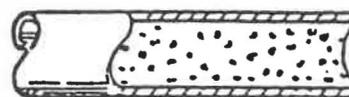
WAVY



SLUG



ANNULAR

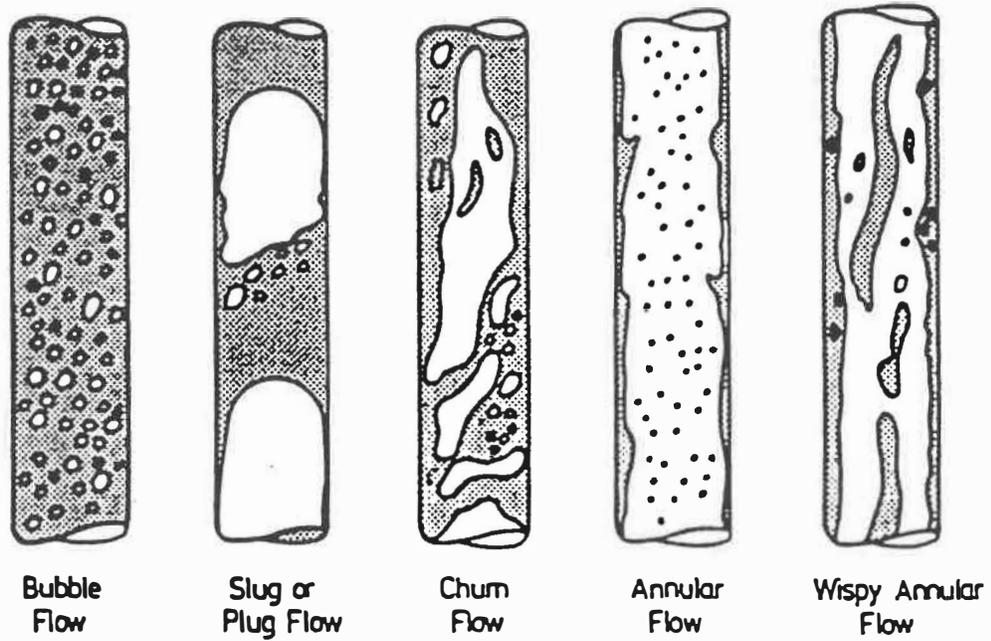


SPRAY

FLOW



Figure 2.1: Les configurations de l'écoulement diphasique horizontal adiabatique.



**Figure 2.2:**

**Les configurations de  
l'écoulement diphasique  
vertical adiabatique.**

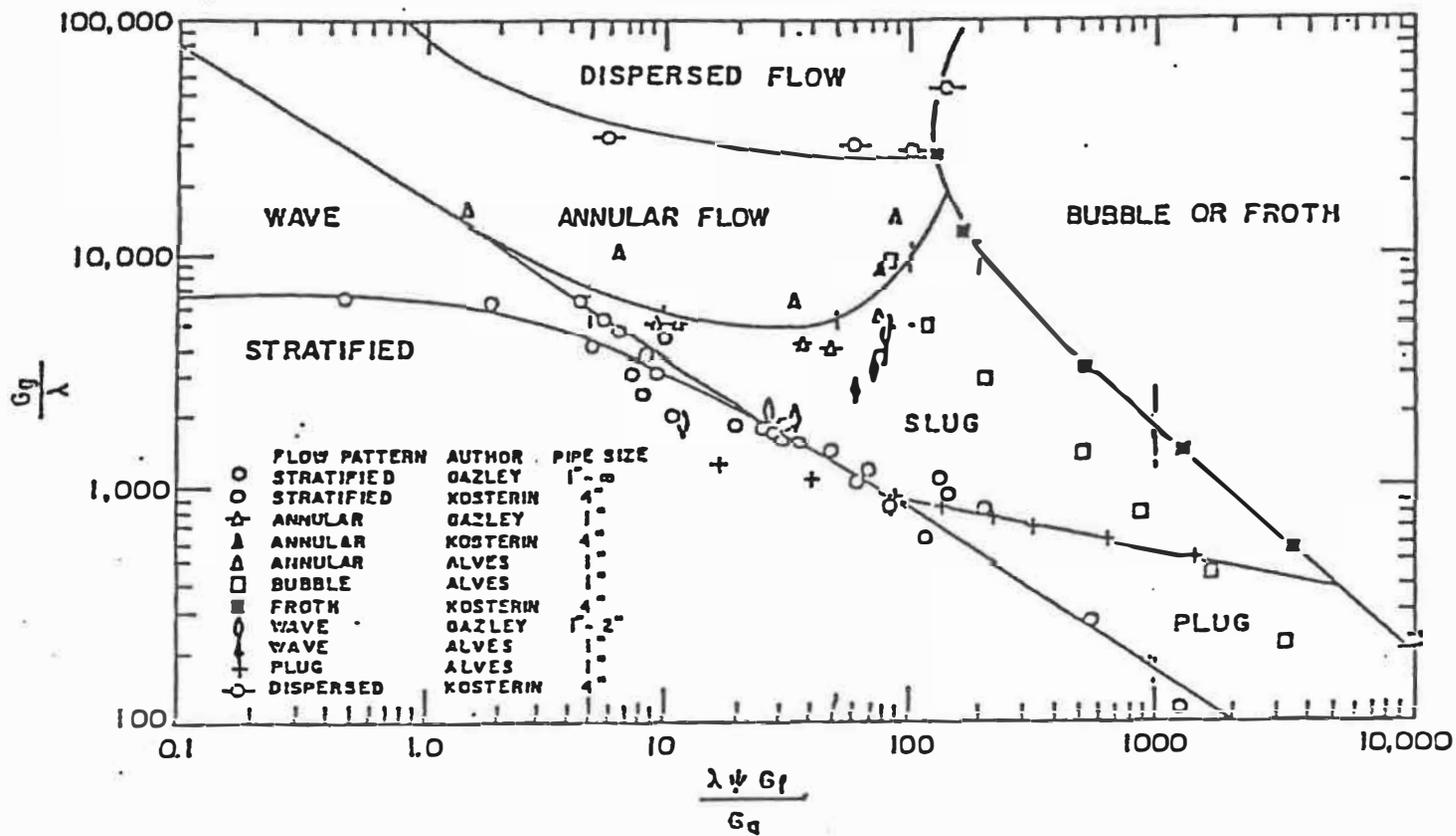


Figure 2.3: Carte des configurations de l'écoulement diphasique (eau-air) horizontal.

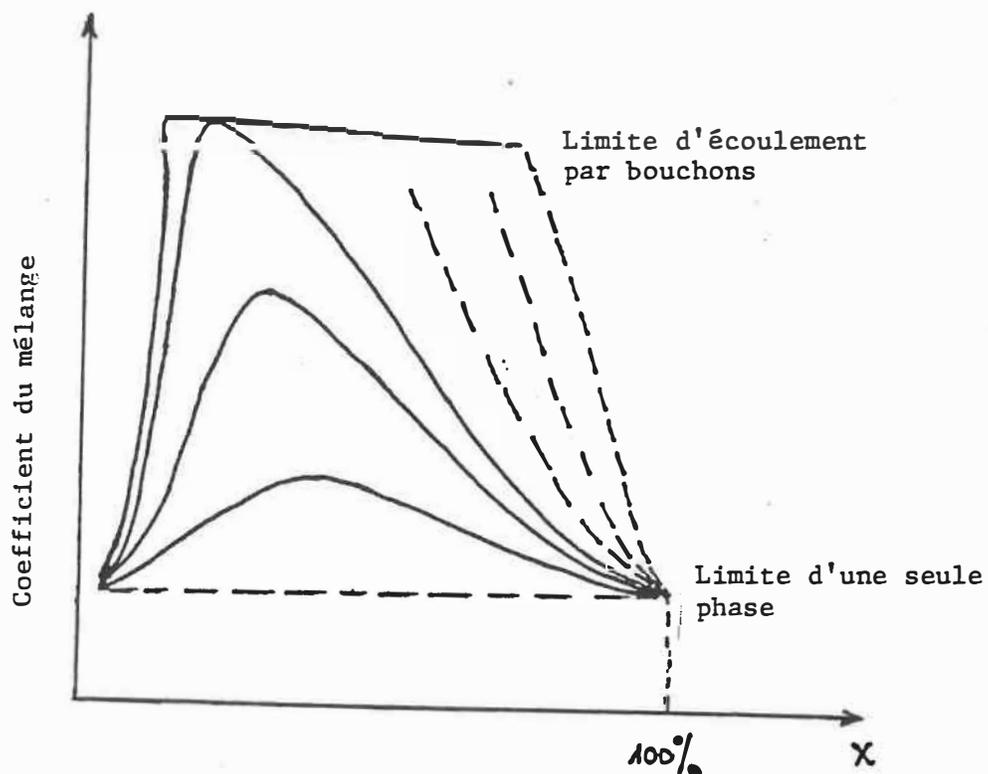


Figure 2.4: Courbe du coefficient de mélange.

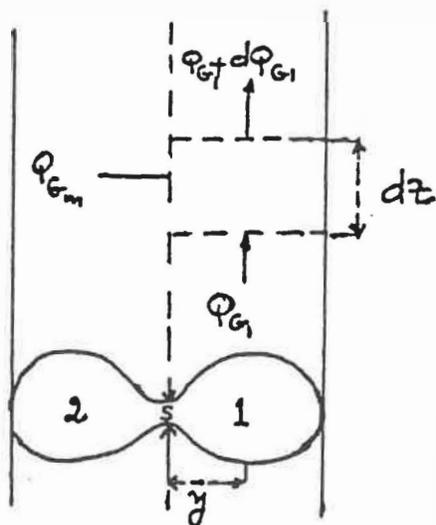


Figure 2.5: Schéma du volume de contrôle.

### III- MONTAGE EXPERIMENTAL

#### 3.1 Description du montage:

Le schéma global du montage donné en fig. (3.1); nous permet de pratiquer des expériences sur des canaux interconnectés par une fente latérale et d'étudier ainsi leur comportement hydrodynamique.

A l'aide d'une pompe, de 1.5 kw, l'eau arrive dans la section de test d'un grand réservoir de volume 2 300 litres et maintenu à niveau et température constants 20° C. Le débit d'eau à l'entrée de chaque canal est réglé à l'aide d'un système de vannes installées sur les branches et sur les circuits de dérivation. Ce système de vannes est suivi par deux réservoirs amortisseurs.

Les débits d'eau sont mesurés à l'aide des débitmètres à turbine. L'air est fourni par l'alimentation centrale de l'Ecole Polytechnique, et réglée par un détendeur régulateur. Le débit de l'air à la sortie du détendeur est mesuré à l'aide des rotamètres Brooks.

Le mélange air et eau réalisé avant l'entrée de chaque sous-canal par un mélangeur placé sur chaque branche de circulation voir (fig.3.1). A la sortie de la section de test, ce mélange à deux phases s'écoule dans un réservoir qui consiste en deux compartiments dont un pour

chaque canal. Ces deux compartiments sont ouverts à l'atmosphère et leurs niveaux d'eau sont maintenus constants.

La section de test est fabriquée en acrylique transparente pour inspecter visuellement les régimes de l'écoulement. Elle représente deux sous canaux interconnectés latéralement, d'un réseau de combustible à pas carré. La coupe transversale de la section de test est donnée sur la figure fig.3.2).

Certains paramètres géométriques de la section de test tels que la largeur et la longueur de la fente peuvent être changés facilement selon les besoins de l'expérience. Les dimensions caractéristiques de la section de test sont données en table (3.1).

Afin de simuler les sous-canaux d'une grappe de combustible d'un réacteur CANDU, la section de test est positionnée horizontalement, et elle peut être tournée autour de son axe longitudinale pour étudier toutes les orientations possibles rencontrées dans une grappe de combustible nucléaire. En effet, le canal de haute fraction de vide peut être placée au dessous, au même niveau, et en-dessus du canal de faible fraction de vide.

Pour des raisons de simplicité, le choix du mélange air-eau (2 composantes) est souvent fait par plusieurs chercheurs. En effet le montage fonctionne à basses pressions et à la température ambiante avec une instrumentation et montage relativement simples,

TABLE 3.1

## Paramètres géométriques de la section de test

Diamètres	8.79 mm
Espacement	3.23 mm
Aire de la section de passage	146.5 mm <sup>2</sup>
Diamètre hydraulique	9.2 mm
Distance centrøide-centrøide	18.66 mm
Longueur d'interconnexion	1 320.8 mm

## 3.2 Instrumentation:

## 3.2.1 Les débits d'eau et d'air:

Les débits d'eau sont mesurés à l'aide des débitmètres "Flow Technology" placés à l'entrée de chaque canal et à la sortie du canal de taux de vide élevée en aval du bac de séparation eau-air. La précision de ces débitmètres est de l'ordre de 1 %. Ceci a été confirmé par

nos tests de calibration en pesant l'eau collectée pendant un intervalle de temps prédéterminé.

Les débits d'air sont mesurés à l'aide des rotamètres "Brooks". Afin de couvrir une large gamme de débits, une série de 3 rotamètres est utilisée pour chaque canal. Au cours des expériences la pression à la sortie du rotamètre est contrôlée et maintenue constante. La précision de ces rotamètres est de l'ordre de 2 % de la pleine échelle.

### 3.2.2 Mesure du taux de vide:

Au cours de ces dernières années, plusieurs techniques ont été développées pour les mesures du taux de vide. Cependant l'application de chaque technique est souvent limitée à un problème spécifique. Toutes les méthodes existantes peuvent être classifiées comme des mesures moyennées locales ou spatiales.

Les méthodes locales, telles que les sondes à conductivité, anémomètres à film et les sondes à fibres optique peuvent donner de l'information détaillée sur la distribution des phases. Cependant ces sondes ont l'inconvénient d'introduire d'importantes perturbations dans l'écoulement, surtout si elles sont utilisées dans des canaux de petite section de passage. La valeur moyenne du

taux de vide sur une ligne ou sur une surface est obtenue par l'absorption des rayons x ou rayons  $\gamma$ , alors que la moyenne sur le volume est mesurée à l'aide de la technique des vannes à fermeture rapide ou par les jauges à impédance. La technique de diffusion ou d'absorption des neutrons devient un moyen sensible et puissant pour la mesure du taux de vide moyenné sur le volume quand le mélange à deux phases s'écoule dans un tube métallique avec des murs très épais.

Un des objectifs de cette présente recherche est d'obtenir une information détaillée sur la distribution axiale des taux de vide moyen dans les canaux le long de l'interconnexion. Pour remplir cette condition requise, le taux de vide sera mesuré rapidement et simultanément à plusieurs positions axiales. A cause de la nature simultanée de la mesure, seule la technique d'impédance est appropriée pour cette recherche. L'avantage d'une telle technique; est qu'elle nous donne une lecture directe du taux de vide, avec une incertitude relativement faible, cependant les jauges à impédance ont quelques désavantages. Ils nécessitent une procédure de calibration longue et compliquée, et donnent une faible précision à des taux de vide élevés (80%) et finalement leurs réponses dépendent fortement de la température de l'eau et des impuretés dissous.

Comme on l'a souligné, la technique d'impédance est très convenable pour cette recherche. Avec cette technique, les valeurs du taux de vide sont obtenues en mesurant l'admittance entre deux électrodes. Ces électrodes de forme cylindrique et de diamètre 4.75 mm sont insérées dans des blocs d'acrylique, qui forment la section de test (fig.3.3). L'étanchéité des électrodes est assurée en collant ces dernières au blocs d'acrylique. Il y a 10 paires d'électrodes le long des canaux, et leurs positions sont indiquées sur (la fig.3.4). La distribution des électrodes le long du canal est faite de la façon suivante: deux paires avant le début de la région d'interconnexion, les huit autres se trouvent dans la région d'interconnexion.

(La fig.3.5) montre un schéma simplifié du système de mesure du taux de vide manufacturé par Auburn International Inc. Chaque paire d'électrodes a son propre circuit électronique qui mesure le taux de liquide entre les électrodes. Un schéma détaillé du circuit électronique associé avec chaque électrode est donné dans (la fig.3.6). Puisque toutes les électrodes sont immergées dans le même milieu conducteur, une précaution spéciale est nécessaire pour éviter la conduction croisée (résistive ou réactive) qui peut avoir lieu entre les canaux de mesures. Une tension alternative de 5 KHz est utilisée pour exciter

chaque paire d'électrodes. Le couplage est fait par l'intermédiaire des transformateurs de couplage. La chute de voltage à travers la résistance R fig.(3.6), monté entre les côtés secondaires des transformateurs de couplage est directement fonction du courant qui passe à travers. Ainsi, on peut supposer que ce voltage est proportionnel à l'admittance entre les électrodes, i.e. une fonction du taux de liquide entre eux.

Ce voltage est amplifié par la suite par un module différentiel du type "instrumentation" qui fournit une haute impédance à l'entrée et un mode de rejection commun très élevé. Pour corriger les variations de conductivité de l'eau causées par les changements de la température ou les impuretés, un canal de référence séparé, est utilisé pour mesurer continuellement l'admittance de l'eau à l'entrée (fig.3.5 et 3.6). La réponse des canaux principaux est alors divisée par la réponse de la référence, et les erreurs introduites par les changements de conductivité de l'eau sont de cette façon considérablement réduits.

Pour éliminer la partie aléatoire du signal, ce dernier doit être intégré sur une période convenable. Après plusieurs essais, une période moyenne de 50s s'est trouvé à être optimale pour cette recherche. La valeur

moyenne dans chaque canal est par la suite mesurée à l'aide d'un voltmètre digital.

### 3.2.3 Les pressions:

Les pressions le long du canal de faible taux de vide et les différences de pression entre les sous-canaux sont mesurées à l'aide des capteurs de pression reliés à des prises de pression localisées à chaque 50.8 mm le long d'une région de 1 473.2 mm. La fig.3.7 montre l'emplacement des points où les pressions sont mesurées. Les signaux électriques en provenance des capteurs de pression sont envoyés à un multimètre digital, où ils sont intégrés sur une période de 50 secondes afin d'obtenir une bonne valeur moyenne de la pression.

A l'aide d'un manomètre à mercure on a mesuré la pression dans le canal à taux de vide élevé par rapport à la pression atmosphérique à une distance de 76.2 mm en aval du commencement de l'interconnexion. Cette information nous permet de déterminer la pression absolue en tout point de la section de test.

Pour empêcher la pénétration du gaz dans la ligne de connection entre les prises de pression et les capteurs de pression, des petits pots de séparation de bulles sont installés sur les tubes qui connectent les prises à la

ligne principale de pression voir (fig.3.8). Le tube provenant de celui allant à la ligne principale de pression est connecté au fond du même pot. L'accumulation des bulles d'air baisse légèrement le niveau d'eau dans le pot. Une fois ce niveau est stabilisé, des mesures précises de la pression sont alors possibles.

### 3.3 Echanges de masse liquide entre sous-canaux:

Ces échanges de phase liquide entre les canaux sont obtenus en injectant une solution de NaCl dans le canal de taux de vide élevé et en mesurant la variation de la concentration du traceur dans les deux sous-canaux. L'échantillonnage est effectué en 12 points le long de la section de test avec des aiguilles rétractables (fig.3.2).

Pour obtenir une bonne précision sur la concentration moyenne en une position donnée, cinq échantillons ont été également prise dans la direction radiale. Le débit du traceur injecté est ajusté de telle sorte que la conductivité moyenne à l'entrée est comprise entre 900 mMHos et 1 100 mMHos.

La concentration du traceur est évaluée par des mesures de la conductivité du mélange (eau-NaCl). Le niveau de la conductivité à l'entrée est choisi afin d'assurer:

- une différence adéquate de la conductivité entre les canaux.
- d'éviter la saturation dans la concentration du traceur en solution.

Cette dernière condition nous permet de relier la concentration du traceur et la conductivité par la relation suivante:

$$\text{Concentration} = A \times \text{conductivité} + \beta.$$

Par conséquent, les échanges de masse liquide entre les deux sous-canaux peuvent être exprimés en fonction de la conductivité au lieu de la concentration du traceur. La concentration du sel dans les échantillons est déterminé avec une précision de  $\pm 1$  % en utilisant un lecteur de conductivité. Ces informations, ainsi que les débits de liquide à l'entrée nous permet de déterminer par simple bilan de masse le débit axial de liquide dans chaque sous-canal.

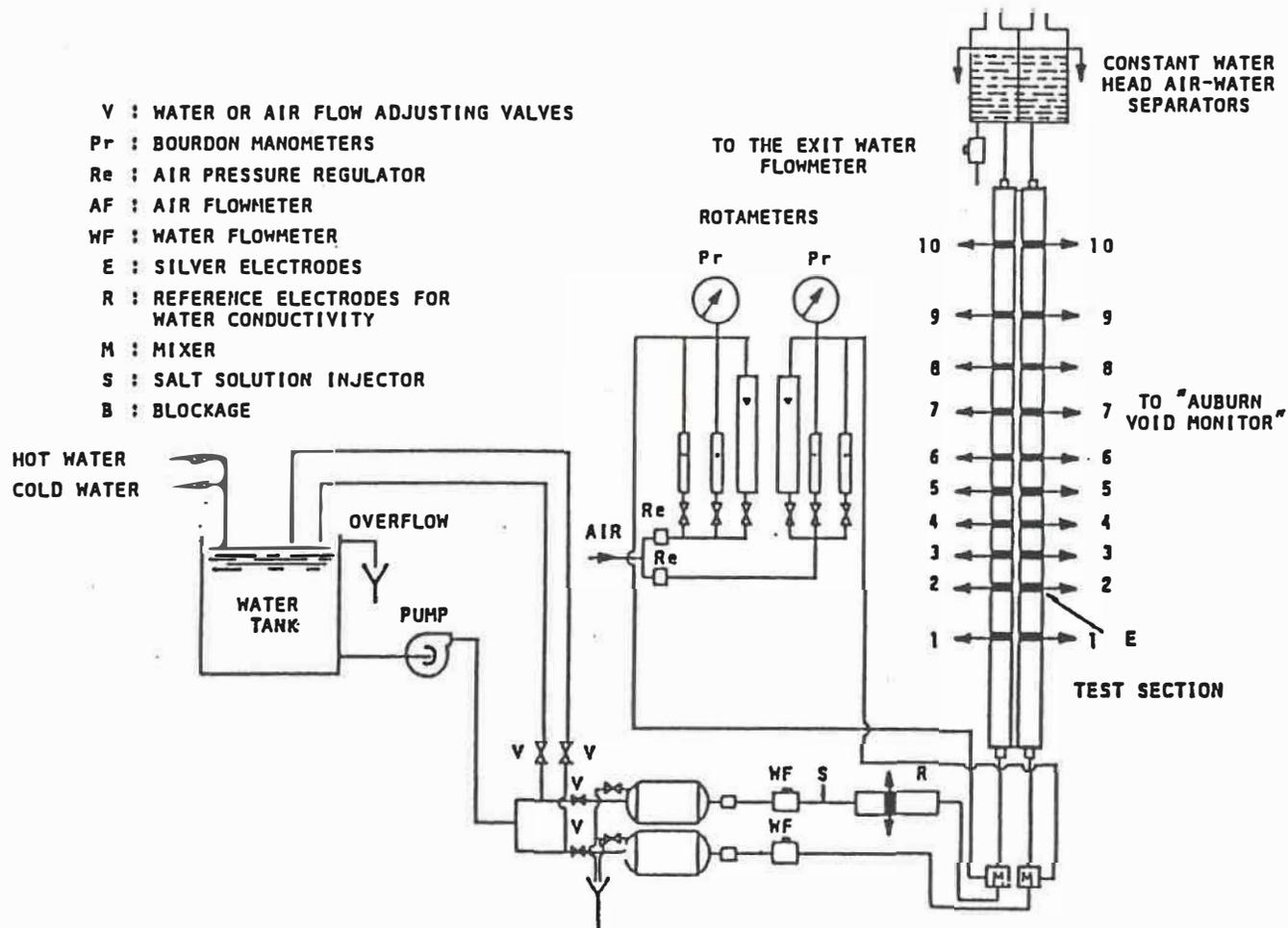


Figure 3.1: Appareils expérimentaux.

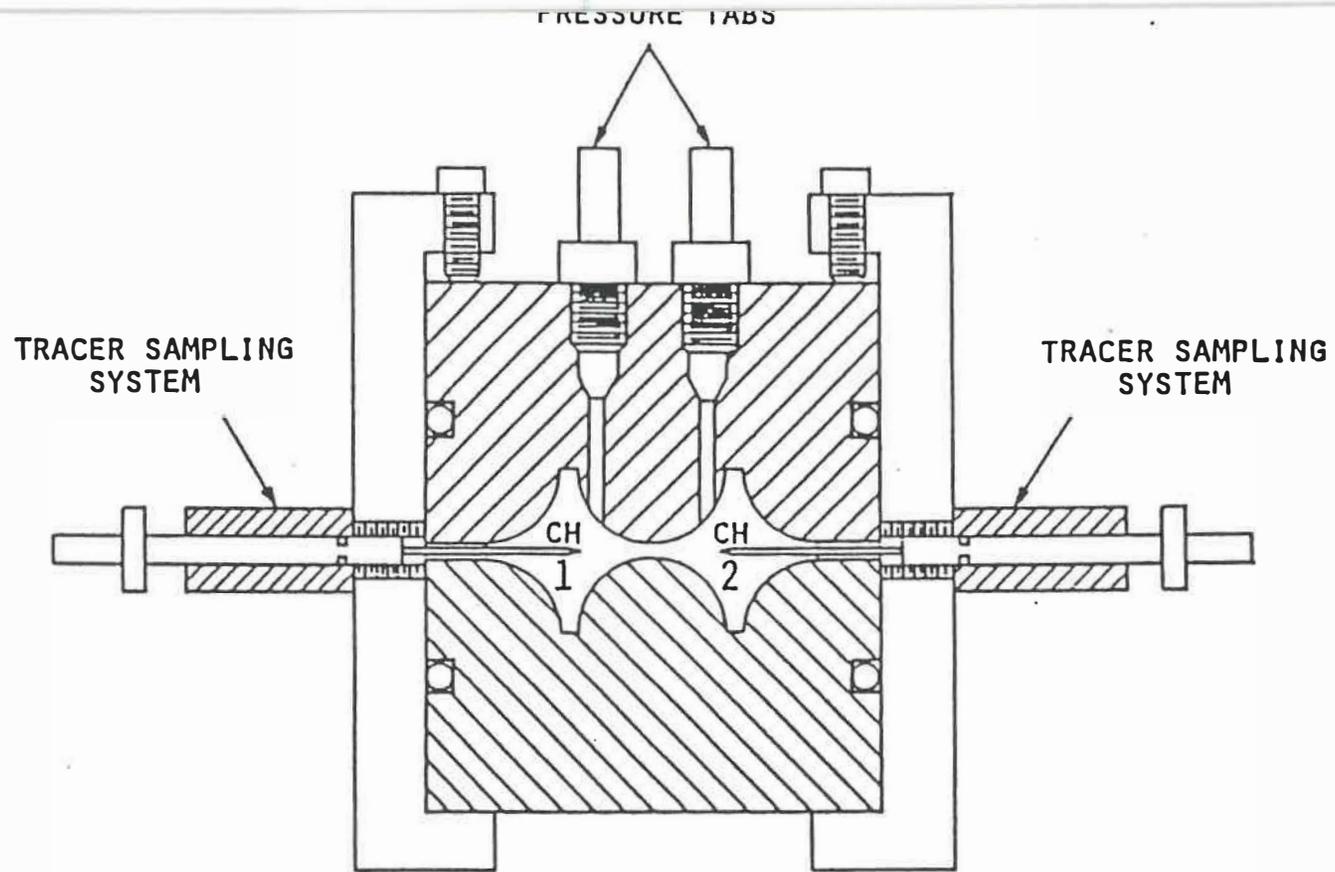


Figure 3.2: Coupe transversale de la section de test.

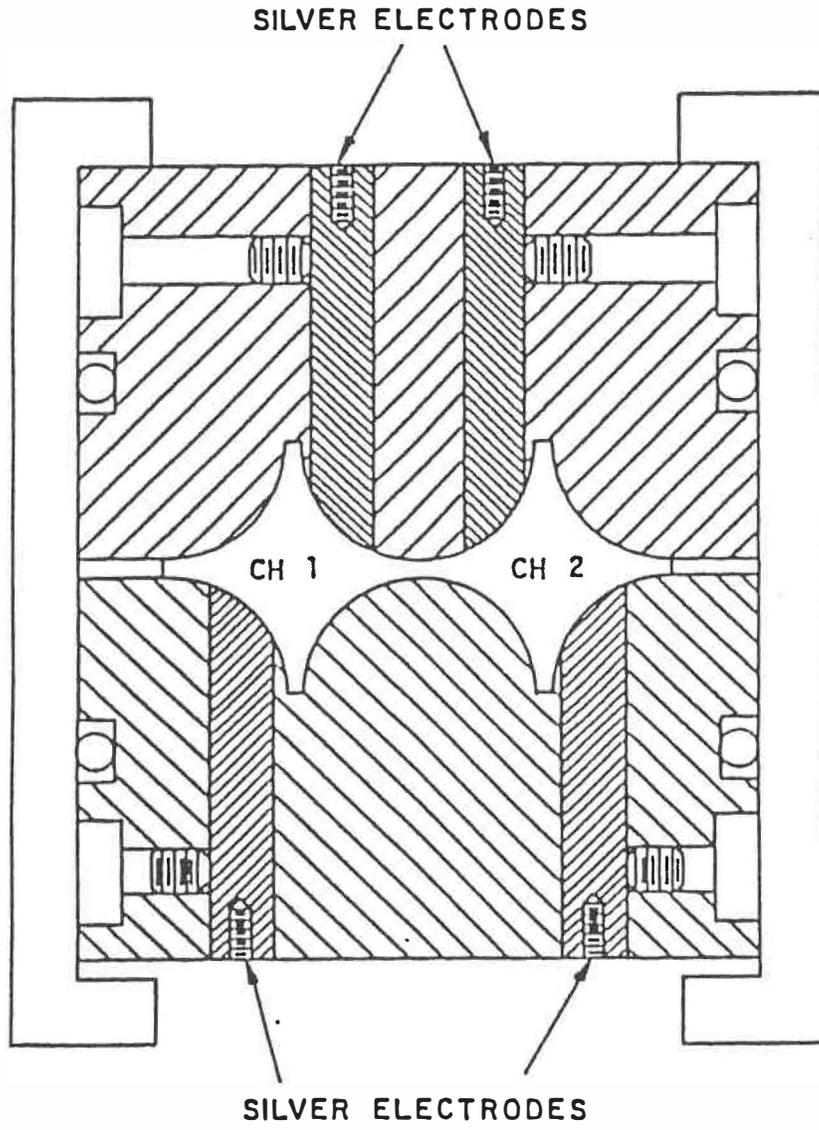


Figure 3.3: *j*auge Impédance

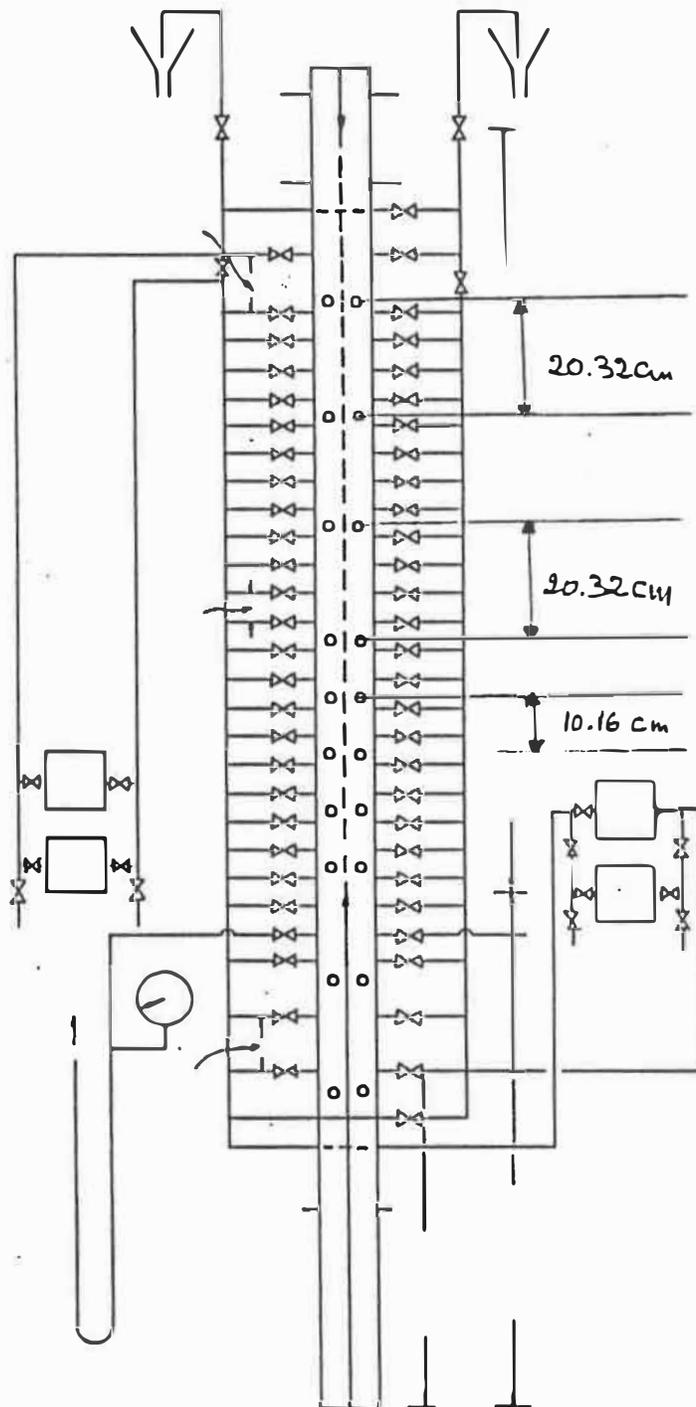


Figure 3.4: Positions des électrodes et des stations d'échantillonnage du traceur.

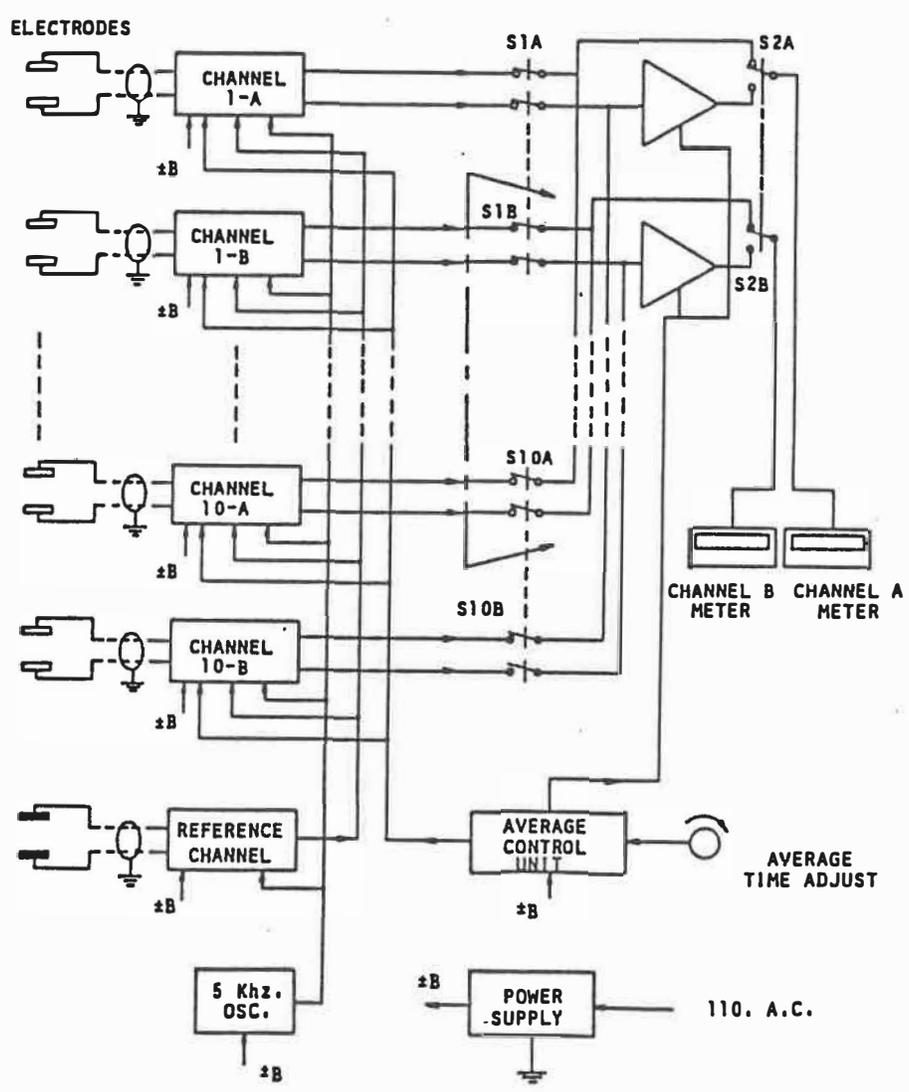


Figure 3.5: Schéma du système de mesure du taux de vide.

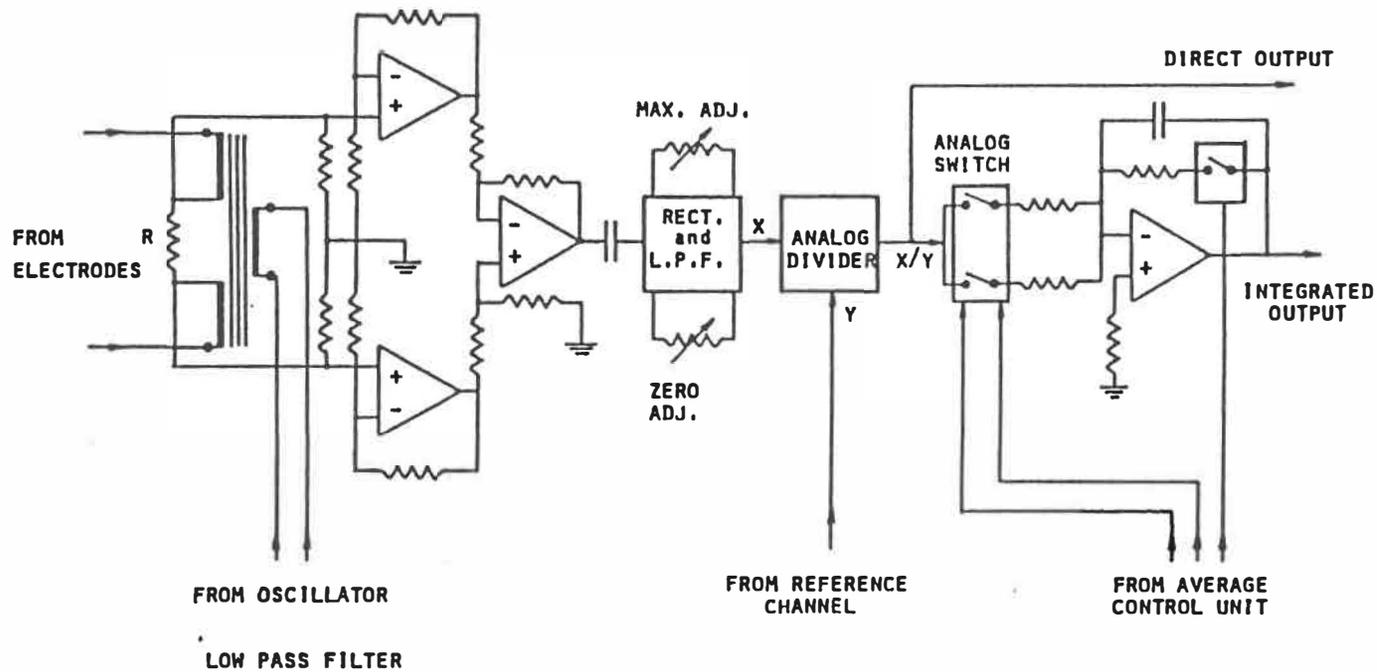


Figure 3.6: Schéma détaillé du circuit électronique associé avec chaque électrode.

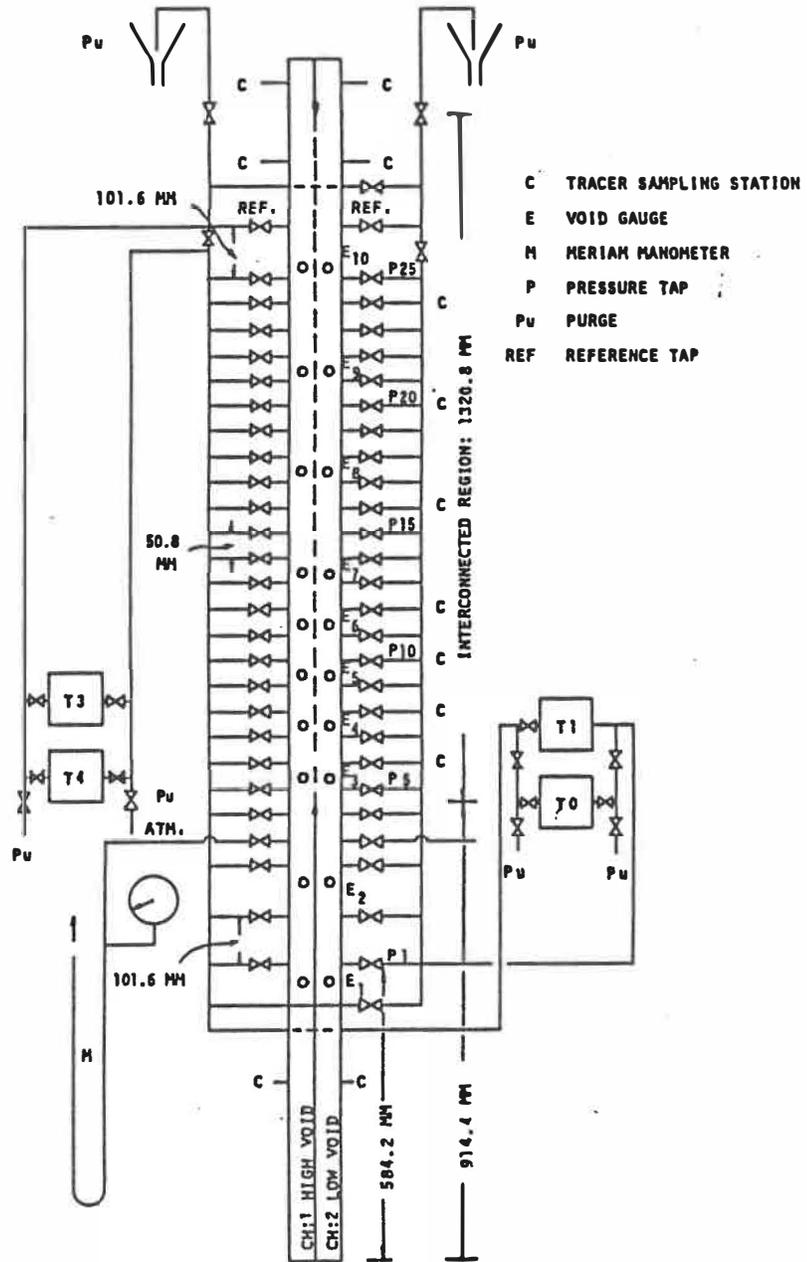
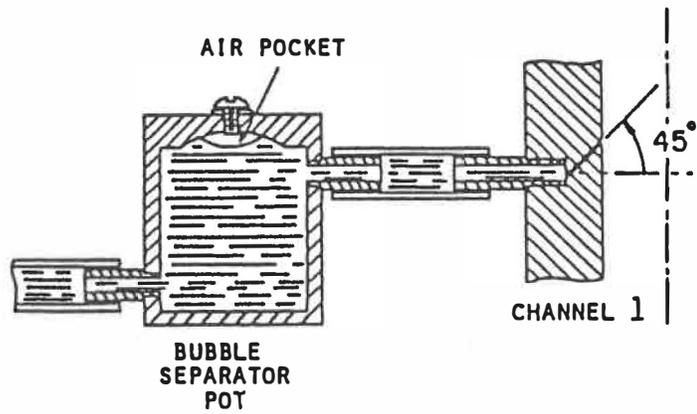
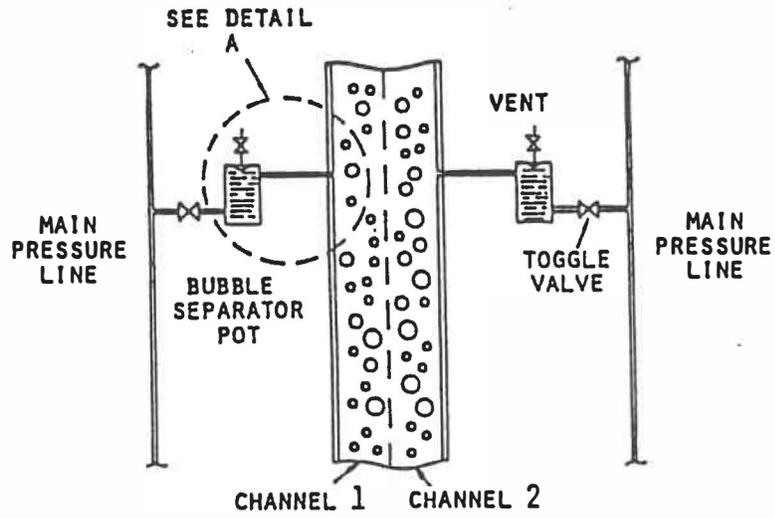


Figure 3.7: Positions des prises de pression, des stations d'échantillonnage du traceur.



DETAIL A.

Figure 3.8: Pots de séparation du gaz.

#### IV- PROCEDURES EXPERIMENTALES

Les expériences sur des canaux interconnectés ont été effectuées en deux étapes. La première étape consistait à des expériences sur un seul canal où la réponse des électrodes au taux de vide, des relations entre le flux volumétrique moyen de la phase gazeuse, le titre volumique du mélange, la perte de pression par frottement et les paramètres de l'écoulement tels que les taux de vide et les flux de masse du liquide sont déterminés. La deuxième étape consiste à faire des essais sur des canaux interconnectés où les informations ci-dessus sont utilisées pour déterminer le taux de vide, le transfert net de gaz.

Ce chapitre sera consacré à la présentation des données expérimentales obtenues sur les essais de calibration d'un seul canal et, à la description des procédures suivies pour déterminer les paramètres tels que les taux de vide, les échanges de masse de la phase liquide, le transfert net de gaz et les pressions dans des canaux interconnectés.

#### 4.1 Les essais de calibration d'un seul sous-canal:

##### 4.1.1 Calibration des électrodes de mesure de taux de vide:

Les électrodes utilisées dans cette recherche ont été calibrées en comparant leurs réponses au taux de vide obtenu par la méthode des vannes à fermeture rapide. Cette méthode consiste à recueillir et à déterminer le volume d'eau emprisonnée entre les deux vannes placées aux deux extrémités du canal après les avoir fermées rapidement. Connaissant le volume total  $V_T$  du canal entre les vannes, le taux de vide réel se déduit facilement en utilisant la relation suivante:

$$\alpha = (V_T - V_R) / V_T \quad 4.1$$

où  $V_R$  est le volume d'eau recueilli. L'avantage de cette technique est qu'elle est peu coûteuse, le montage est relativement simple. Suivant les régimes de l'écoulement, les mesures du taux de vide par les vannes à fermeture rapide peuvent comporter des fluctuations.

Afin de réduire la composante aléatoire de la mesure, et d'obtenir une valeur moyenne du taux de vide réel, plusieurs mesures ont été effectuées pour des mêmes conditions de l'écoulement à l'entrée dans le sous-canal.

Durant la calibration, la température de l'eau était maintenue à  $20 \pm 1^\circ \text{C}$ . Pour des flux de masse liquide de  $1\,000 \text{ kg/m}^2\text{s}$ ,  $1\,500 \text{ kg/m}^2\text{s}$ ,  $2\,300 \text{ kg/m}^2\text{s}$  et  $3\,000 \text{ kg/m}^2\text{s}$  différents taux de vide ont été obtenus en augmentant le flux de masse du gaz; on a obtenu des taux de vide allant jusqu'à 74% selon la figure 4.1.

A la réponse de chaque paire d'électrodes pour le mélange eau-air à l'intérieur du canal, on fait correspondre le taux de vide réel obtenu par la méthode des vannes à fermeture rapide. Comme exemples typiques les fig. 4.1 (a,b) donnent les courbes de calibration pour l'électrode 1-5 et 2-5 (le premier nombre réfère au canal, le second numéro à la paire d'électrodes, fig.4.1 et 4.1b). Chaque paire d'électrodes était calibrée avec son propre circuit électronique.

A partir des données de la calibration, on conclue que la réponse des électrodes est peut être considérée comme indépendante du flux de masse du liquide. Les données expérimentales montrent que le taux de vide maximum qu'on a pu réaliser avec l'installation était de 74% (pour un flux massique du liquide de  $1\,000 \text{ kg/m}^2\text{s}$ ).

Lors de la calibration des électrodes, la principale supposition utilisée est que, les changements dans les taux de vide, causés par l'expansion du gaz avec

la diminution de la pression absolue le long du sous-canal pourraient être ignorés. En d'autres mots le taux de vide mesuré par la technique des vannes à fermeture rapide représente le vide réel qui existe entre toutes les paires d'électrodes. Cette supposition ne devrait pas être complètement vraie quand les électrodes sont réparties sur une longue distance de 1422 mm, et quand la perte de pression sur cette distance n'est pas négligeable comparativement à la pression d'opération du système. Par conséquent, les taux de vide obtenus des courbes de calibration de chaque paire d'électrodes devraient être corrigés afin d'obtenir le taux de vide réel et précis dans une position axiale donnée. La procédure utilisée pour la correction est décrite dans la section (4.2).

#### 4.1.2 Le titre volumétrique de l'écoulement et le flux volumétrique du gaz.

La fig. 4.2 montre des relations entre le titre volumétrique de l'écoulement  $\beta$  et le taux de vide moyenne dans le volume ( $\alpha$ ) pour des flux de masse variant entre 1 000 kg/m<sup>2</sup>s et 3 000 kg/m<sup>2</sup>s. Pour des taux de vide inférieurs à 38% tous les points expérimentaux se trouvent autour de la droite  $y = x$  indiquant ainsi que le rapport des vitesses des phases est égal à 1; alors que pour des taux de vide supérieurs à 38% tous les points expérimentaux

se trouvent au-dessus de cette droite; montrant ainsi que pour une géométrie du canal et pour des flux de masse spécifiés, le rapport de glissement prend des valeurs supérieures à 1. On peut conclure que pour des taux de vide inférieurs à 38%, la relation  $\beta$  vs( $\alpha$ ) est considérée comme indépendante du flux de masse du liquide pour des valeurs supérieures à  $G = 1\ 500\ \text{kg/m}^2\text{s}$  alors qu'au-delà de 38%, elle semble dépendre de  $G$ . Sa dépendance est telle que  $\beta$  diminue avec le flux de masse qui accroît. Les figures 4.3 donnent la relation entre le flux volumétrique du gaz ( $j_g$ ) et le taux de vide moyenné. La fig. 4.4 donne la relation entre le taux de vide et le titre de l'écoulement.

#### 4.1.3 La perte de pression par frottement:

A cause de l'incertitude entraînée dans les calculs des pertes de pression par frottements en écoulement diphasique, en utilisant les corrélations existantes dans la littérature, nous avons conclu que pour une bonne analyse des données expérimentales obtenues, la caractéristique de perte de pression de la section de test doit être déterminée expérimentalement. La chute de pression totale peut être écrite en termes de leurs composantes par frottement accélération et par gravité comme suit:

$$\Delta P_T = \Delta P_{\text{frott}} + \Delta P_{\text{accel}} + \Delta P_{\text{gravité}} \quad 4.2$$

Puisque la distance sur laquelle  $\Delta P$  est mesurée est petite ( $h_{9-13} = 203.2$  mm), la perte de pression par accélération peut être négligée devant celle par frottement, en effet les deux paires d'électrodes séparées de 101.6 mm et localisées entre les prises de pression 9 et 13 ne donnent aucune indication sur la variation du taux de vide. De plus, dans l'écoulement horizontal la perte de pression par gravité est nulle. Par conséquent, la perte de pression mesurée est égale à la perte de pression par frottement. Le gradient de pression par frottement est donnée par:

$$\left[ \frac{dP}{dz} \right]_{\text{frottement}} = \frac{\Delta P_{\text{frottement}}}{h_{9-13}} \quad 4.3$$

Les expériences de la perte de pression ont été réalisées en gardant le débit de masse de la phase liquide constant et en variant le taux de vide. Pour chaque expérience, en plus des pressions, les débits des phases liquide et gaz, les taux de vide et la pression absolue du mélange des deux phases, ont été mesurées.

Les données de la chute de pression par frottement sont présentées en terme du coefficient multiplicatif de la perte de pression par frottement en deux phases,  $\phi_L^2$  défini

par:

$$\phi_L^2 = \frac{\left[ \frac{dP}{dZ} \right]_{DP, \text{ frottement}}}{\left[ \frac{dP}{dZ} \right]_{fo, \text{ frottement}}} \quad 4.4$$

où  $\left[ \frac{dP}{dZ} \right]_{fo, \text{ frott}}$  est la perte de pression par frottement

quand le mélange s'écoule à l'état liquide dans le canal.

Cette perte de pression est donnée par:

$$\left[ \frac{dP}{dZ} \right]_{fo, \text{ frott}} = f \frac{1}{2} \frac{G^2}{\rho_l} \frac{1}{D_H} \quad 4.5$$

Pour le facteur de frottement,  $f$ , la corrélation suivante donne un résultat à l'intérieur de 2 à 3% pour la géométrie du sous-canal utilisée dans cette recherche et dont les paramètres géométriques sont donnés dans le tableau 3.1. Cette corrélation est valable pour des nombres de Reynolds ( $Re$ ) compris entre 5 000 et 50 000:

$$f = 0.2533 Re^{-0.241} \quad 4.6$$

La variation du facteur de frottement  $f$  vs Reynolds est donnée sur la fig.4.5; celle du coefficient multiplicatif de deux phases  $\phi_L^2$  vs le taux de vide est donnée sur la fig.4.6 pour des flux de masse compris entre 1 000  $kg/m^2s$  et 3 000  $kg/m^2s$ .

La connaissance des valeurs de ces pertes de pression est particulièrement importante quand les données seront comparées avec les prédictions des codes des sous-canaux (ASSERT) réf. [27].

#### 4.2 Sous-canaux interconnectés:

Les courbes de calibration des électrodes et la relation  $\beta - \langle \alpha \rangle$  présenté dans la sous-section précédente ont été utilisées pour déterminer des paramètres tels que les fractions de vide et les débits du gaz dans des canaux interconnectés le long de l'interconnection.

##### 4.2.1 Les taux de vide:

La moyenne des réponses des paires d'électrodes localisées en dix points dans les canaux de haute et de faible fraction de vide ont été déterminées simultanément sur une période de 50 secondes. Par la suite la fraction de vide correspondante à chaque paire d'électrodes est déterminée en utilisant sa courbe de calibration individuelle qui a un comportement similaire à celles données comme exemples dans les fig. 4.1a et 4.1b.

Comme nous avons souligné dans le paragraphe 4.1.1, la calibration des électrodes était effectuée en comparant leur réponse au mélange diphasique s'écoulant dans le canal avec la fraction de vide moyenne de tout le canal,

déterminée par la technique des vannes à fermeture rapide. Dans cette procédure, la principale hypothèse faite était que la variation de la fraction de vide le long du canal due à l'expansion du gaz pourrait être ignorée, ainsi une seule valeur de la fraction de vide pourrait être attribuée à toutes les électrodes. Cette hypothèse n'est plus valable quand les électrodes sont réparties sur une longue distance, et quand la perte de pression est importante par rapport à la pression du système. Par conséquent, les fractions de vide lues à partir des courbes de la calibration doivent être corrigé pour tenir compte de l'expansion de la phase gazeuse. La procédure utilisée est donnée ci-dessous.

Dans les deux canaux, l'électrode #5 est localisée au milieu de la section de test comme on peut le voir sur la fig.3.4. Puisque la variation de la pression le long du canal est linéaire (observée expérimentalement), on peut s'attendre à ce que le taux de vide moyen dans tout le canal, déterminé par le système de vannes à fermeture rapide, reflète adéquatement le taux de vide qui existe au niveau de ces électrodes, et leur courbe de calibration est raisonnablement précise. En plus les relations qui existent entre le flux volumétrique du gaz ( $\langle j_g \rangle$ ) le flux massique de l'eau et le taux de vide fig.4.3 ainsi que la pression absolue au niveau de ces électrodes ont été déterminées.

A cause de l'expansion du gaz, les courbes de calibration pour les jauges en amont de l'électrode #5 sur-estimera le taux de vide, alors que celle en aval le sous-estimera. Le degrés de sur et sous-estimation croit avec l'augmentation de la distance de l'électrode #5.

En utilisant la relation  $\langle j_g \rangle = j_g (\langle \alpha \rangle, m_L)$  (Fig.4.3), les taux de vide obtenus en utilisant la réponse et les courbes de calibration en amont et en aval des électrodes #5 dans chaque canal sont corrigés pour tenir compte de la compression et l'expansion du gaz respectivement avec la chute de pression de l'écoulement le long du canal. Cette correction est effectuée comme suit:

1- En utilisant le taux de vide mesuré pendant la calibration appelé taux de vide non corrigé, déterminez le gradient de perte de pression dans le canal ainsi que la pression absolue au niveau de l'électrode #5.

2- Calculez la pression absolue au niveau des électrodes #1 et #10 en utilisant la relation suivante:

$$Pa_{b_x} = Pa_{b_5} - \frac{dP}{dZ} (Z_x - Z_5) \quad 4.7$$

3- A partir de la relation  $j_g (\alpha, m_l)$  donnée à la fig.4.3 déterminez la valeur de  $j_g$  qui correspond au même taux de vide choisi initialement au niveau de l'électrode #5.

4- En supposant le comportement de l'air comme un gaz parfait, déterminez la valeur du flux volumétrique  $j_g$  qu'on doit avoir au niveau des électrodes 1 et 10 selon la relation suivante:

$$j_{gx} = \left[ \frac{Pa_5}{Pa_x} \right] j_g \quad 4.8$$

5- Les valeurs des taux de vide corrigés aux niveaux des électrodes #1 et #10 seront ceux qui satisfairont les valeurs des  $j_{gx}$  calculées au point 4, c-a-d.;

$$\alpha_x = j_{gx}^{-1} (\alpha, m_1, Pa_x) \quad 4.9$$

où  $j_x^{-1}$  représente la relation inverse qui existe entre le taux de vide et le flux volumétrique du gaz corrigé pour la pression.

6- En supposant qu'entre les électrodes #1 et 5, 5 et 10 la pression varie linéairement, les taux de vide corrigés pour les électrodes restantes sont déterminés par une interpolation linéaire.

Une bonne précision sur  $\alpha'_1$  et  $\alpha'_{10}$ , donne des taux de vide corrigés au niveau de toutes les électrodes.

Dans la figure 4.7 on montre les valeurs de  $\epsilon_1 = \frac{\alpha'_1}{\alpha_1}$  et  $\epsilon_{10} = \alpha'_{10} / \alpha_{10}$  ( $\alpha$  est le taux de vide obtenue de la courbe de calibration et  $\alpha'$  est le taux de vide corrigé)

obtenus pour différents taux de vide. Dans des conditions de l'écoulement dans un seul canal, pour un mélange donné toutes les électrodes rapportent le même taux de vide, i.e.  $\alpha_1 = \dots = \alpha_n = \dots = \alpha_{10} = \alpha_{VFR}$ . En définissant le coefficient de sur ou sous-estimation comme

$$\epsilon_n = \frac{\alpha'_n}{\alpha_n} \text{ pour } n = 1, \dots, 10.$$

on obtient:

. Pour les électrodes comprises entre #1 et 5:

$$\epsilon_n = \frac{\alpha'_n}{\alpha_n} = 1 + (\epsilon_1 - 1) \frac{Z_5 - Z_n}{Z_5 - Z_1} \quad n=1,2,3,4,5 \quad 4.10a$$

. Pour les électrodes comprises entre #5 et 10:

$$\epsilon_n = \frac{\alpha'_n}{\alpha_n} = 1 + (\epsilon_{10} - 1) \frac{Z_5 - Z_n}{Z_5 - Z_1} \quad n=5,6,7,8,9,10 \quad 4.10b$$

Dans les canaux interconnectés, la valeur du taux de vide  $\alpha_n$  de l'électrode #n est alors corrigée en multipliant cette valeur par  $\epsilon_n$  déterminé à partir des relations 4.10a ou 4.10b. La valeur de  $\epsilon_1$  ou bien  $\epsilon_{10}$  est déterminée de la courbe de correction du taux de vide (fig.4.7) en utilisant le taux de vide  $\alpha_n$  obtenu de la courbe de calibration.

Une certaine dépendance de la réponse des électrodes vis-à-vis l'orientation des canaux a été observée. Pour tenir compte de ces effets, on a effectué un certain

nombre d'expériences additionnelles qui nous ont permis de quantifier ce phénomène. Les résultats ainsi obtenus ont été correlés comme un facteur de correction en fonction du taux de vide. Cette corrélation est donnée à la fig.4.8, ou  $\epsilon$  est défini comme suit:

$$\epsilon = 36.89 \alpha^2 - 49.02 \alpha + 16.50 \quad 4.11$$

pour  $0 < \alpha < 0.65$

#### 4.2.2 Echanges de masse de la phase liquide:

Comme mentionné au paragraphe 3.3; on considère les deux canaux interconnectés dont les fluides qui s'écoulent peuvent avoir des vitesses, des pressions, et des taux de vide différents de telle sorte que les échanges de liquide soient possibles entre eux. Une façon de déterminer ces échanges, ce qui revient aussi de déterminer la variation des débits de masse du liquide dans les deux canaux le long de l'interconnexion, est d'injecter un traceur (solution de NaCl) dans le canal de taux de vide élevé et de suivre la variation de la concentration du traceur dans les deux canaux.

Dans ce paragraphe, en partant des équations de conservation de masse du liquide et du traceur, on dérive les expressions nécessaires nous permettant de déterminer le liquide transférée du canal 1 au canal 2 (notée par  $\partial w$ ) et du canal 2 au canal 1 (notée par  $\partial w'$ ) par unité de

longueur de la fente, ainsi que la relation qui donne la variation du débit massique du liquide quand les variations axiales de la concentration du traceur dans les deux canaux sont connues.

La fig. 4.9 montre les masses du liquide et du traceur qui entrent et qui sortent du volume de contrôle. En appliquant le principe de conservation de la masse au volume de contrôle et en désignant par  $\delta w$  et  $\delta w'$  les masses transférées du canal de taux de vide élevé à celui de faible taux de vide et vice versa, les relations suivantes peuvent être obtenues:

- Pour le canal de taux de vide élevé (i):

$$\delta w - \delta w' = - \frac{\delta m_i}{\delta Z} dZ \quad 4.12$$

- Pour le canal de faible taux de vide (j):

$$\delta w - \delta w' = - \frac{\delta m_j}{\delta Z} dZ \quad 4.13$$

A son tour, le principe de conservation de masse appliquée au traceur donne:

- Pour le canal de taux de vide élevé (i):

$$C_i \delta w - C_j \delta w' = \frac{\delta (C_i m_i)}{\delta Z} dZ \quad 4.14$$

- Pour le canal de faible taux de vide (j):

$$C_i \delta w - C_j \delta w' = \frac{\delta (C_j m_j)}{\delta Z} dZ \quad 4.15$$

où  $m$  est le débit de masse de l'écoulement et  $C$  la concentration du traceur moyennée sur la section de passage des canaux.

La discrétisation des équations 3.15 à 3.18 donne:

a) Pour la conservation de la masse:

. canal de taux de vide élevé (i):

$$m_{i,n+1} - m_{i,n} - \Delta w'_{n+1/2} + \Delta w_{n+1/2} = 0 \quad 4.16$$

. canal de faible taux de vide (j):

$$m_{j,n+1} - m_{j,n} - \Delta w'_{n+1/2} + \Delta w'_{n+1/2} = 0 \quad 4.17$$

En additionnant les équations 4.16 et 4.17 on obtient:

$$m_{i,n} + m_{j,n} - m_{i,n+1} - m_{j,n+1} = 0 \quad 4.18$$

b) Pour la concentration du traceur:

. canal de taux de vide élevé (i):

$$m_{i,n+1} C_{i,n+1} - m_{i,n} C_{i,n} + C_{i,n+1/2} \Delta w_{n+1/2} - C_{j,n+1/2} \Delta w'_{n+1/2} = 0 \quad 4.19$$

. canal de faible taux de vide (j):

$$m_{j,n+1} C_{j,n+1} - m_{j,n} C_{j,n} + C_{i,n+1/2} \Delta w_{n+1/2} - C_{j,n+1/2} \Delta w'_{n+1/2} = 0 \quad 4.20$$

En combinant les équations 4.16, 4.17 et 4.19, 4.20 les valeurs de  $\Delta W'_{n+1/2}$  et  $\Delta W_{n+1/2}$  peuvent être déterminées comme:

$$\Delta W'_{n+1/2} = m_{i,n} \frac{(C_{i,n+1/2} - C_{i,n})}{C_{j,n+1/2} - C_{i,n+1/2}} + \frac{m_{i,n+1} (C_{i,n+1} - C_{i,n+1/2})}{C_{j,n+1/2} - C_{i,n+1/2}} \quad 4.21$$

$$\Delta W_{n+1/2} = m_{j,n} \frac{(C_{j,n+1/2} - C_{j,n})}{C_{i,n+1/2} - C_{j,n+1/2}} + \frac{m_{j,n+1} (C_{j,n+1} - C_{j,n+1/2})}{C_{i,n+1/2} - C_{j,n+1/2}} \quad 4.22$$

en substituant les relations 4.21 et 4.22 dans l'équation 4.16 et en tenant compte de l'équation 4.18, pour les débits de masse dans le canal de haute fraction de vide (i), la relation suivante résulte de:

$$m_{i,n+1} = m_{i,n} \frac{C_{i,n} - C_{j,n+1}}{C_{i,n+1} - C_{j,n+1}} - m_{j,n} \frac{C_{j,n+1} - C_{j,n}}{C_{i,n+1} - C_{j,n+1}} \quad 4.23$$

Toutes les concentrations qui apparaissent dans l'équation 4.23 ont été déterminées expérimentalement. De plus, la concentration du traceur à l'entrée du canal de haute fraction de vide  $C_{i,0}$  ainsi que les débits (à l'entrée) des canaux ont été déterminés.

haute fraction de vide  $C_{i,0}$  ainsi que les débits (à l'entrée) des canaux ont été déterminés.

#### 4.2.3 Détermination de la concentration moyenne du traceur dans une section donnée.

La valeur moyenne de la concentration sera utilisée pour déterminer les masses du liquide échangées. A cause de la géométrie complexe de la section de passage des canaux, le flux moyen du traceur est donné par:

$$\frac{\int_A \rho_L J_L C \, dA}{\int_A dA} = \rho_L \langle J_L C \rangle = \rho_L \langle J_L \rangle \langle C \rangle \quad 4.24$$

où  $J_L$  est la vitesse superficielle du liquide. Puisqu'on n'a pas d'informations sur les valeurs locales de  $J_L$  et  $C$ , on suppose que:

$$\langle J_L C \rangle = \langle J_L \rangle \langle C \rangle.$$

et l'équation 4.24 devient:

$$\int_A \rho_L J_L C \, dA = A \rho_L \langle J_L \rangle \langle C \rangle = m_L \langle C \rangle \quad 4.25$$

ou  $\langle C \rangle$  est la concentration moyenne du traceur donnée par:

$$\langle C \rangle = \frac{\int_A c \, dA}{\int_A dA} \quad 4.26$$

On a également supposé que la concentration moyenne dans une région peut être convenablement représentée par la concentration obtenue par une simple interpolation en un point au milieu de la région. Pour cela deux méthodes sont utilisées pour déterminer la concentration au milieu de la région.

#### METHODE I:

Dans cette méthode, les concentrations en un point au milieu des régions I à III ( $C_{B1}$ ,  $C_{B2}$  et  $C_{B3}$  sur la figure 4.9) sont déterminées par interpolation des concentrations mesurées aux points d'échantillonnage qui précède et qui suit ce point. La concentration moyenne dans la région IV est obtenue par extrapolation des concentrations mesurées  $C_{3B}$  et  $C_{4B}$  au milieu de cette région. Cette approche évite l'utilisation de l'information du canal voisin. La même procédure a été aussi appliquée au deuxième canal.

#### METHODE II:

Cette méthode considère que la concentration moyenne dans une région est mieux représentée par une moyenne des concentrations à la frontière de la région ( $L_{1B}$ ,  $L_{2B}$ , ... fig.3.10) déterminé par interpolation des concentrations mesurées. Cette méthode utilise l'inter-

polation entre  $C_{4B}$  et  $C_{4A}$  pour évaluer la concentration à l'interface des sous-canaux (point L dans la fig.4.10).

La concentration moyenne sur une surface est obtenue par:

$$\langle C \rangle = \frac{\sum_{n=1}^4 C_n \Delta A_n}{A} \quad 4.27$$

$C_n$  est la valeur moyenne de la concentration du traceur dans une région déterminée avec les méthodes ci-dessus;  $\Delta A_n$  est l'aire de la région concernée, et

$$A = \sum_{n=1}^4 \Delta A_n$$

Une comparaison des concentrations moyennes déterminées par les méthodes ci-dessus et celle obtenue en mesurant l'aire sous le profil de la concentration dans chaque région avec un planimètre, a montré que la première méthode sur-estime légèrement la concentration moyenne, alors que la deuxième méthode la sous-estime. Cependant, la moyenne arithmétique entre les deux méthodes est en accord avec les résultats obtenus à partir du planimètre. Par conséquent, au cours du dépouillement des données expérimentales sur les masses du liquide échangées, la moyenne arithmétique des concentrations moyennes déterminées par les méthodes ci-dessus est utilisée.

#### 4.2.4 Transfert net de gaz:

Le transfert net de gaz du canal à taux de vide élevé au canal de faible taux de vide est déterminé en utilisant l'information sur les débits liquide (déterminé par la technique du traceur) et les taux de vide le long de l'interconnexion en conjonction avec la relation du titre volumétrique de l'écoulement ( $\beta$ ) et le taux de vide (figure 4.2) obtenue sous des conditions de l'écoulement dans un seul canal. Le titre volumétrique est défini comme:

$$\beta = \frac{Q_g}{Q_g + Q_l} \quad 4.20.$$

où  $Q_g$  et  $Q_l$  sont les débits volumiques du gaz et du liquide. A partir de la relation 4.20,  $Q_g$  peut être écrit comme suit:

$$Q_g = \frac{\beta Q_l}{1 - \beta} \quad 4.21.$$

En utilisant les données des taux de vide,  $\beta$  peut être déterminé dans les deux canaux. Les débits du liquide sont connus à partir des données expérimentales du traceur. Par conséquent les débits du gaz le long de l'interconnexion dans les canaux peuvent être facilement obtenus à partir de la relation 4.21. Pour être plus précis, cette méthode nécessite une variation substantielle dans les taux de vide. En conséquence, les débits massiques du gaz étaient déterminés seulement dans le canal de faible taux de vide.

#### 4.3 Les pressions:

Dans l'écoulement horizontal, la pression différentielle mesurée entre une prise de pression donnée et celle de la référence ( $\Delta p_{a,mesurée}$ ) donne directement la perte de pression totale. Cependant des corrections à la différence de pression mesurée entre les canaux étaient nécessaires pour tenir compte de la colonne d'eau dans la ligne de pression qui correspond à la différence d'élévation entre les deux prises de pression dans le même plan radial, voir fig.4.11 (a,b,c). De plus dans la présentation des données sur les différences de pression radiale, l'effet de la gravité causé par la colonne du mélange des deux phases entre les deux prises de pression n'est pas inclu. Par conséquent, la différence de pression radiale  $\Delta p_r$  causée par les composantes de frottement et de l'accélération est donnée par:

$$\Delta p_r = (P_{HV} - P_{LV}) = \Delta p_{r,mesurée} \pm h r_1 g \cos \theta \pm \Delta p_{gravité} \quad 4.28$$

ou  $h$  est la distance entre les deux prises de pression dans le même plan radial,  $\theta$  est l'angle que fait l'axe centroïde-centroïde de la section de test avec la verticale. Le terme " $h r_1 g \cos \theta$ " représente la correction pour la colonne d'eau dans la ligne de pression et est ajouté ou retranché de la pression mesurée,  $\Delta p_{r,mesurée}$ , dépendant qu'elle agit sur la prise de pression connectée au

côté de haute pression ou de faible pression du capteur de pression. La composante de gravité de la perte de pression est également ajoutée ou retranchée de la perte de pression mesurée,  $\Delta p_{r,mesurée}$ , dépendant qu'elle agit sur la prise de pression connectée au côté de haute pression fig.4.11a ou de faible pression fig.4.11b du capteur. Par conséquent trois cas se présentent:

1. Le canal de haute fraction de vide est en-dessous du canal de faible fraction de vide:  $\begin{matrix} SH & LV \\ & HV \end{matrix}$

$$\Delta p_r = \Delta p_{r,mes} + h\rho_l g \left( \frac{\alpha_{HV} + \alpha_{LV}}{2} \right) \quad 4.29$$

2. le canal de haute fraction de vide au-dessus de l'autre:  $\begin{matrix} SH & HV \\ & LV \end{matrix}$

$$\Delta p_r = \Delta p_{r,mes} - h\rho_l g \left( \frac{\alpha_{HV} + \alpha_{LV}}{2} \right) \quad 4.30$$

3. les deux canaux sont au même niveau:  $SH_{HV} = LV$

$$\Delta p_r = \Delta p_{r,mes} - d(\alpha_{LV} - \alpha_{HV}) \rho_l g \quad 4.31$$

$\alpha_{HV}$  et  $\alpha_{LV}$  sont respectivement les fractions de vide dans les canaux de haute et faible fraction de vide.

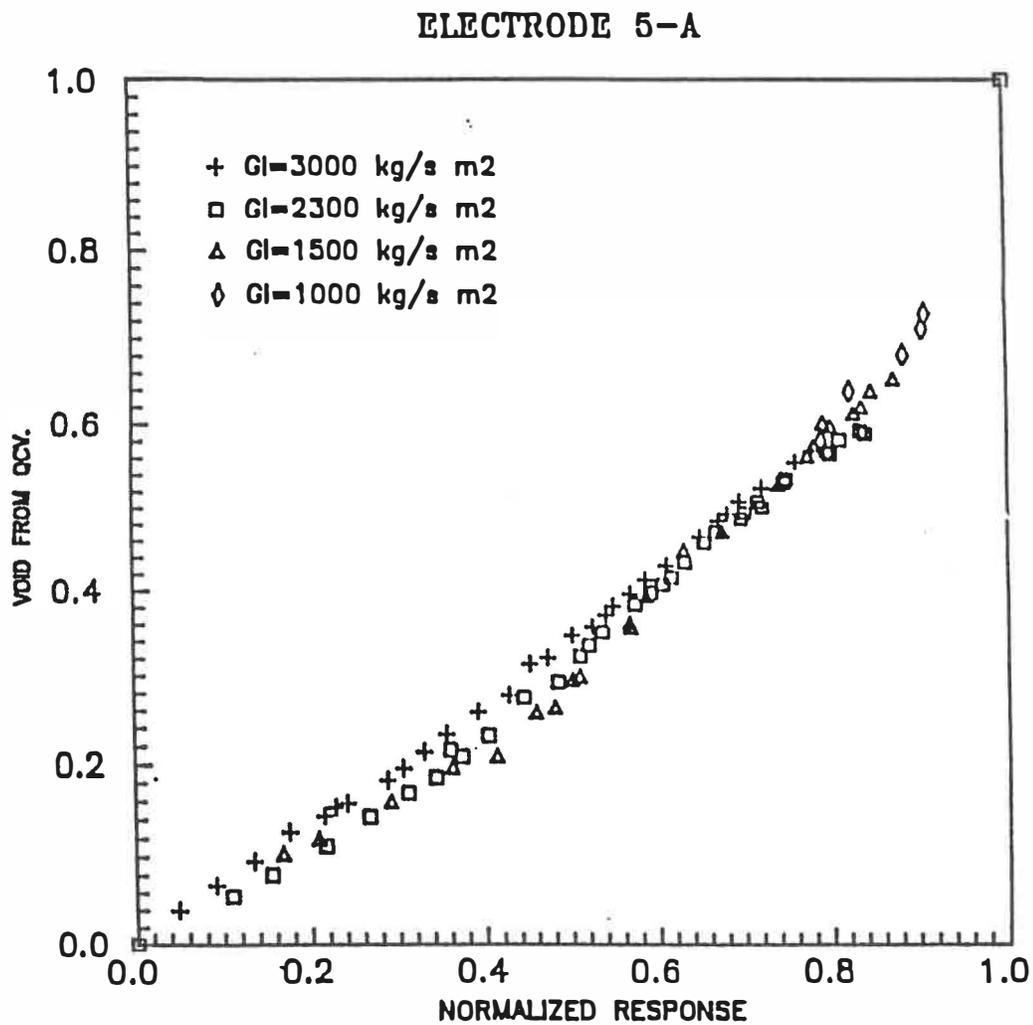


Figure 4.1a: Courbe de calibration de l'électrode (1-5).

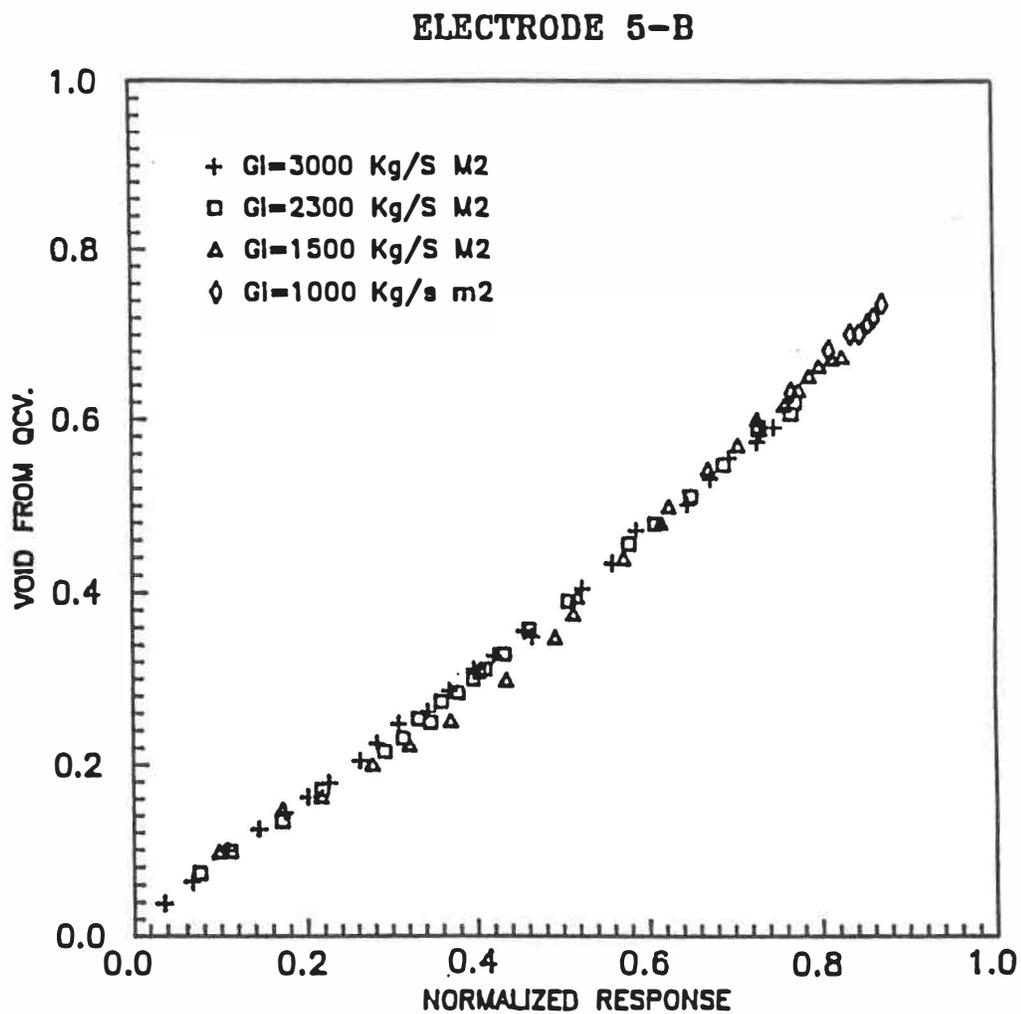


Figure 4.1b: Courbe de calibration de l'électrode (2-5).

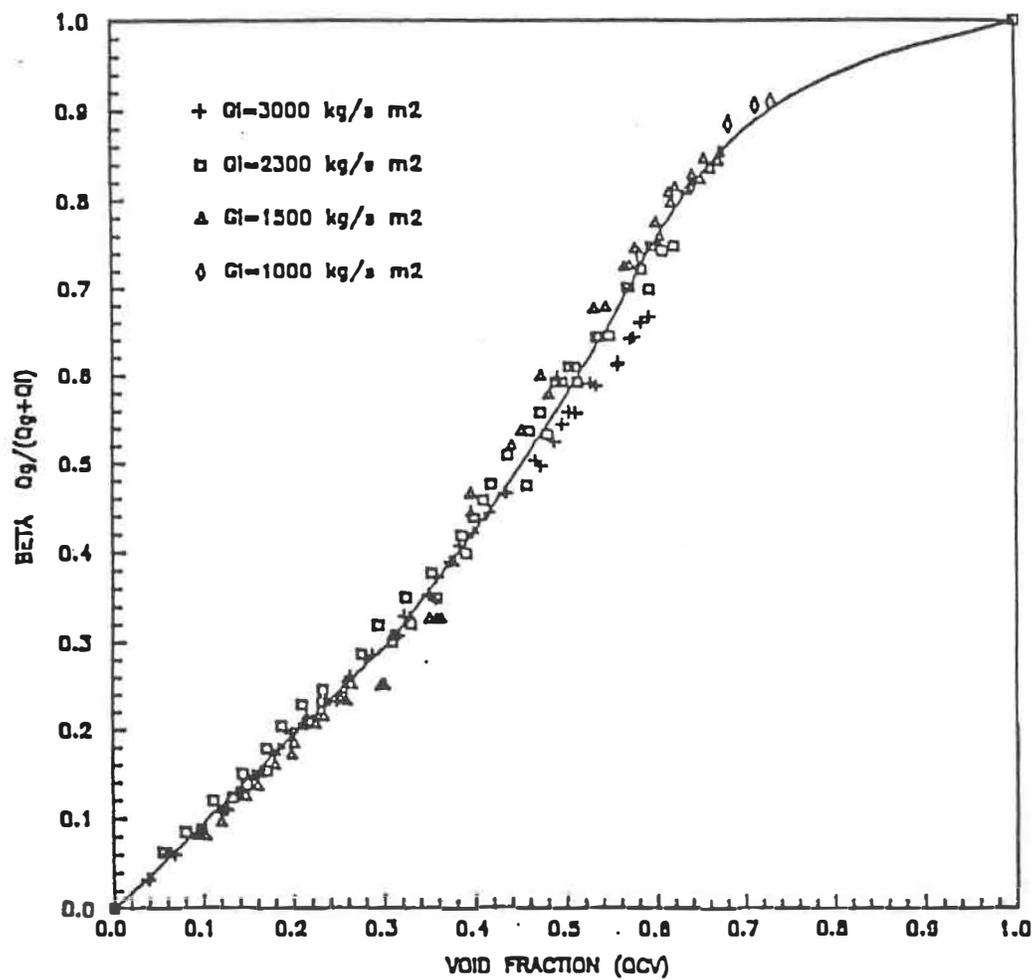


Figure 4.2: Relation entre le titre volumétrique  $\beta$  et le taux de vide  $\alpha$ .

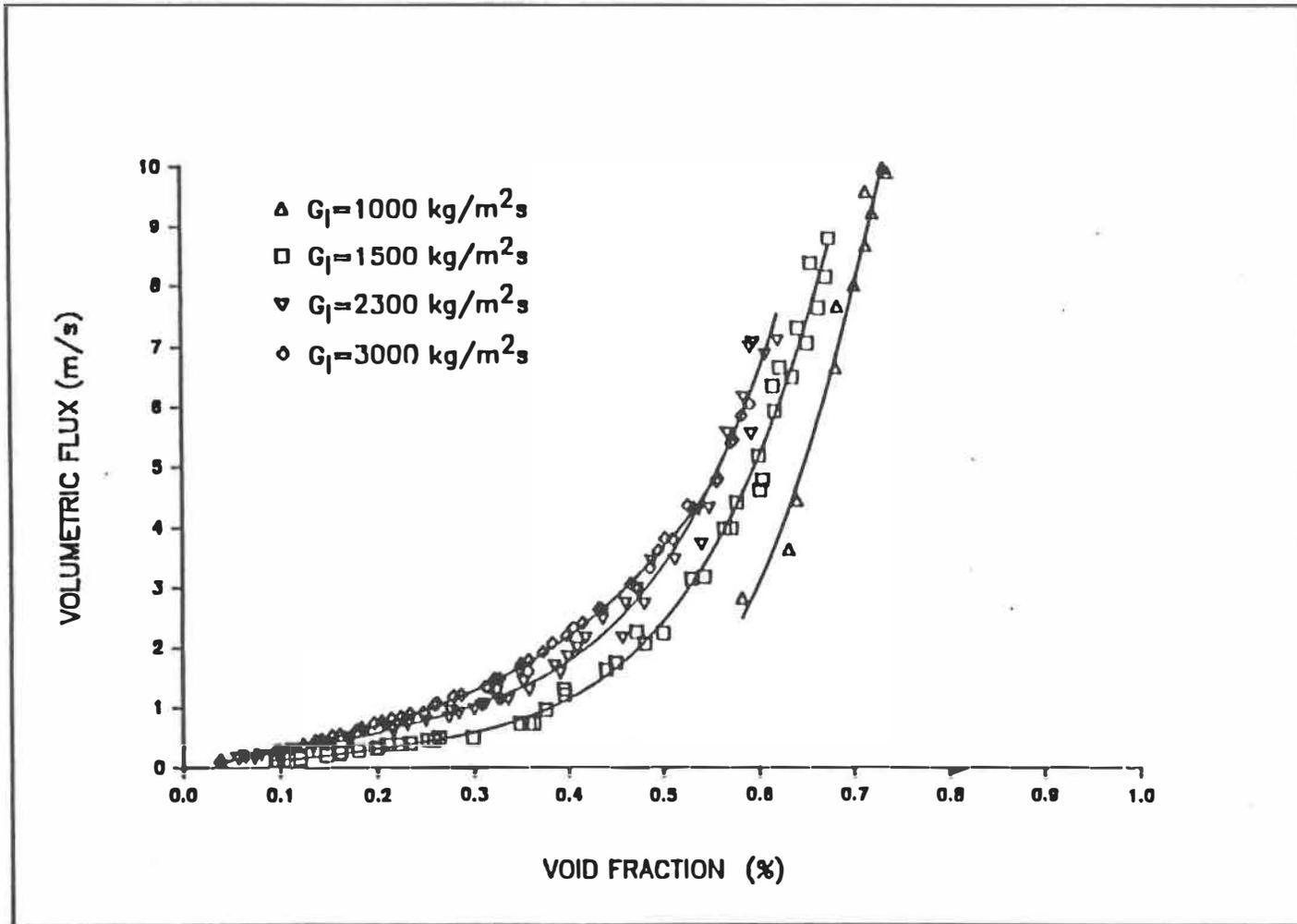


Figure 4.3: Relation entre le flux volumétrique du gaz  $j_g$  et le taux de vide moyen.

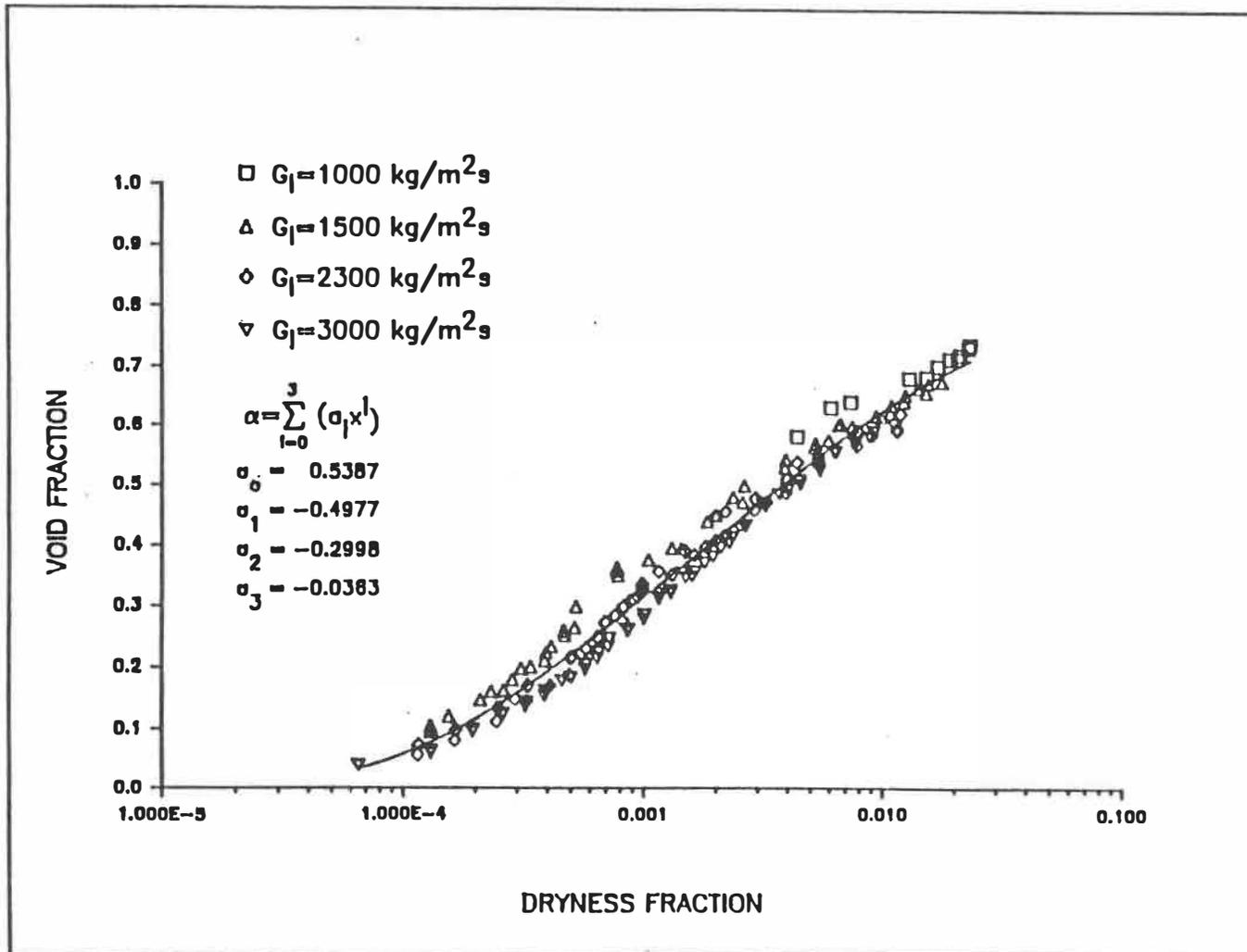


Figure 4.4: Relation entre le taux de vide et le titre de l'écoulement.

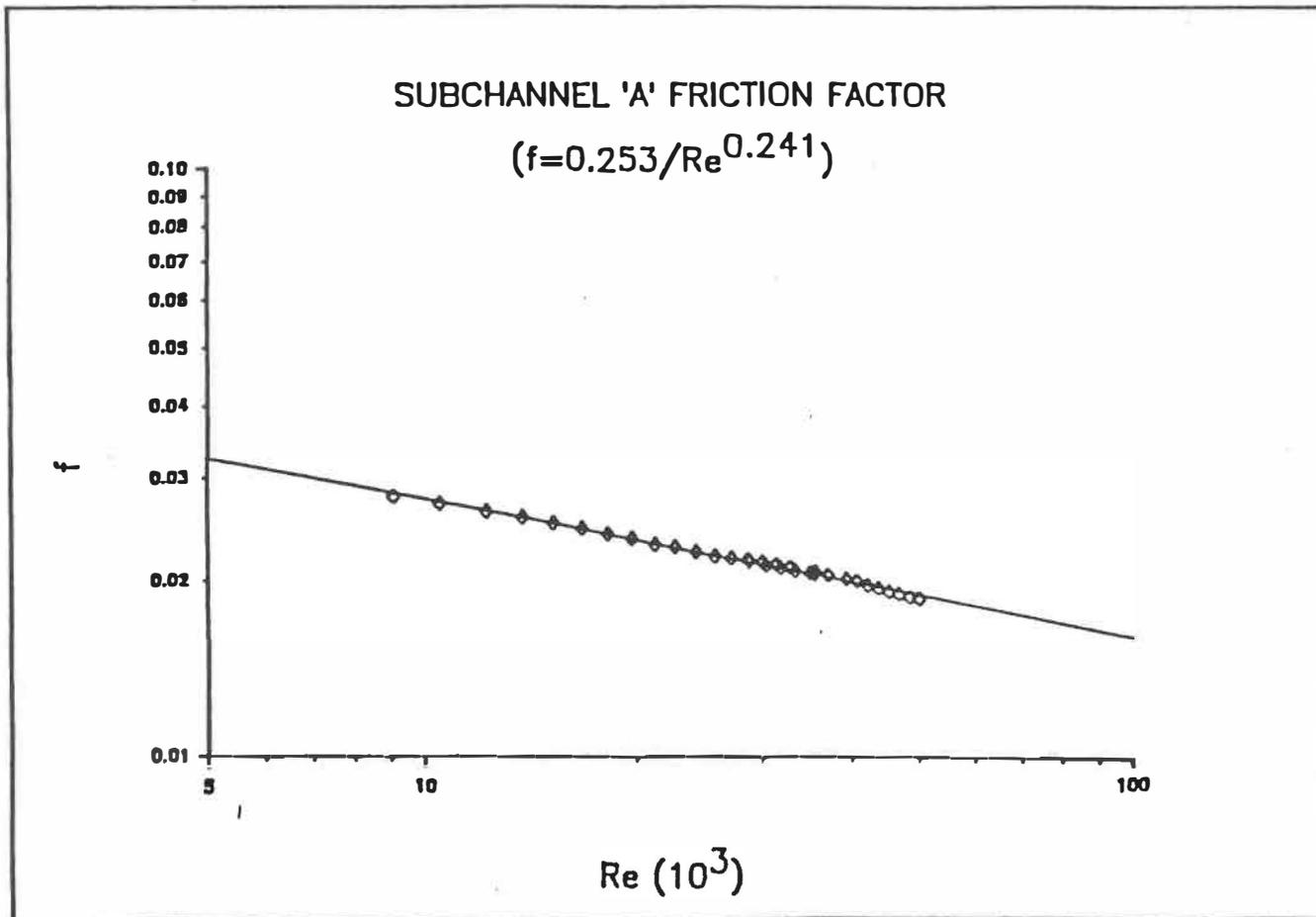


Figure 4.5: Variation du facteur de frottement  $f$  .vs. le nombre de Reynolds  $Re$ .

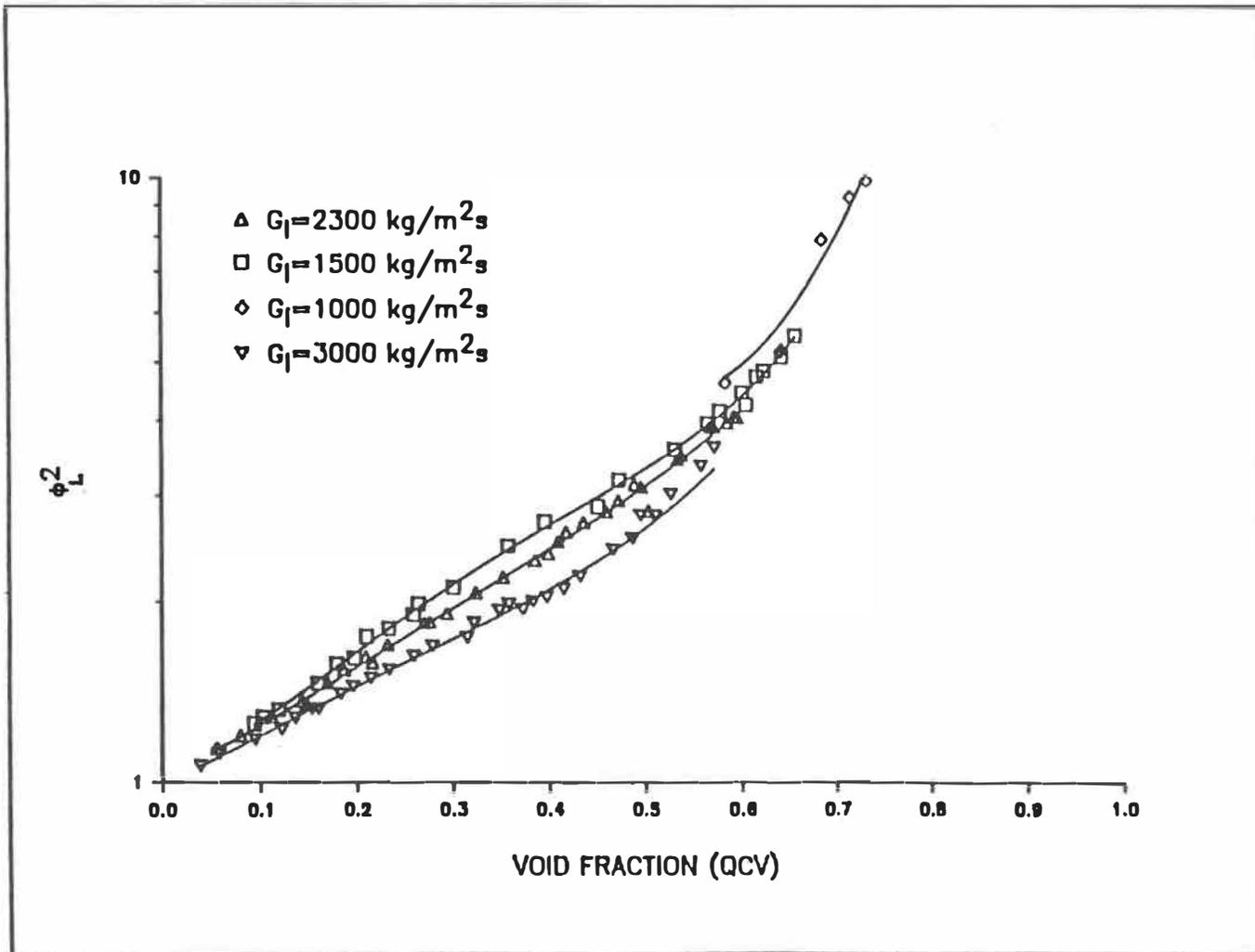


Figure 4.6: Variation du coefficient multiplicatif de deux phases  $\phi_L^2$ .

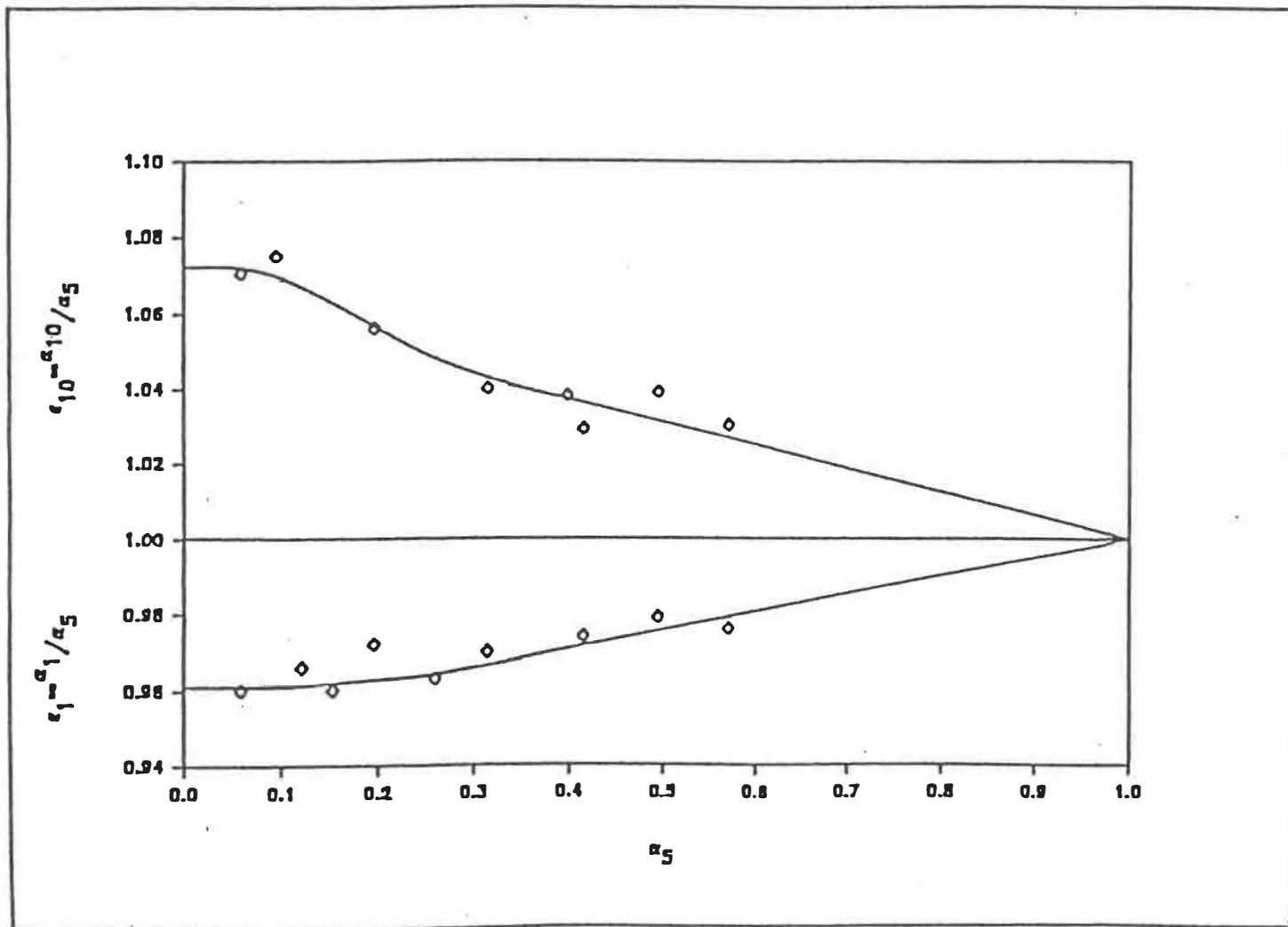


Figure 4.7: Courbe de correction du taux de vide.

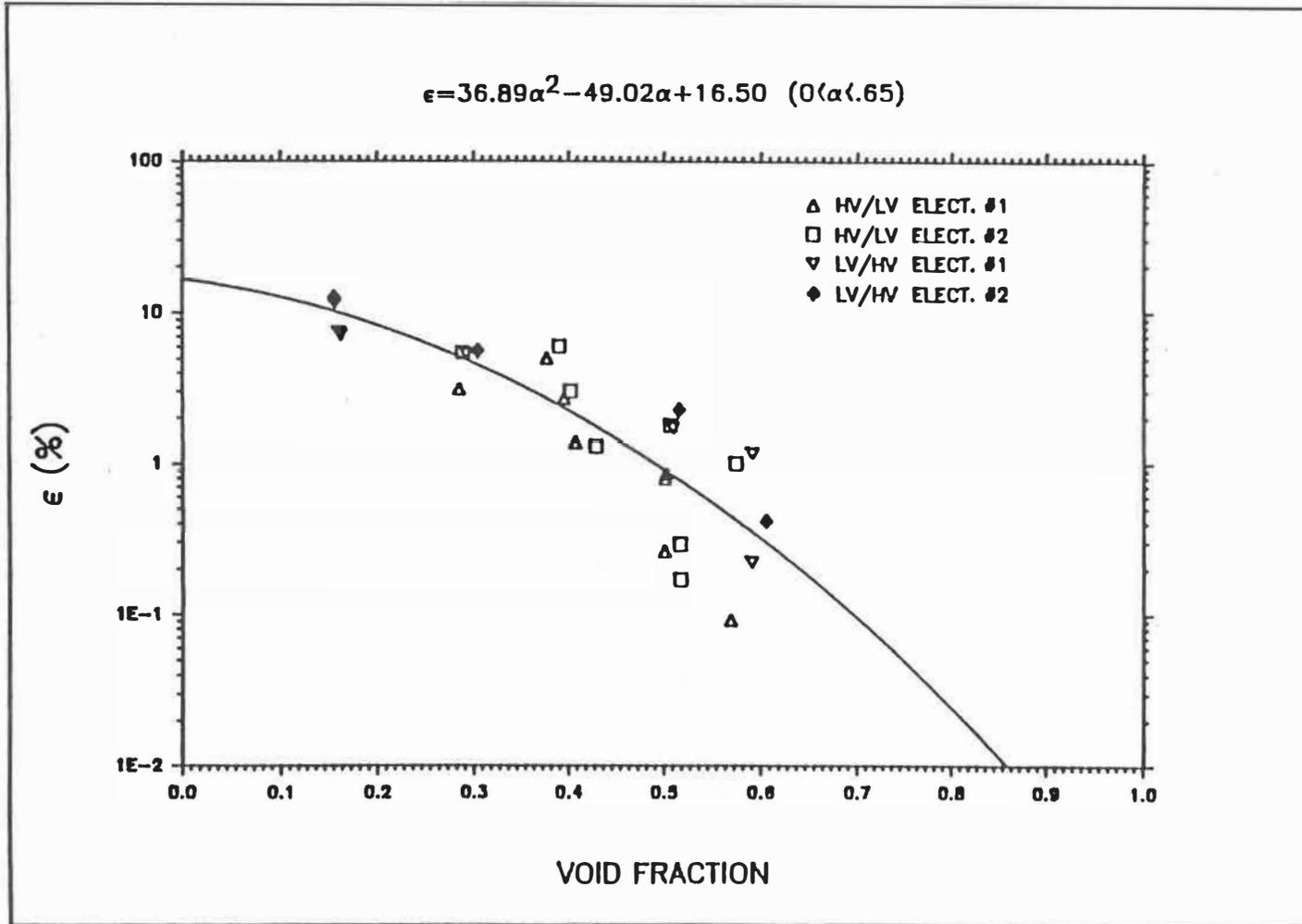
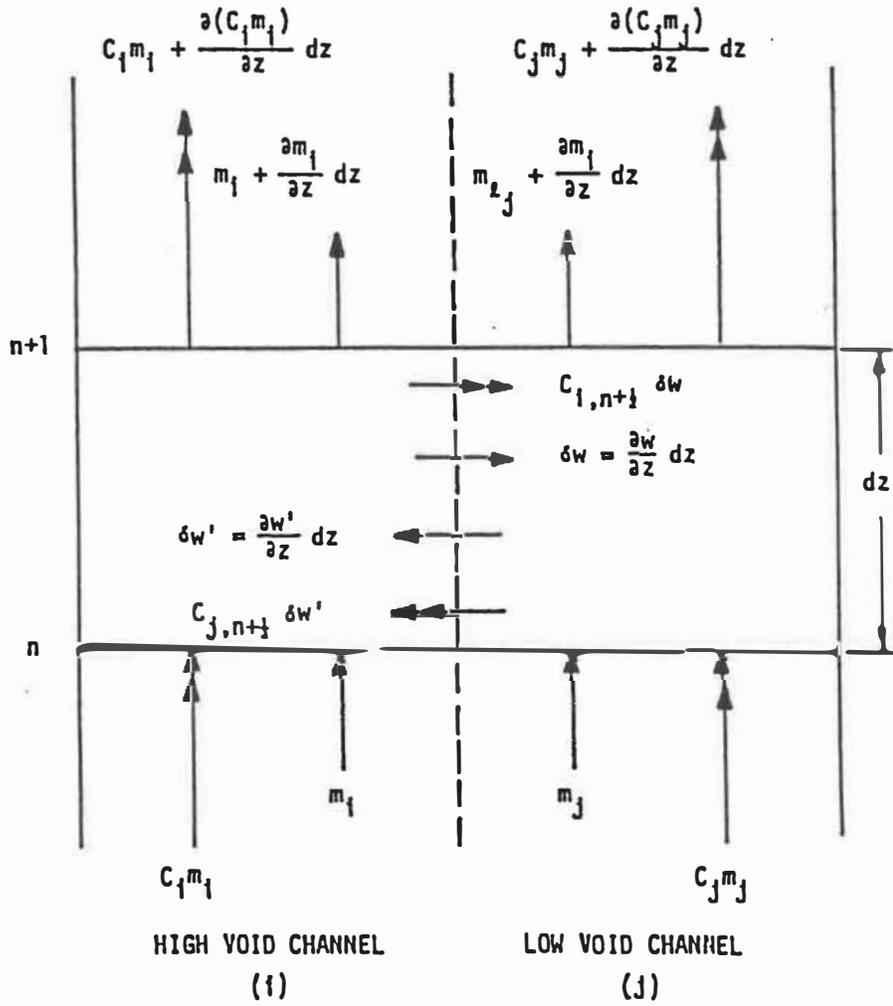


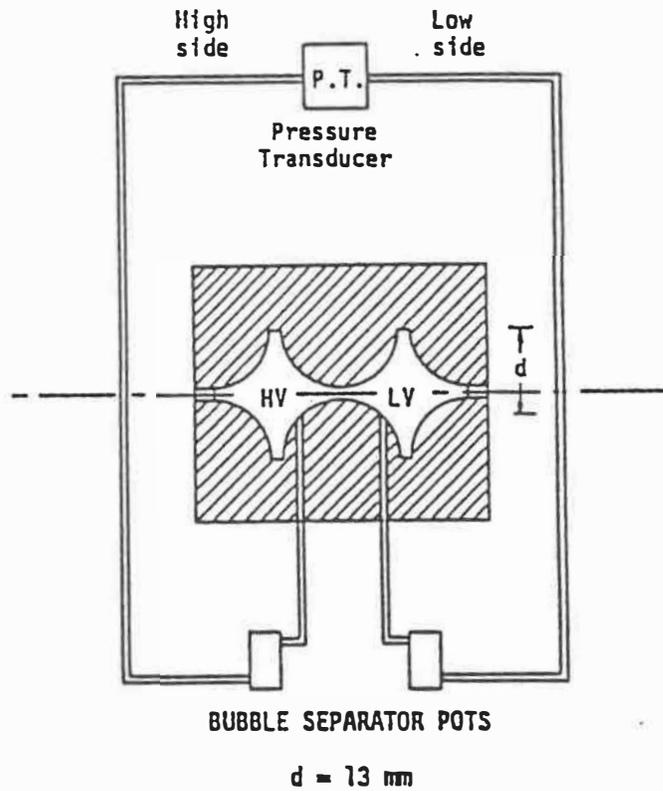
Figure 4.8: Facteur de correction en fonction du taux de vide.



- m Liquid Phase Flow Rate
- C Tracer Concentration

**Figure 4.9:** Conservation de masse: liquide et traceur.

HORIZONTAL FLOW, RUNS SH<sub>HV=LV</sub> - 1 TO 4



$$\Delta p_r = \Delta p_{r, \text{measured}} - d \rho_l g (\alpha_{LV} - \alpha_{HV})$$

Figure 4.10c: Système de mesure de la différence de pression radiale.

## V- ANALYSE DES RESULTATS EXPERIMENTAUX

Les expériences sur l'écoulement diphasique entre deux sous-canaux horizontaux interconnectés latéralement, consistent à déterminer sous différentes conditions de l'écoulement à l'entrée des canaux les quantités suivantes le long de l'interconnexion:

- 1- les pressions axiales dans les canaux de haut et faible taux de vide.
- 2- la différence de pression entre les canaux.
- 3- les taux de vide dans les deux canaux.
- 4- les échanges de masse de la phase liquide entre les canaux.
- 5- transfert net de gaz du canal de taux de vide élevé au canal de faible taux de vide.

Trois séries d'expériences ont été conduites à étudier et analyser les situations suivantes:

- 1- le canal de taux de vide élevé au dessus du canal de faible taux de vide noté  $(H \begin{smallmatrix} HV \\ LV \end{smallmatrix})$
- 2- le canal de taux de vide élevé en dessous du canal de faible taux de vide  $(H \begin{smallmatrix} LV \\ HV \end{smallmatrix})$
- 3- le canal de taux de vide élevé au même niveau que le canal de faible taux de vide  $(HV = LV)$ .

Afin de faciliter la compréhension et l'analyse des résultats expérimentaux, nous passons en revue les mécanismes qui gouvernent les échanges de masse ou le mélange de l'écoulement entre des sous-canaux interconnectés. Ces mécanismes sont au nombre de quatre:

1. L'écoulement latéral forcé, dû à une différence de pression entre deux sous-canaux, en pratique, cet écart de pression est causé par des conditions thermohydrauliques différentes.
2. L'échange turbulent: la nature fortement turbulente des écoulements axiaux peuvent provoquer un transfert net de masse, de quantité de mouvement et d'énergie entre deux sous-canaux voisins.
3. L'échange par gravité: la disposition horizontale des canaux favorise la migration de la phase gazeuse dans la partie supérieure des canaux par action de la poussée d'Archimède. Ceci entraîne un accroissement du taux de vide dans des sous-canaux supérieures au détriment des sous-canaux inférieurs. Ce mécanisme implique un écoulement de type contre-courant où le gaz monte tandis que le liquide descend.
4. L'échange par diffusion vers une distribution à l'équilibre. Ce terme tient compte de la tendance naturelle que possède la phase gazeuse de migrer vers les sous-canaux de plus grande section de passage.

Une bonne évaluation qualitative et quantitative des rôles respectifs joués par ces mécanismes ainsi qu'une compréhension juste de l'origine de ces mécanismes semble être le point de départ du développement d'un bon modèle. Cette évaluation nécessite une analyse détaillée des résultats expérimentaux. Les conditions expérimentaux sont résumées dans la table 5.1.

#### 5.1 Canal de taux de vide élevé au dessus du canal de faible taux de vide

Les figures 5.1(a-e) à 5.6(a-e) donnent la variation du taux de vide, débits massique du liquide et du gaz, les pressions axiales ainsi que leurs différences le long de la région d'interconnexion pour différentes conditions de l'écoulement à l'entrée.

##### 5.1.1 Taux de vide

###### a- canal de taux de vide élevé (canal supérieur):

Sur les figures 5.1a et 5.2a, le taux de vide augmente au commencement de la région d'interconnexion, puis descend légèrement le long de l'interconnexion vers une valeur asymptotique. Par contre, pour des faibles taux de vide à l'entrée figures 5.3a et 5.4a, le taux de vide augmente graduellement vers une valeur asymptotique. Cette augmentation est due principalement au transfert du liqui-

de au canal de faible taux de vide. Ce transfert de liquide est plus important que celui du gaz. Par conséquent son effet final est d'augmenter le taux de vide dans ce canal. Ce transfert s'arrête, une fois le taux de vide atteint l'état d'équilibre.

b- canal de faible taux de vide: (canal inférieur)

Pour différentes conditions de l'écoulement à l'entrée, le taux de vide augmente graduellement pour atteindre une distribution d'équilibre le long de l'interconnexion (figures 5.1a et 5.2a). Une augmentation du taux de vide à l'entrée entraîne un taux de vide plus élevé dans le canal inférieur à l'équilibre. Pour des faibles taux de vide (40% et moins) à l'entrée, le taux de vide augmente d'abord, puis diminue très légèrement à la fin de l'interconnexion.

Pour des conditions égales de l'écoulement à l'entrée fig.(5.5a,5.6a). Le taux de vide augmente dans le canal supérieur et atteint une valeur asymptotique. Cette augmentation est due à l'effet d'Archimède et à la quantité du liquide transféré au canal inférieur, ce transfert devient nul quand l'équilibre est atteint. Dans le canal inférieur, le taux de vide augmente au commencement de l'interconnexion et décroît graduellement vers une distribution d'équilibre où la différence entre les débits du

liquide dans les deux canaux n'est pas nulle.

Dans la migration du vide, les composantes de l'écoulement latéral et la diffusion turbulente sont faibles, et elle est surtout contrôlée par la composante gravité entraînant la séparation des phases. La force d'Archimède dans ce cas s'oppose à la migration du vide vers le canal inférieur. La redistribution de l'écoulement approchant une certaine distribution d'équilibre, montre que les taux de vide (figure (5.1a) à (5.6a)) et les débits du liquide (figures (5.1b) à (5.6b)) dans les deux canaux sont différents à la fin de la région d'interconnexion. Cette différence contribue à l'homogénéisation de l'écoulement.

A l'équilibre, le taux de vide transféré par diffusion turbulente (du canal supérieur vers le canal inférieur) est balancé par le transfert de gaz dû à la gravité (du canal inférieur au canal supérieur).

#### 5.1.2 Echange de masse du liquide entre les canaux:

Les figures (5.1b à 5.6b) donnent les débits massiques de l'écoulement du liquide dans les deux canaux le long de l'interconnexion pour différentes conditions de l'écoulement à l'entrée.

Les données de la redistribution de l'écoulement montrent que le transfert du liquide a eu lieu au commencement de l'interconnexion. Un taux de vide élevé à l'entrée promouvoit un transfert du liquide vers le canal de faible taux de vide. Ce transfert du liquide est dû aux différences de pression et par turbulence; le premier mécanisme est important tout de suite après l'interconnexion; et devient négligeable après. À des faibles taux de vide (42% et moins figures (5.3b et 5.4b)), le débit du liquide dans le canal à faible pression augmente graduellement et reste constant, donc à partir d'un certain point pas de transfert net du liquide. Pour des taux de vide égaux à l'entrée des deux canaux, figures (5.5b, 5.6b), le débit massique du liquide dans le canal supérieur diminue et augmente, montrant ainsi qu'une certaine quantité d'eau est subséquemment récupérée par ce canal.

### 5.1.3 Transfert net de gaz:

Les figures (5.1c à 5.6c) donnent les débits massiques du gaz dans le canal de faible taux de vide, pour différentes conditions de l'écoulement à l'entrée le long de l'interconnexion. Les données de la redistribution montrent que le débit du gaz dans le canal de faible taux de vide a subit une augmentation au commencement de l'interconnexion et continue à augmenter figures (5.1c,

5.2c), ou diminue légèrement figures (5.3c,5.4c) vers la fin de la région d'interconnexion. En réalité le changement vers la fin de la fente est tellement faible qu'il est dans l'ordre de grandeur des erreurs. On peut même dire qu'il atteint une valeur asymptotique vers la fin de l'interconnexion (probablement les conditions d'équilibre sont atteintes).

Pour des conditions de taux de vide égaux à l'entrée, figure (5.5c, 5.6c), le transfert net de gaz prend place du canal inférieur au canal supérieur.

Comme conséquence du transfert de gaz du canal inférieur au canal supérieur, le débit massique du gaz dans ce dernier augmente le long de l'interconnexion. La redistribution de l'écoulement vers une distribution d'équilibre peut être définie comme une distribution qui une fois atteinte, l'effet de la gravité est balancé par la diffusion turbulente du vide et l'échange par diffusion vers une distribution ou état d'équilibre, d'où le transfert net est nul et le débit du gaz reste constant figures (5.5c et 5.6c).

#### 5.1.4 Variation de la pression axiale dans les canaux et les différences de pression entre les canaux:

Les figures (5.1d à 5.6d) donnent les pressions axiales dans les canaux pour différentes conditions de l'écoulement à l'entrée comme spécifiées dans chaque figure. Dans tous les cas, les gradients de pression dans les canaux qui étaient substantiellement différentes (figures (5.1d à 5.4d)) avant l'interconnexion, assument des valeurs égales le long de l'interconnexion. La chute de pression totale est la somme de deux composantes, pertes de pression par frottements et, par accélération. Une varia- variation linéaire de la pression a été observée le long de l'interconnexion.

Généralement, des pressions légèrement élevées prévalent dans le canal de taux de vide élevé, quand il y a une différence du taux de vide entre les canaux. Pour des conditions de taux de vide égaux à l'entrée, figure (5.5d, 5.6d), les gradients de pression sont égaux avant et, le long de l'interconnexion. Les différences des pressions entre les canaux le long de l'interconnexion sont données dans les figures (5.1e à 5.6e). Les résultats expérimentaux montrent que cette différence est très faible le long de l'interconnexion, d'où la diversion de l'écoulement transversal est négligeable. Ainsi la pression dans le canal de

taux de vide élevé est légèrement supérieure à celle du canal de faible taux de vide .

## 5.2 Canal de taux de vide élevé au dessous du canal de faible taux de vide:

Les figures 5.7 à 5.10 (a-e) montrent les variations du taux de vide, les débits massiques du liquide et du gaz, et les pressions axiales dans les canaux, ainsi que leur différence, le long de l'interconnexion des conditions expérimentales sont spécifiées dans chaque figure.

### 5.2.1 Les taux de vide:

#### a- canal de taux de vide élevé (canal inférieur):

Les données de la redistribution de l'écoulement montrent que, pour des flux de masse élevés du gaz, figures 5.7a et 5.8a, le taux de vide augmente substantiellement après le commencement de la fente pour atteindre un maximum, puis descend régulièrement. Pour des faibles taux de vide à l'entrée, figures 5.9a et 5.10a, la tendance du taux de vide vers une valeur asymptotique est plus visible.

#### b- canal de faible taux de vide:

Pour différentes conditions de l'écoulement à l'entrée, les données de la redistribution montrent que le taux de vide dans le canal augmente le long de l'intercon-

nexion. Pour des taux de vide élevés à l'entrée, figures (5.7a, 5.8a), la valeur du taux de vide dans le canal supérieur dépasse celle du canal inférieur, alors que pour des taux de vide faible à l'entrée, le taux de vide augmente graduellement mais il reste inférieur dans la région d'interconnexion. Autrement dit, la différence du taux de vide entre les canaux diminue lentement, de façon que si la fente était suffisamment longue, le taux de vide dans le canal supérieur pourrait devenir égal ou plus élevé à celui du canal de taux de vide élevé. Le comportement asymptotique n'a pas été observé dans ce canal.

Pour cette disposition des canaux, la migration du vide est plus importante que dans la disposition inverse ou cette migration du vide est due à la différence du taux de vide entre les canaux, à l'échange par diffusion vers une distribution d'équilibre qui tient compte de la migration du vide vers les régions où les vitesses sont plus élevées et à la force gravitationnelle entraînant la séparation des phases, ainsi que la diversion de l'écoulement latéral qui dans notre cas a un effet important essentiellement au début de la fente. La figure (5.7a) montre qu'avant le croisement des taux de vide entre les canaux, la migration du vide est due à la diffusion turbulente, la diffusion vers un état d'équilibre, l'écoulement latéral causé par les différences de pressions qui perd son

importance juste après le commencement de l'interconnexion, et la gravité. Après le croisement des taux de vide entre les canaux, la gravité est le seul mécanisme dominant dans la migration du vide, et le taux de vide dans le canal supérieur continue à augmenter.

La figure 5.8a montre que le croisement a lieu vers la fin de l'interconnexion. Aux taux de vide faible à l'entrée (figures 5.9a et 5.10a), la diffusion turbulente des bulles est faible et la migration du taux de vide est surtout gouvernée par la gravité (ou poussée d'Archimède). La migration du vide vers le canal de faible taux de vide est plus importante pour cette disposition des canaux.

#### 5.2.2 Echange de masse liquide entre les canaux:

Les figures (5.7b à 5.10b) montrent les débits de masse de la phase liquide dans les deux canaux le long de l'interconnexion pour différentes conditions de l'écoulement à l'entrée.

La figure (5.7b) montre que dans la première moitié de la région d'interconnexion, l'échange net de masse du liquide entre les deux canaux est très faible, même négligeable. Dans l'autre moitié, le débit du liquide dans le canal inférieur (originellement le canal à taux de vide élevé) augmente. La différence des débits massiques

du liquide entre les canaux augmente pour des taux de vide élevés à l'entrée.

A des faibles taux de vide (42% et moins) à l'entrée, figures (5.9b, 5.10b), le transfert du liquide au canal de faible taux de vide est gouverné par l'écoulement latéral qui perd son importance juste après le commencement de l'interconnexion, et peut être par le liquide entraîné par les bulles à cause du régime de l'écoulement par bulles. Ce transfert du liquide s'arrête une fois le mécanisme de l'écoulement latéral perd son importance à cause de la différence de pressions qui devient nul juste après le commencement de l'interconnexion.

### 5.2.3 Transfert net de gaz:

Les figures (5.7c à 5.10c) donnent les débits de masse de la phase gazeuse dans le canal de faible taux de vide, pour différentes conditions de l'écoulement à l'entrée. Les données de la redistribution de l'écoulement montrent, qu'en diminuant le taux de vide à l'entrée le débit de masse de la phase gazeuse diminue. Pour des taux de vide de 42% et moins, figures (5.9c, 5.10c), la tendance des débits massiques du gaz à s'approcher vers une valeur asymptotique est plus visible.

#### 5.2.4 Variation de la pression axiale dans les canaux et les différences de pression radiales entre les canaux

La variation de la pression axiale dans les canaux est donnée par les figures (5.7d à 5.10d) pour différentes conditions de l'écoulement à l'entrée données dans chaque figure. Les gradients de pression dans les canaux assument des valeurs égales le long de la région d'interconnexion. Dans tous les cas, cette variation de pression est linéaire. Les figures (5.7e à 5.10e) montrent les différences de pression radiale entre les canaux. En général, les pressions dans le canal à taux de vide élevé (canal inférieur) sont quelque peu supérieures à celles dans le canal à taux de vide faible (canal supérieur).

#### 5.3 Canaux de haut et faible taux de vide au même niveau

Les figures 5.11 à 5.14 (a-e) donnent les variations du taux de vide, débits massiques du liquide et du gaz, les pressions axiales, ainsi que leurs différences le long de l'interconnexion, pour différentes conditions de l'écoulement à l'entrée. Les données de la redistribution de l'écoulement sont très cohérentes avec celles obtenues dans les situations précédentes. Dans cette disposition où les canaux sont au même niveau, l'effet de la gravité ne contribue pas aux échanges de masse entre les canaux. La migration du vide vers le canal à taux de vide faible est

alors due à l'écoulement latéral causé par les différences de pression et à la diffusion turbulente du taux de vide. Une fois la différence des taux de vide entre les canaux s'approche à une certaine distribution d'équilibre, le canal de taux de vide élevé récupère tout le liquide qu'il a perdu à la fin de l'interconnexion figure (5.11b), ou avant, figure (5.12b). Pour un taux de vide inférieur à 42% à l'entrée, la récupération du liquide n'a pas été observée, figures (5.13b, 5.14b), à cause du régime de l'écoulement qui est le facteur le plus important. La différence de pression radiale  $\Delta p_r$  est supérieur à zéro à des taux de vide élevés à l'entrée, figures (5.11e, 5.12e), et deviennent très faibles ou même négligeables, figures (5.13e, 5.14e).

#### 5.4 Discussion des résultats:

Pour différentes orientations des canaux, au début de la région d'interconnexion, il y a un fort écoulement latéral qui égalise les pressions des canaux. Par la suite, à cause des différences de pression faibles (ou nulles) ce mécanisme perd son importance. Cependant les échanges de masse peuvent être expliqués en termes de trois mécanismes; l'échange turbulent, l'échange par gravité, et par diffusion vers une distribution d'équilibre. L'échange par gravité favorise la migration de la phase gazeuse vers

les régions supérieures des canaux par action de la poussée d'Archimède tandis que le liquide remplit les régions inférieures du canal. Le transfert net de gaz au canal de faible taux de vide est toujours accompagné par un transfert net du liquide.

D'autre part la diffusion turbulente contribue à l'approche de la différence des taux de vide entre les canaux vers une valeur d'équilibre. Pour des faibles flux massique du gaz à l'entrée, l'effet de la gravité est dominant et le gaz tendra à migrer vers le canal supérieur. D'après des conditions de l'écoulement à l'entrée, la région inférieure du canal peut être réduite de gaz. L'effet de la diffusion turbulente augmente avec l'augmentation de la différence des taux de vide à l'entrée. Pour des flux de masse élevés du gaz à l'entrée le mécanisme de diffusion turbulente devient plus significatif, et le transfert net du liquide est plus important dans le cas où le canal de taux de vide élevé est au dessus du canal de faible taux de vide; alors que le transfert net de gaz est plus important dans le cas contraire. Le mécanisme de diffusion turbulente et l'échange vers une distribution d'équilibre sont responsables pour retenir un peu de gaz dans le canal inférieur contre la force gravitationnelle, indépendante de la longueur du canal. Le mélange turbulent des deux phases est proportionnel au gradient de la différence entre les

taux de vide avant et à l'équilibre et cessera quand l'état d'équilibre est atteint. Dans la modélisation du mécanisme d'échange, la redistribution du gaz est simulée comme un processus de diffusion et d'échange par gravité vers une distribution d'équilibre. L'effet combiné de ces mécanismes est proportionnel au gradient transverse du taux de vide avant l'équilibre qui entraîne une forte tendance vers l'obtention d'une distribution d'équilibre. La distribution de l'écoulement en deux phases à l'équilibre est définie comme une distribution qui une fois atteinte l'échange net de masse n'est pas observé davantage. Dans ce présent travail, les distributions d'équilibre peuvent être déduites à partir des courbes de la redistribution en identifiant les asymptotes de ces courbes pour toutes les expériences.

## VI. Conclusion

Dans cette recherche, les échanges de masse entre deux écoulements diphasiques horizontal interconnectés latéralement ont été étudiés. Afin de mieux comprendre le mécanisme d'échange, la position relative du canal de taux de vide élevé par rapport au canal de faible taux de vide a été changée. Par conséquent, des expériences ont été réalisées en plaçant le canal de taux de vide élevé à 1)  $90^\circ$  au dessus; 2)  $90^\circ$  au dessous, et 3) au même niveau que le canal de faible taux de vide. Les débits de masse de l'écoulement du liquide sont égaux à l'entrée des canaux. Les taux de vide sont égaux ou substantiellement différents. Sous ces conditions, la variation de quelques paramètres tels que: les pressions, les taux de vide, et les débits de masse de l'écoulement du liquide et du gaz dans les deux canaux ont été déterminés.

### 1. Taux de vide:

La migration du vide est plus élevée quand le canal de taux de vide est placé à  $90^\circ$  au dessous du canal de faible taux de vide. Dans la situation contraire la migration du vide diminue en atteignant un minimum. Pour des canaux au même niveau, la migration du vide s'étend entre ces deux extrêmes.

## 2. Débits de masse du liquide:

Le transfert net de liquide prend place du canal de taux de vide élevé au canal de faible taux de vide après le commencement de la région d'interconnexion. Subséquemment, le canal de taux de vide élevé récupère un peu de liquide qu'il a perdu. Les débits du liquide dans le canal de faible taux de vide dépend de la position du canal de taux de vide élevé. Le transfert net de liquide est élevé quand le canal de haut taux de vide est à  $90^\circ$  au dessus du canal de faible taux de vide, et devient faible dans le cas contraire. Pour la position des canaux au même niveau, les débits de l'écoulement du liquide dans les canaux de faibles taux de vide s'étend entre ces deux extrêmes.

## 3. Débits de masse du gaz:

Le transfert de gaz d'un canal à l'autre suit le modèle de migration du vide. Cependant, ce transfert est élevé quand le canal de taux de vide élevé est à  $90^\circ$  au dessous du canal de faible taux de vide et faible dans la situation opposée. Le transfert du gaz pour les canaux de même niveau se place entre les deux extrêmes.

## 4. Les pressions:

Les gradients de pression dans les canaux, qui étaient différents avant l'interconnexion, assument des valeurs égales au commencement de l'interconnexion et demeurent égales le long de l'interconnexion.

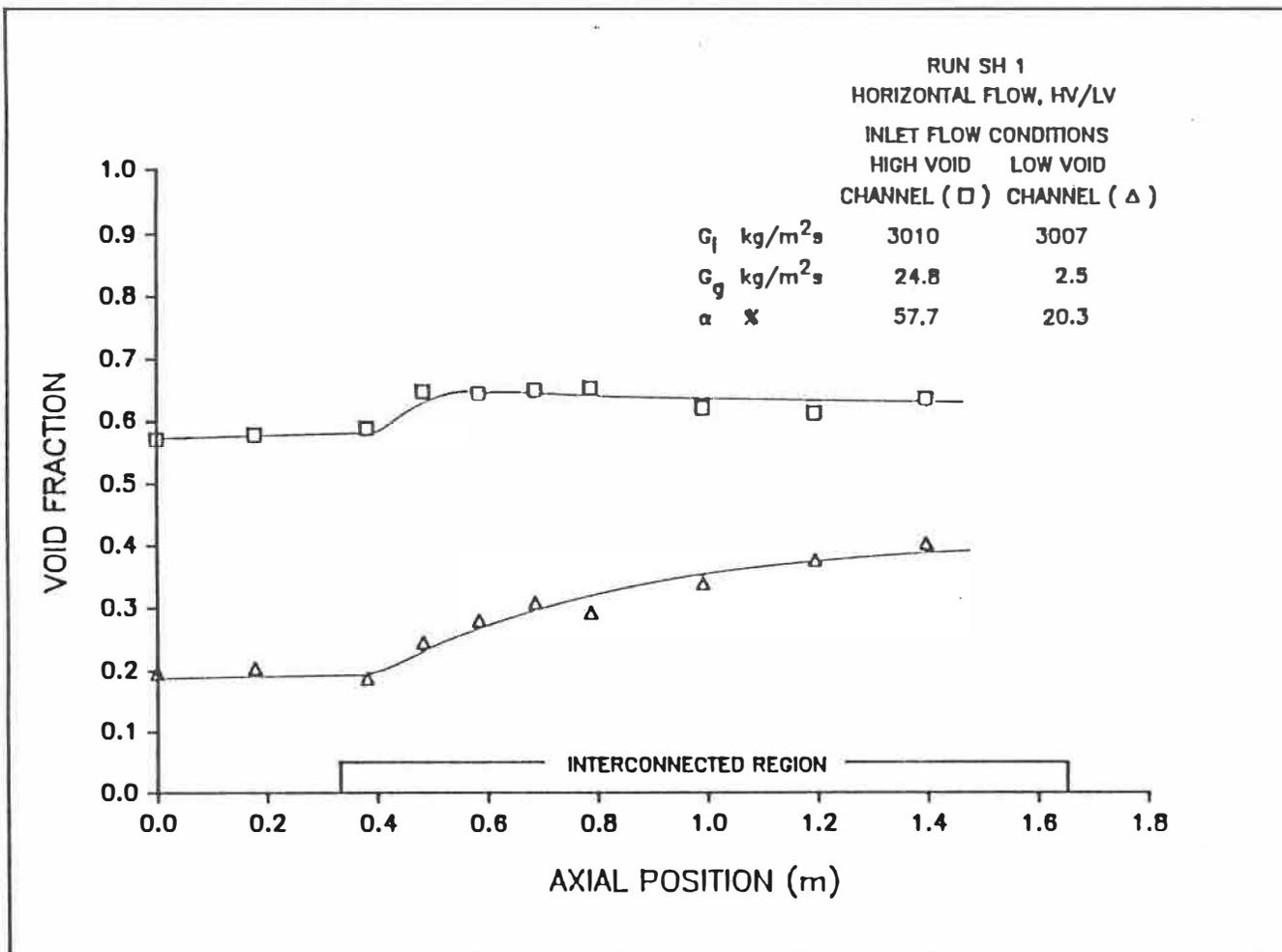


Figure 5.1a: Distribution axiale  
du taux de vide.

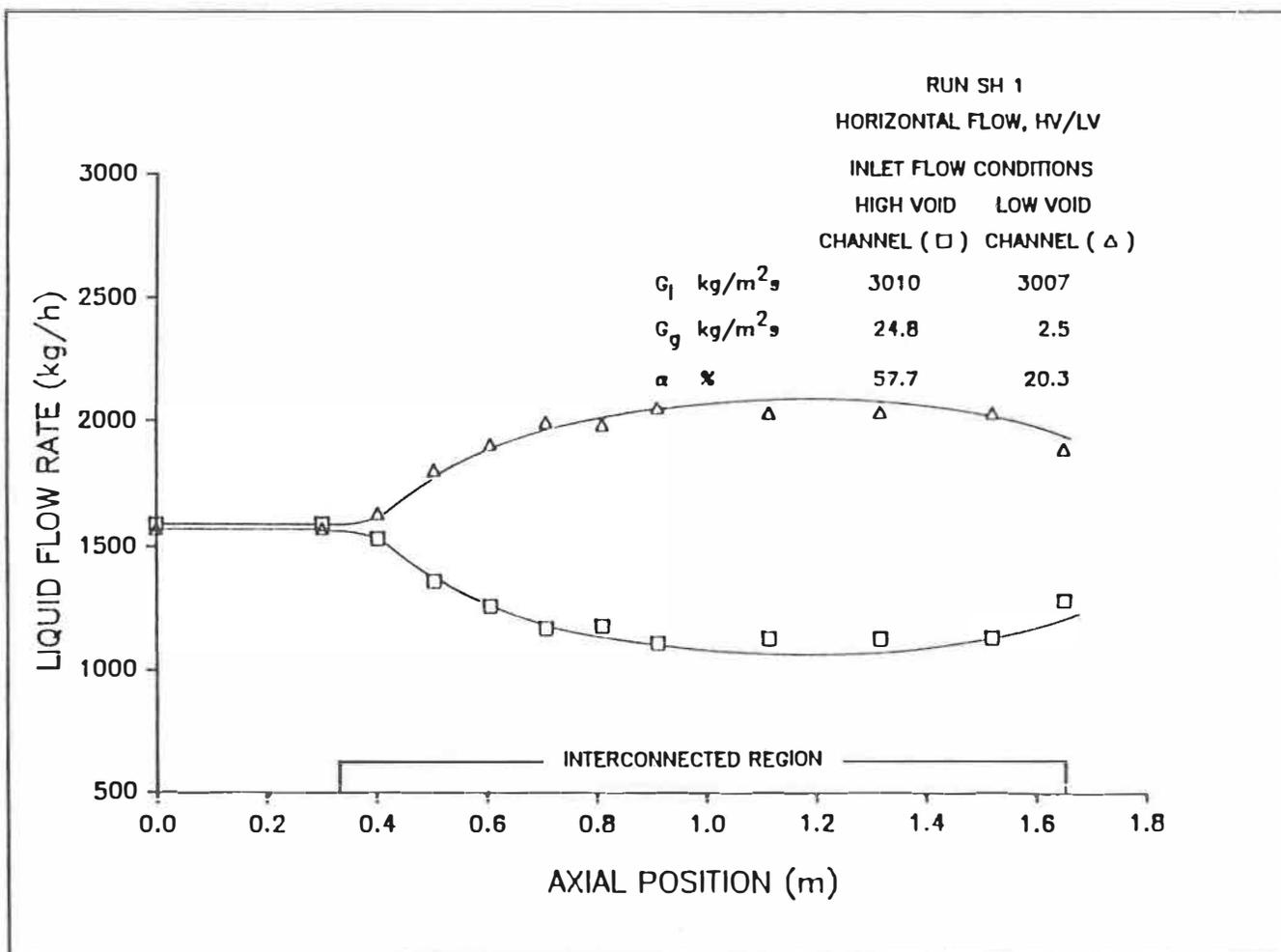


Figure 5.1b: Distribution axiale du débit massique du liquide.

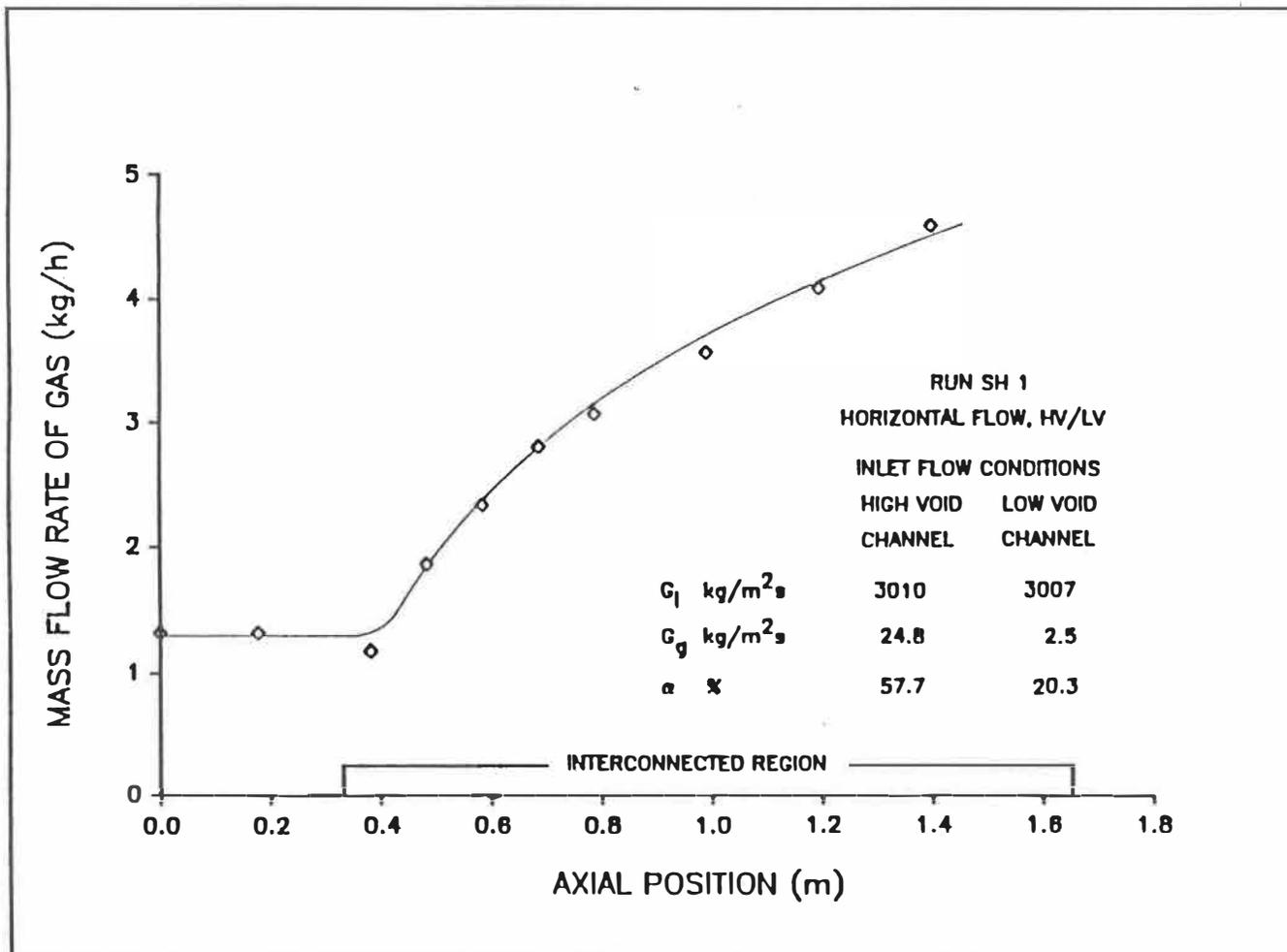


Figure 5.1c: Distribution axiale du débit massique du gaz.

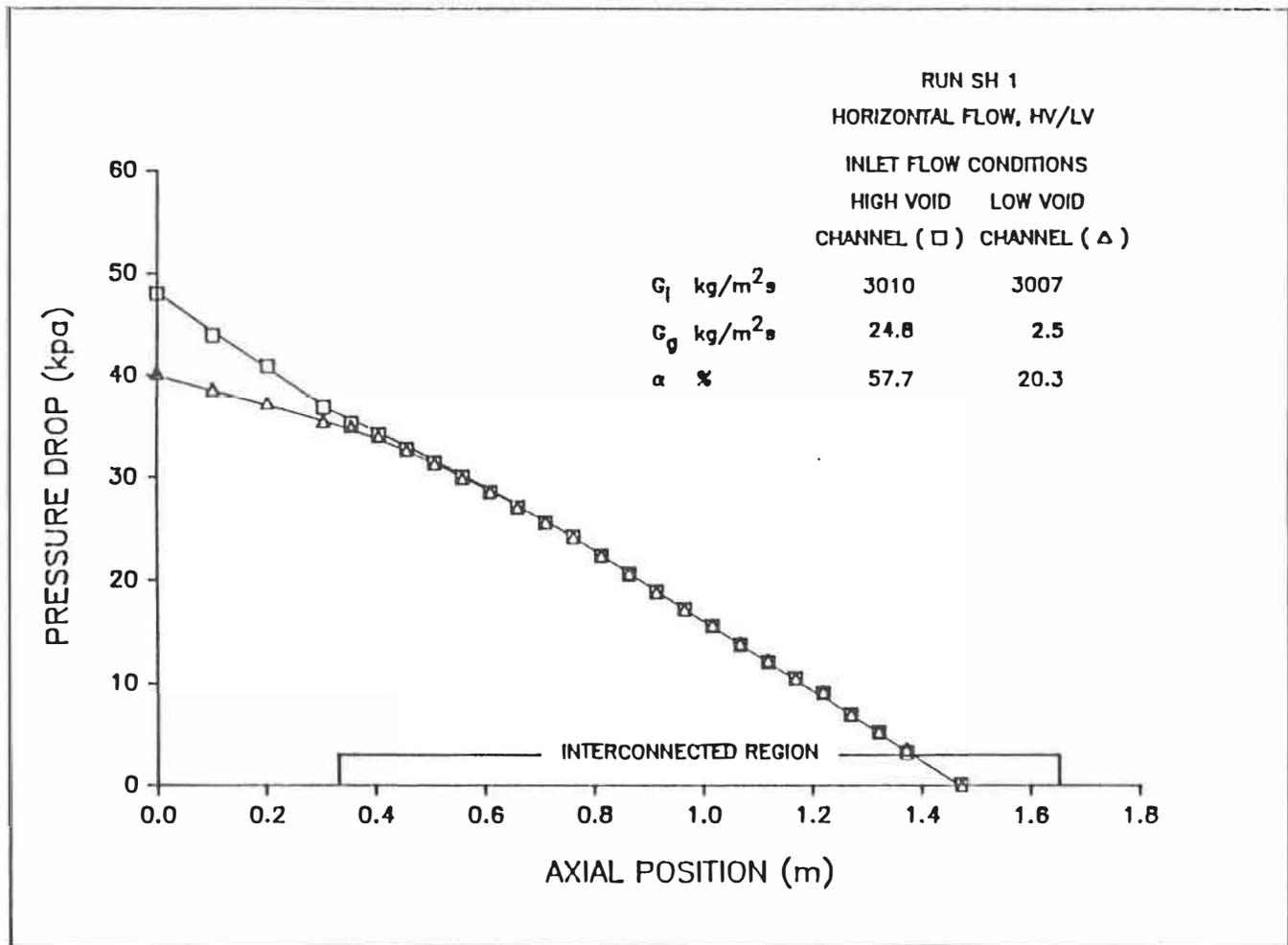


Figure 5.1d: Distribution axiale de la perte de pression axiale.

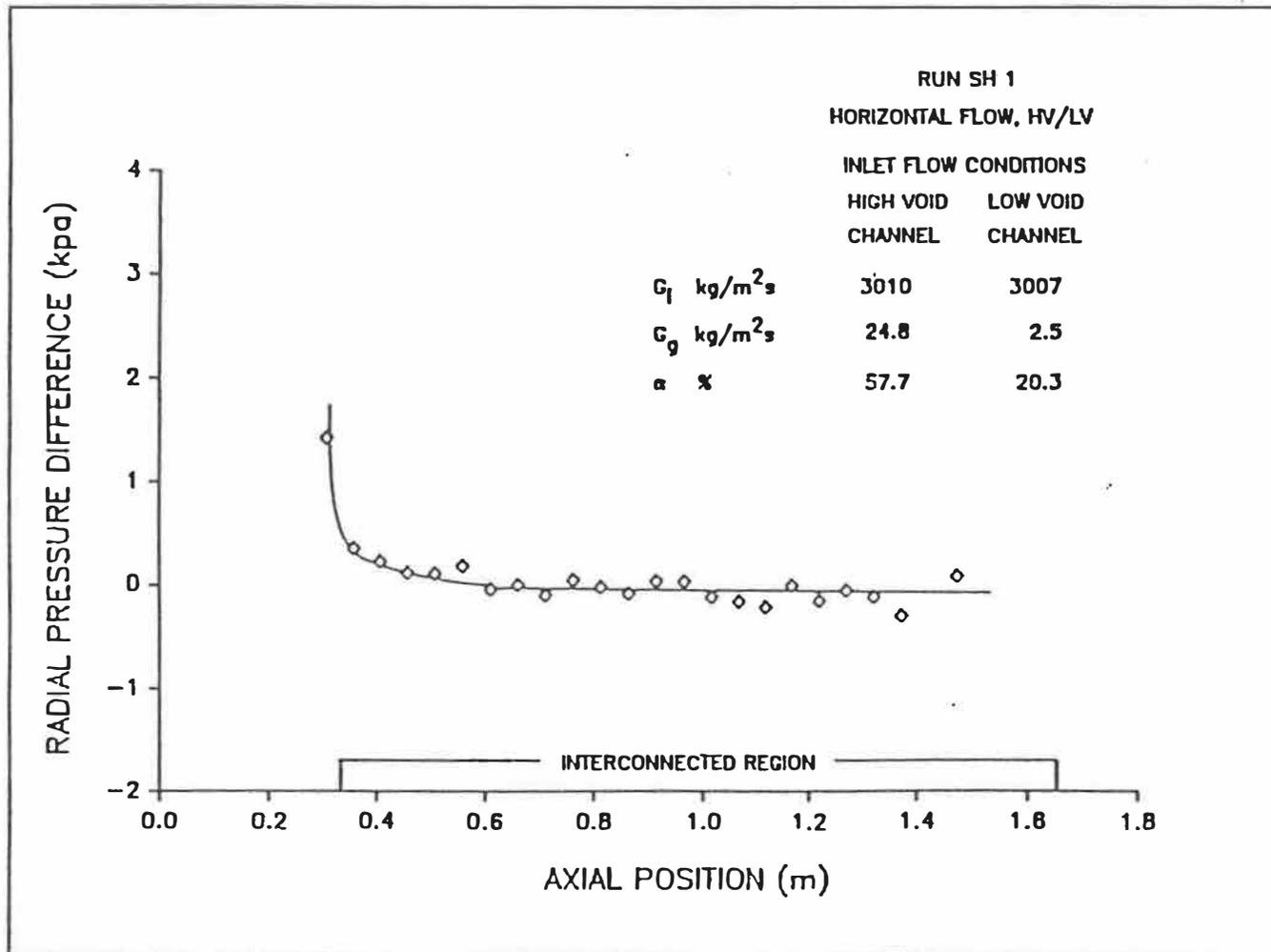


Figure 5.1e: Distribution axiale de la différence des pressions radiales.

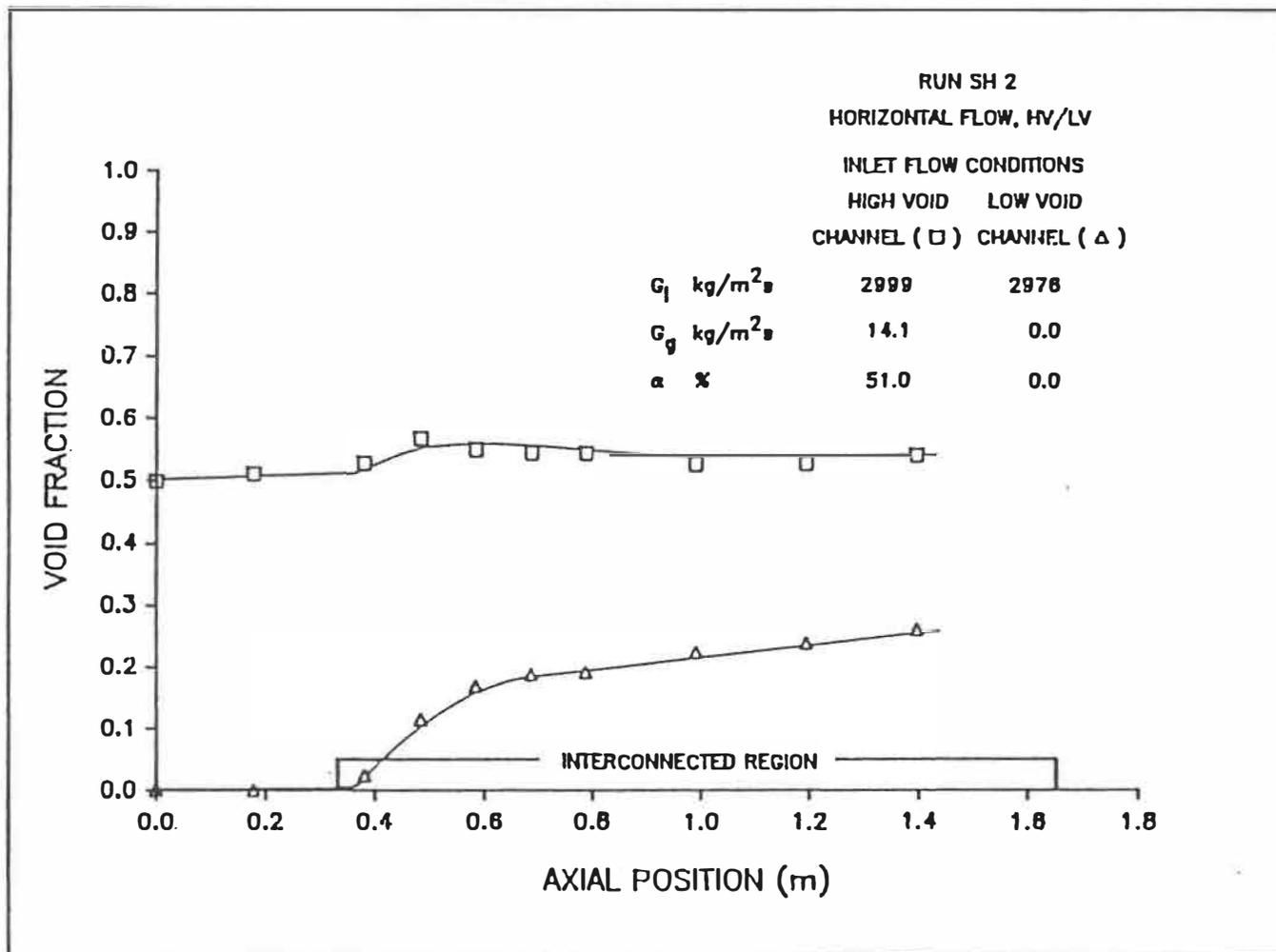


Figure 5.2a: Distribution axiale du taux de vide.

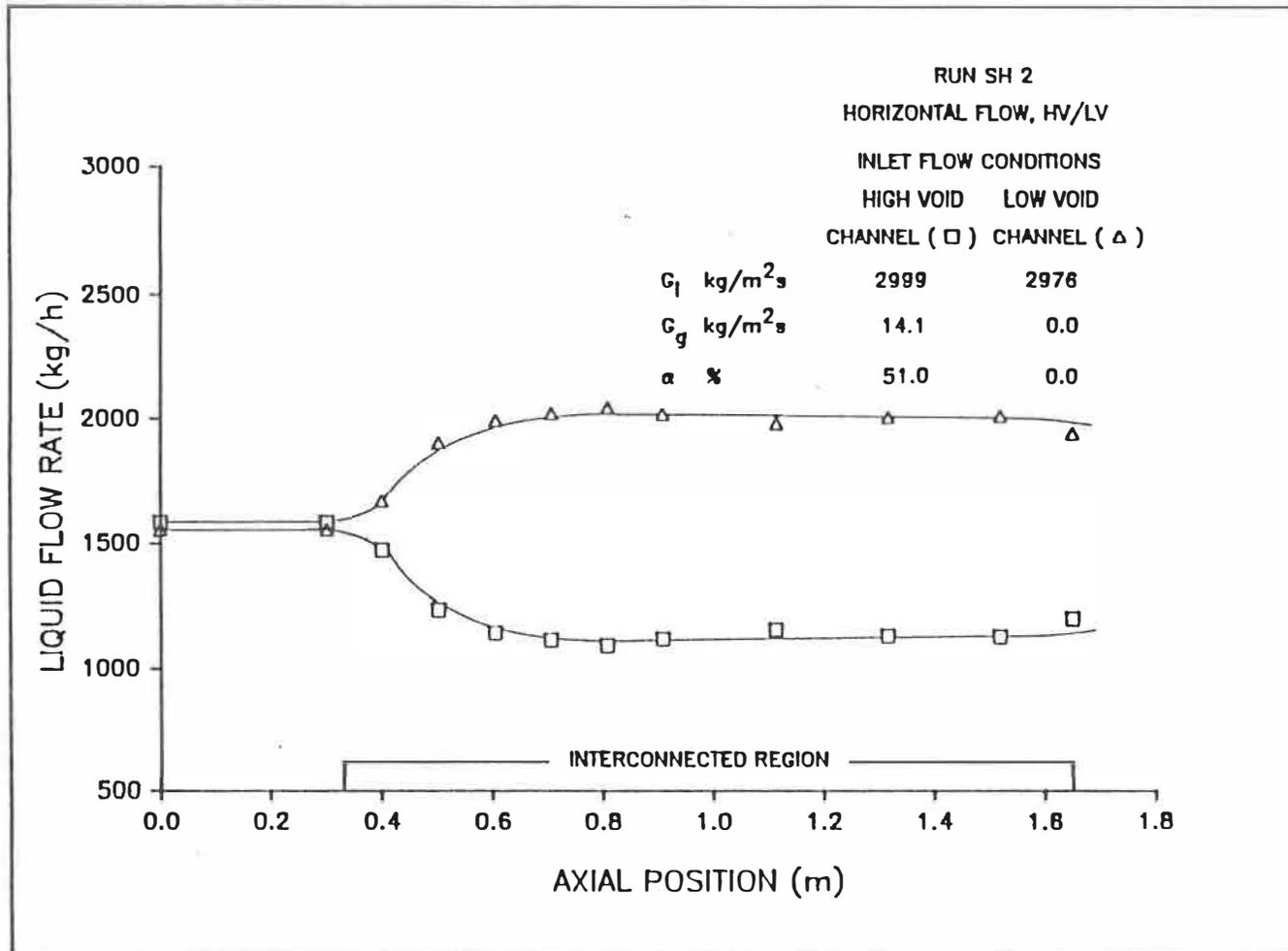


Figure 5.2b: Distribution axiale  
du débit massique du liquide.

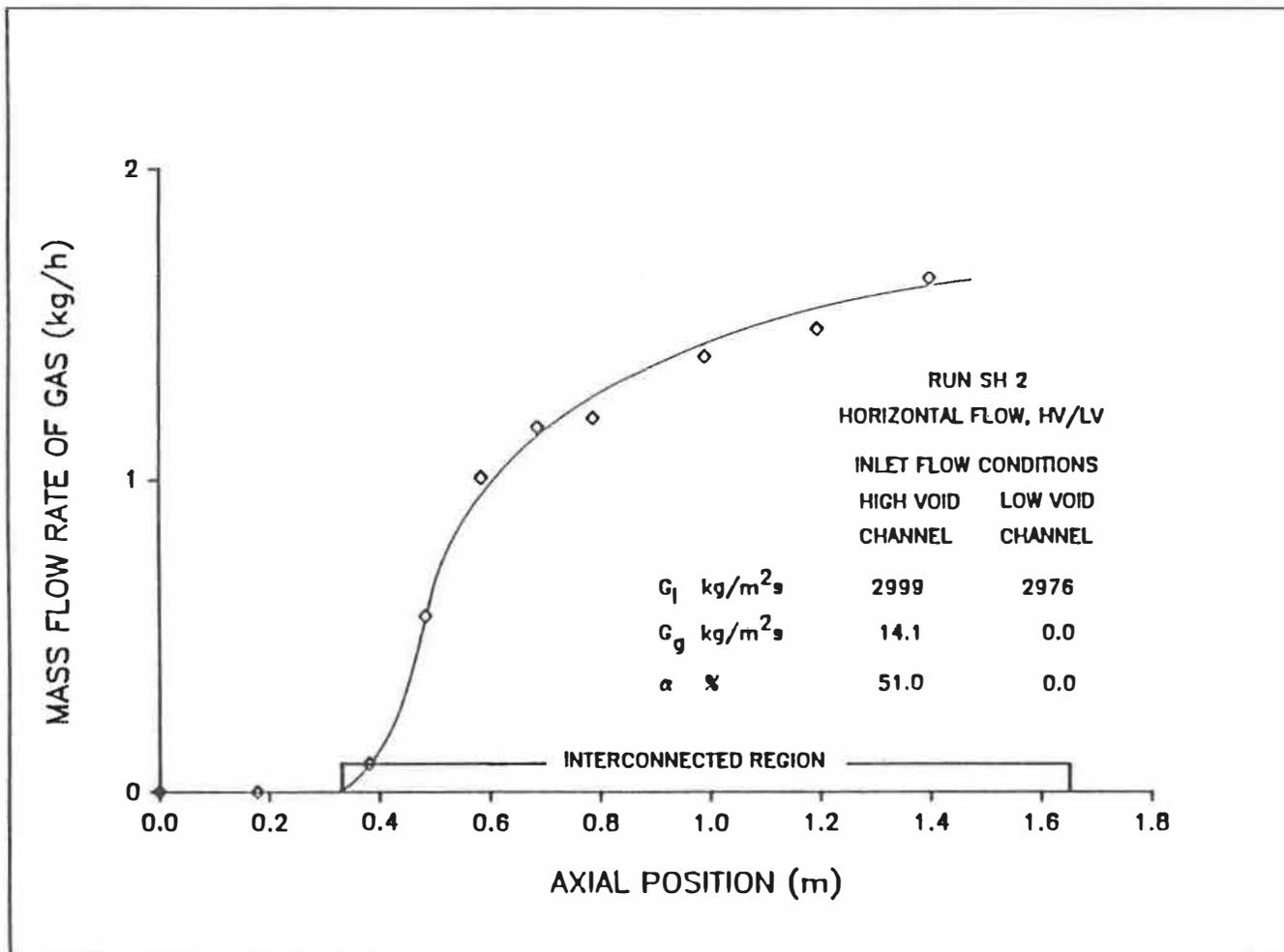


Figure 5.2c: Distribution axiale du débit massique du gaz.

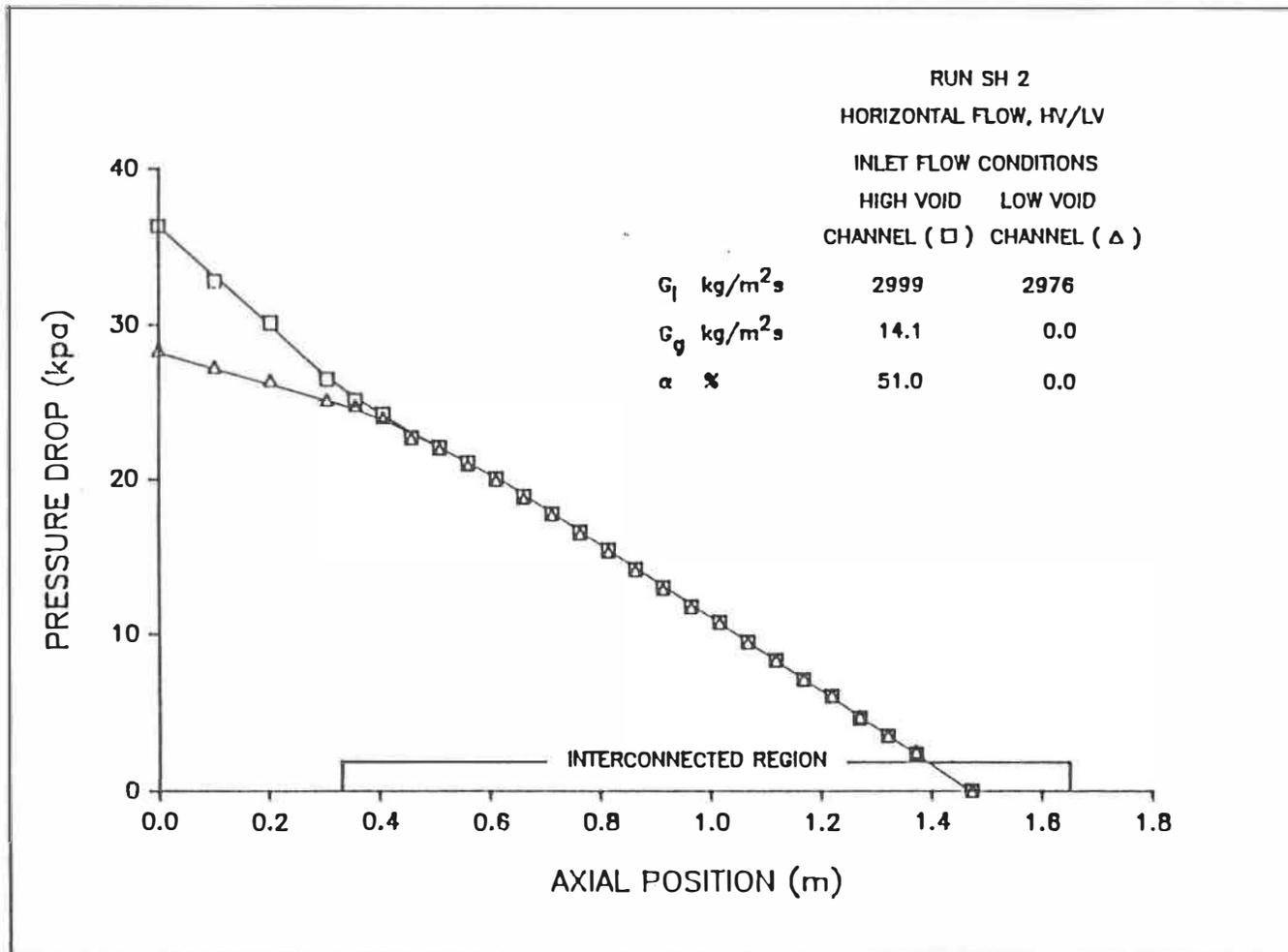


Figure 5.2d: Distribution axiale de la perte de pression axiale.

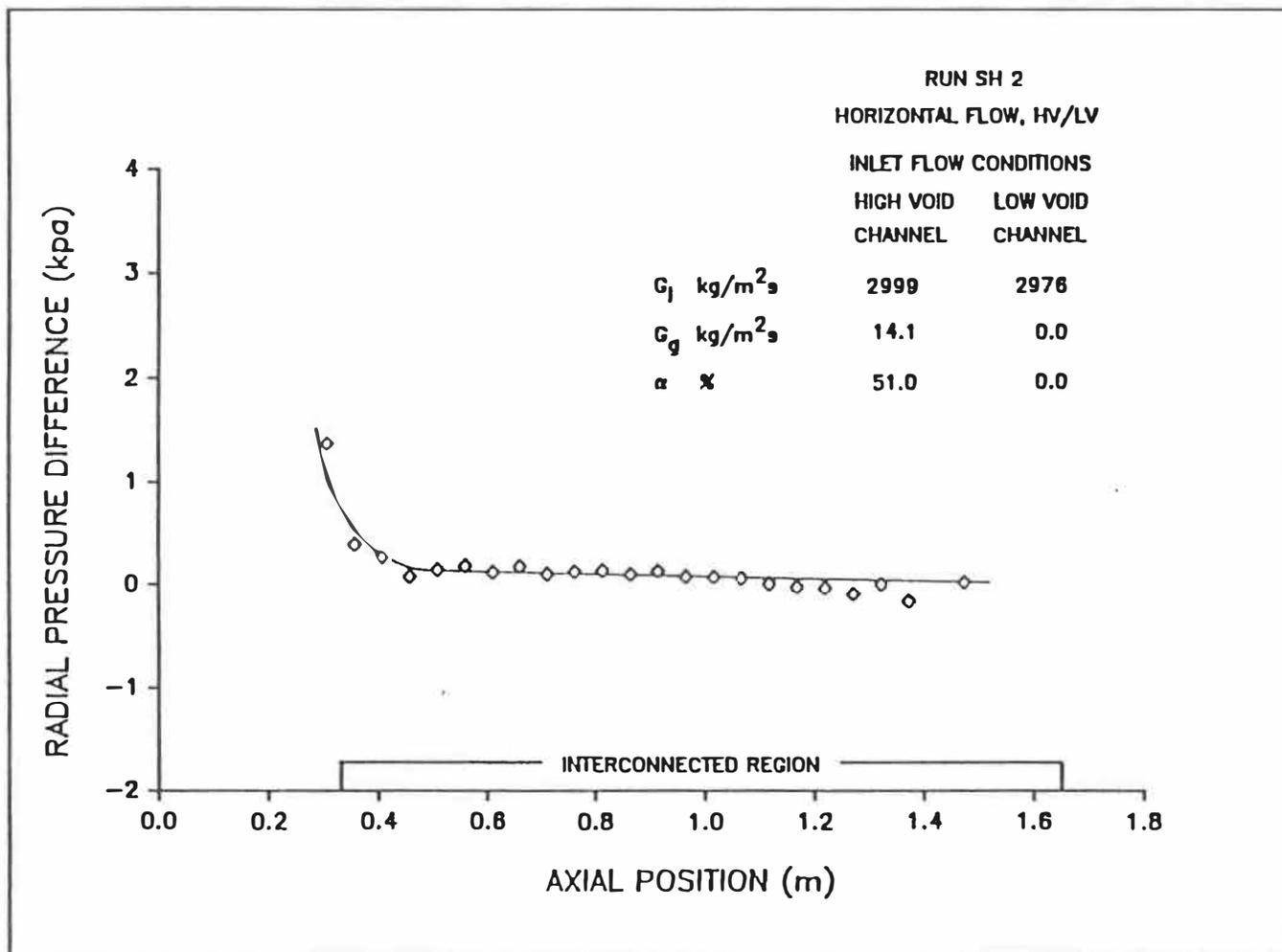


Figure 5.2e: Distribution axiale de la différence des pressions radiales.

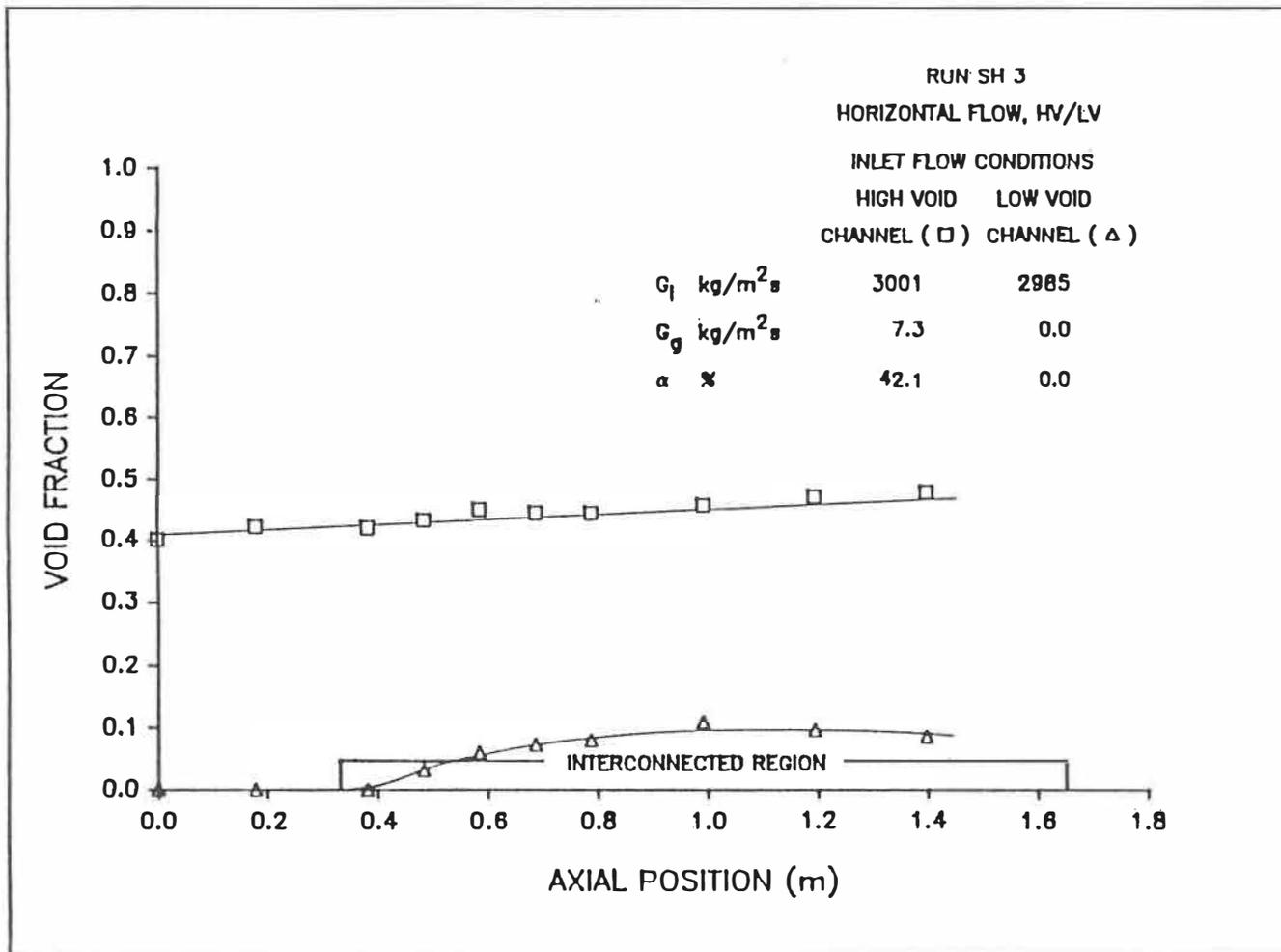


Figure 5.3a: Distribution axiale du taux de vide.

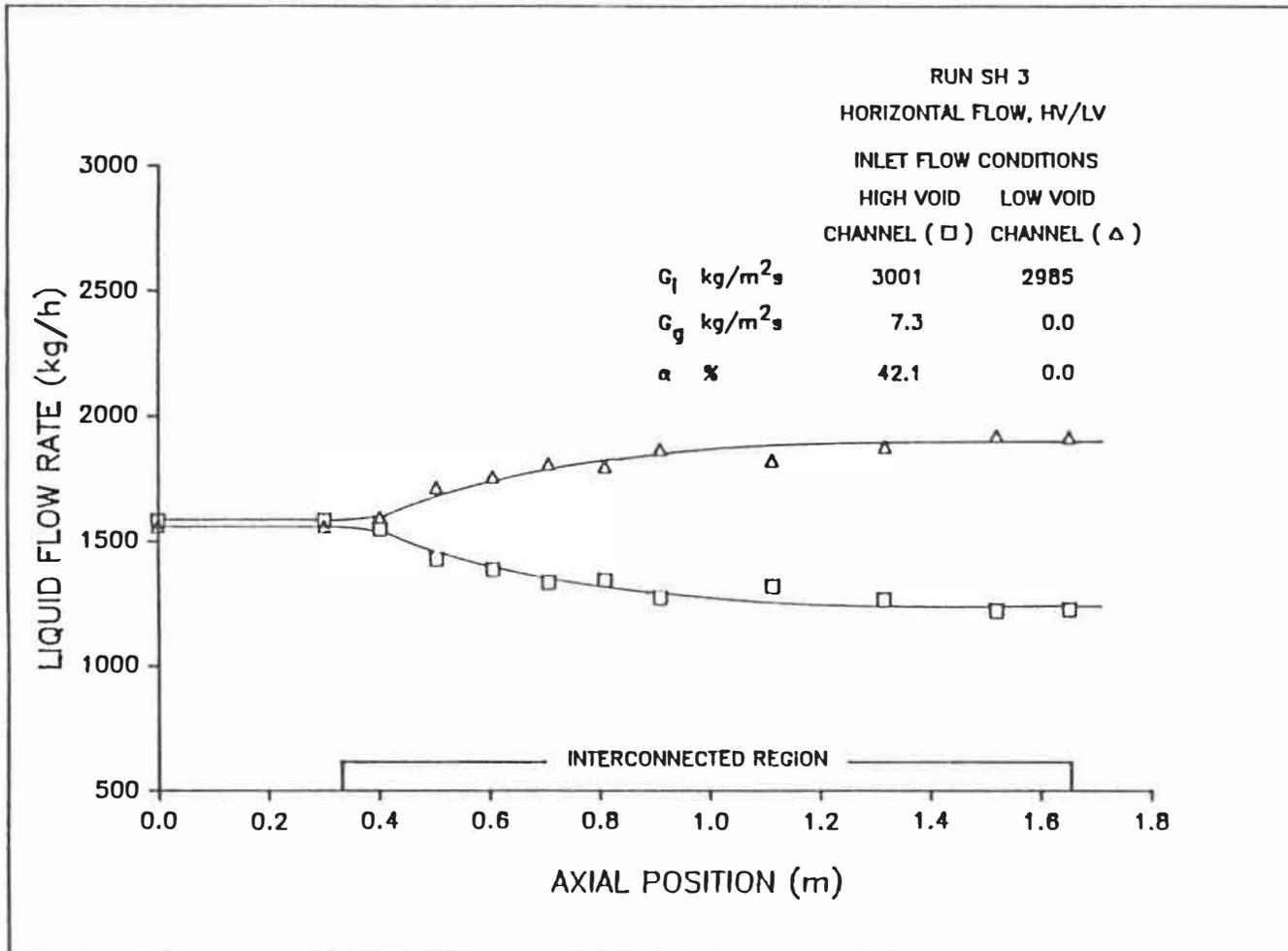


Figure 5.3b: Distribution axiale  
du débit massique du liquide.

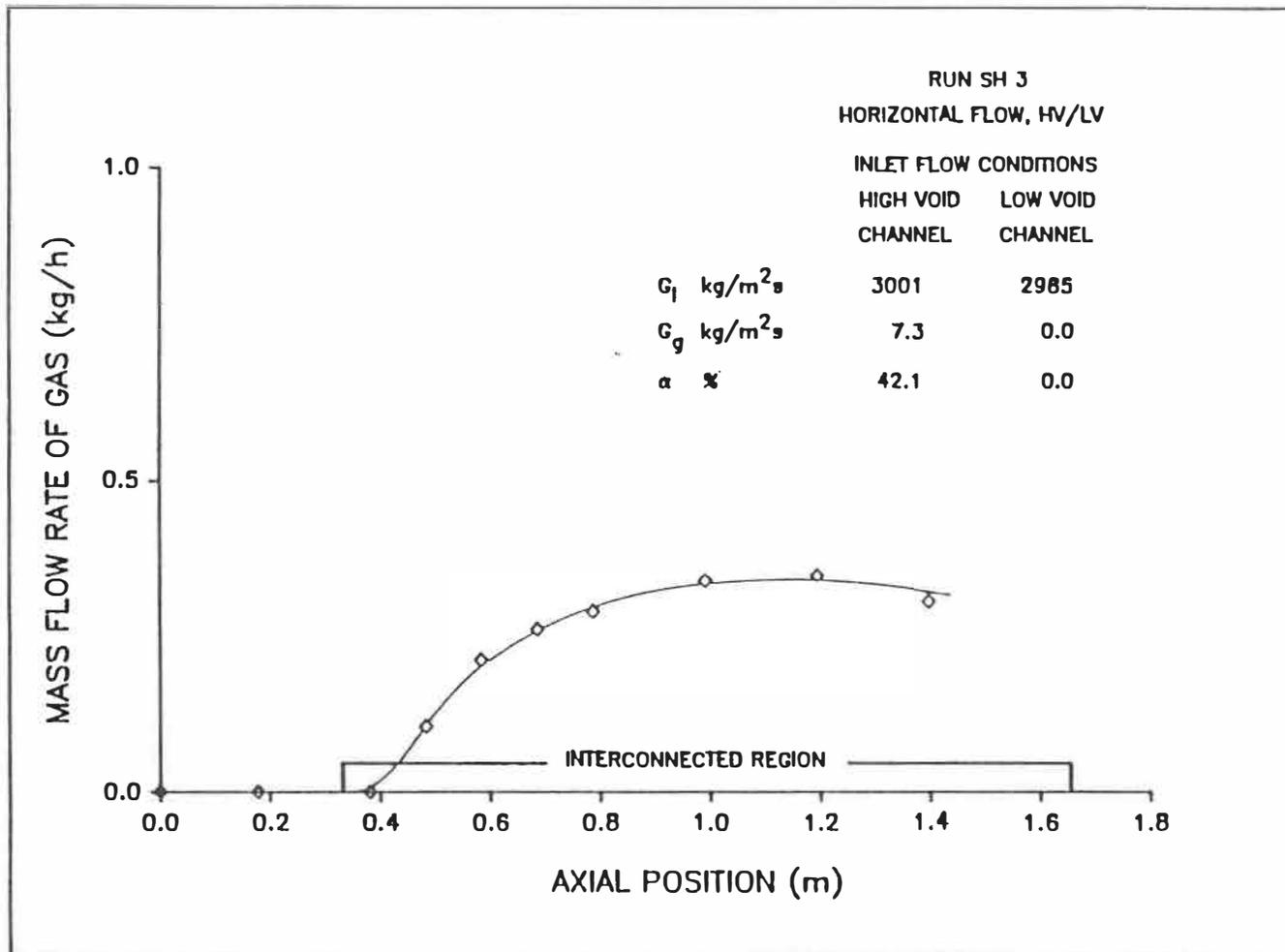


Figure 5.3c: Distribution axiale  
du débit massique du gaz.

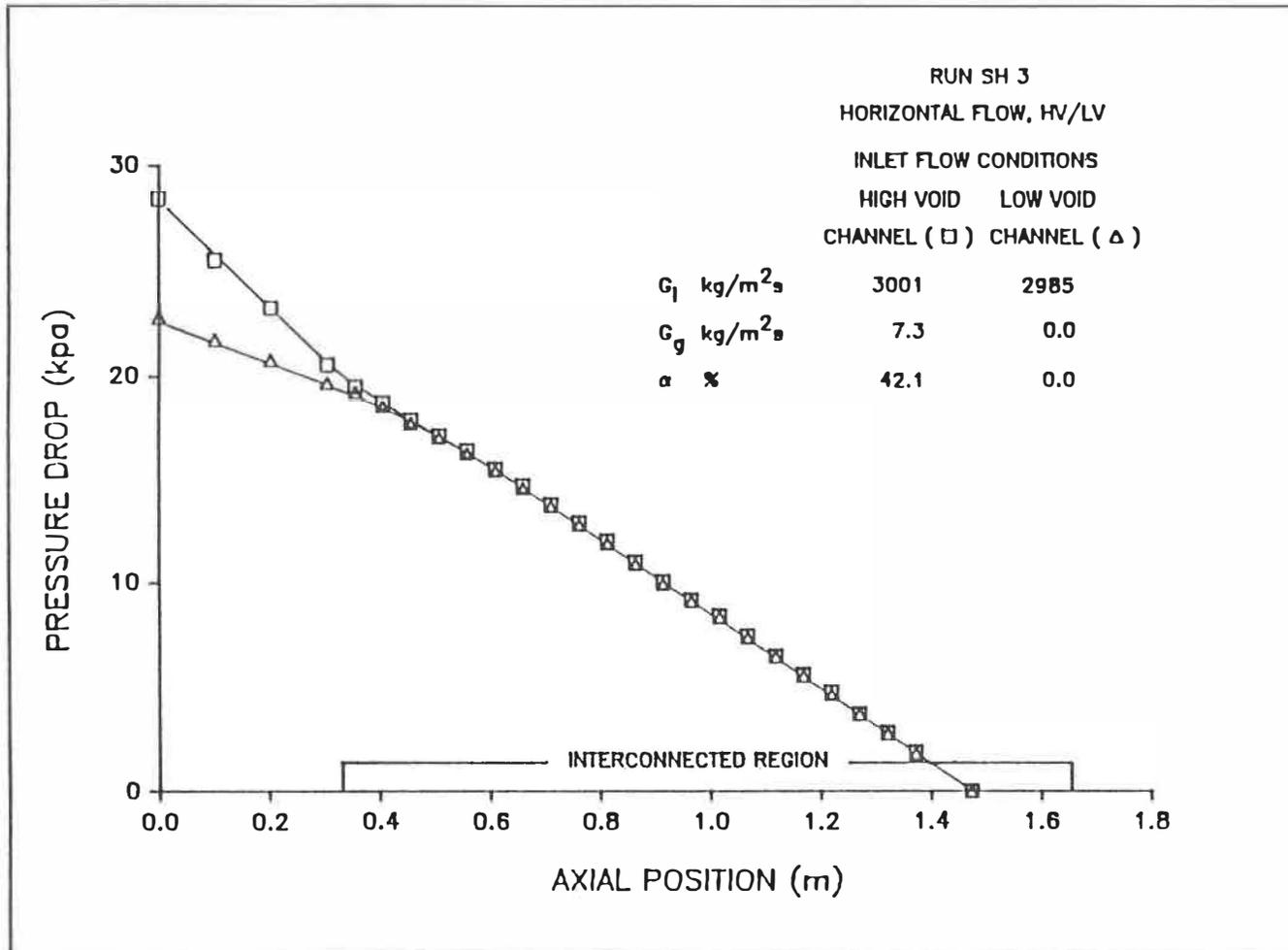


Figure 5.3d: Distribution axiale de la perte de pression axiale.

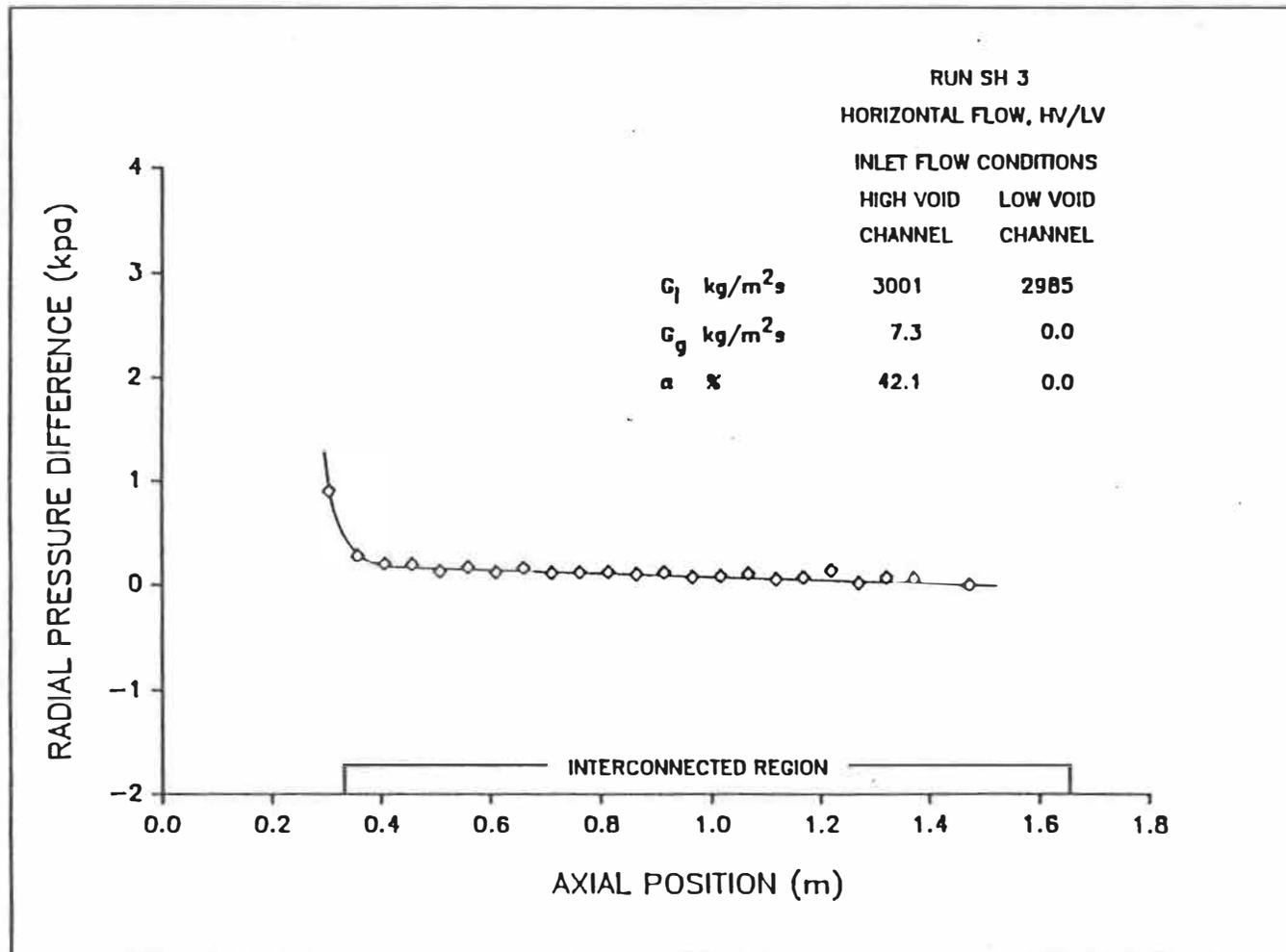


Figure 5.3e: Distribution axiale de la différence des pressions radiales.

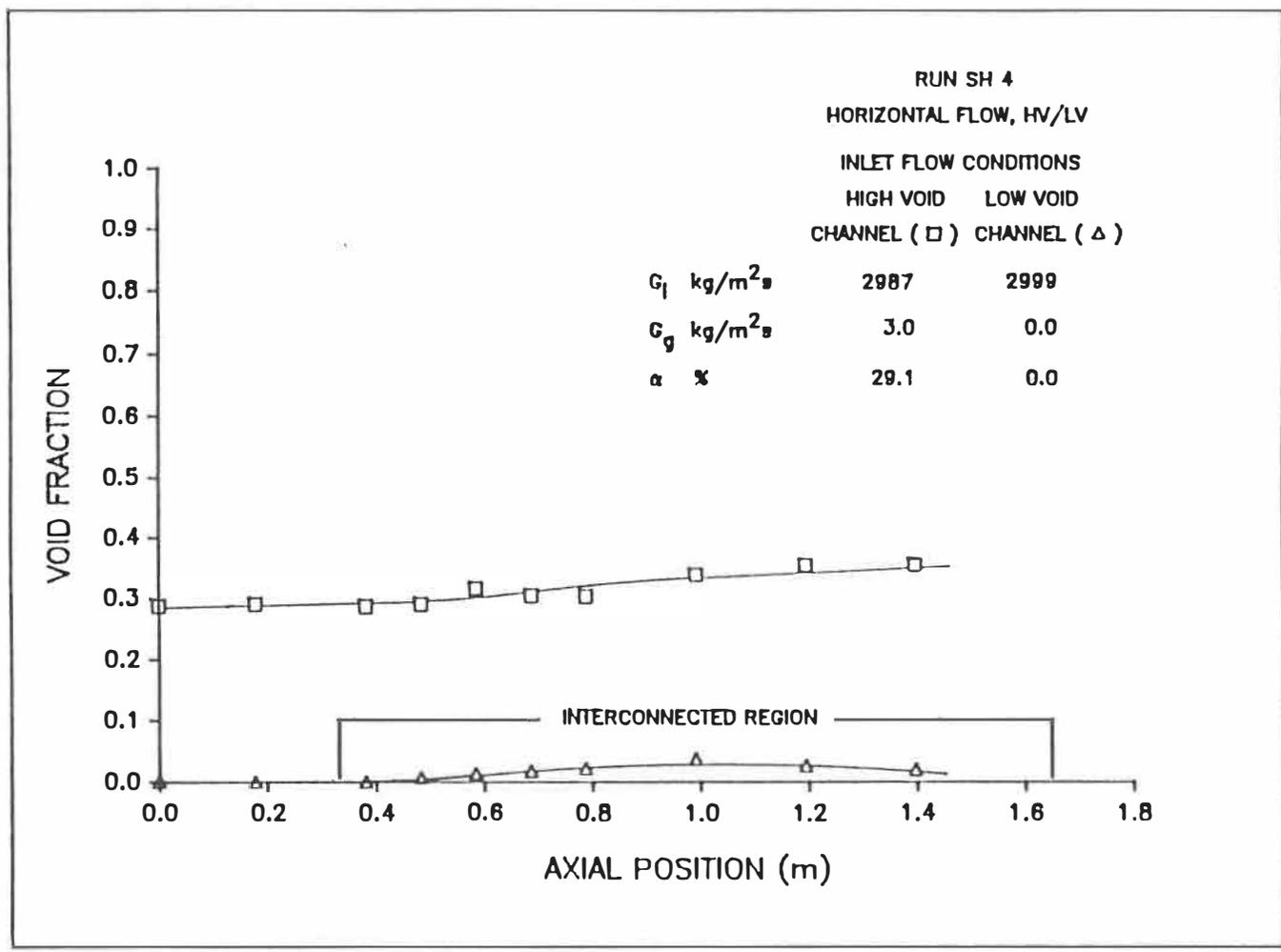


Figure 5.4a: Distribution axiale du taux de vide.

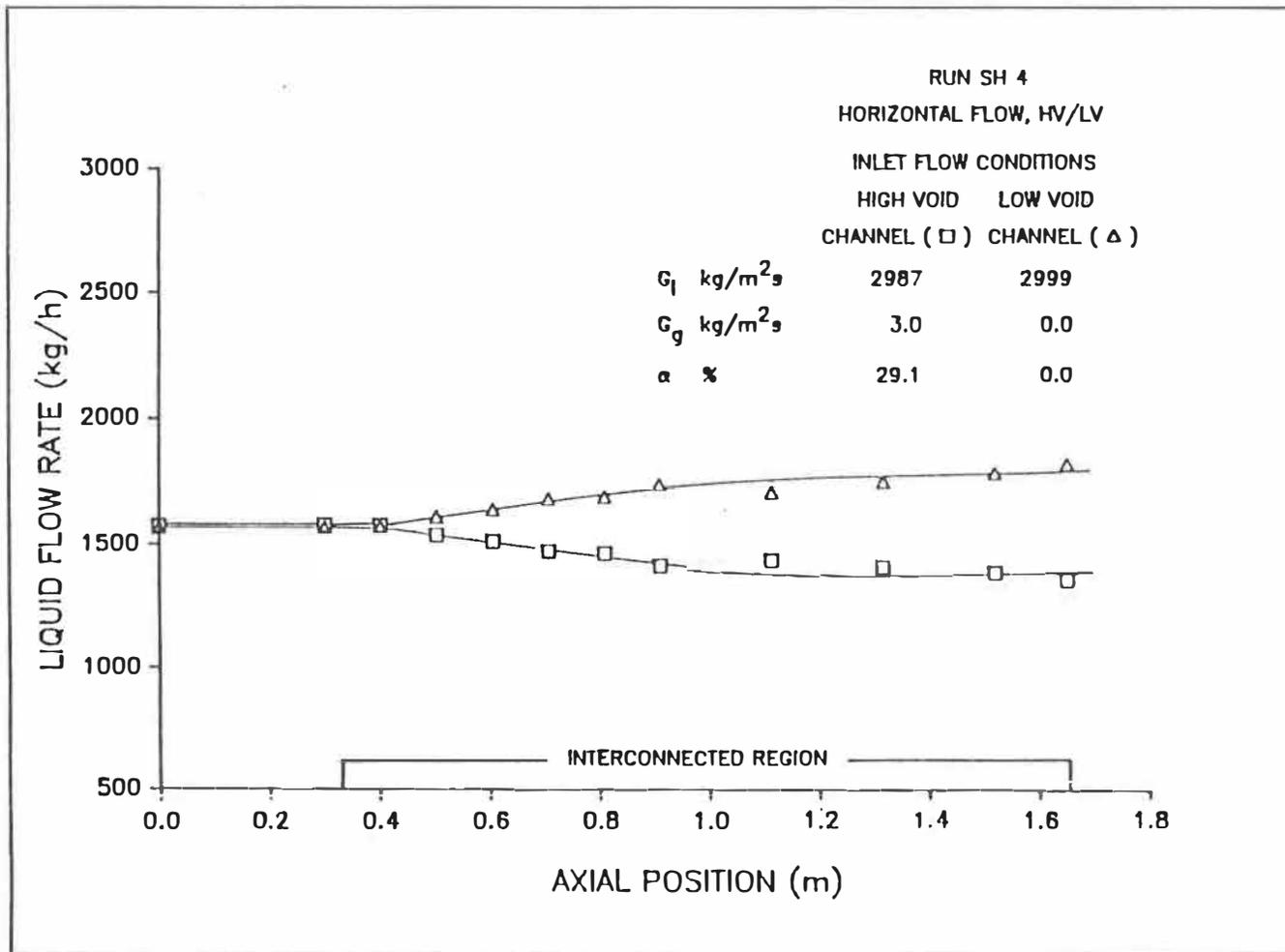


Figure 5.4b: Distribution axiale du débit massique du liquide.

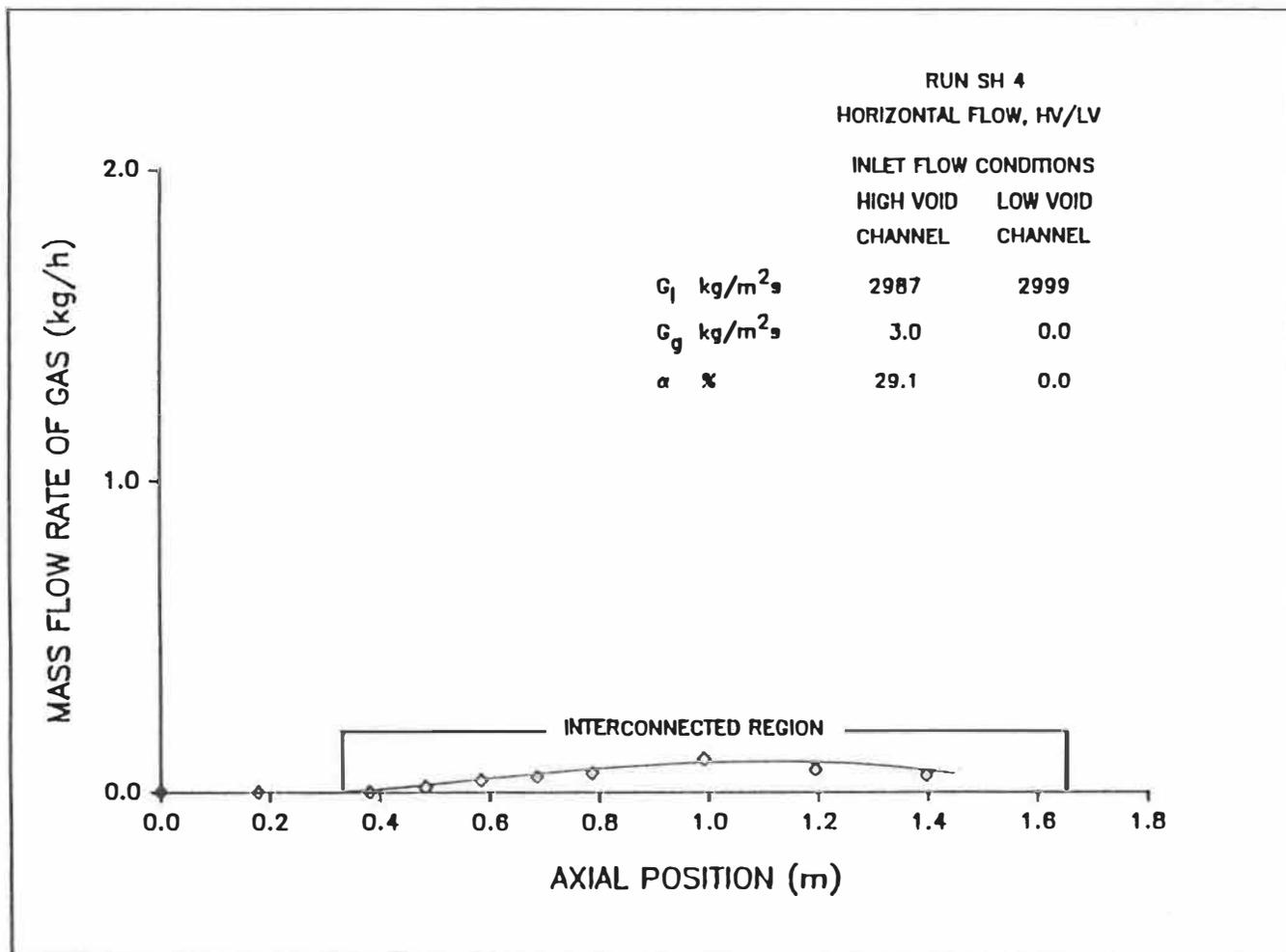


Figure 5.4c: Distribution axiale  
du débit massique du gaz.

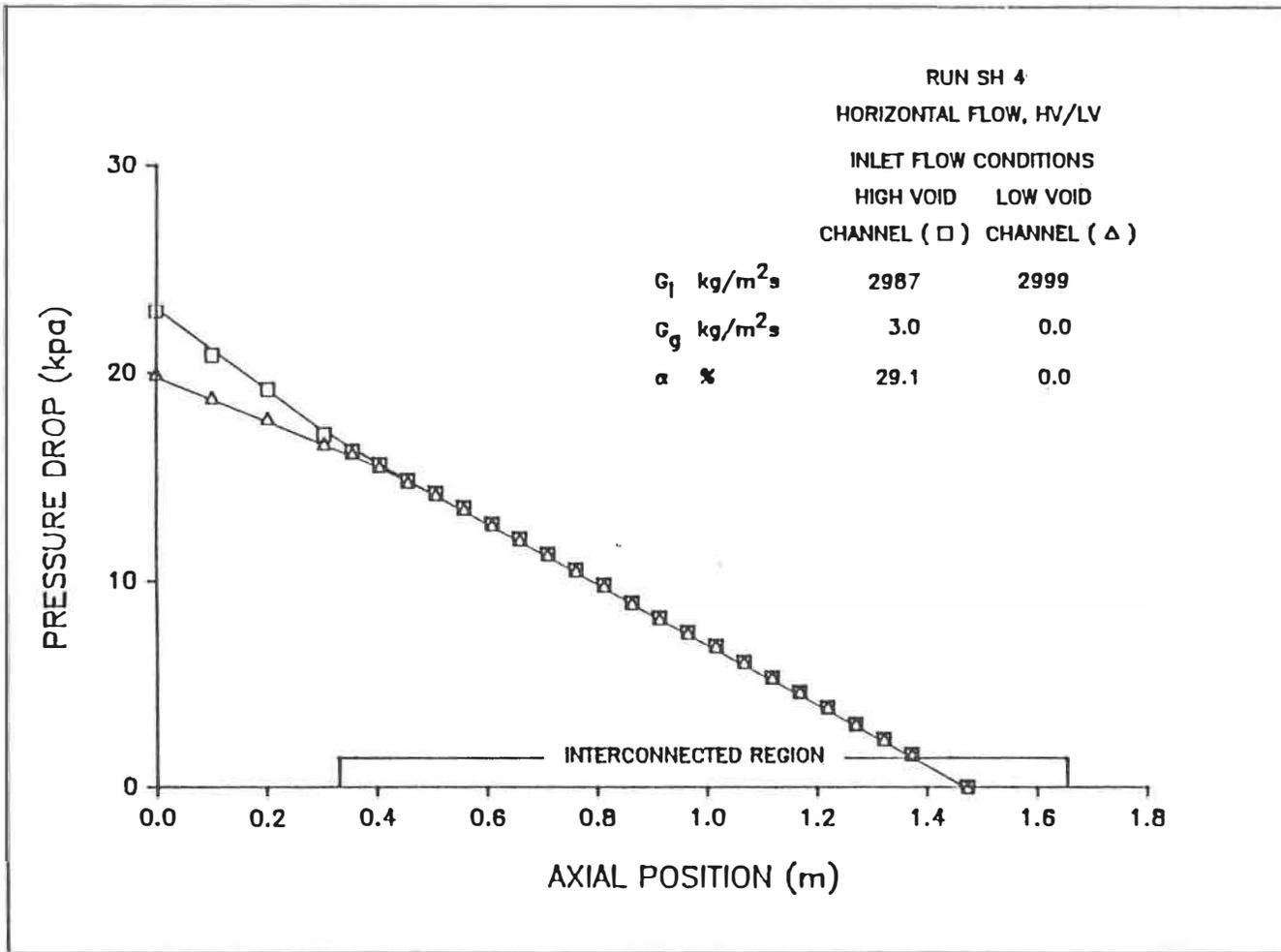


Figure 5.4d: Distribution axiale de la perte de pression axiale.

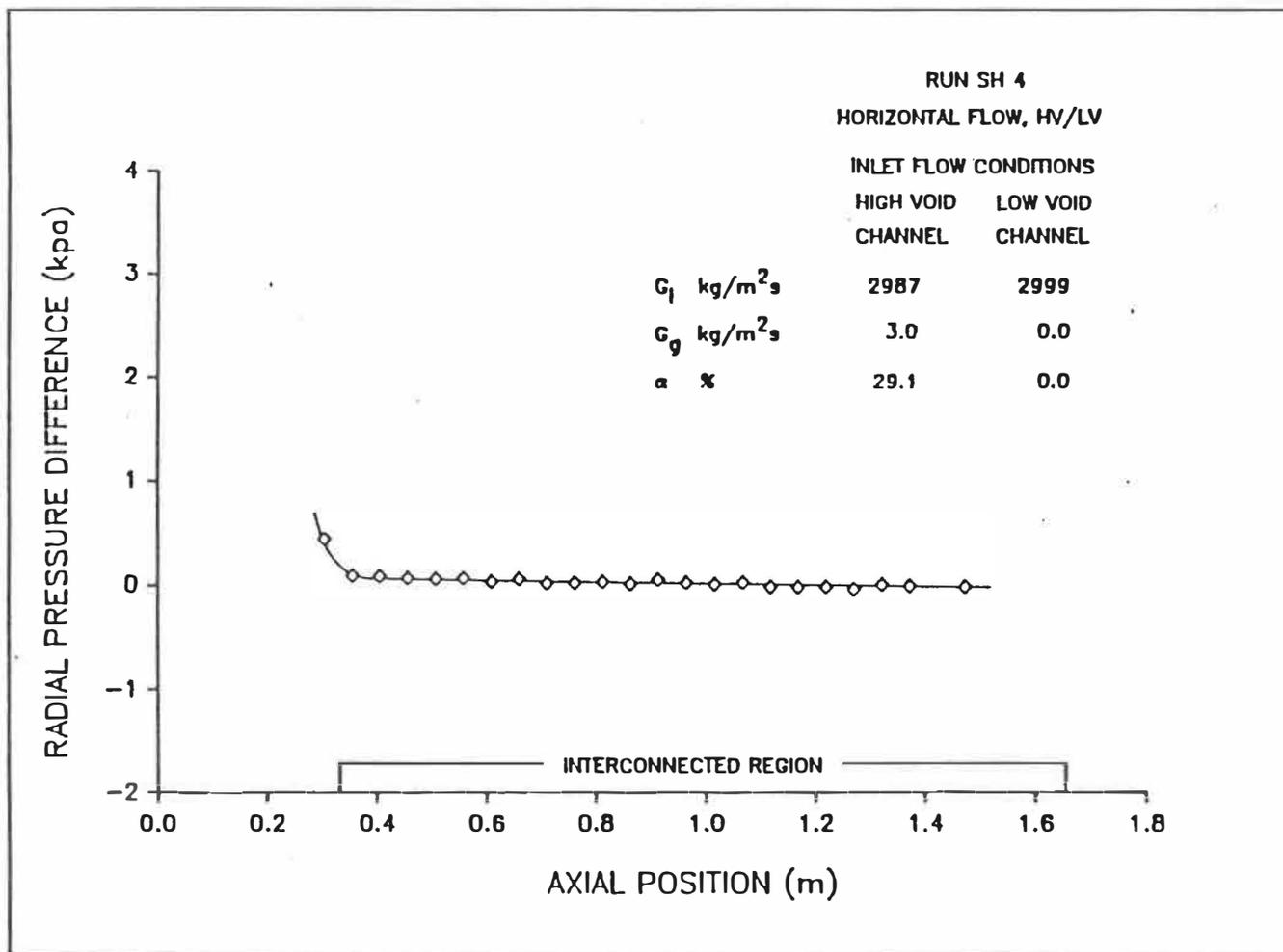


Figure 5.4e: Distribution axiale de la différence des pressions radiales.

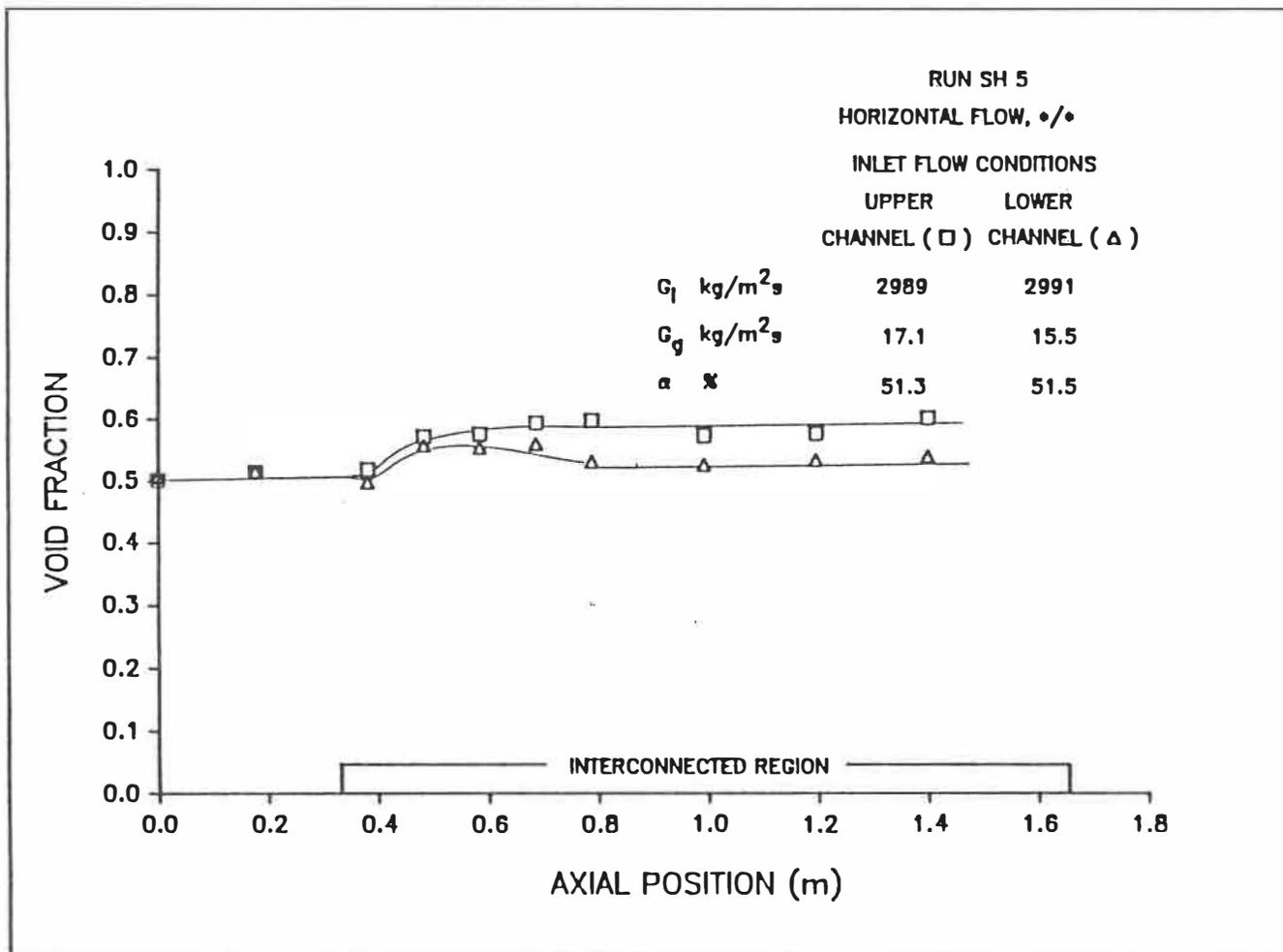


Figure 5.5a: Distribution axiale du taux de vide.

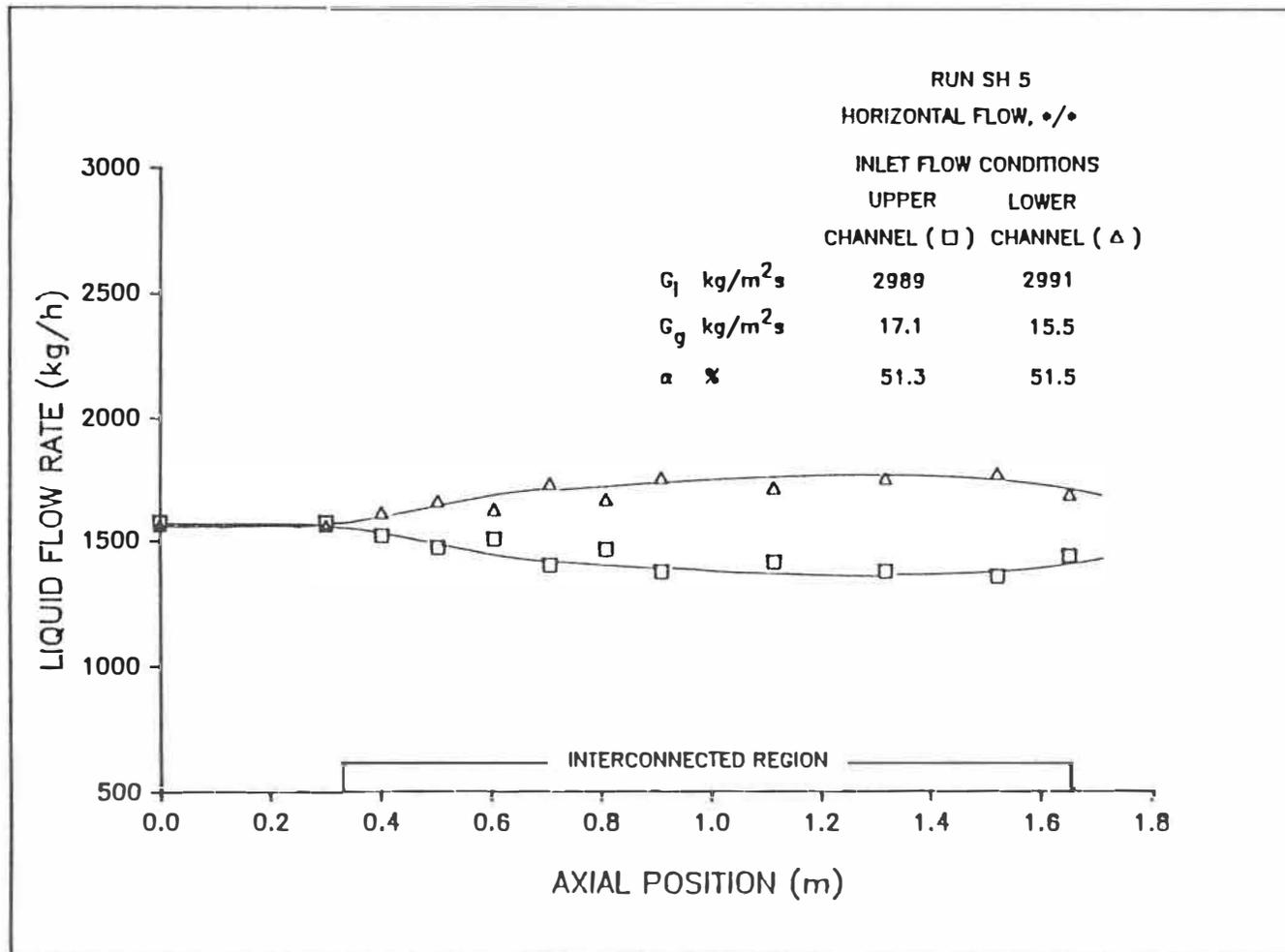


Figure 5.5b: Distribution axiale  
du débit massique du liquide.

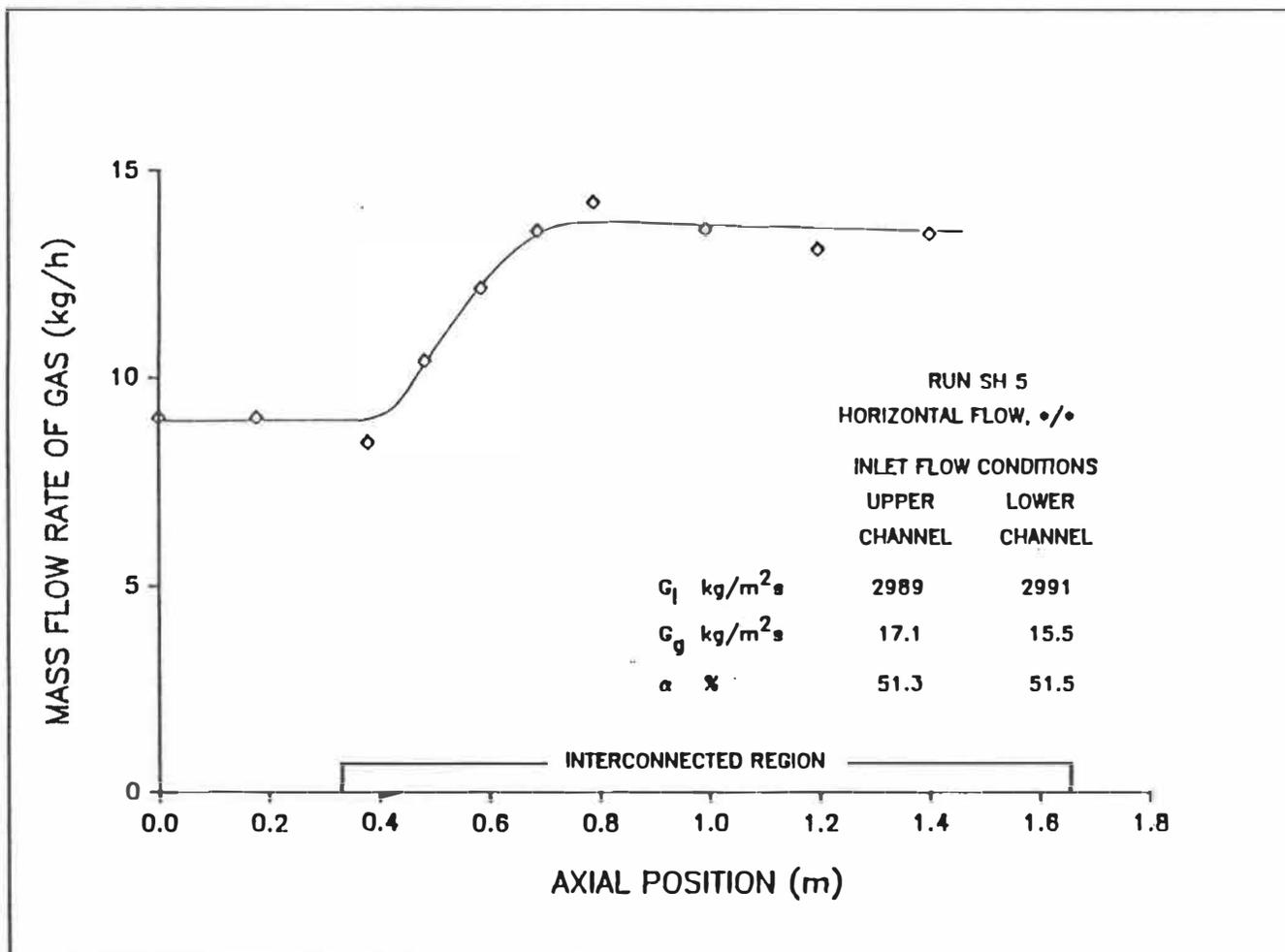


Figure 5.5c: Distribution axiale du débit massique du gaz.

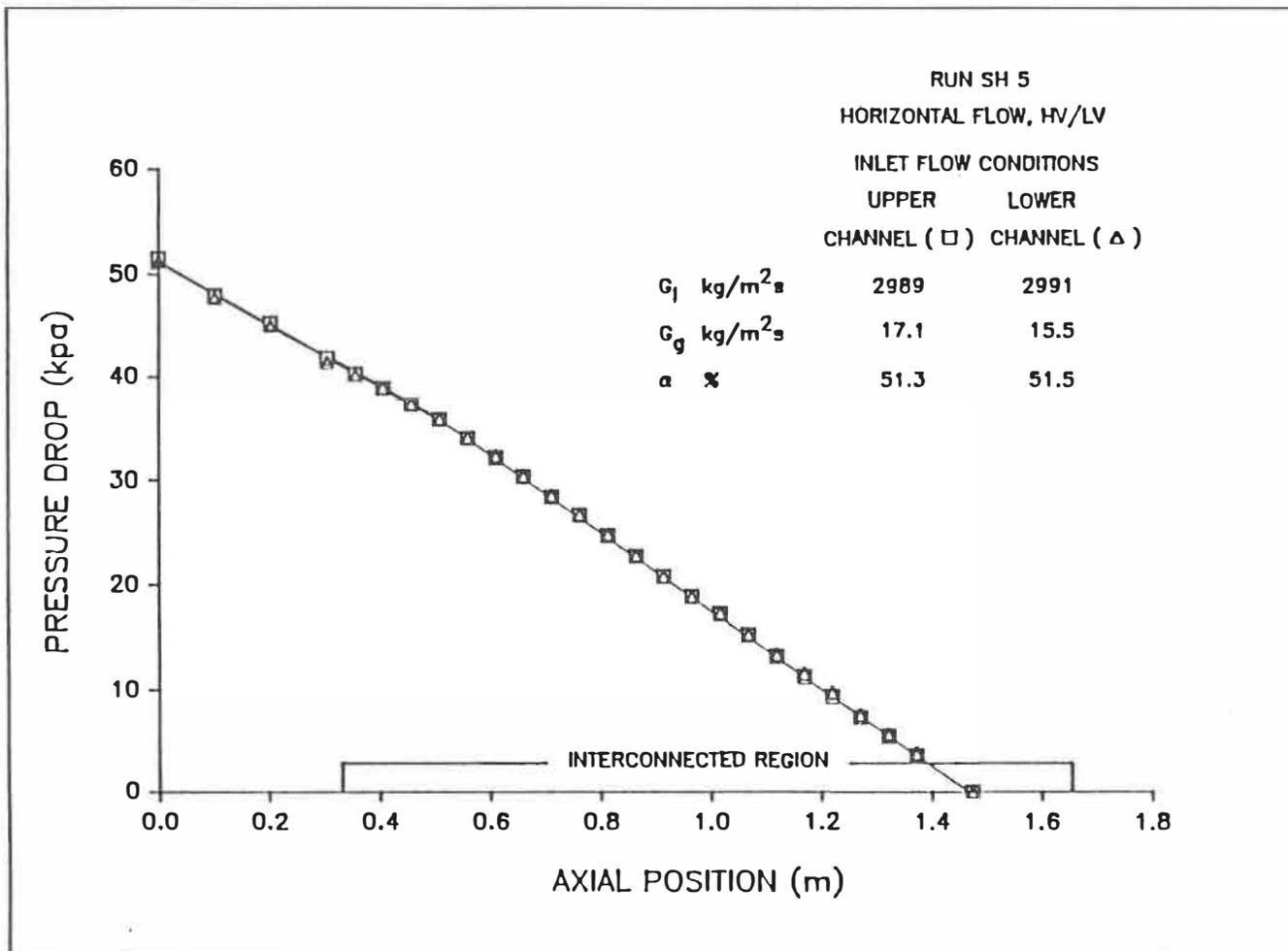


Figure 5.5d: Distribution axiale de la perte de pression axiale.

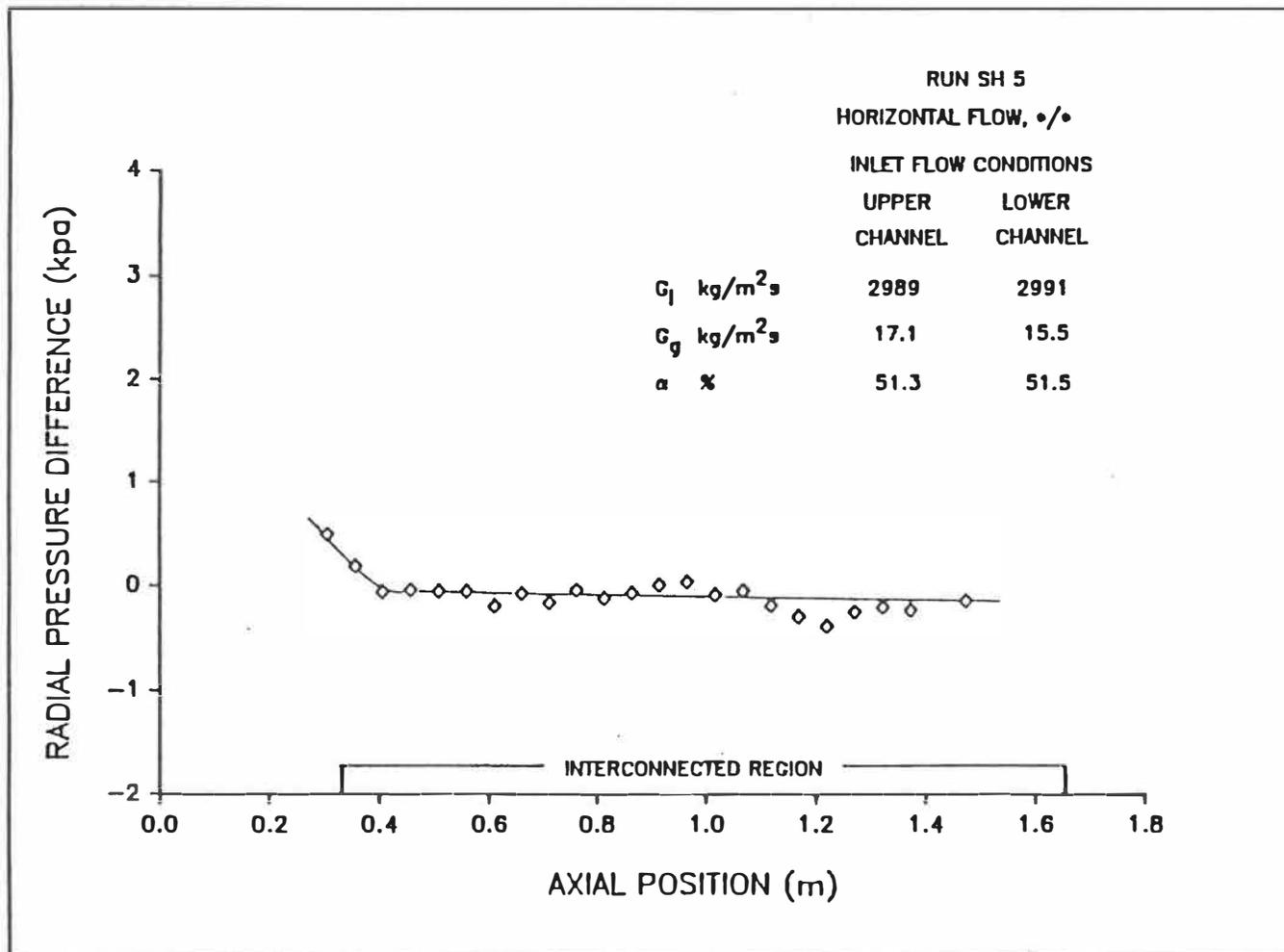


Figure 5.5e: Distribution axiale de la différence des pressions radiales.

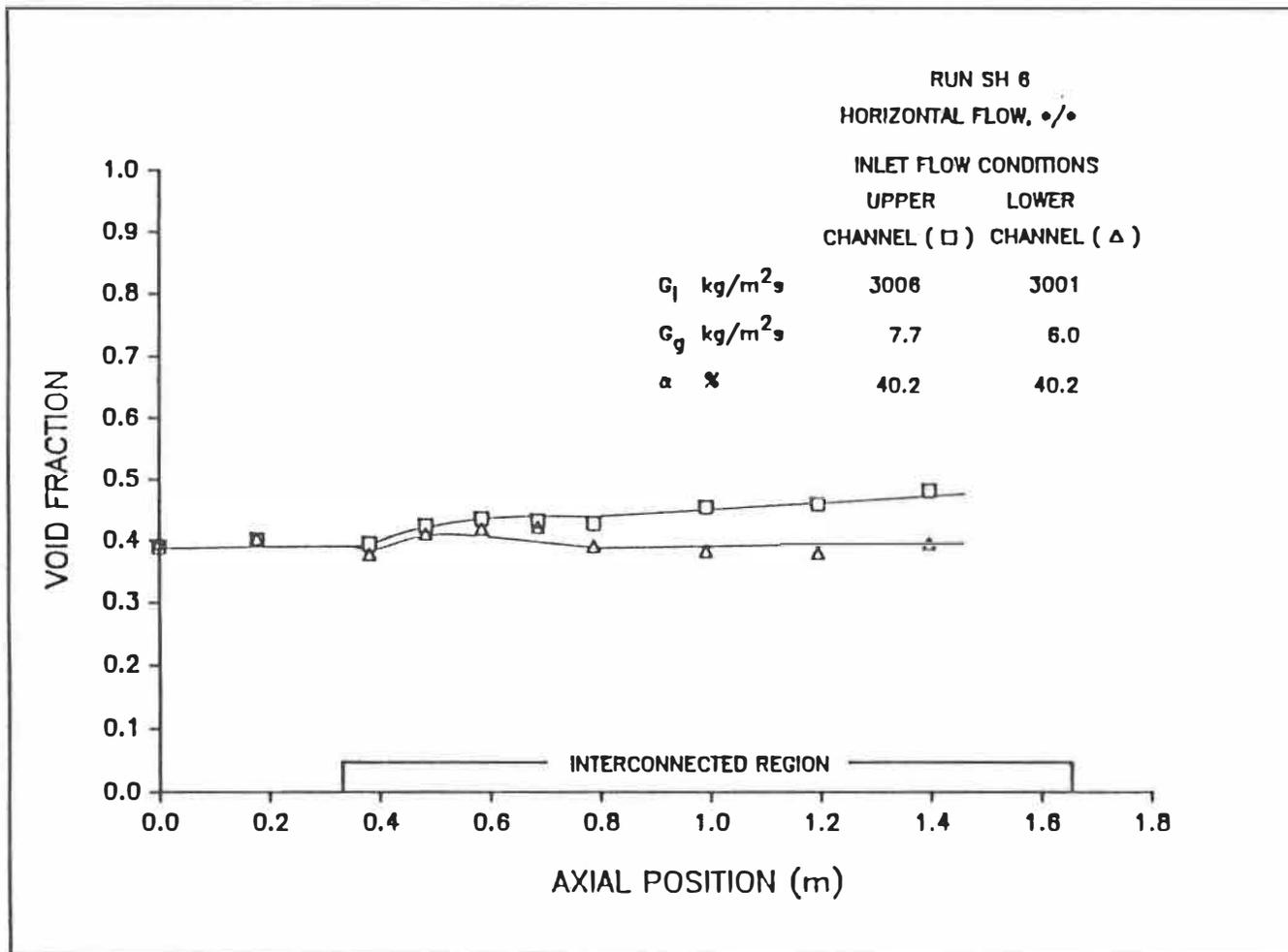


Figure 5.6a: Distribution axiale  
du taux de vide.

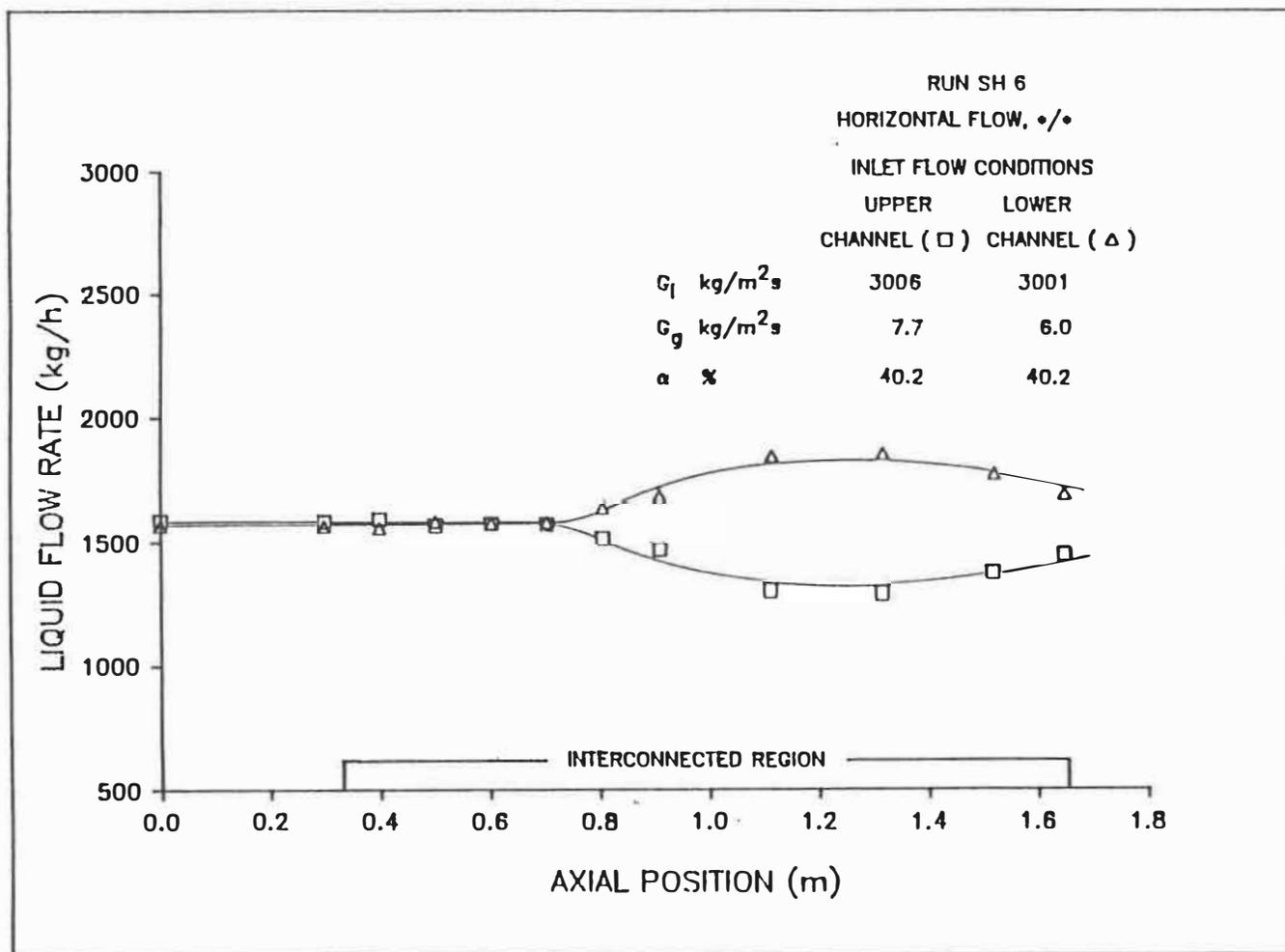


Figure 5.6b: Distribution axiale  
du débit massique du liquide.

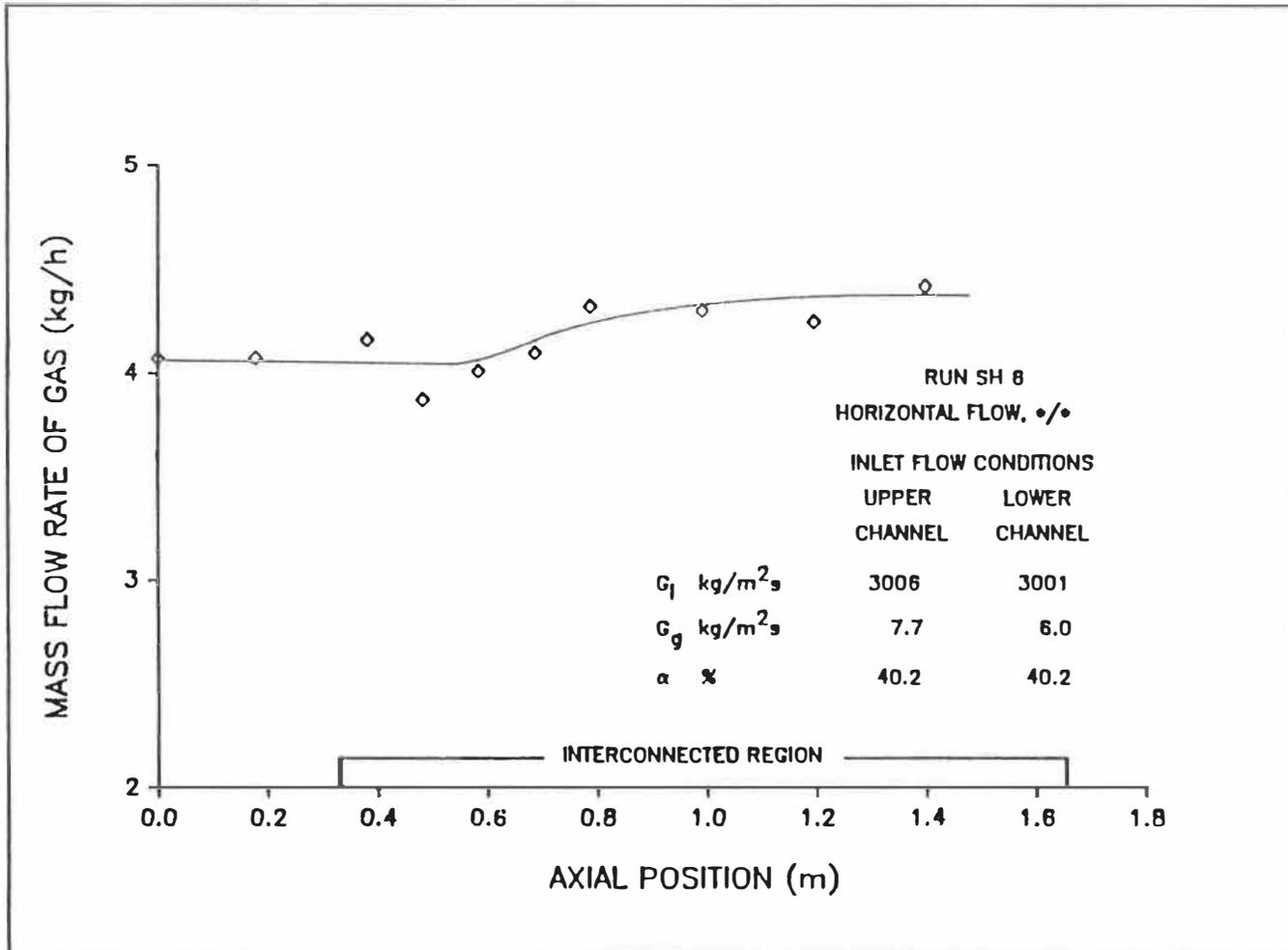


Figure 5.6c: Distribution axiale du débit massique du gaz.

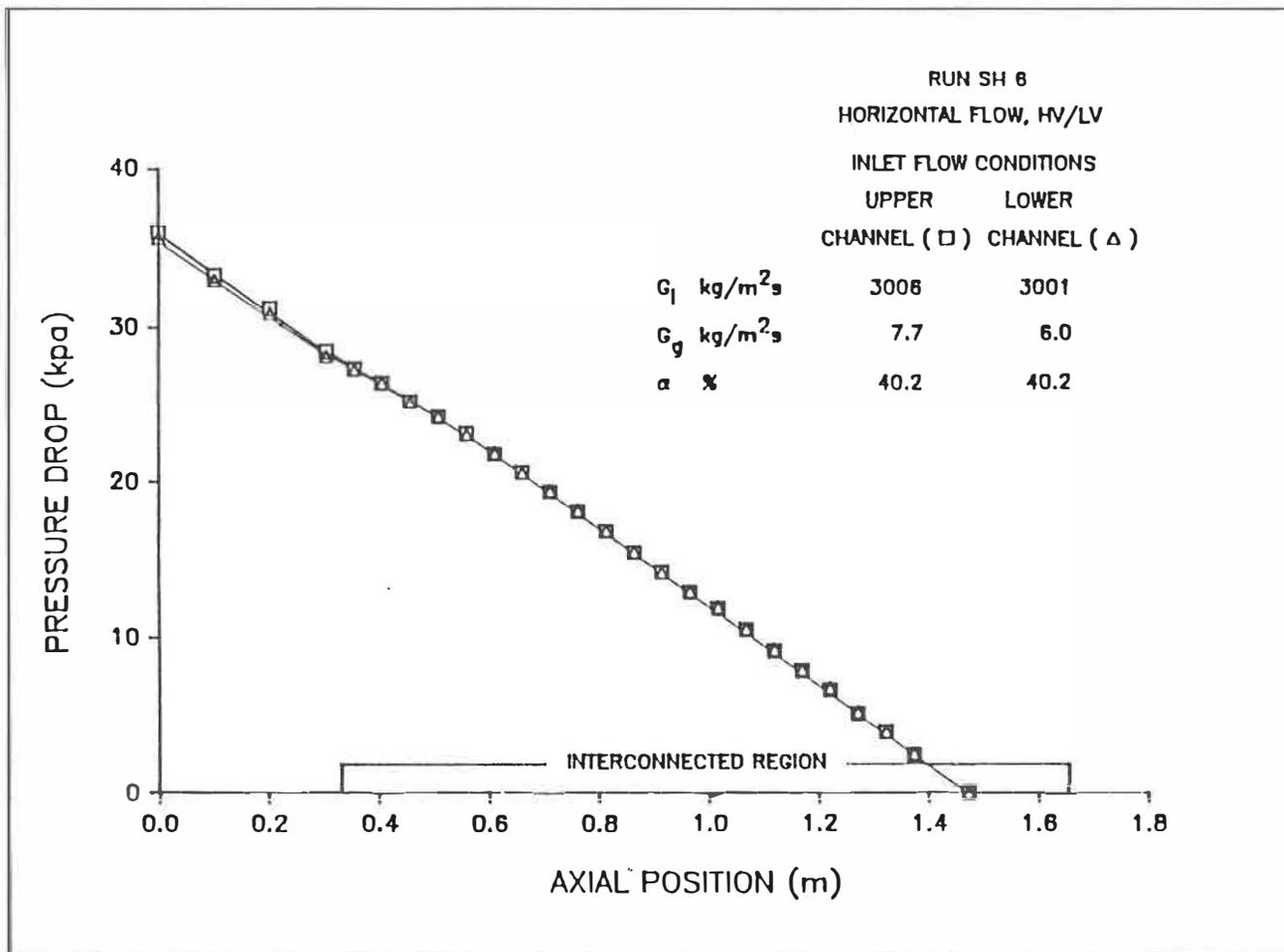


Figure 5.6d: Distribution axiale  
de la perte de pression axiale.

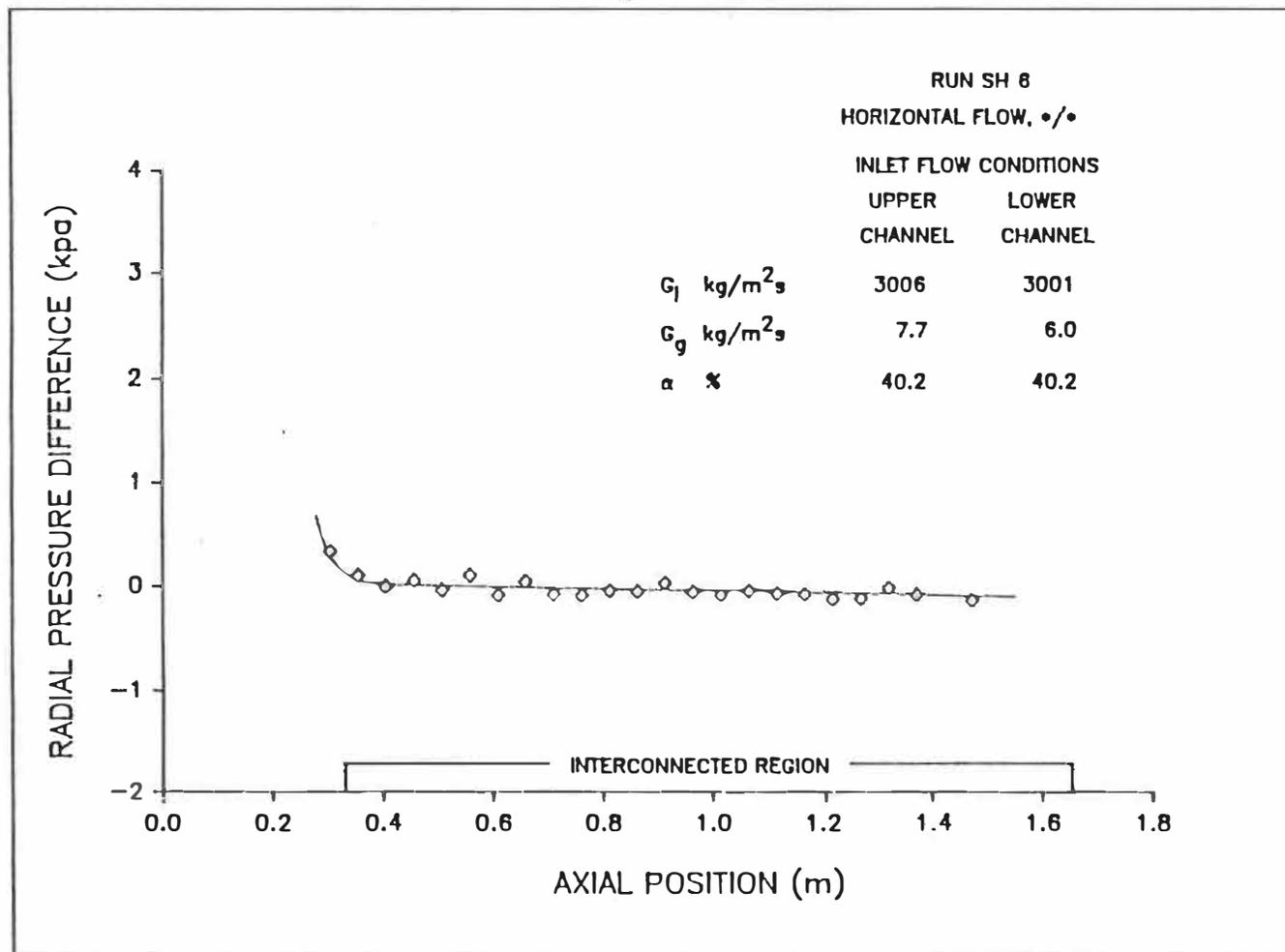


Figure 5.6e: Distribution axiale de la différence des pressions radiales.

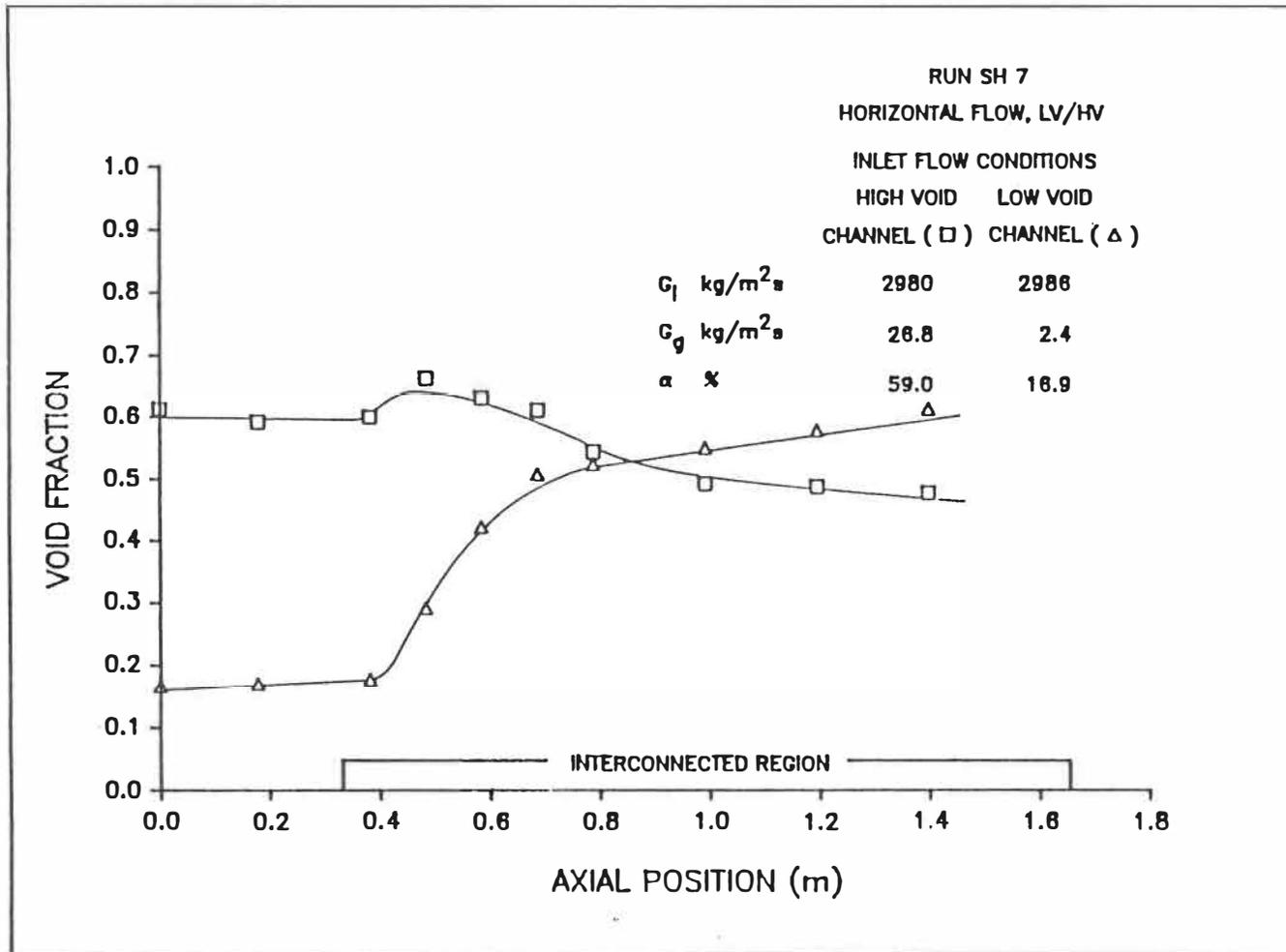


Figure 5.7a: Distribution axiale  
du taux de vide.

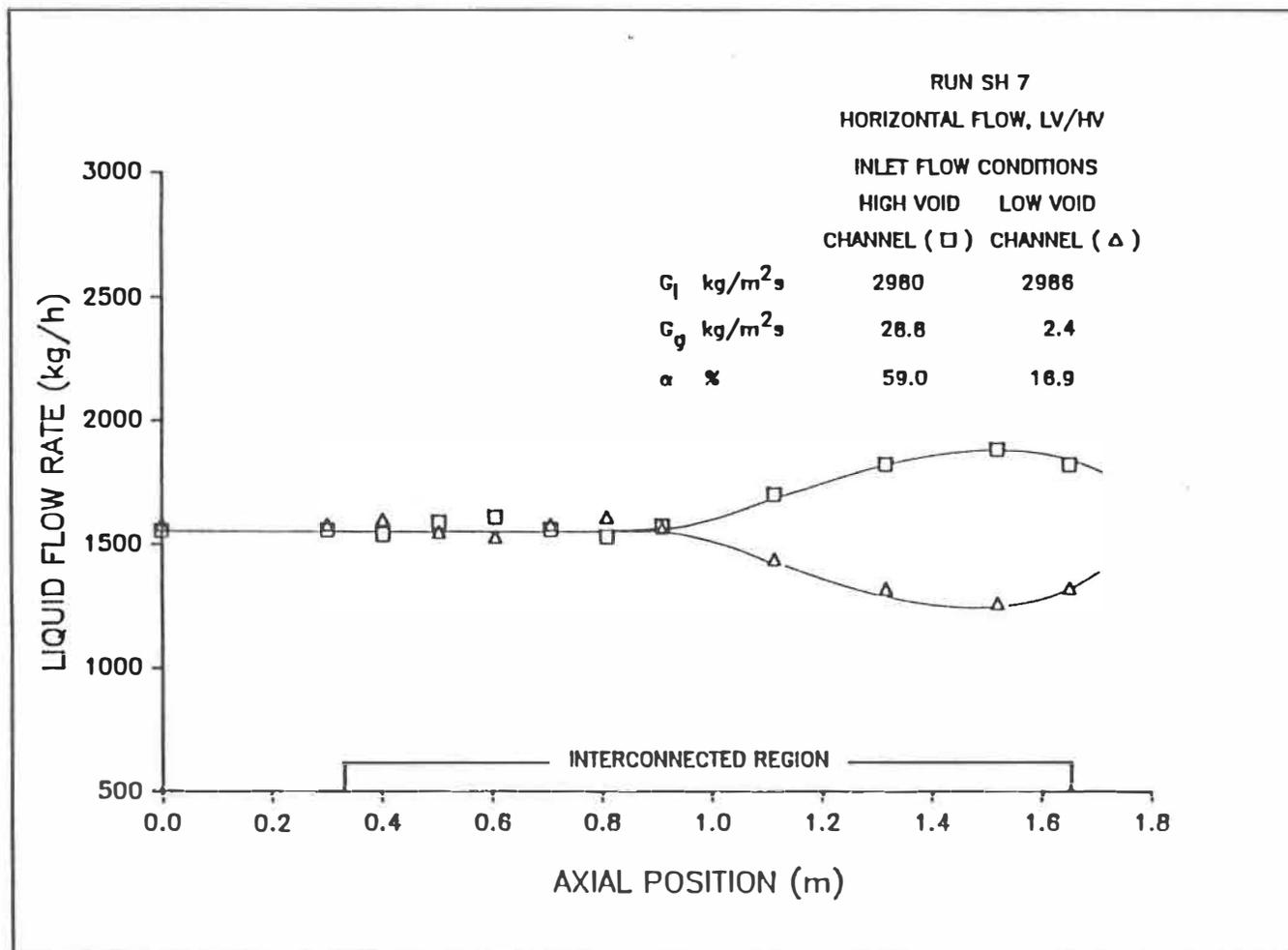


Figure 5.7b: Distribution axiale  
 du débit massique du liquide.

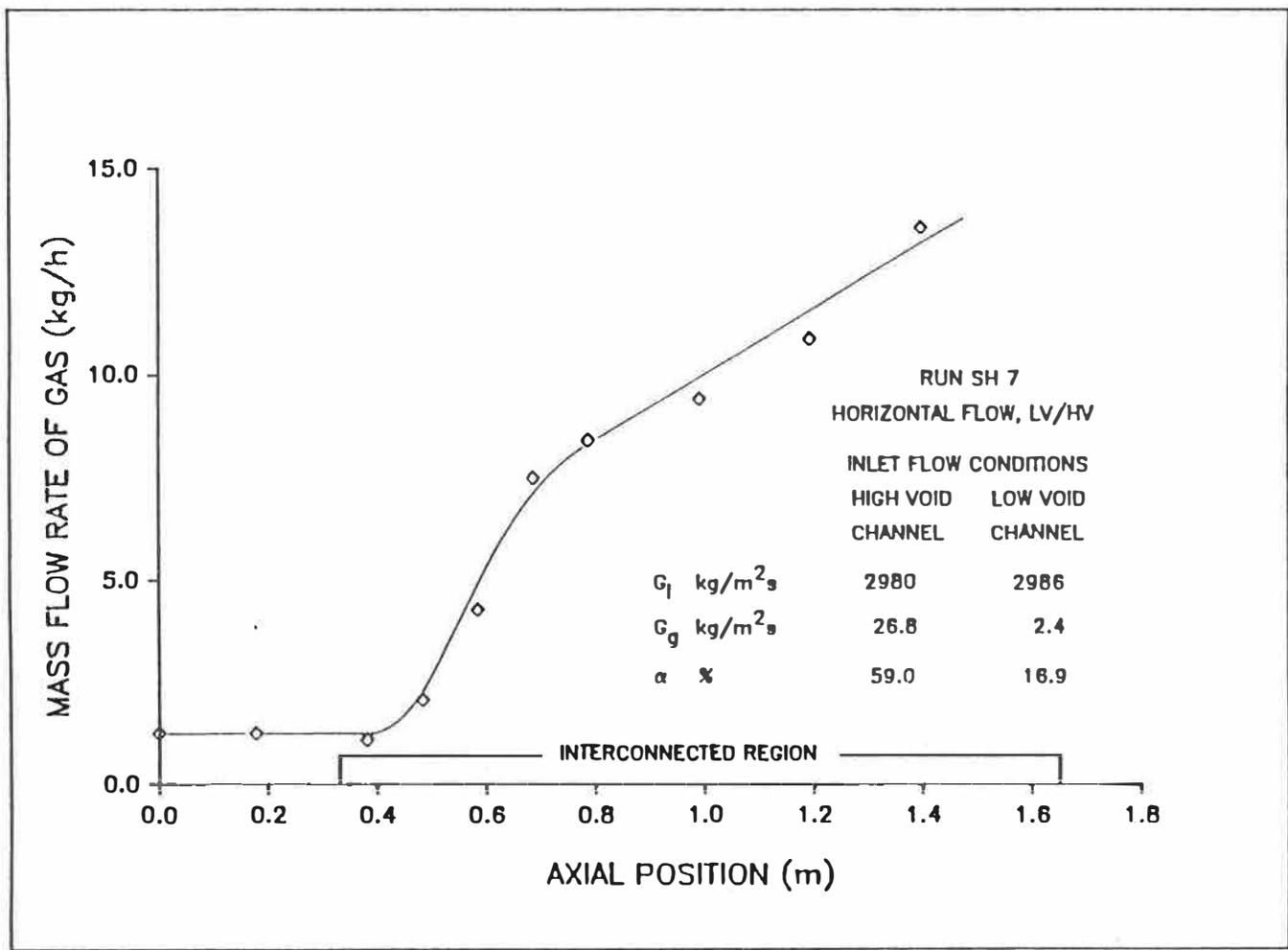


Figure 5.7c: Distribution axiale du débit massique du gaz.

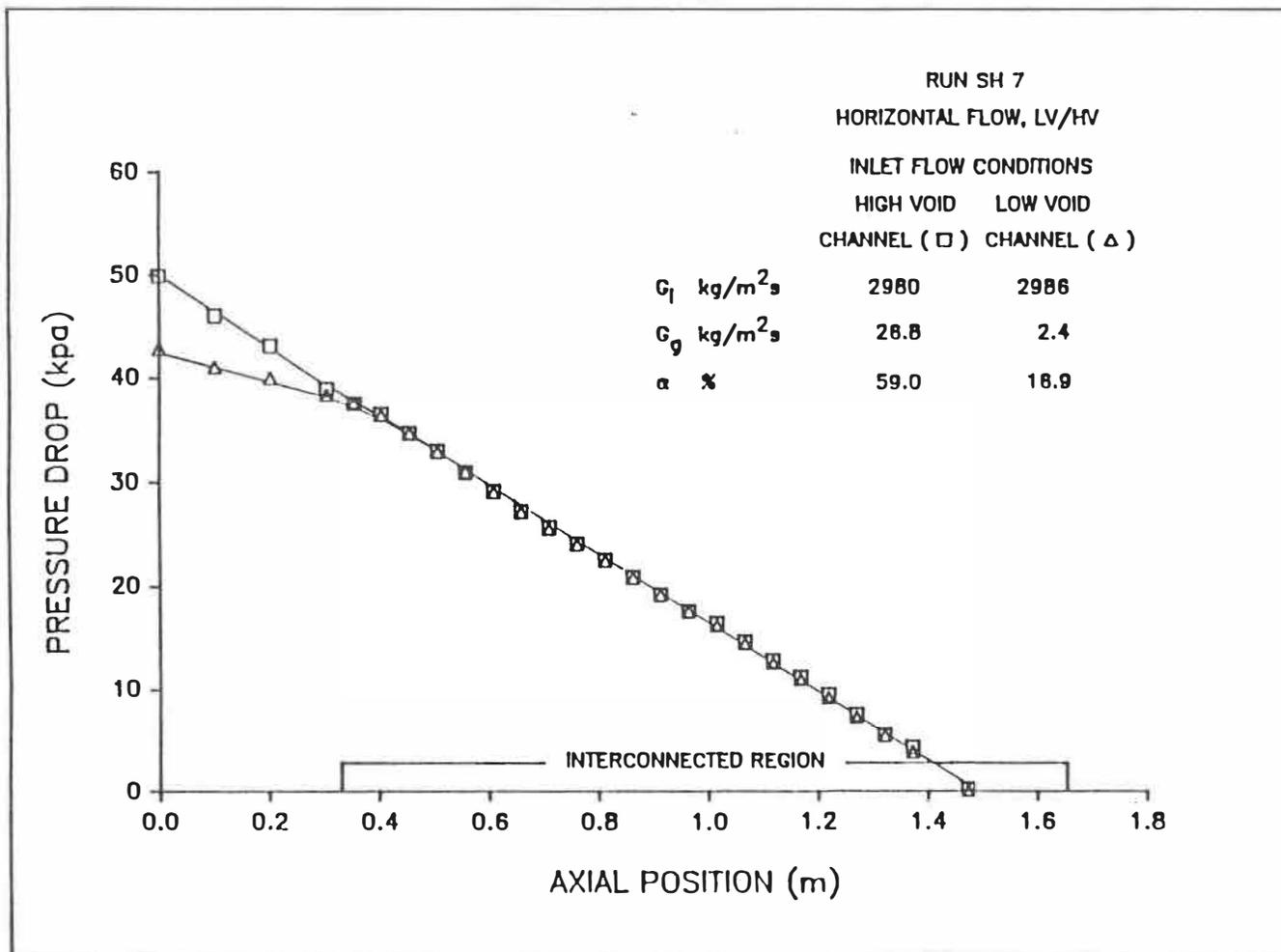


Figure 5.7d: Distribution axiale de la perte de pression axiale.

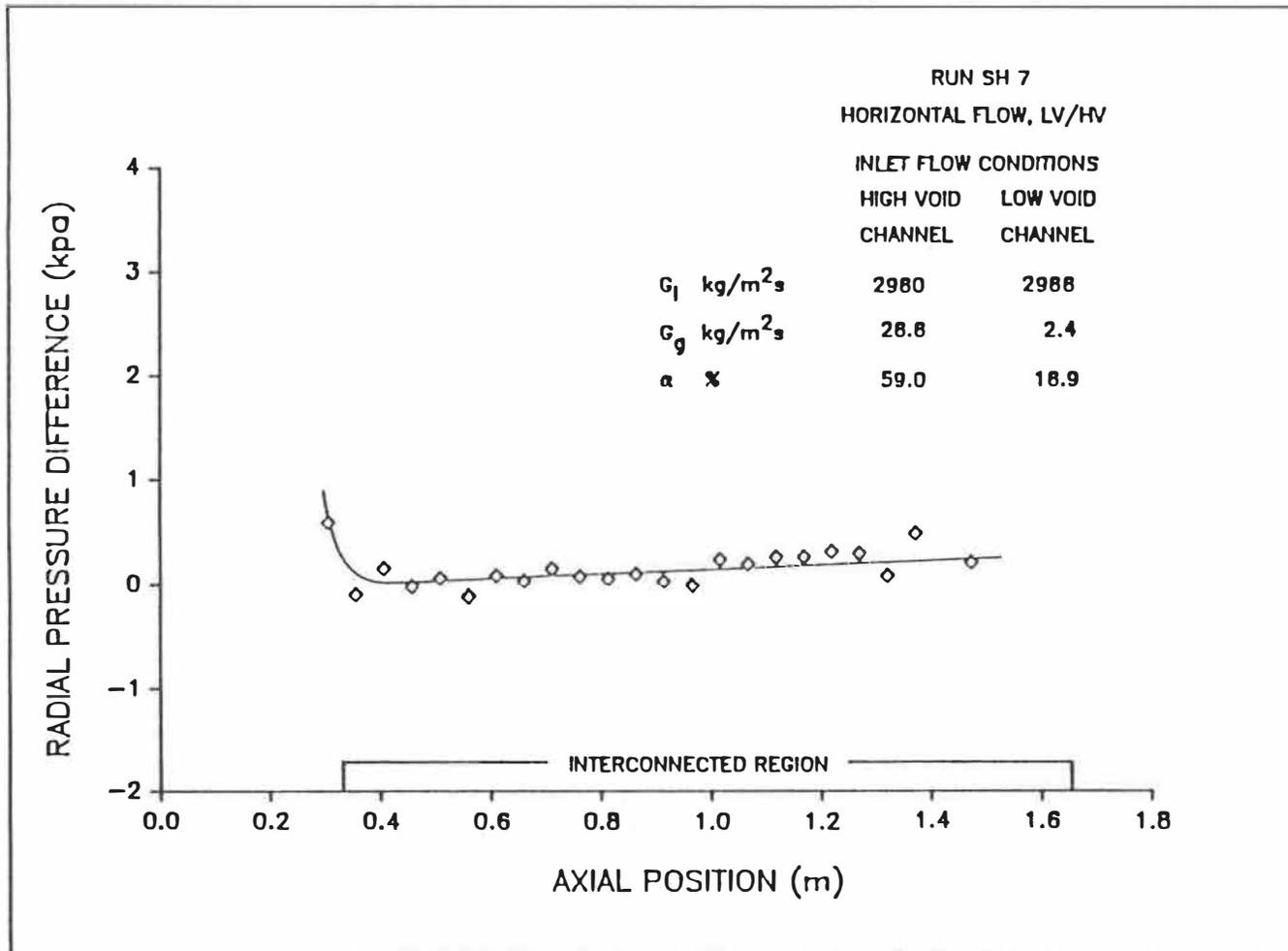


Figure 5.7e: Distribution axiale de la différence des pressions radiales.

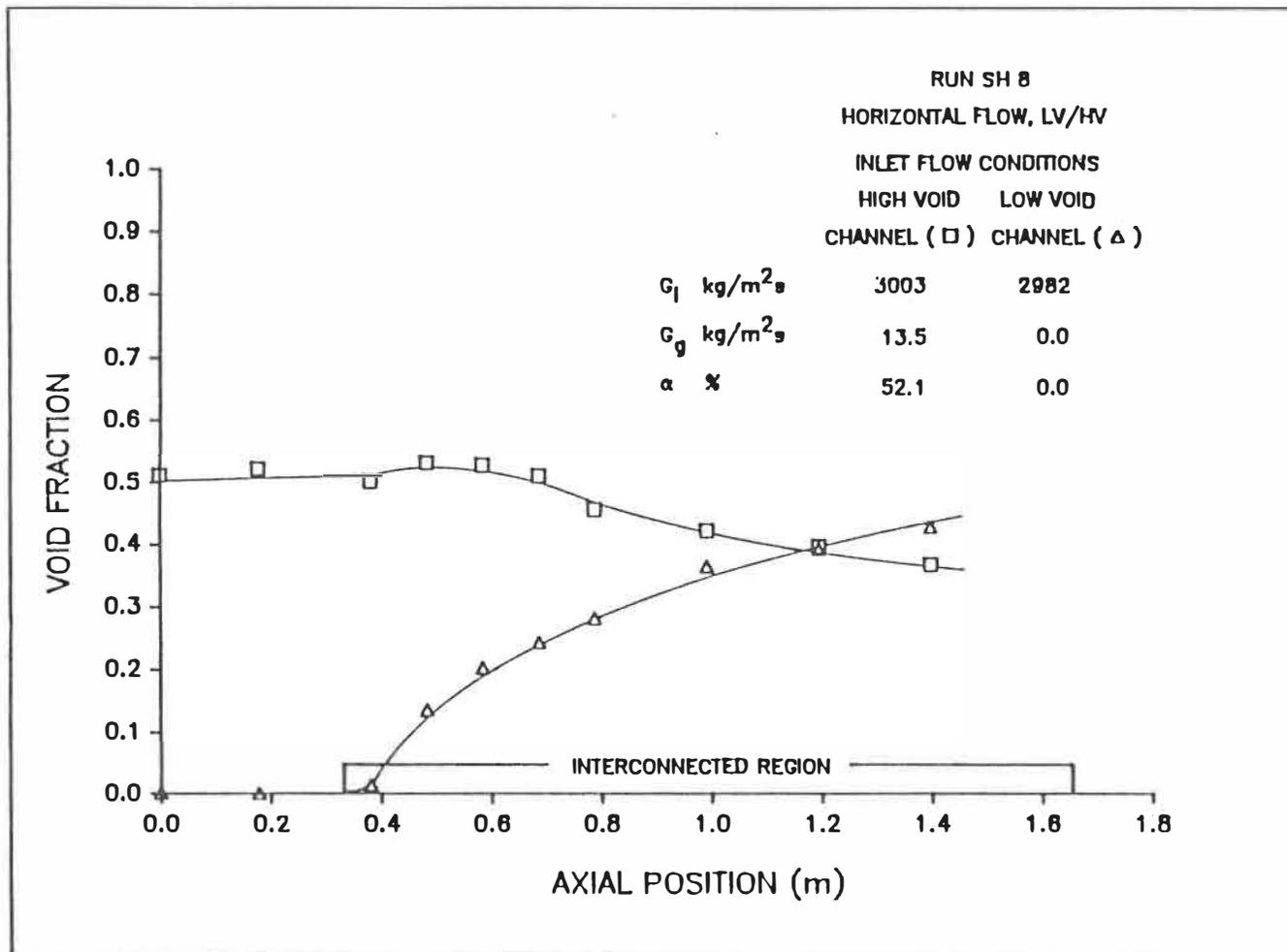


Figure 5.8a: Distribution axiale  
du taux de vide.

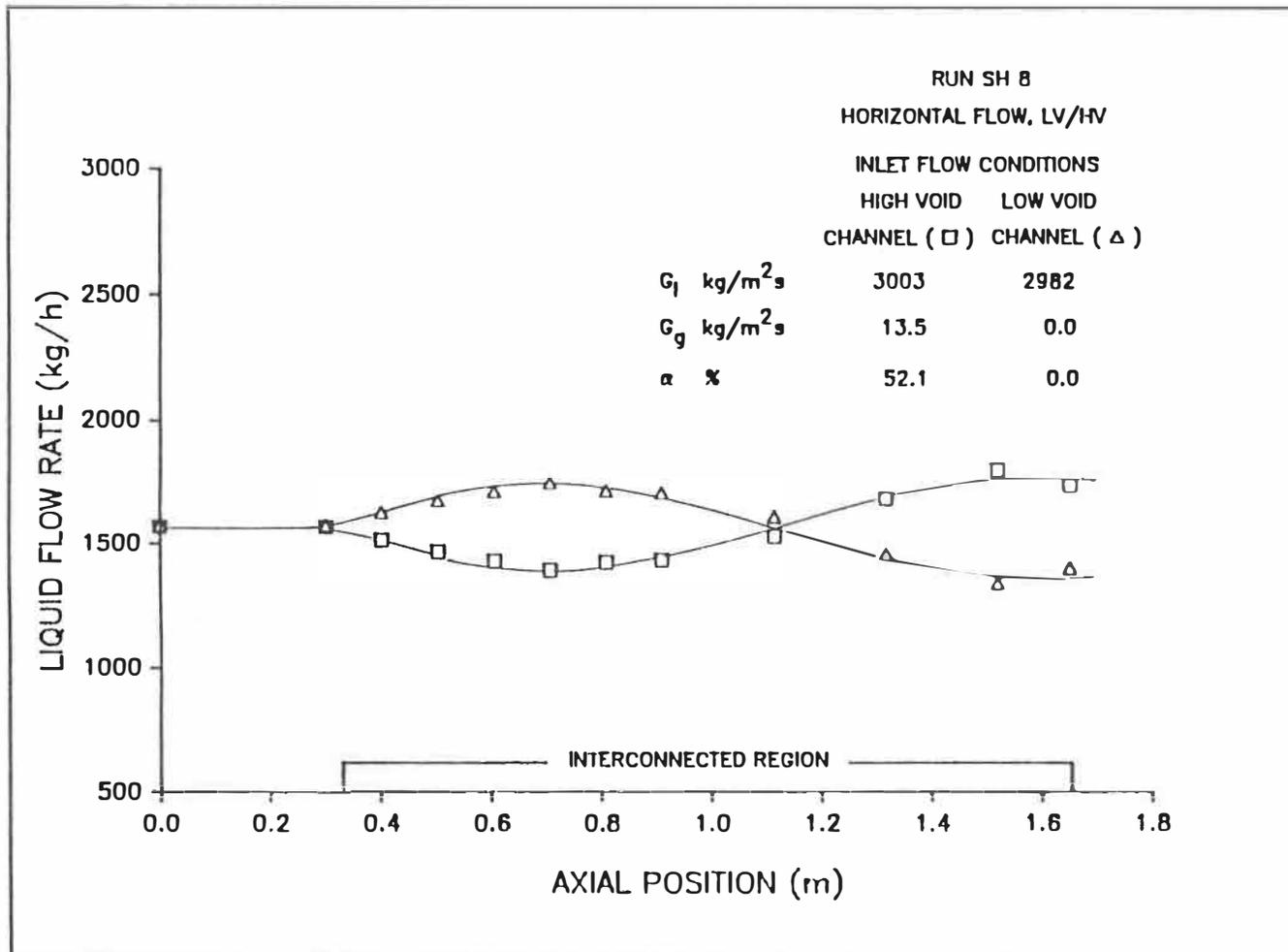


Figure 5.8b: Distribution axiale  
du débit massique du liquide.

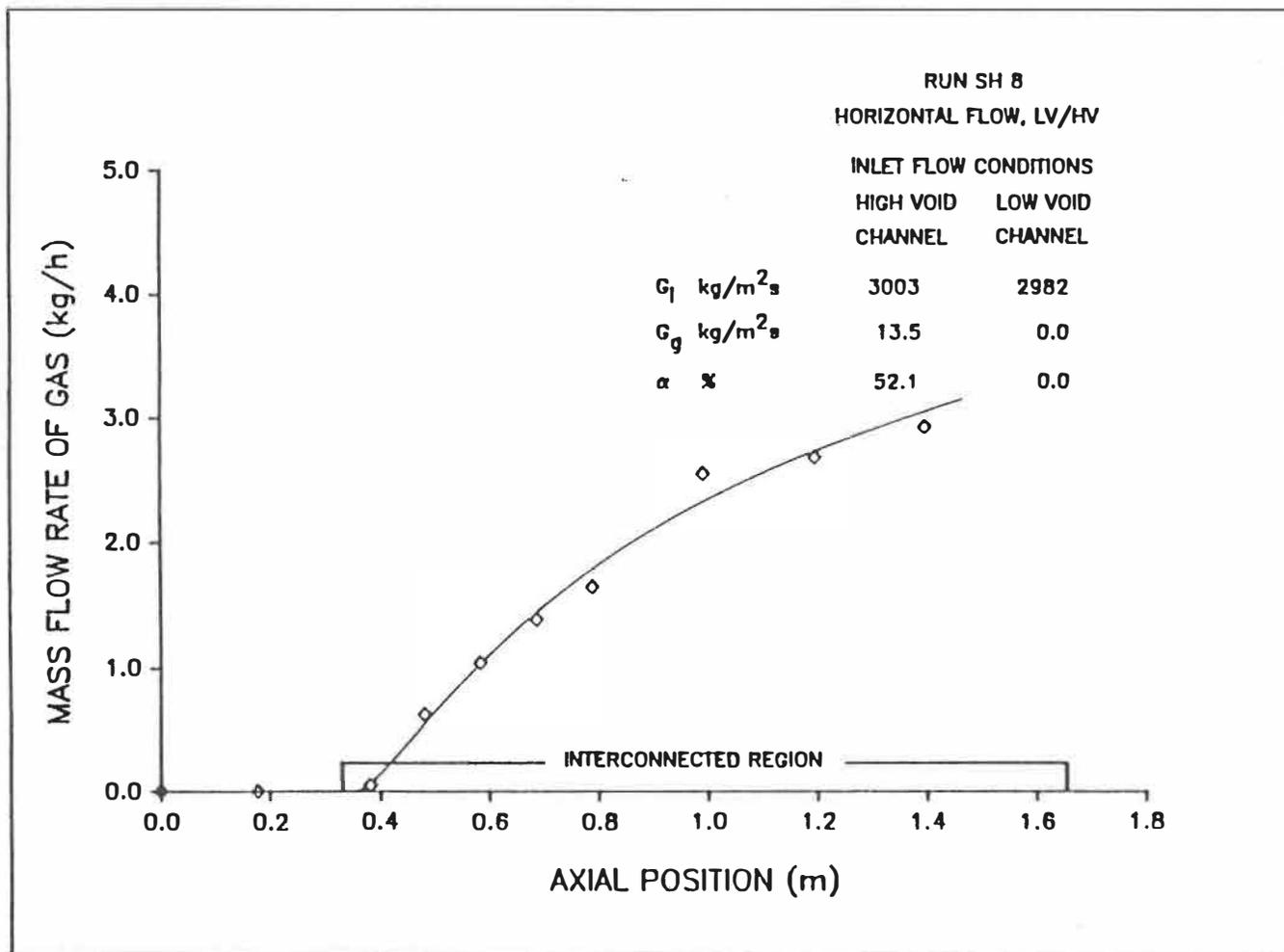


Figure 5.8c: Distribution axiale  
du débit massique du gaz.

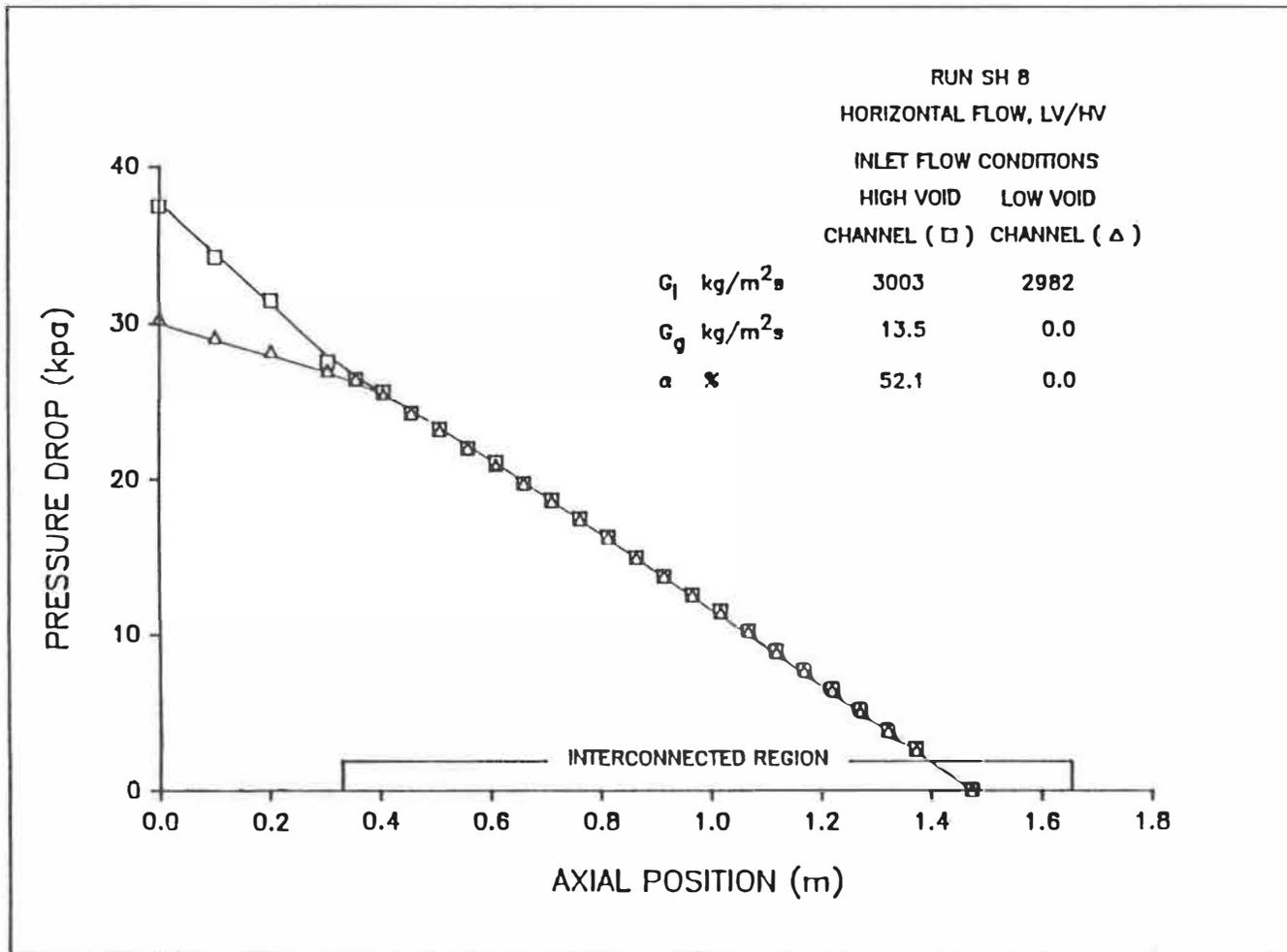


Figure 5.8d: Distribution axiale de la perte de pression axiale.

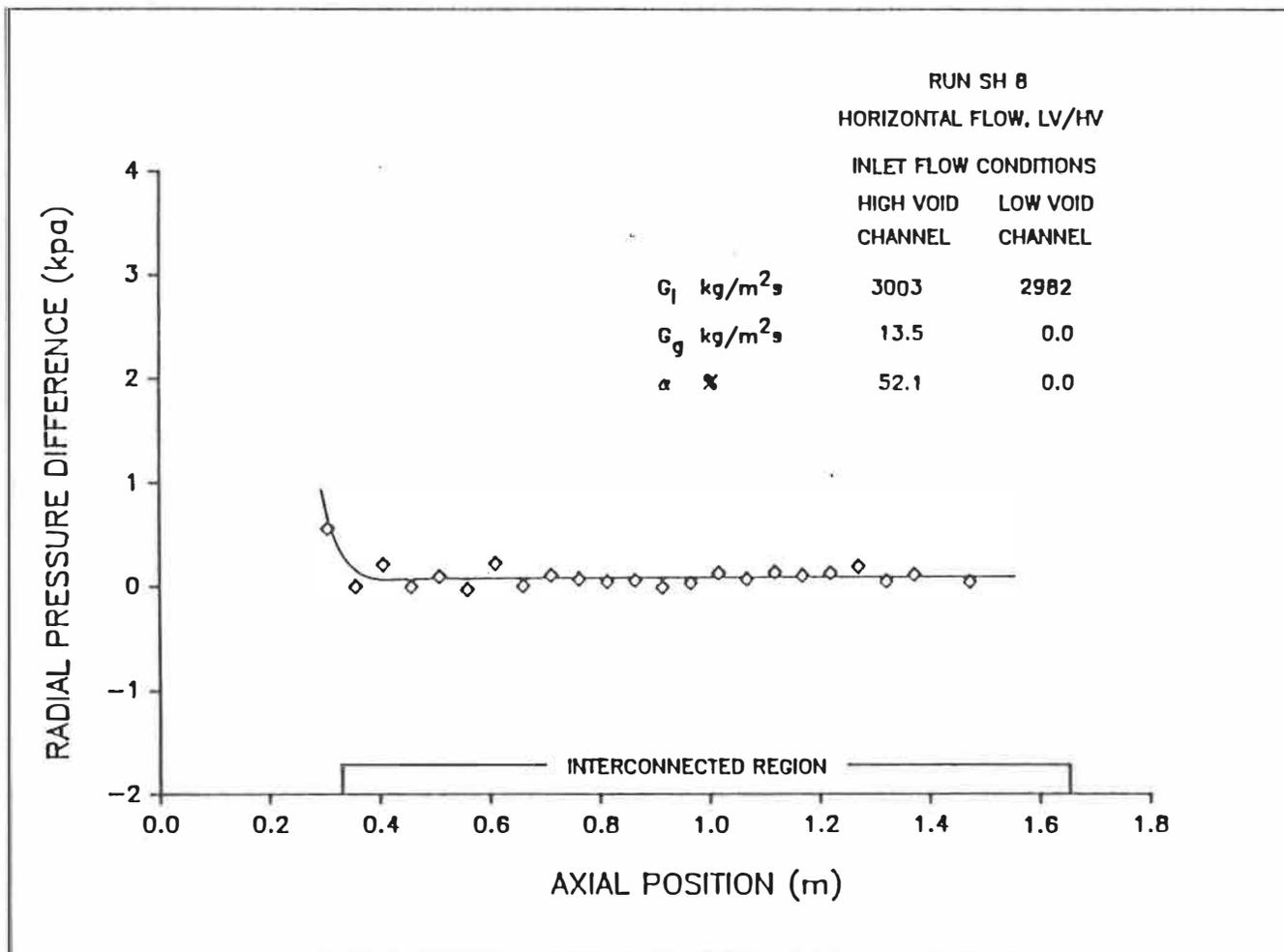


Figure 5.8e: Distribution axiale de la différence des pressions radiales.

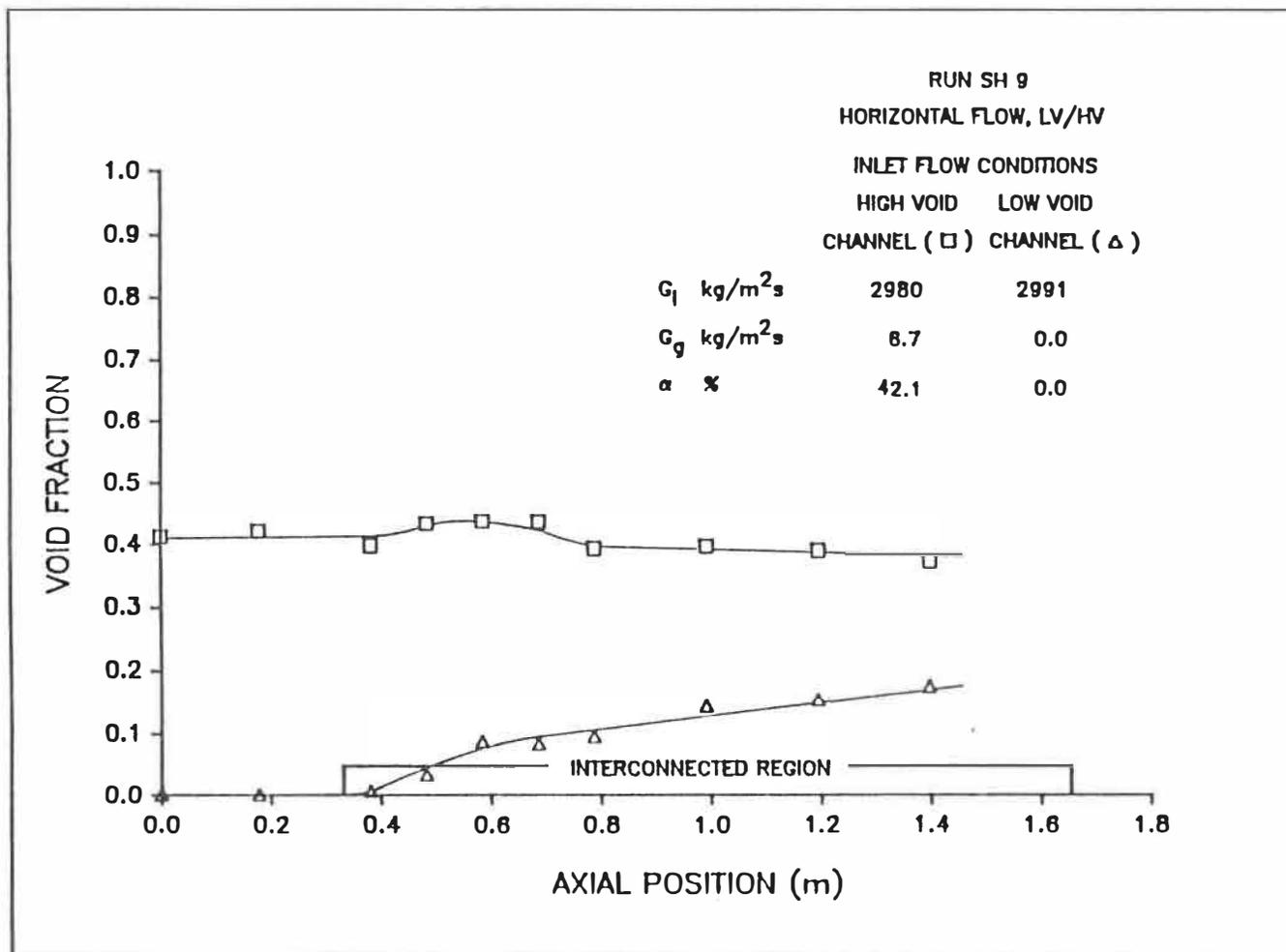


Figure 5.9a: Distribution axiale  
du taux de vide.

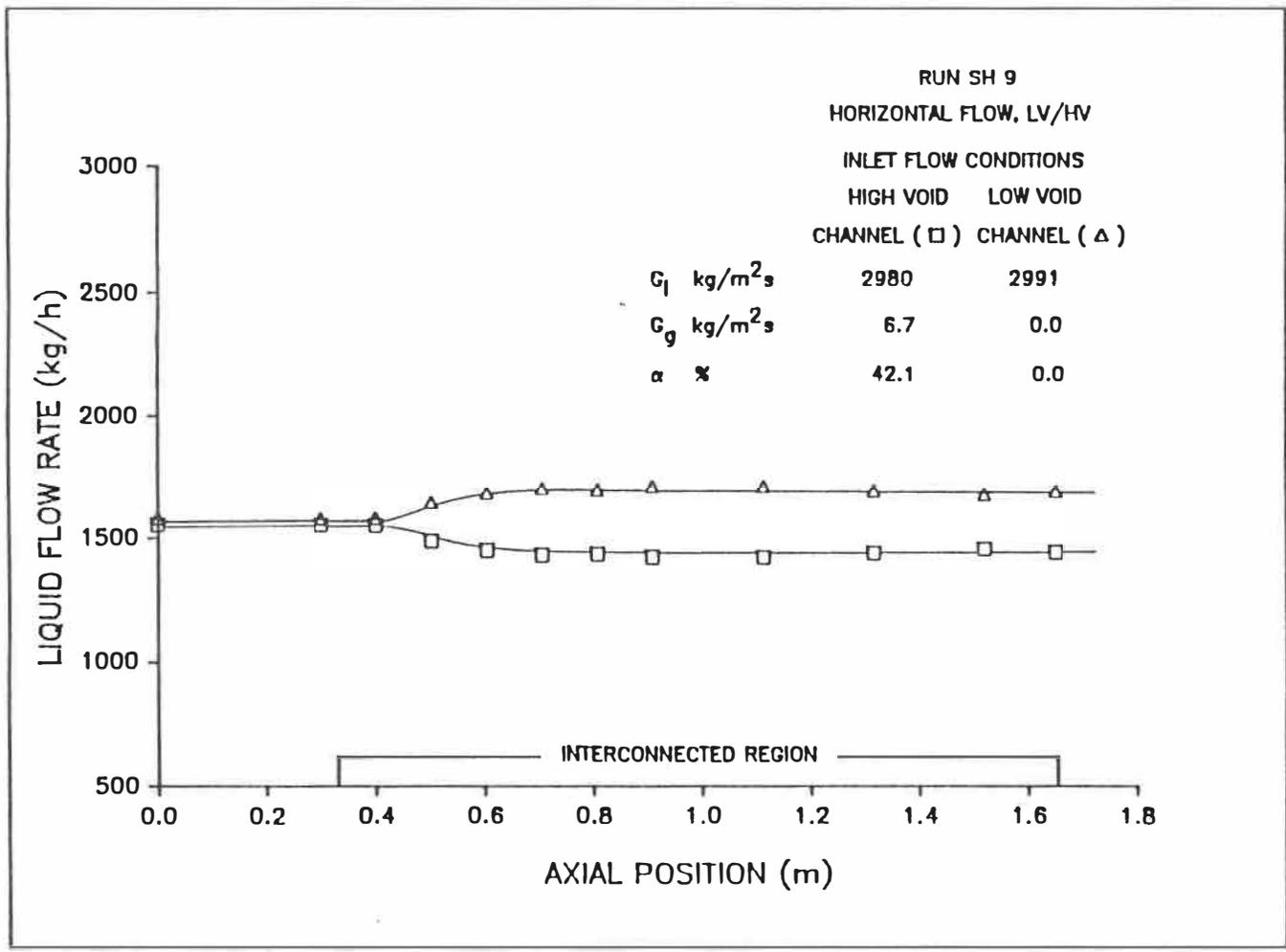


Figure 5.9b: Distribution axiale du débit massique du liquide.

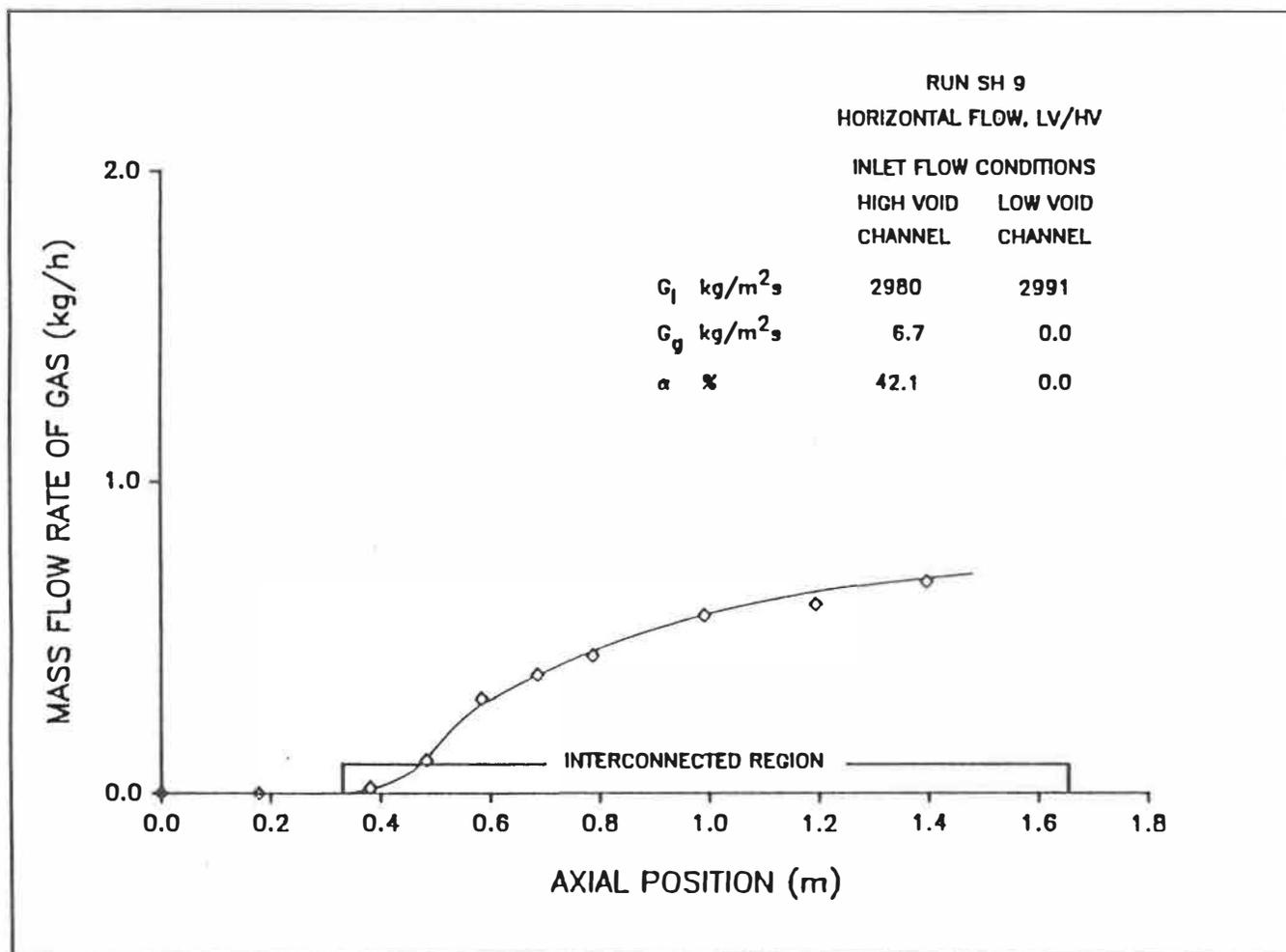


Figure 5.9c: Distribution axiale  
du débit massique du gaz.

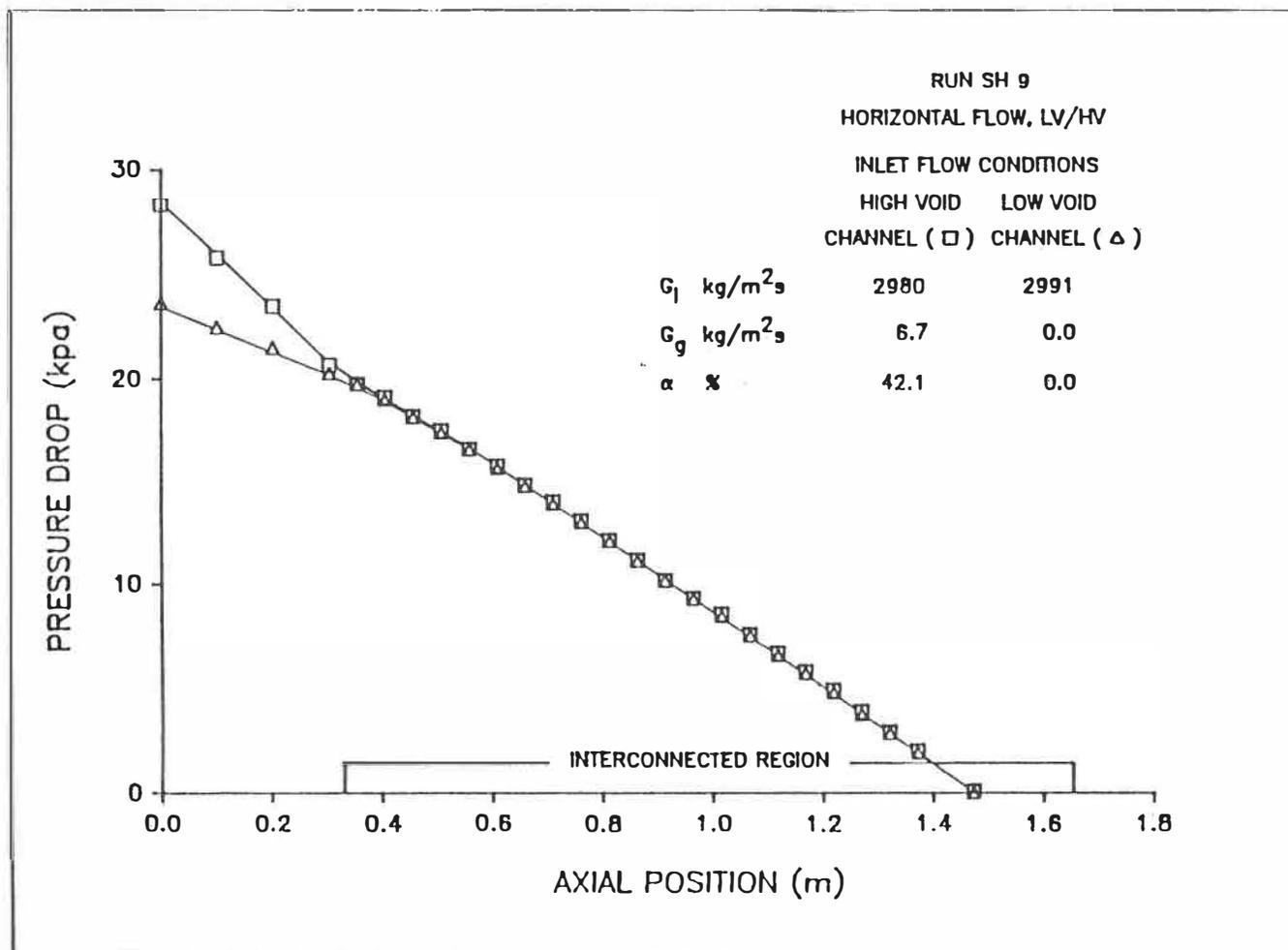


Figure 5.9d: Distribution axiale de la perte de pression axiale.

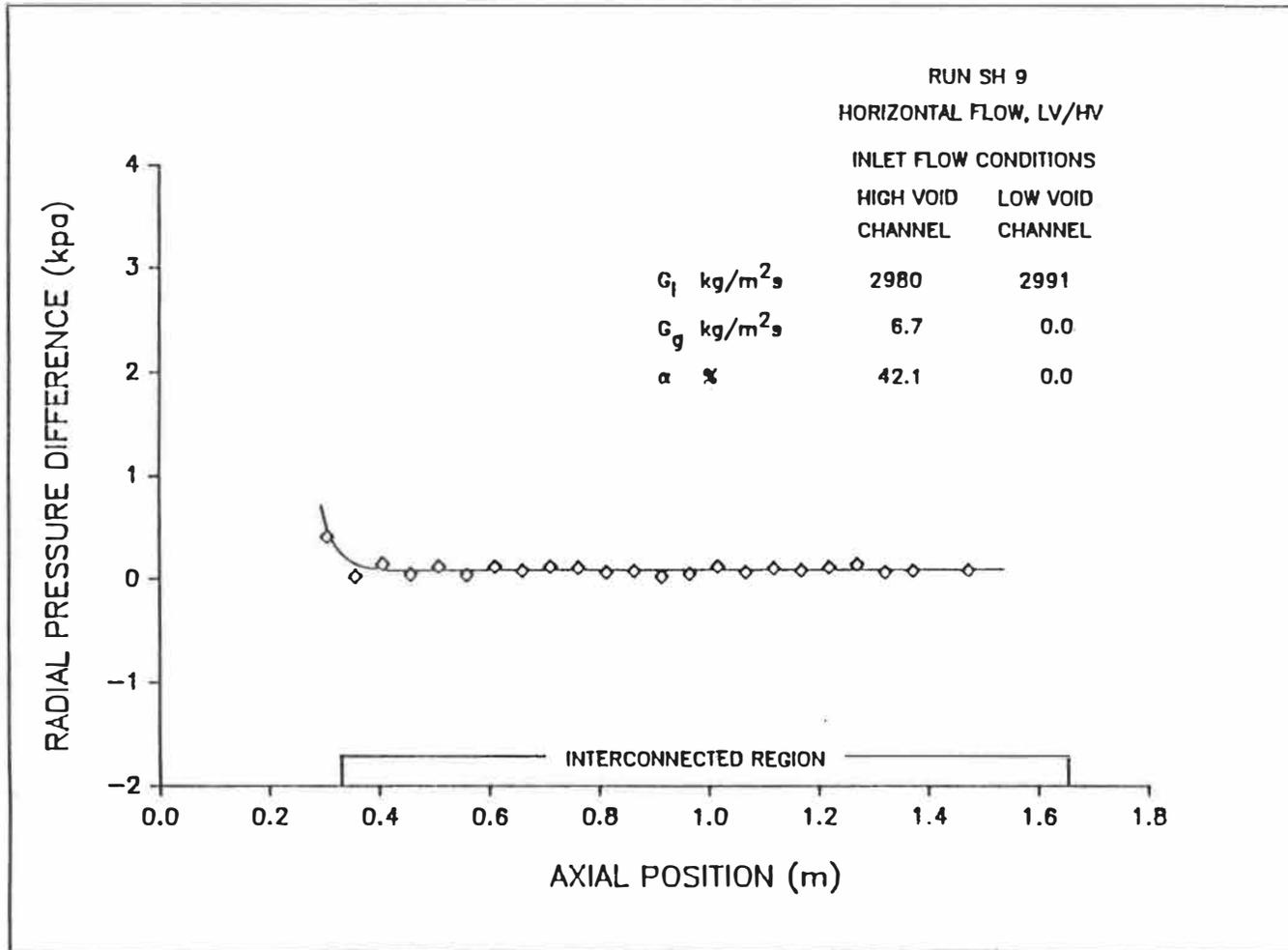


Figure 5.9e: Distribution axiale de la différence des pressions radiales.

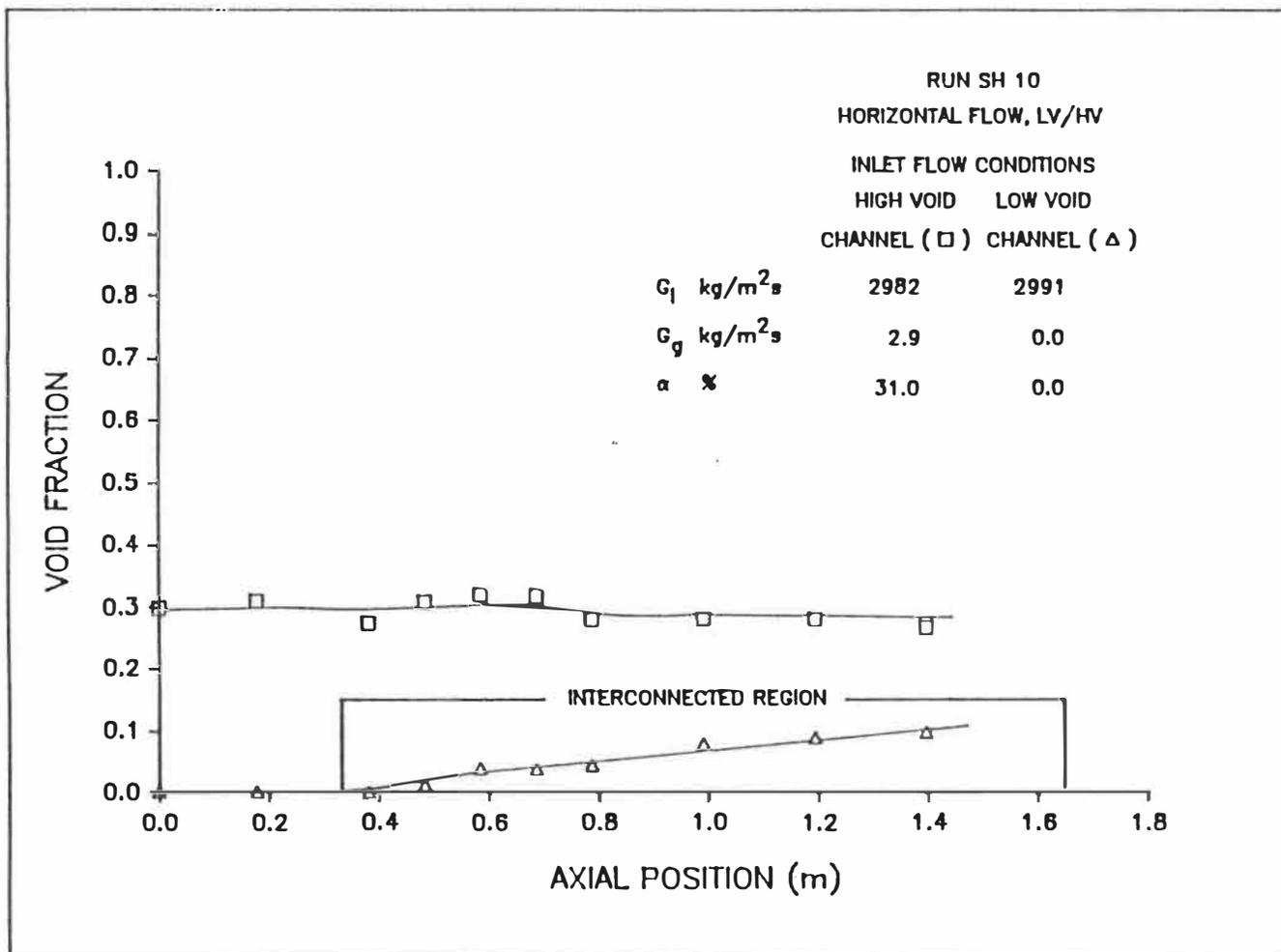


Figure 5.10a: Distribution axiale du taux de vide.

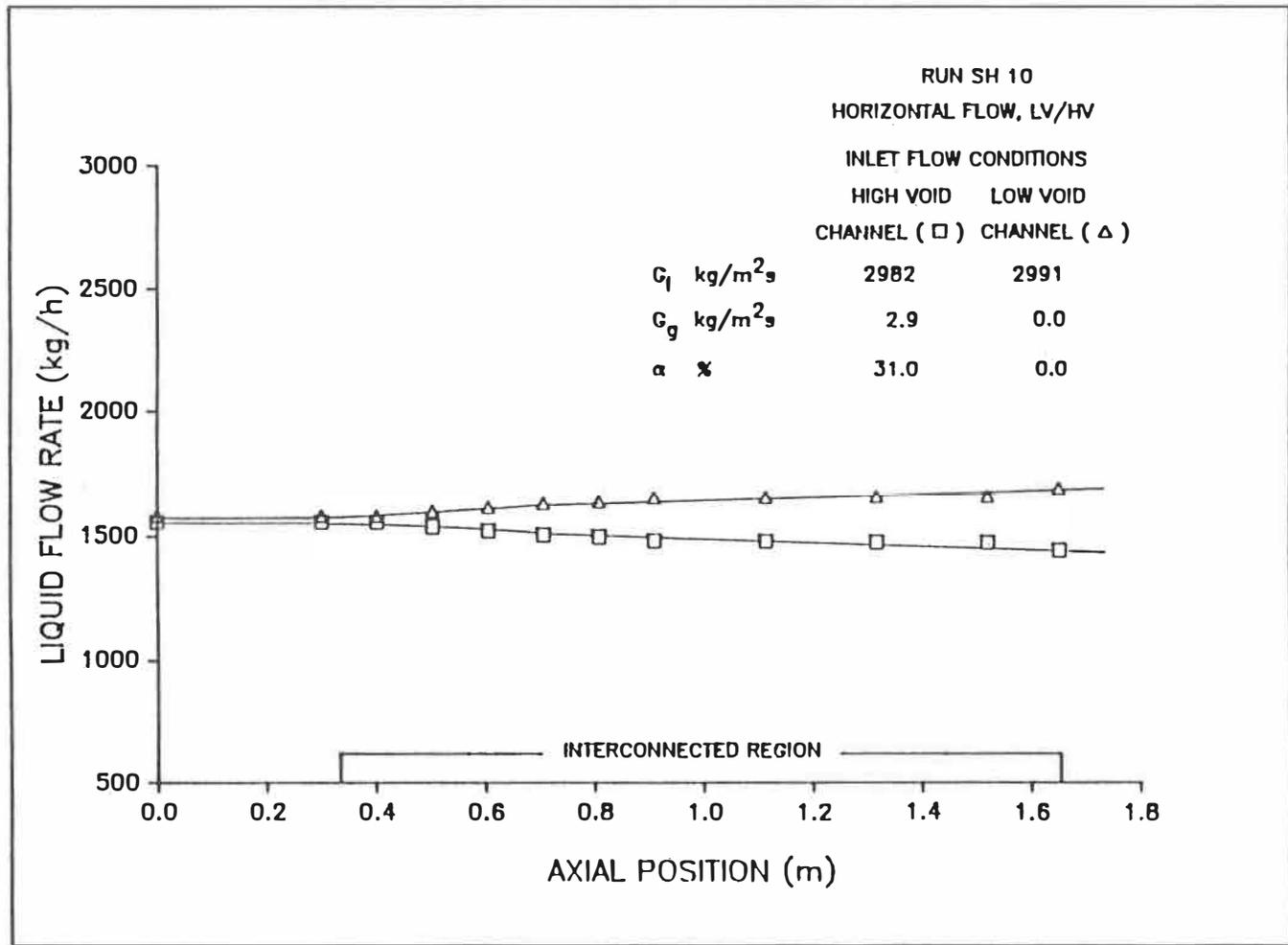


Figure 5.10b: Distribution axiale du débit massique du liquide.

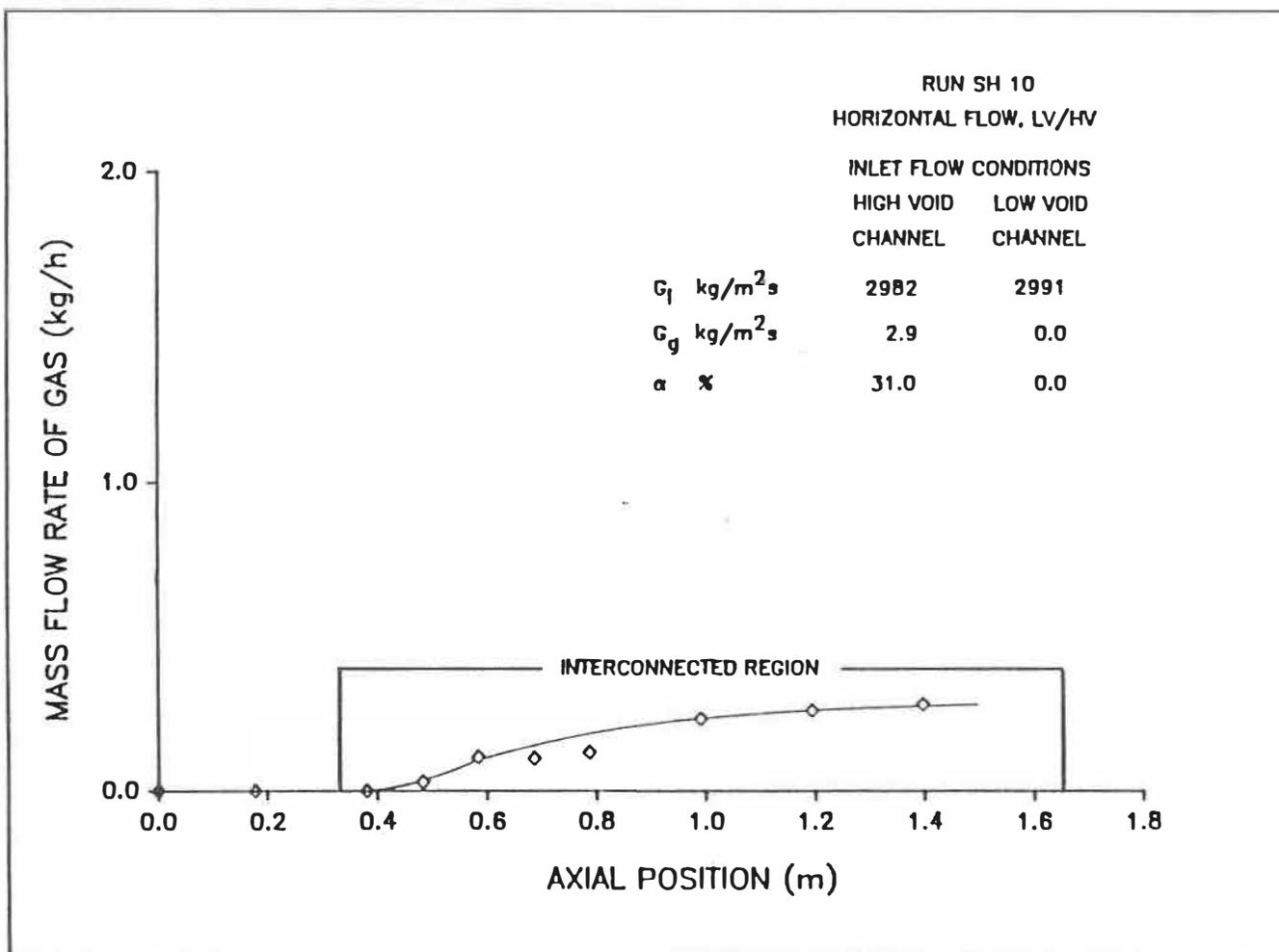


Figure 5.10c: Distribution axiale  
du débit massique du gaz.

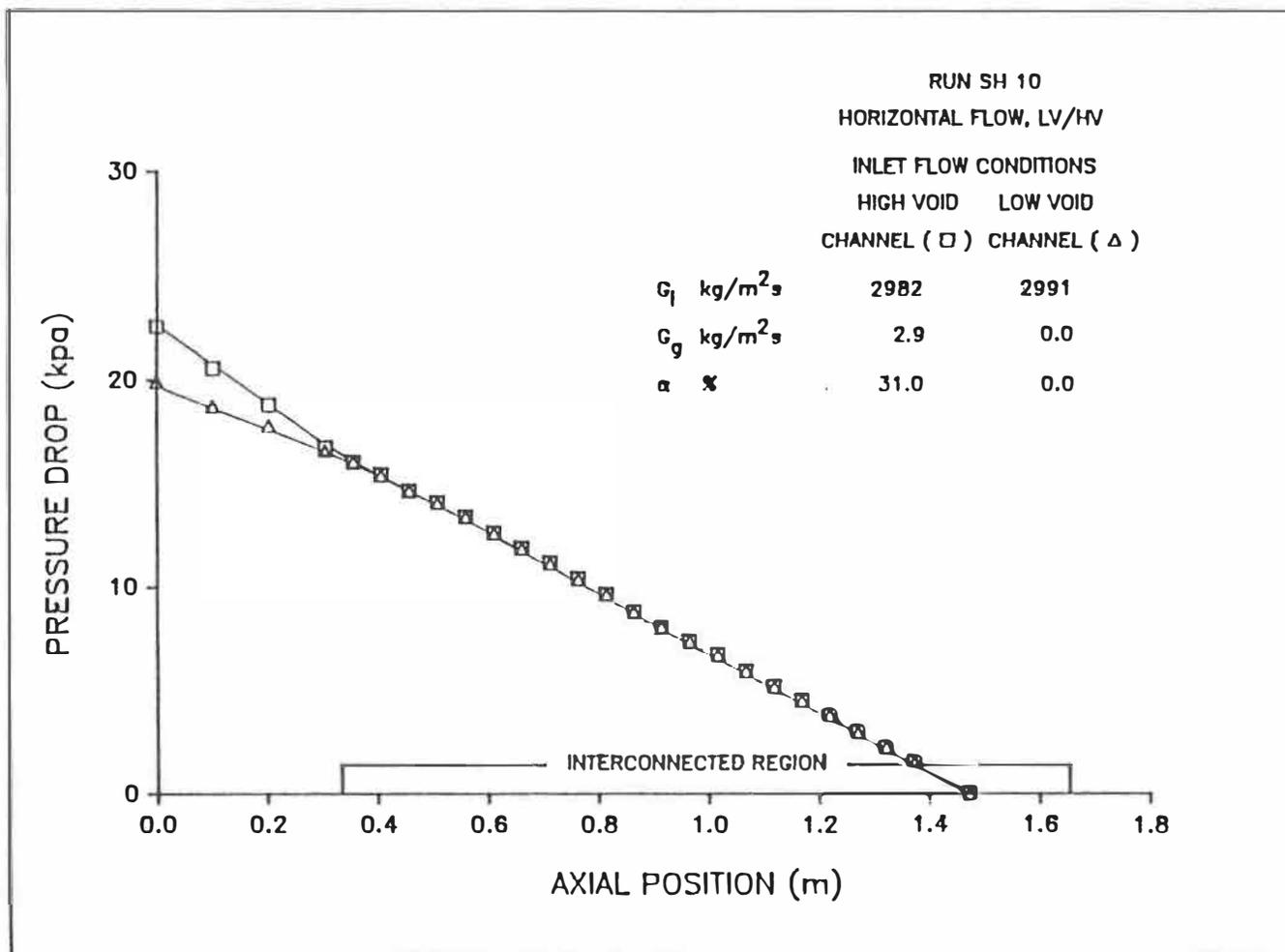


Figure 5.10d: Distribution axiale de la perte de pression axiale.

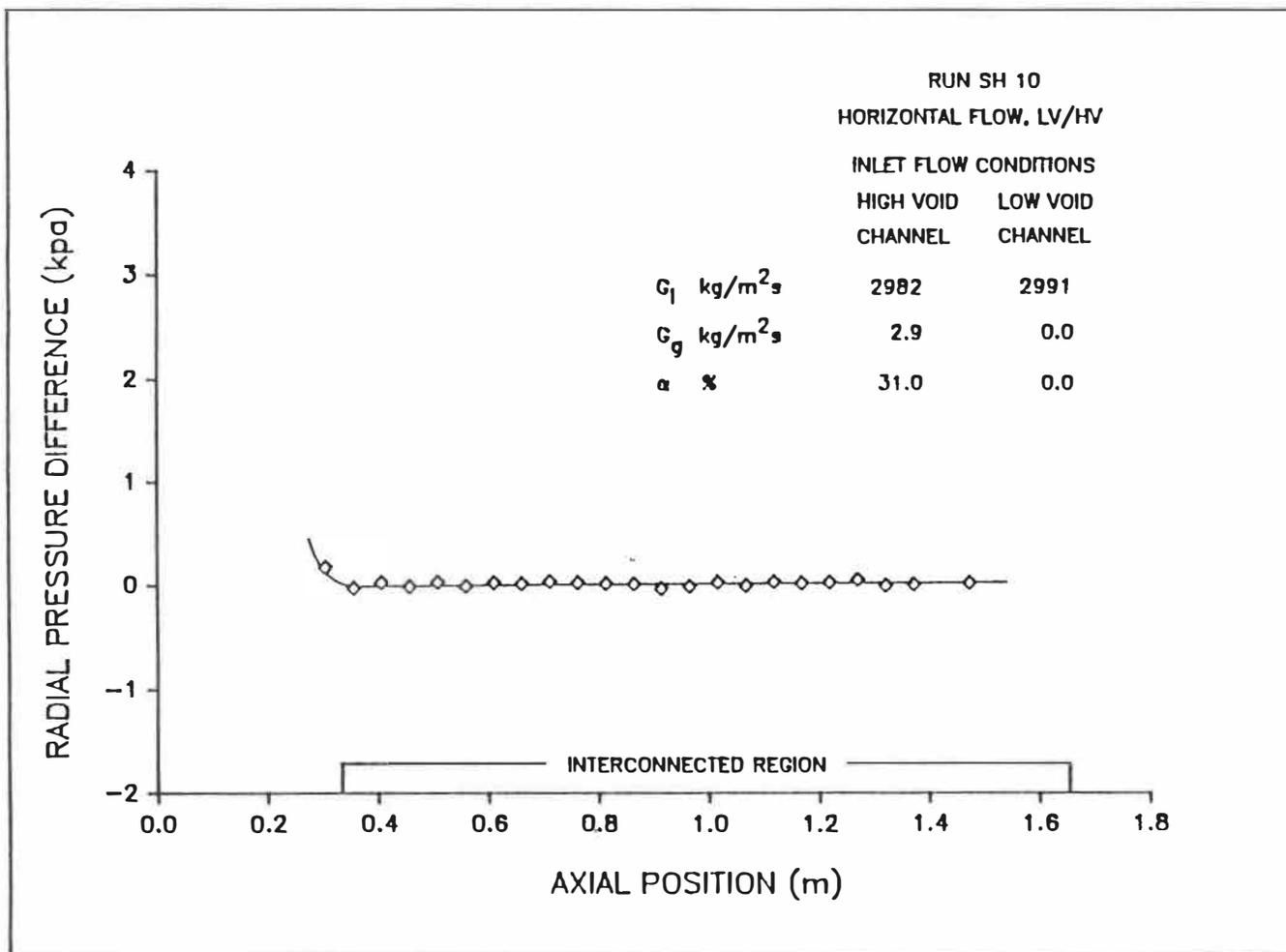


Figure 5.10e: Distribution axiale de la différence des pressions radiales.

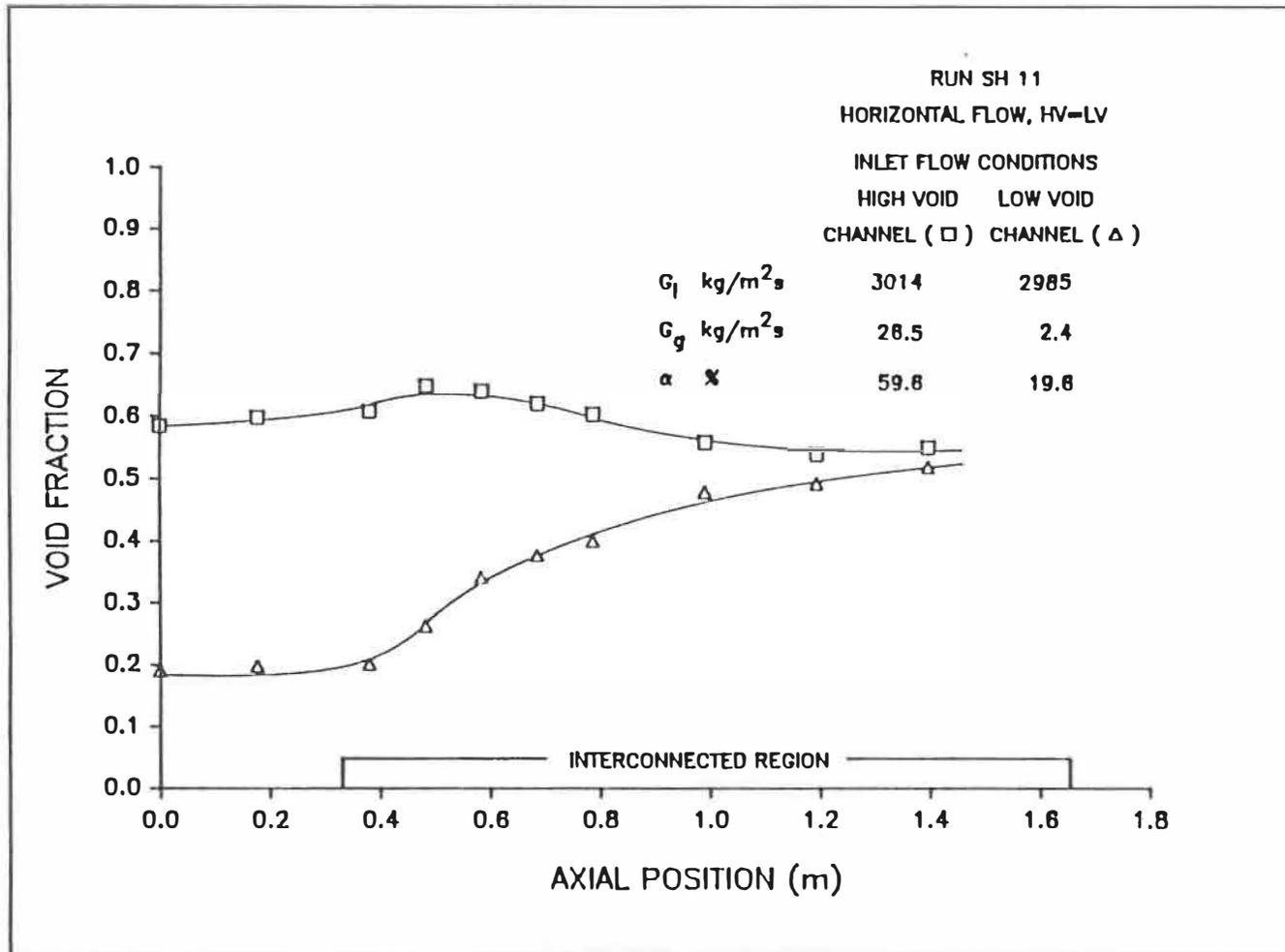


Figure 5.11a: Distribution axiale du taux de vide.

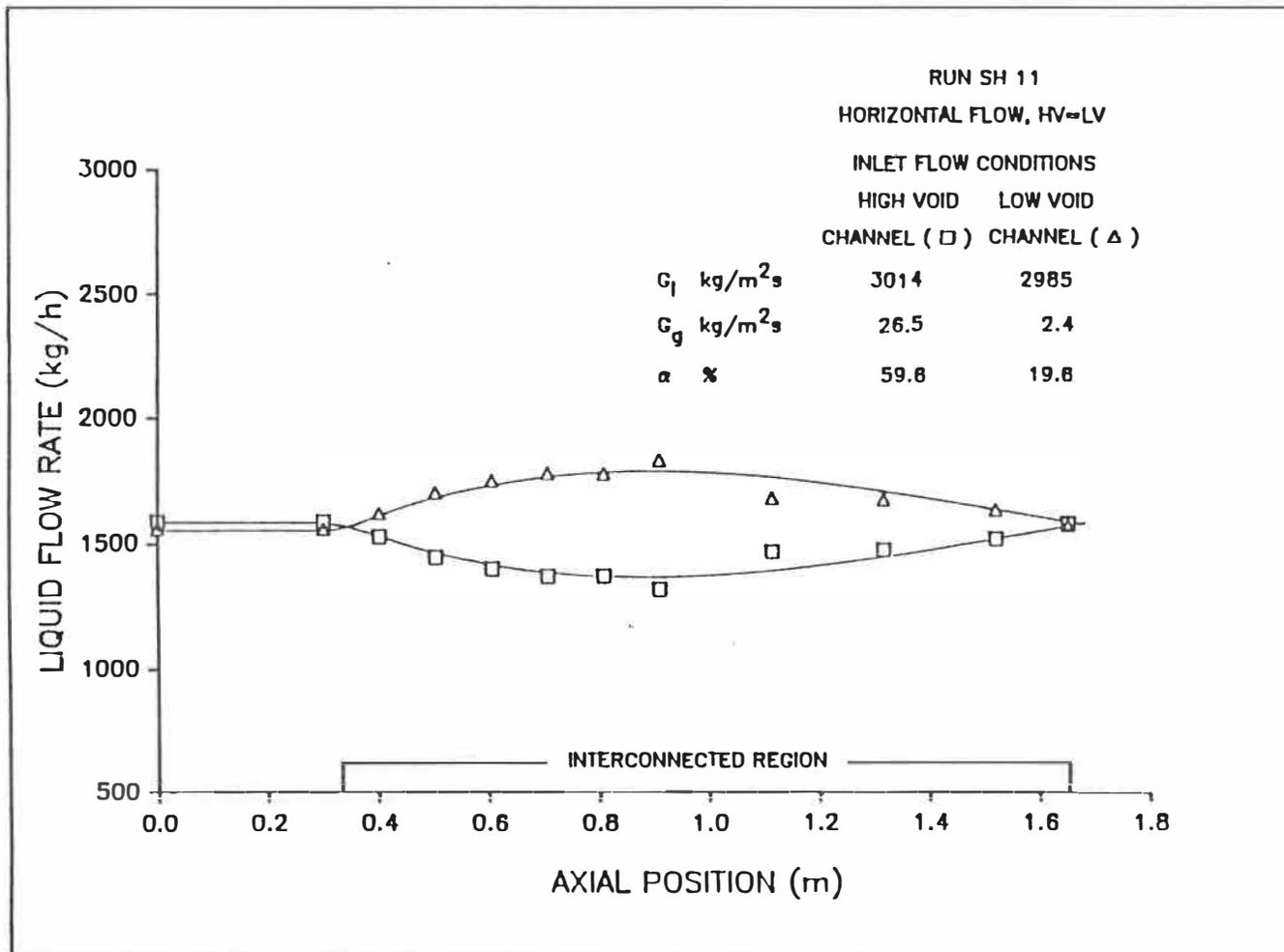


Figure 5.11b: Distribution axiale  
 du débit massique du liquide.

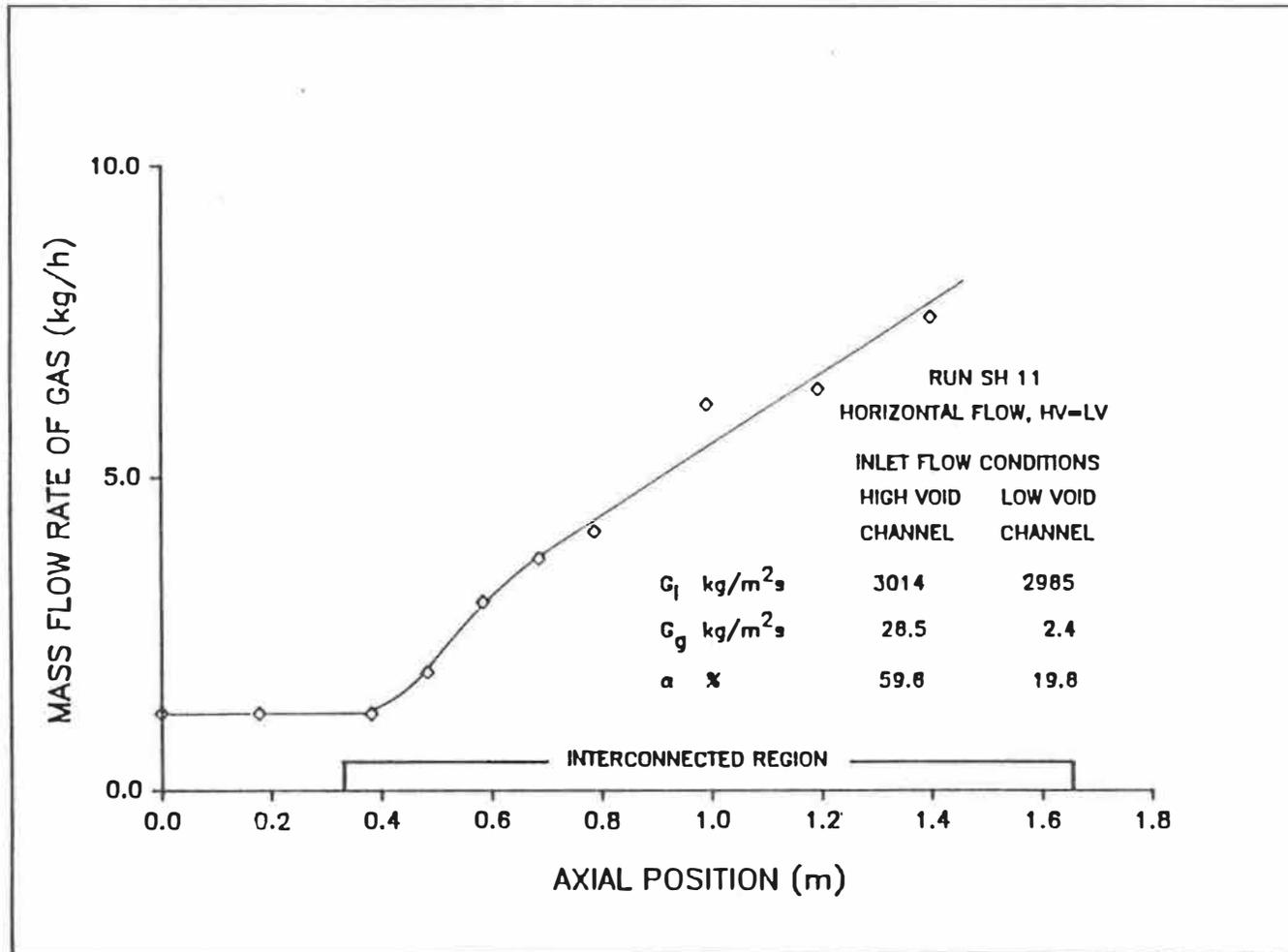


Figure 5.11c: Distribution axiale du débit massique du gaz.

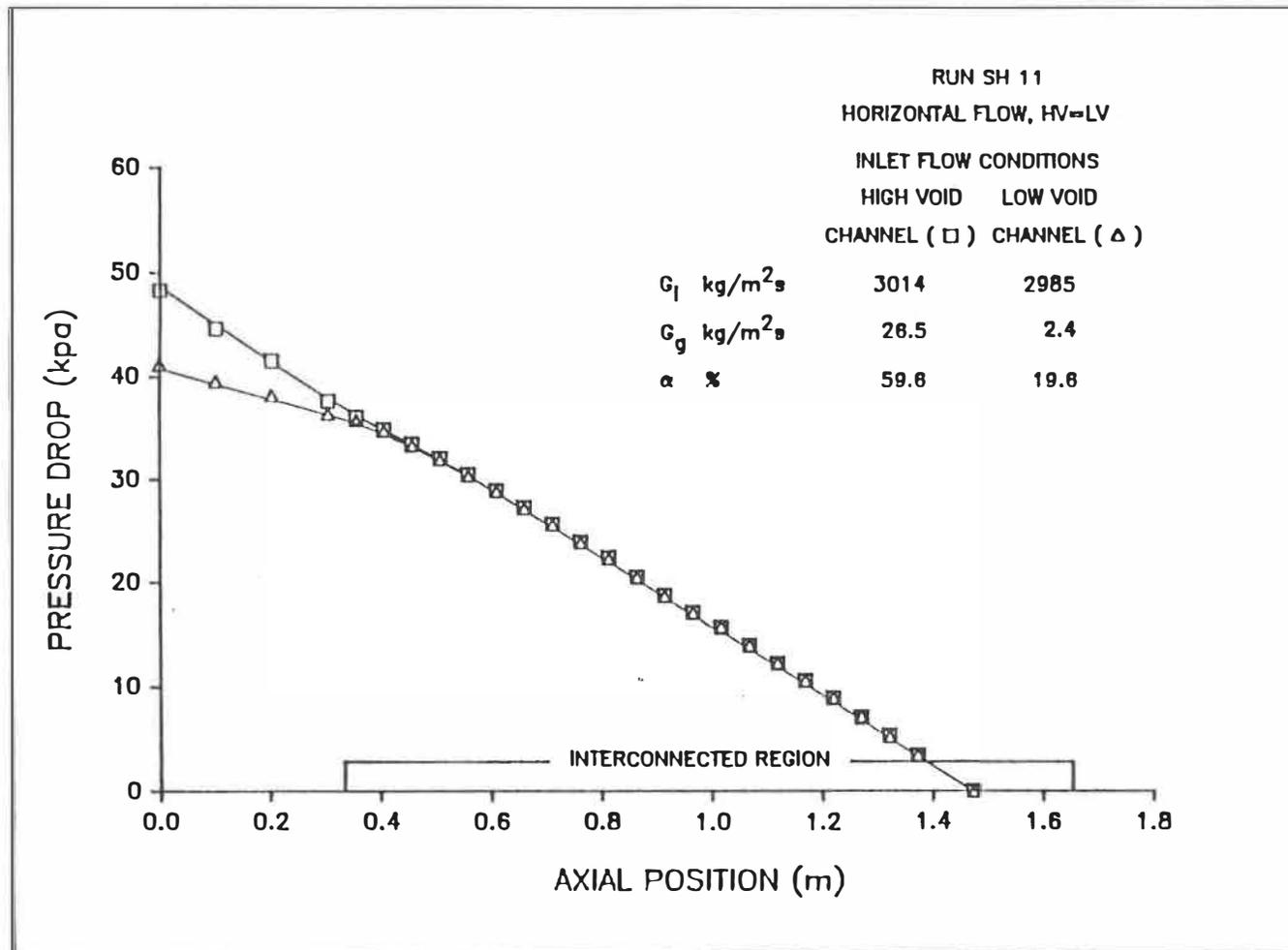


Figure 5.11d: Distribution axiale de la perte de pression axiale.

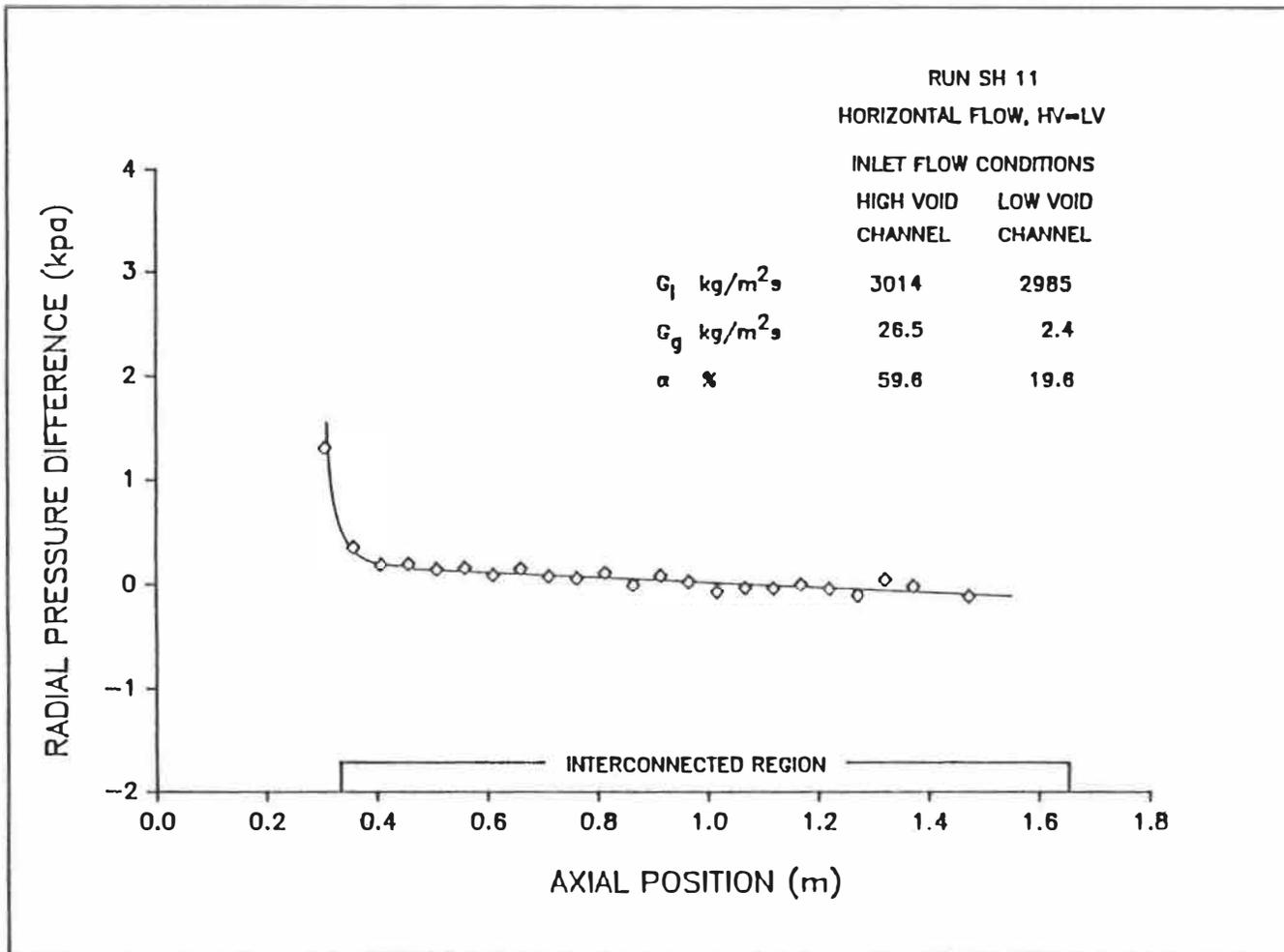


Figure 5.11e: Distribution axiale de la différence des pressions radiales.

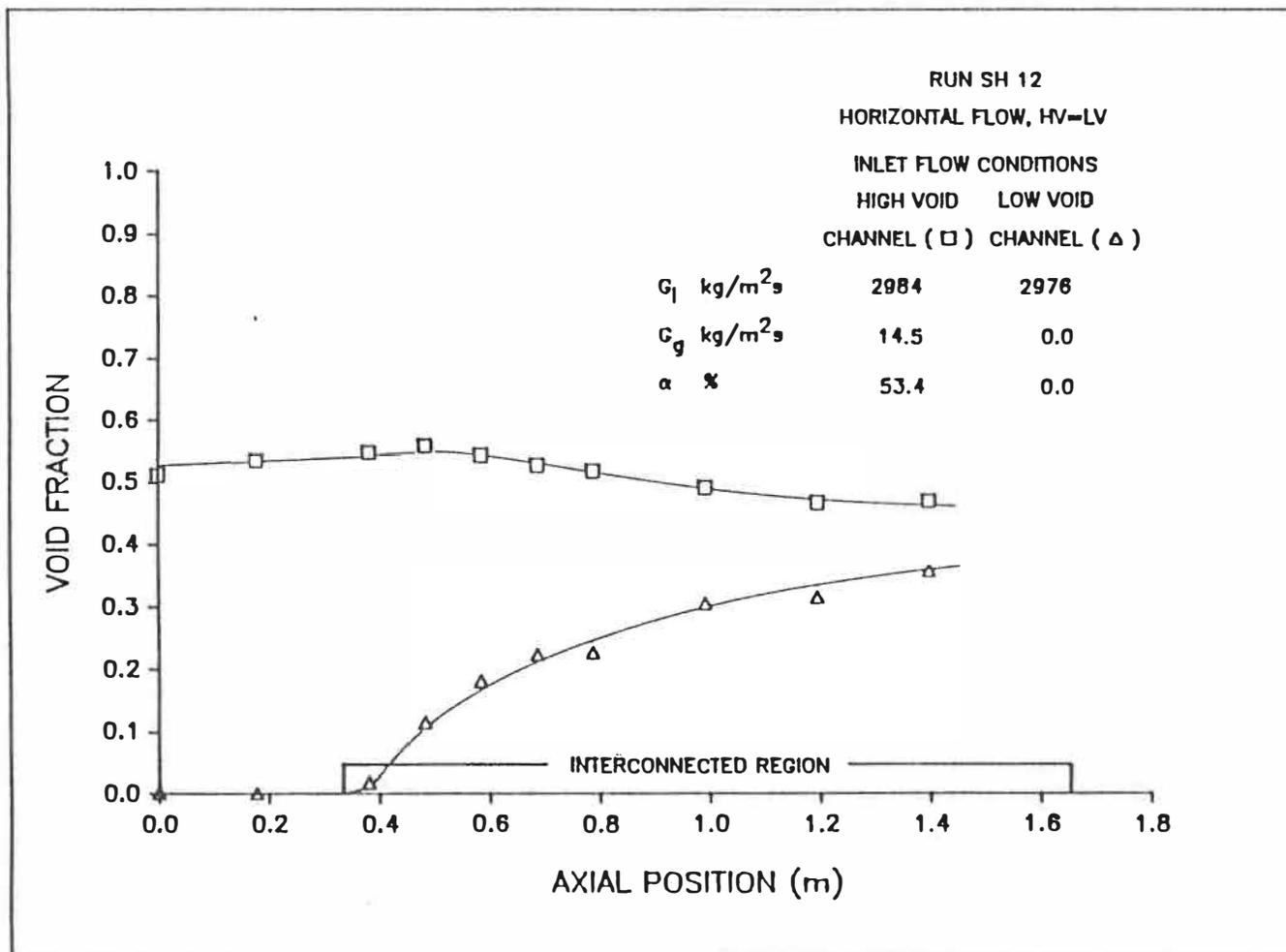


Figure 5.12a: Distribution axiale du taux de vide.

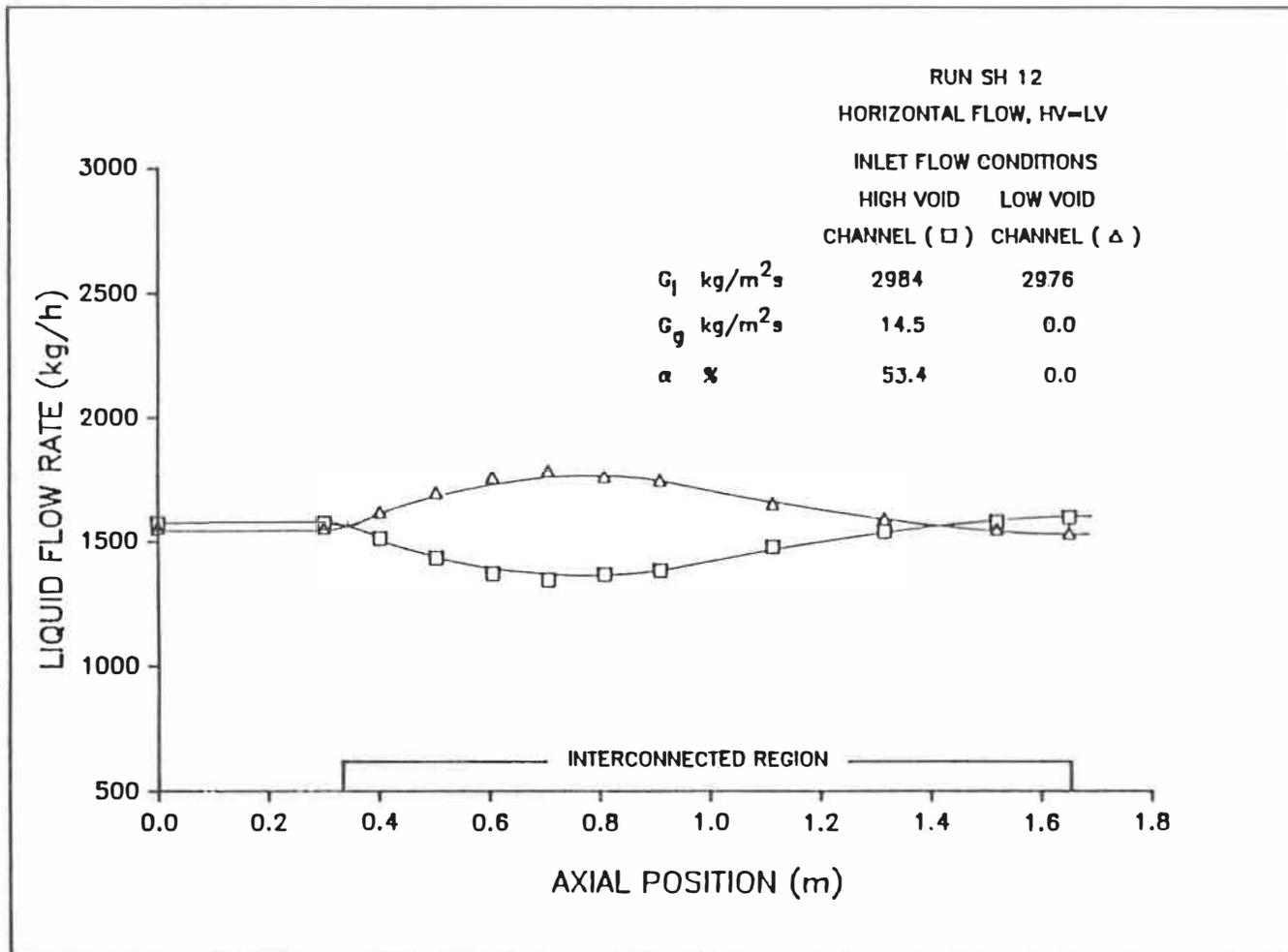


Figure 5.12b: Distribution axiale du débit massique du liquide.

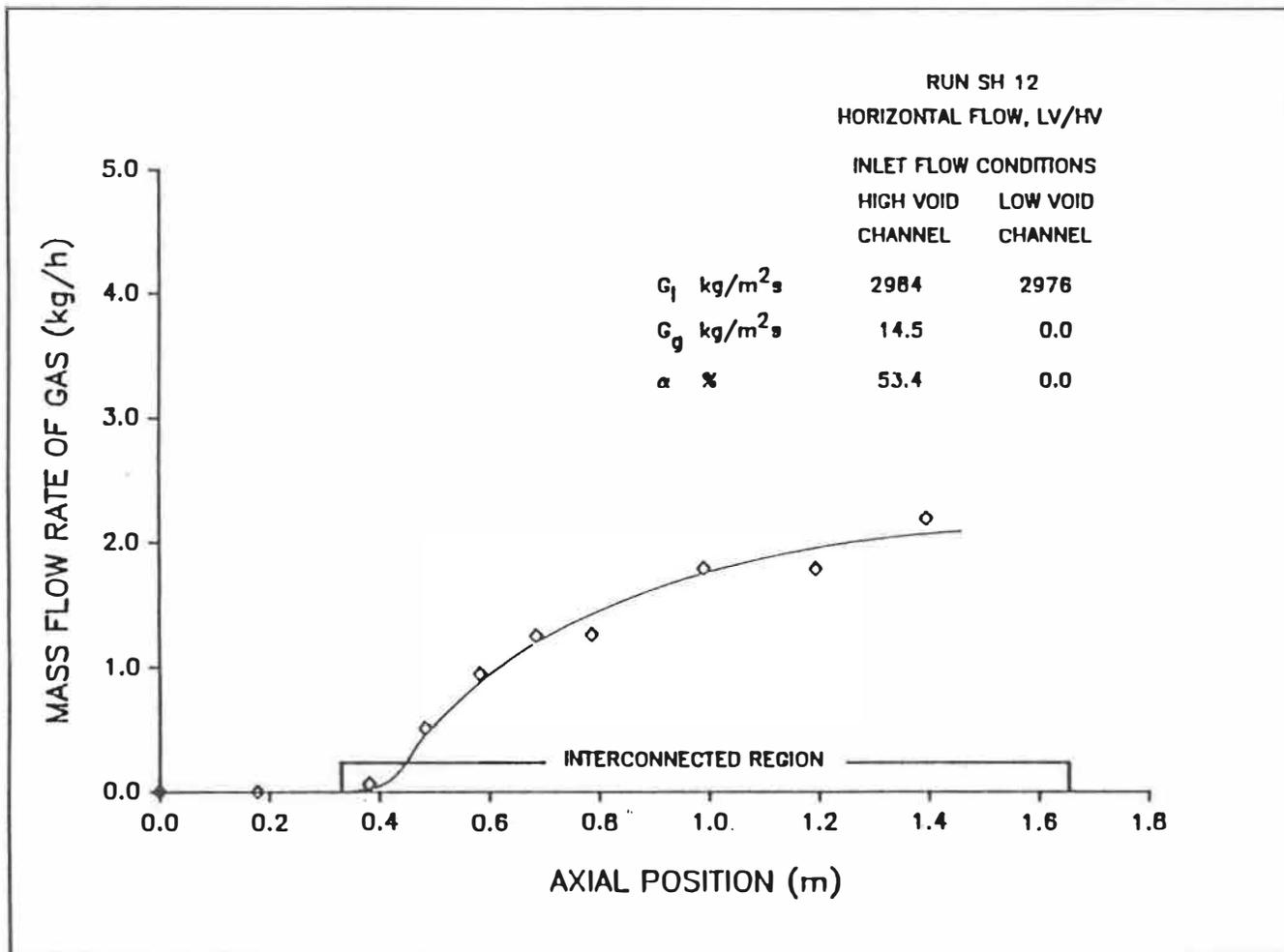


Figure 5.12c: Distribution axiale  
du débit massique du gaz.

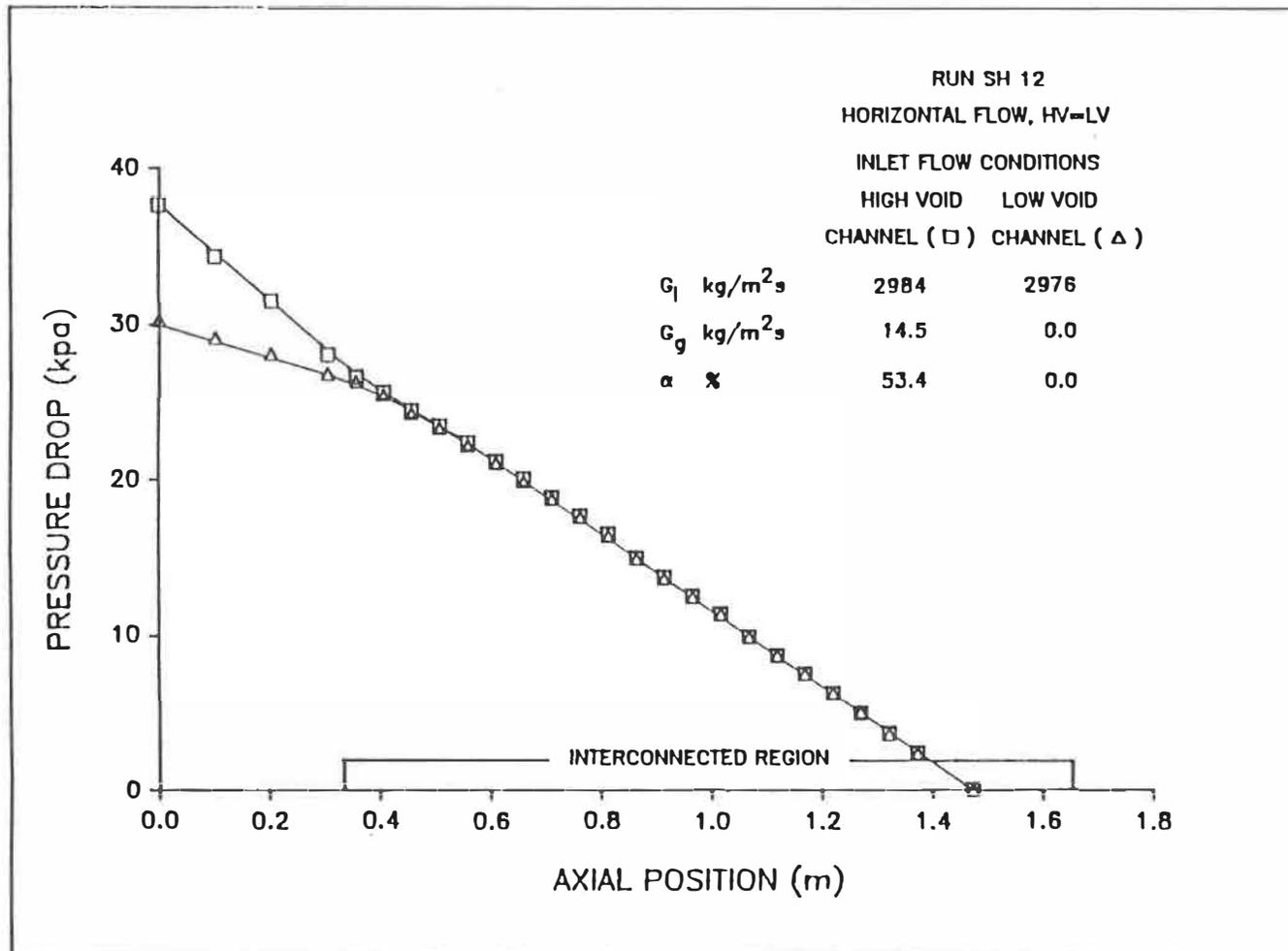


Figure 5.12d: Distribution axiale de la perte de pression axiale.

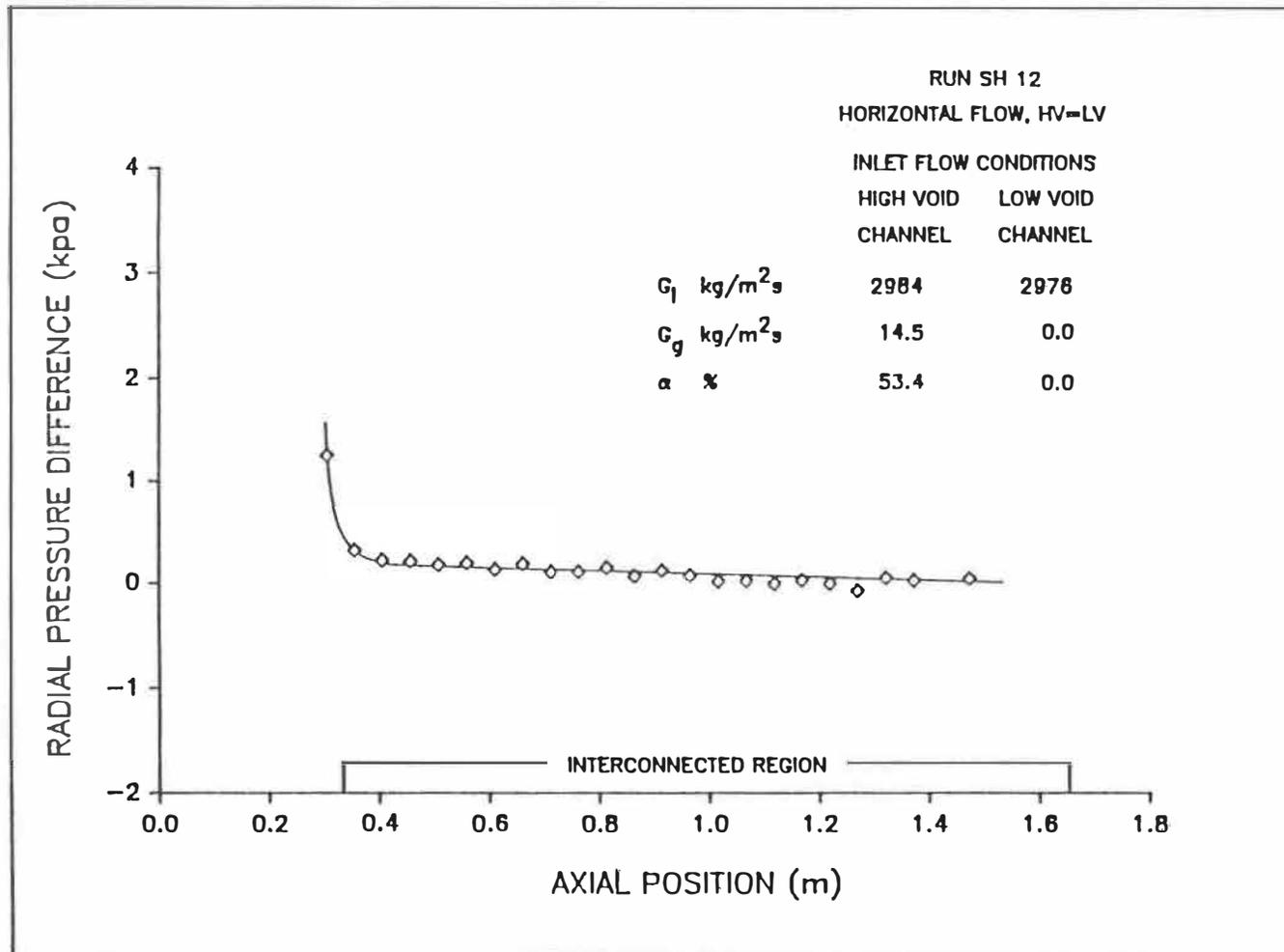


Figure 5.12e: Distribution axiale de la différence des pressions radiales.

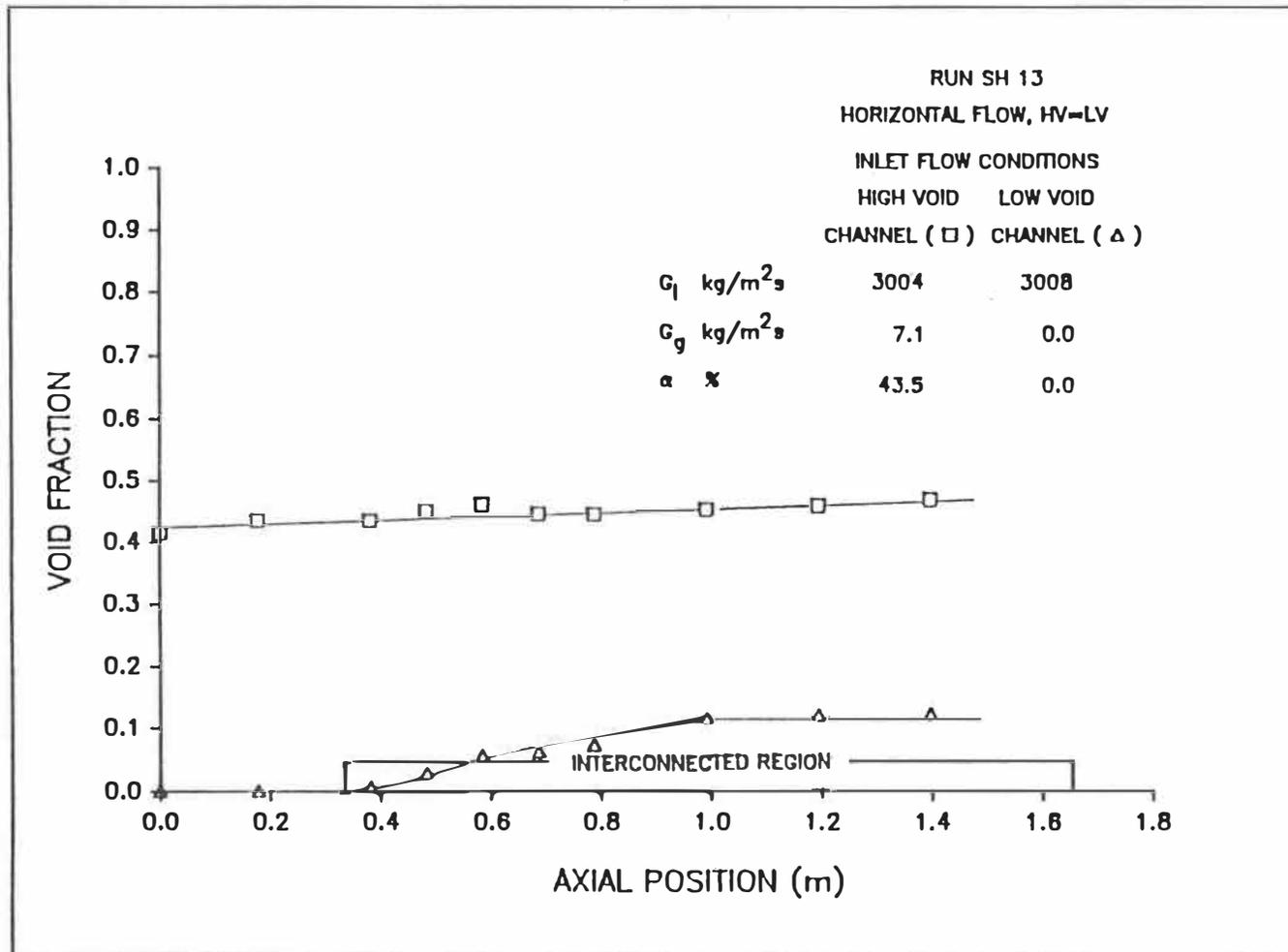


Figure 5.13a: Distribution axiale du taux de vide.

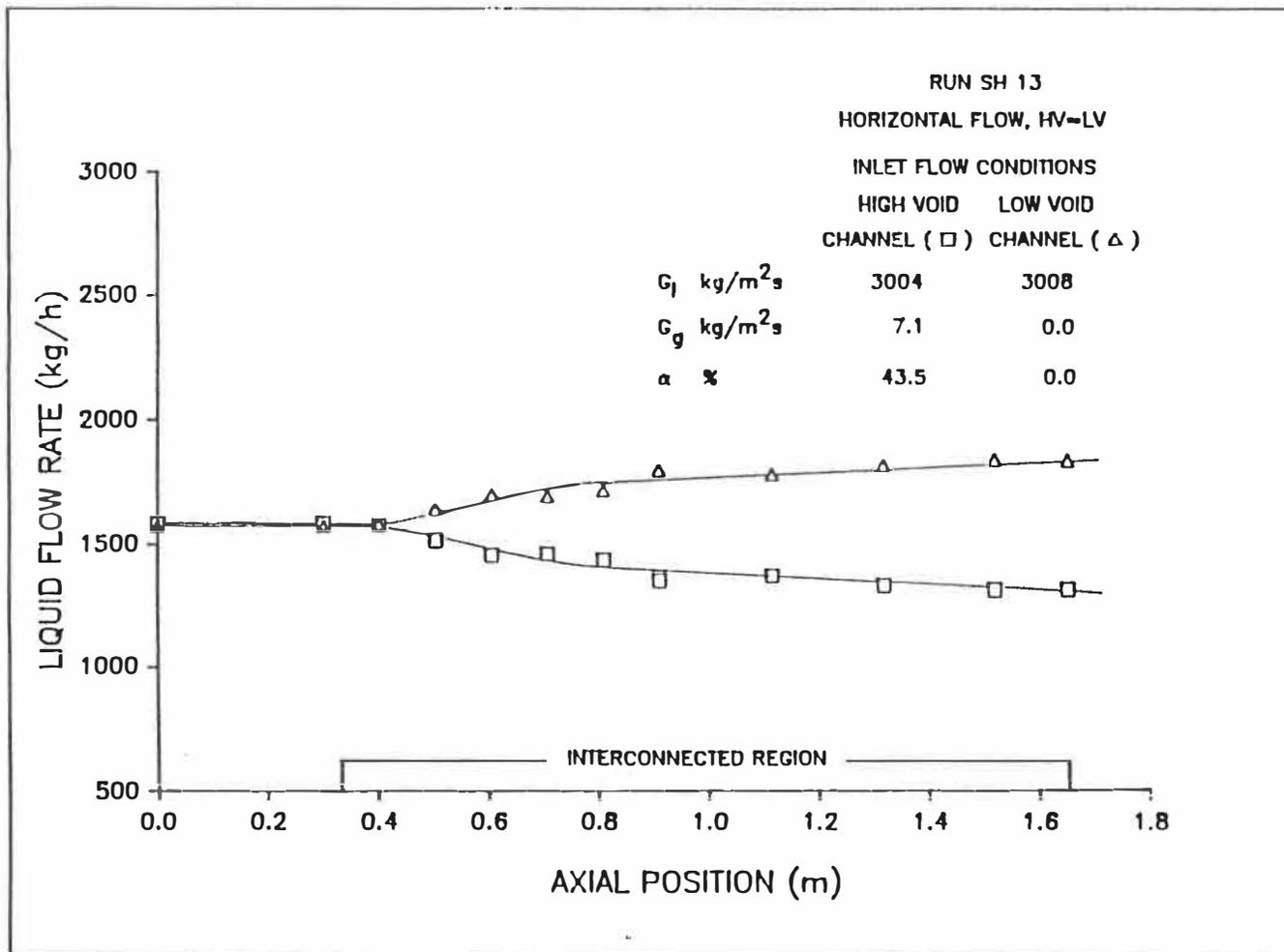


Figure 5.13b: Distribution axiale  
du débit massique du liquide.

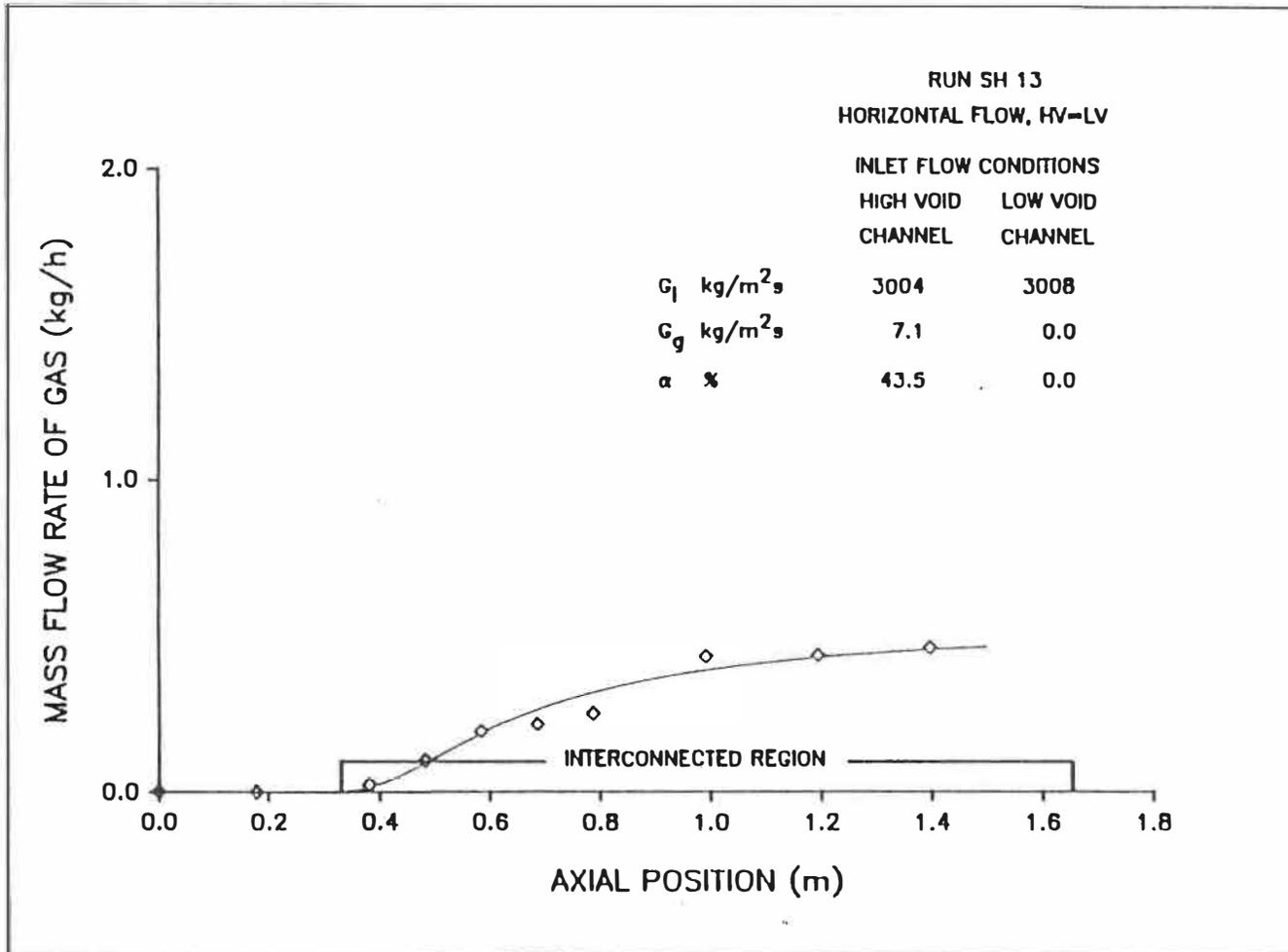


Figure 5.13c: Distribution axiale  
du débit massique du gaz.

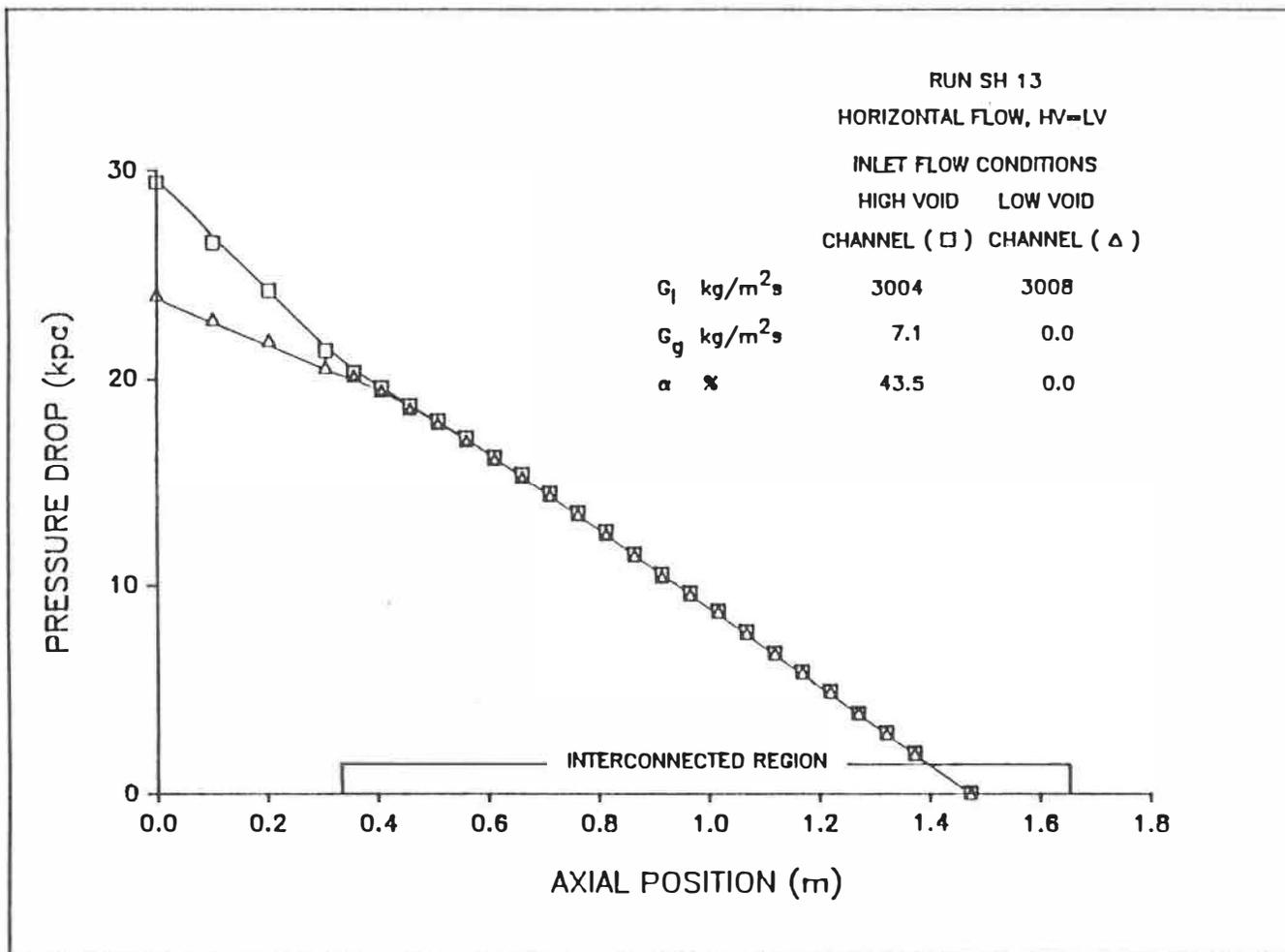


Figure 5.13d: Distribution axiale  
de la perte de pression axiale.

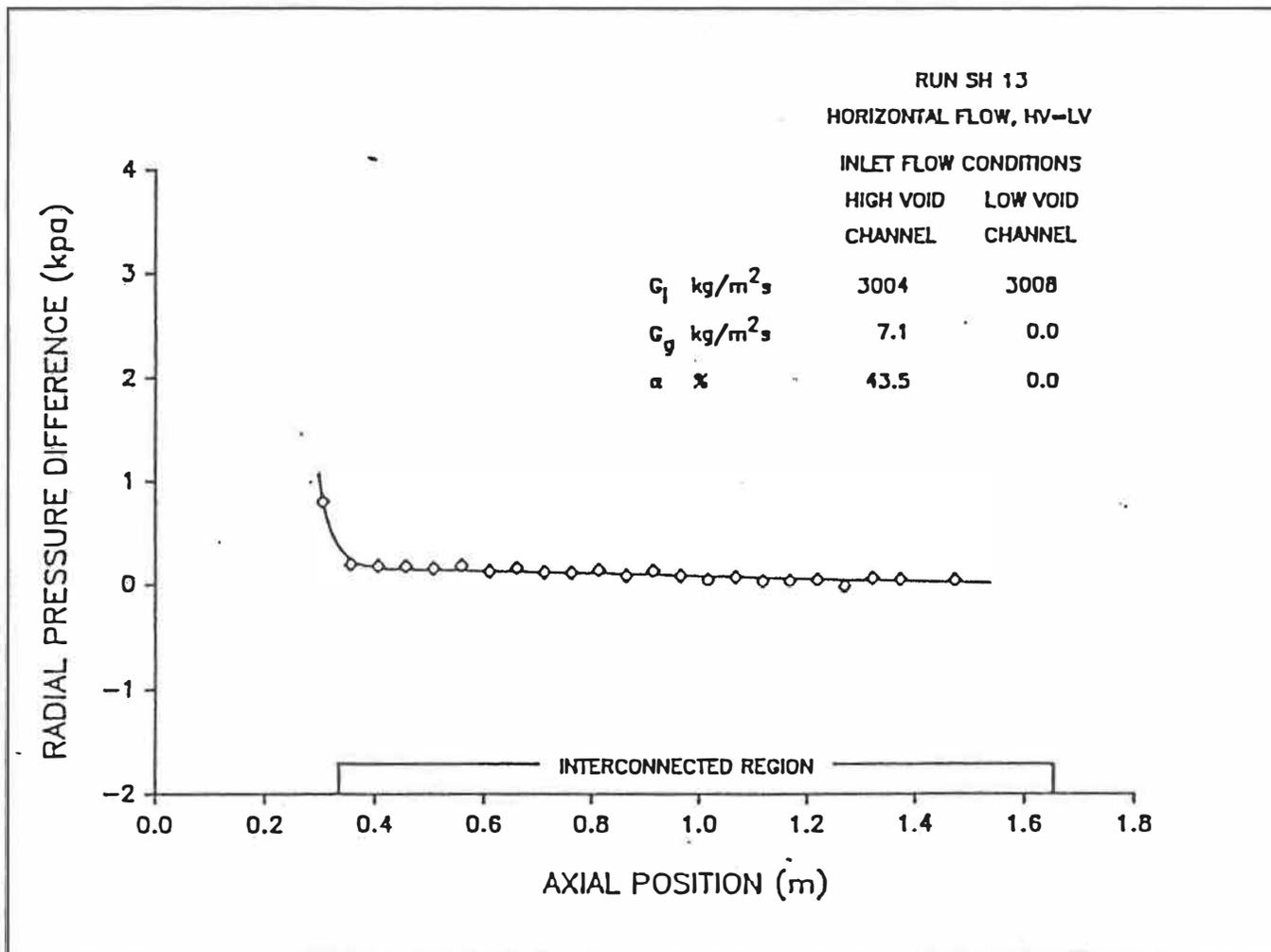


Figure 5.13e: Distribution axiale de la différence des pressions radiales.

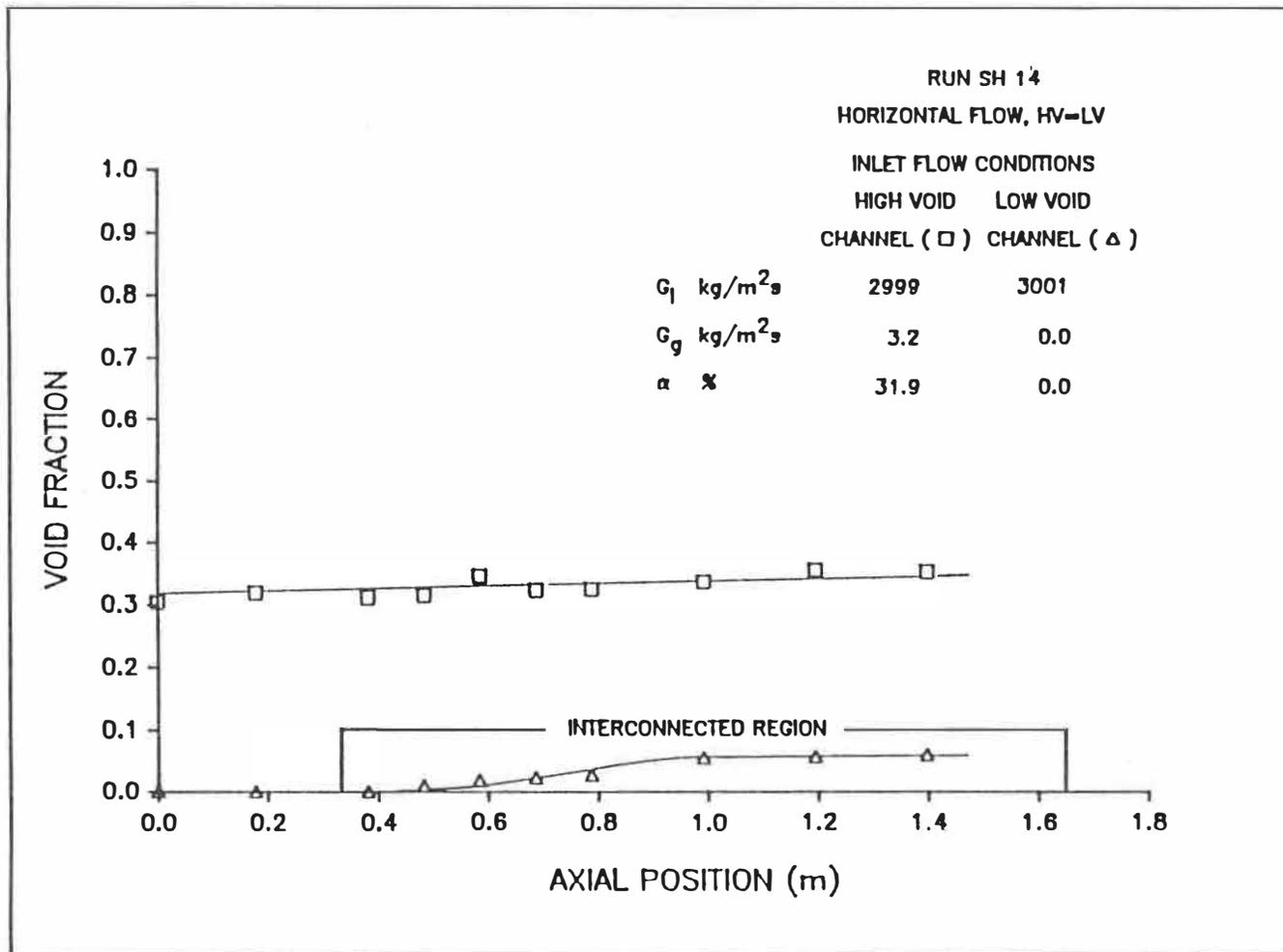


Figure 5.14a: Distribution axiale du taux de vide.

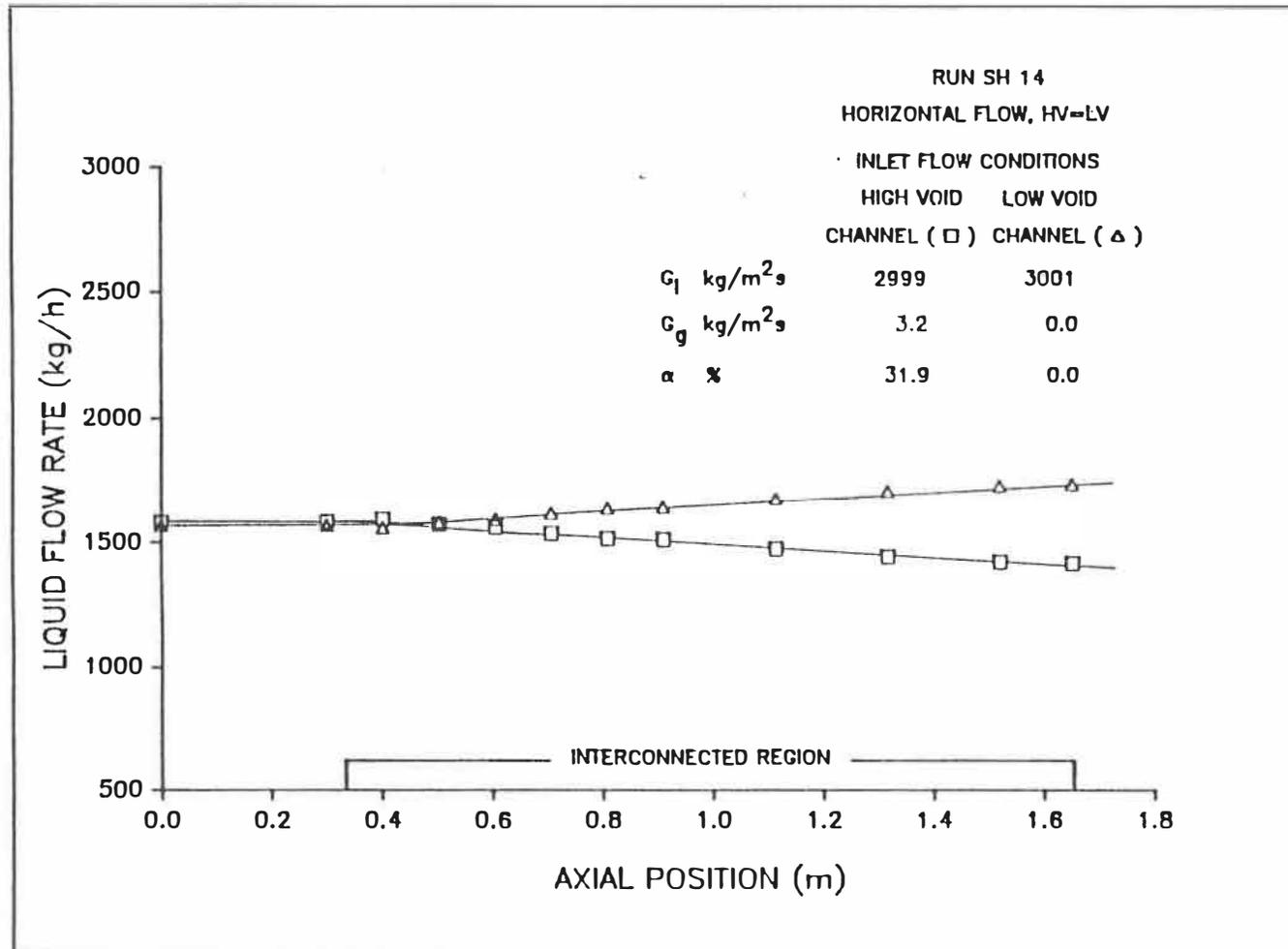


Figure 5.14b: Distribution axiale  
du débit massique du liquide.

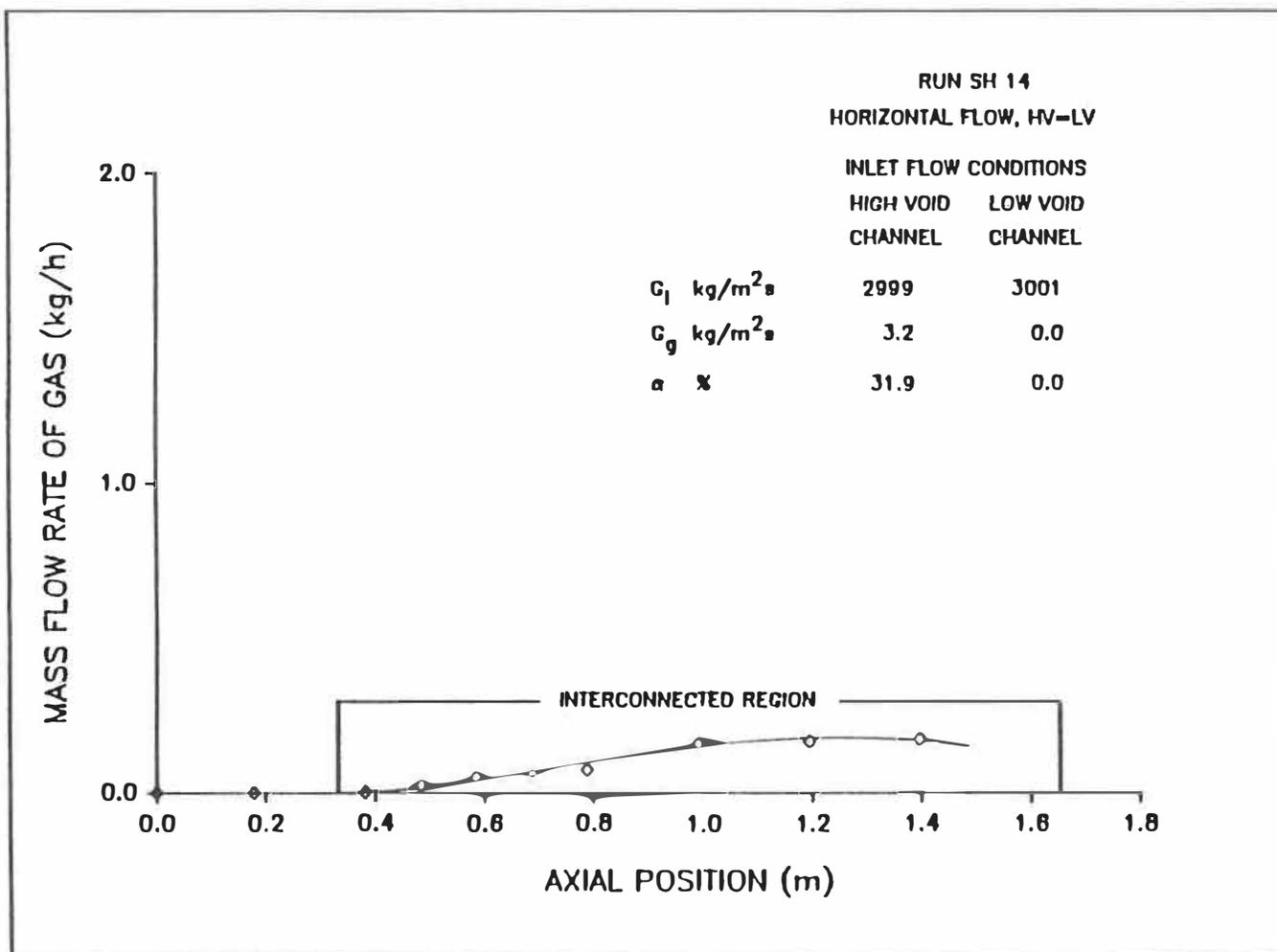


Figure 5.14c: Distribution axiale  
du débit massique du gaz.

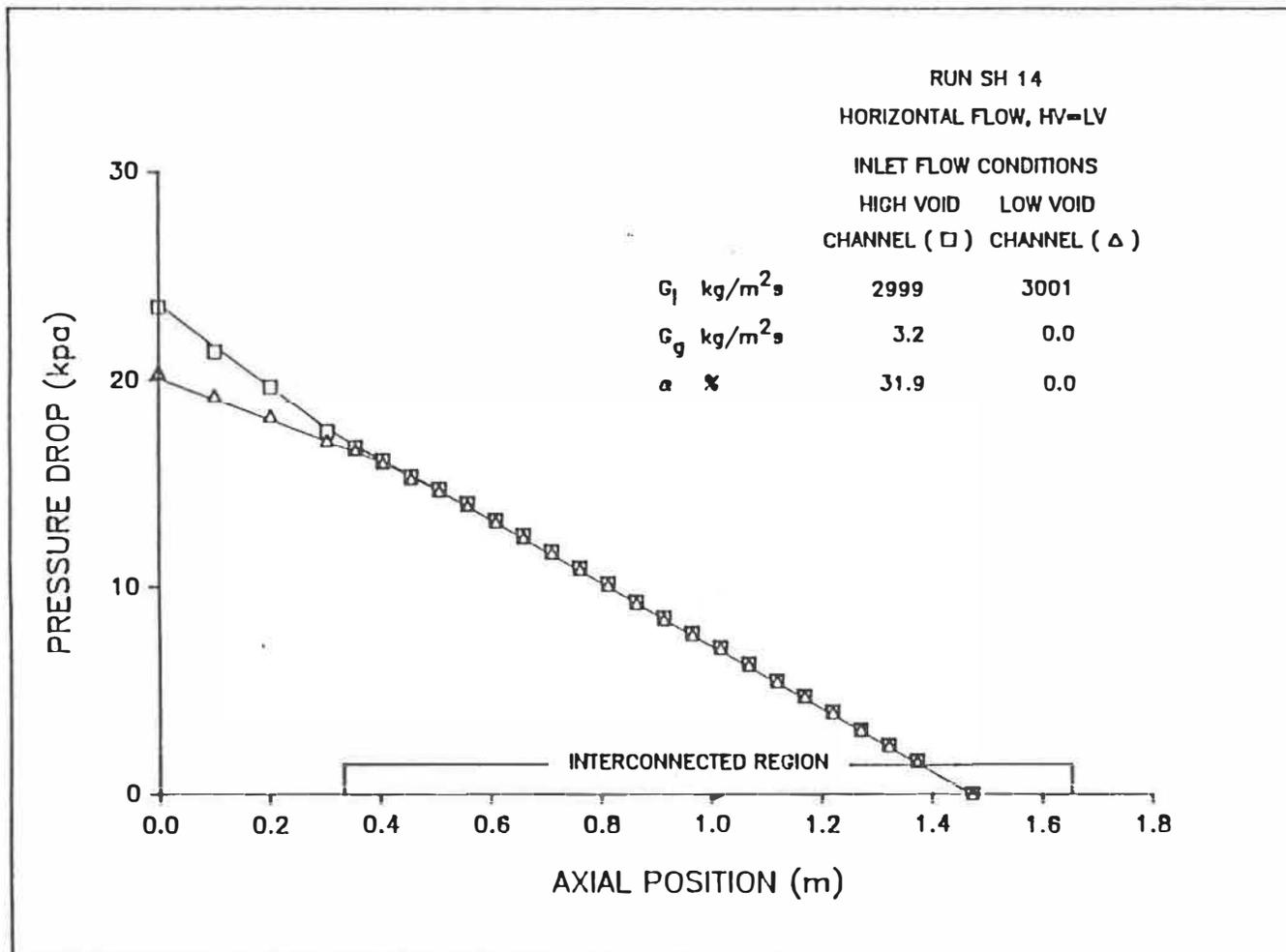


Figure 5.14d: Distribution axiale de la perte de pression axiale.

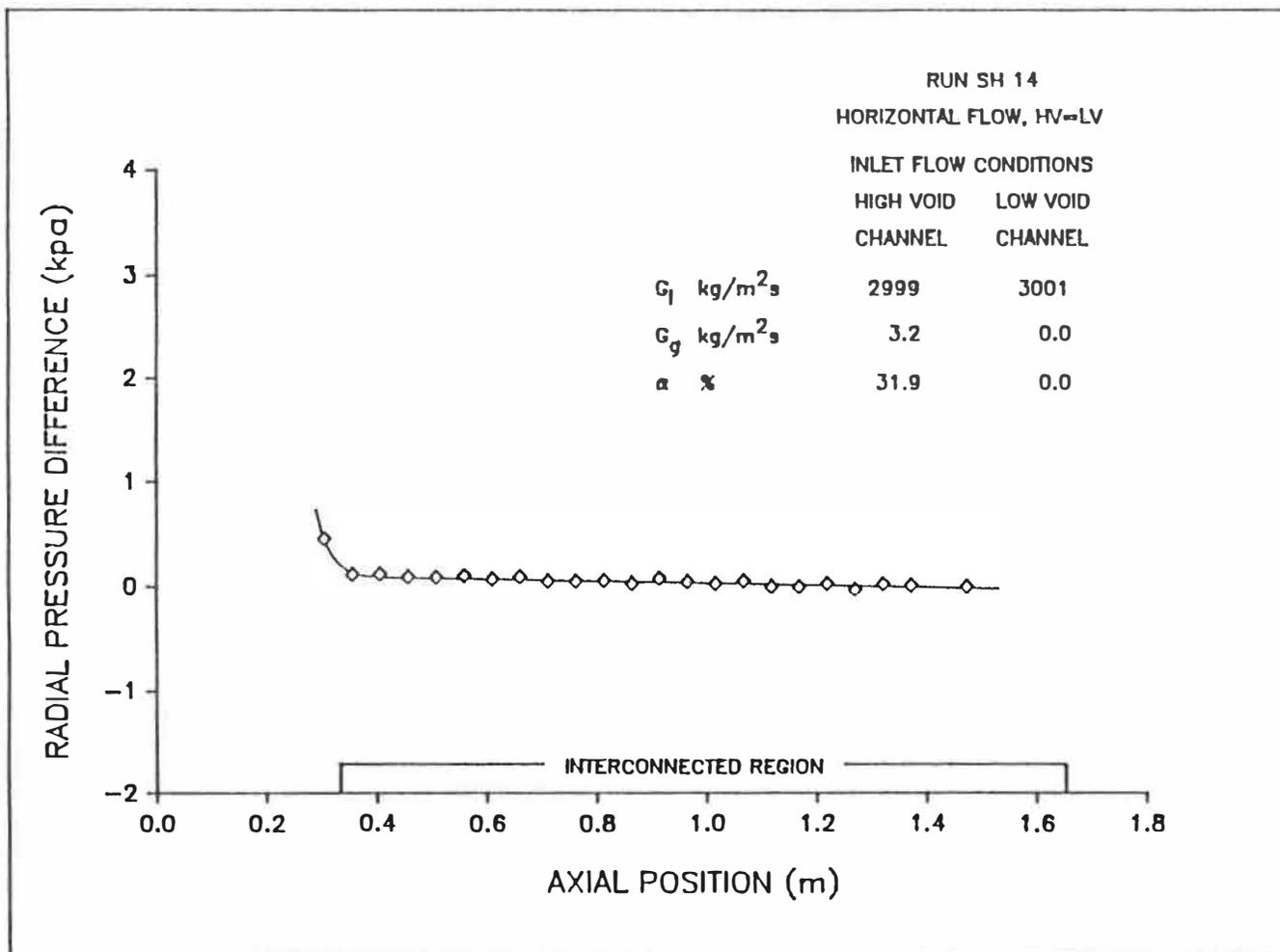


Figure 5.14e: Distribution axiale de la différence des pressions radiales.

Table 5.1 - Conditions de l'écoulement à l'entrée des canaux

RUN #	CHANNEL SETUP	HIGH VOID CHANNEL			LOW VOID CHANNEL		
		VOID FRACTION %	WATER MASS FLOW RATE kg/h (kg/m <sup>2</sup> s)	AIR MASS FLOW RATE kg/h (kg/m <sup>2</sup> s)	VOID FRACTION %	WATER MASS FLOW RATE kg/h (kg/m <sup>2</sup> s)	AIR MASS FLOW RATE kg/h (kg/m <sup>2</sup> s)
SH 1	HV/LV	57.7	1588 (3010)	13.07 (24.77)	20.3	1568 (3007)	1.31 ( 2.52)
SH 2	HV/LV	51.0	1582 (2999)	7.43 (14.09)	0.0	1552 (2976)	0.00 ( 0.00)
SH 3	HV/LV	42.1	1583 (3001)	3.87 ( 7.34)	0.0	1557 (2985)	0.00 ( 0.00)
SH 4	HV/LV	29.1	1576 (2987)	1.59 ( 3.01)	0.0	1564 (2999)	0.00 ( 0.00)
SH 5	HV/LV	51.3	1577 (2989)	9.02 (17.09)	51.5	1560 (2991)	8.10 (15.53)
SH 6	HV/LV	40.2	1586 (3006)	4.07 ( 7.72)	40.2	1565 (3001)	3.15 ( 6.04)
SH 7	LV/HV	59.0	1554 (2980)	14.00 (26.85)	16.9	1575 (2986)	1.24 ( 2.36)
SH 8	LV/HV	52.1	1566 (3003)	7.05 (13.51)	0.0	1573 (2982)	0.00 ( 0.00)
SH 9	LV/HV	42.1	1554 (2980)	3.48 ( 6.67)	0.0	1578 (2991)	0.00 ( 0.00)
SH 10	LV/HV	31.0	1555 (2982)	1.49 ( 2.85)	0.0	1578 (2991)	0.00 ( 0.00)
SH 11	HV=LV	59.6	1590 (3014)	13.99 (26.52)	19.6	1557 (2985)	1.24 ( 2.38)
SH 12	HV=LV	53.4	1574 (2984)	7.64 (14.48)	0.0	1552 (2976)	0.00 ( 0.00)
SH 13	HV=LV	43.5	1585 (3004)	3.73 ( 7.08)	0.0	1569 (3008)	0.00 ( 0.00)
SH 14	HV=LV	31.9	1582 (2999)	1.68 ( 3.18)	0.0	1565 (3001)	0.00 ( 0.00)

## BIBLIOGRAPHIE

1. WEISMAN, J., and BOWRING, R.W., METHODS for DETAILED THERMAL and HYDRAULIC ANALYSIS of WATER-COOLED REACTOR Nuclear Science and Engineering, vol.57, pp.255-276, 1975.
2. ROWE, D.S., "PROGRESS in THERMAL HYDRAULICS for ROD and TUBE BUNDLE GEOMETRIES", FLUID FLOW and HEAT TRANSFER OVER ROD and TUBE BUNDLES, S.C. Yas, editor, ASME Winter Annual Meeting, New-York, N.Y., Dec.2-7, 1979.
3. WALLIS, G.B., ONE DIMENSIONAL TWO PHASES FLOW (1968).
4. TONG, L.S., BOILING HEAT TRANSFER and TWO PHASES FLOW (1968).
5. J. WEISMAN and S.Y. KANG, Int.J. Multiphase Flow vol.7, pp.271-291. 1981.
6. BAKER, O., SIMULTANEOUS FLOW of OIL and GAZ, Oil Gaz J. 53, 185-190 (1964) at Designing pipelines for simultaneous flow of oil and gaz. Handbook section, Pipeline Engineer, February 1960.
7. GONZALEZ-SANTALO, J.M. 1971 TWO PHASES FLOW MIXING in ROD BUNDLE SUBCHANNELS Ph.D. Thesis, MIT, Cambridge, Mass.

8. J.M. MANDHANE, J.R. GREGORY, K.AZIZ, A FLOW MAP FOR GAZ-LIQUID FLOW in HORIZONTAL PIPES. International Journal of multiphase Flow, vol.1, pp.537-553, 1974.
9. G.F., HEWIT, N.S., Hall Taylor, ANNULAR TWO PHASES FLOW, Pergamon Press, 1970.
10. D.C. GROENEVELD "The THERMAL BEHAVIOUR of A HEATED SURFACE at AND BEYOND DRYOUT. Thèse de doctorat AECL, 4304, 1972.
11. TAITEL, T., BORNEA, D. and DUKLER, A.E. 1980 MODELING FLOW PATTERN TRANSITIONS for STEADY UPWARD GAZ-LIQUIDE FLOW in VERTICAL TUBES. AICHE J. 26, 345-354.
12. HETSRONI, G., LEON, J. and HAKIN, M. 1968 CROSS-FLOW and MIXING of WALL BETWEEN SEMIOPEN CHANNELS. Nucl. sci. engng 34, 189-193.
13. SKINNER, V.R., FREMAN, A.R. and LYALL, H.G. 1969 GAS MIXING in ROD CLUSTERS. Int. J. Heat mass transfer 12, 265-278.
14. WALTON, F.B. 1969 TURBULENT MIXING MEASUREMENTS FOR-SINGLE PHASE AIR, SINGLE-PHASE WATER and TWO-PHASE AIR-WATER FLOWS in ADJACENT TRIANGULAR SUBCHANNELS. M.A.Sc. Thesis, Univ. of Windsor, Ontario.

15. GALBRAITH, K.P. and KNUDSEN, J.G. 1971 TURBULENT MIXING BETWEEN ADJACENT CHANNELS for SINGLE-PHASE FLOW in a SIMULATED ROD BUNDLE. Presented at the 12th National Heat Transfer conf., Tulsa, Okla.
16. KJELLSTROM, B. 1972 TRANSPORT PROCESS in TURBULENT CHANNEL FLOW. Report AE-RL-1344, AB atomenergi, Sweden.
17. SINGH, K. 1972 AIR. WATER TURBULENT MIXING in SIMULATED ROD BUNDLE GEOMETRIES. Ph.D. thesis, Univ. of Windsor, Ontario.
18. ROGERS, J.T. and TAHIR, A.E.E., 1975 TURBULENT INTERCHANGE MIXING ROD BUNDLES and the ROLE of SECONDARY FLOWS. A.S.M.E. Paper 75-HT-31.
19. NIKURADSE, J. 1926 UNTERSUCHUNGEN UBER die VESCHWINDGEKEITSVERTEILUND in TURBULENTEN STROMUNGEN. Thesis, Gottingen. VDI Forsch, Hft.
20. PRANDTL, L. 1926 UBER den REIBUNGSWIDERSTAND STROMENDERLUFT ERGEBN. AERODYN. VERSANST. GOTTINGEN SER.III.
21. LYALL, H.G. 1971 MEASUREMENT of FLOW DISTRIBUTION and SECONDARY FLOW in DUCTS COMPOSED of TWO SQUARE INTERCONNECTED SUBCHALM PRESENTED at the Symp. on Internal Flows, Salford, U.K.

22. TRUPP, A.C. and AZAD, R.S. 1975 The STRUCTURE of TURBULENT FLOW in TRIANGULAR ARRAY ROD BUNDLES. Nucl.Engng Des.32, 47-84.
23. ROGERS, J.T. and TODREAS, N.E. 1968 COOLANT INTERCHANNEL MIXING in REACTOR FUEL ROD BUNDLE-SINGLE PHASE COOLANTS. Presented at the symp. on heat transfer in rod bundles; ASME winter A. Heat Transfer Mtg, New-York.
24. KHAN, E.U., KIM, K. and LINDSTROM, E.D. 1971 CROSS FLOW RESISTANCE and DIVERSION CROSS-FLOW MIXING BETWEEN ROD BUNDLES. Trans. Ann. Nucl. Soc. 14, 249-254.
25. WEISMAN, J. 1971 CROSS-FLOW RESISTANCE in ROD-BUNDLE CORES. Nucl. Technol. 15, 465-468.
26. TAPUCU, A. 1977 STUDIES on DIVERSION CROSS-FLOW BETWEEN TWO PARELLEL CHANNELS COMMUNICATING by a LATERAL SLOT I: TRANSVERSE FLOW RESISTANCE COEFFICIENT. Nucl. Engng Des. 42, 297-3.
27. TAHIR, A. and CARVER, M.B. 1984 COMPARAISON of ASSERT SUBCHANNEL CODE with MARKIVEN BUNDLE DATA. Report AECL-8352.
28. ROUSEL, A. and BEGHIN, A. 1966 Etude de la répartition des débits dans une section d'essais à deux canaux. Rapport Euratom.

29. BESTENBREUR, T.P. and SPIGT, C.L., 1970 STUDY on MIXING BETWEEN ADJACENT CHANNELS in an ATMOSPHERIC AIR-WATER SYSTEM. Report WW-030-R103.
30. VAN DER ROS, T., 1970 On TWO PHASE FLOW EXCHANGE BETWEEN INTERACTING HYDRAULIC CHANNELS. Doctorate thesis. Eindhoven Un. of Technology, The Netherlands.
31. D.S. ROWE, COBRA-II: A DIGITAL COMPUTER PROGRAM for THERMAL HYDRAULIC SUBCHANNEL ANALYSIS of ROD BUNDLE NUCLEAR FUEL ELEMENTS, BNWL-1229. Pacific Northwest Laboratory, Richland, Washington (February 1970).
32. RUDZINSKI, K.F., KULDIP, S. and ST-PIERRE, C.C. 1972 TURBULENT MIXING for AIR-WATER FLOWS in SIMULATED ROD BUNDLE GEOMETRIES. Can. J. Chem. Engng 50, 297-299.
33. SHOUKRI, M., TAWFIK, H. and MIDIVI, W.I. 1982 An EXPERIMENTAL INVESTIGATION of TWO-PHASE FLOW INTERACTIONS in HORIZONTAL ROD BUNDLE GEOMETRIES. In Proc. 7th Int. Heat Transfer conf., Munich pp.355-360.
34. TAPUCU, A., GIRARD, R., TEYSSEDOU, A. and TROCHE, N. 1986 EXPERIMENTAL INVESTIGATION of VOID MIGRATION BETWEEN TWO LATERALLY INTERCONNECTED TWO-PHASE FLOWS (VOID PROFILES and EFFECT of LIQUID MASS FLUX). Report CDT-P-1021, Ecole Polytechnique de Montreal, Quebec.

35. ROWE, D.S. and ANGLE, C.W. 1967 EXPERIMENTAL STUDY of MIXING BETWEEN ROD-BUNDLE FUEL-ELEMENT FLOW CHANNELS DURING BOILING PART II. Measurement of flow and enthalpy in two parallel of Channels, Report BNWL-371, Part.2
36. ROWE, D.S. et ANGLE, C.W., 1969 CROSS FLOW MIXING BETWEEN PARALLEL FLOW CHANNELS DURING BOILING PART III. Report BNWL-371, part 3.
37. BOWRING, R.W. and LEVY, J., 1969 FROM 7-ROD CLUSTER SUBCHANNEL MIXING EXPERIMENTS. Reports AEEW-R663, Atomic Energy Est. Winfrith, U.K.
38. LAHEY, R.T. Jr. et SCHRAUB, F.A. 1969 MIXING FLOW REGIMES and VOID FRACTION for TWO-PHASE FLOW in ROD BUNDLES. Presented at the symp. on two phase flow heat transfer in rod bundles; ASME winter heat transfer Mtg. Los Angeles, Calif.
39. LAHEY, R.T. Jr., SHIRALKAR, B.S., Radcliffe, D.W. and POLOMIK, E. 1972 OUT OF PILE SUBCHANNEL MEASUREMENTS in a NINE ROD-BUNDLE for WATER at 1000 PSIA. In progress in heat and mass transfer, vol. VI. Pergamon Press, New-York.

40. TAPUCU, A. and GENCAY, S. 1980 EXPERIMENTAL INVESTIGATION of MASS EXCHANGES BETWEEN TWO LATERALLY INTERCONNECTED TWO-PHASE FLOWS, PART. 1. Report CDT-P-533, Ecole Polytechnique de Montreal, Quebec.
41. SATO, Y. and SADATOMI, M., DATA on TWO PHASE GAZ-LIQUID FLOW DISTRIBUTION in MULTIPLE CHANNELS, 2ND INTERNATIONAL CONFERENCE on MULTI-PHASE FLOW. London, England, 19-21 June 1985.
42. DU BOUSQUET, J.L., and BOURE, J. "Mélange par diffusion turbulente entre deux sous-canaux d'un réacteur à grappe. Réunion du groupe Européen de diphasique, Karlsruhe, June 2-5, 1969.
43. LAHEY, R.T., Jr. and J.F. MOODY, The THERMAL-HYDRAULIC of a BOILING WATER NUCLEAR REACTOR, published by American Nuclear Society (1977).
44. ZUBER, N. FINDLAY, J.A. AVERAGE VOLUMETRIC CONCENTRATION in TWO PHASE FLOW SYSTEMS, ASME Trans., J. of Heat transfer, vol.87, pp.453-468, November 1965.
45. ISHII, M. 1975 THERMO-FLUID DYNAMIC THEORY of TWO PHASE FLOW. Engrolles, Paris.

ÉCOLE POLYTECHNIQUE DE MONTRÉAL



3 9334 00290849 7