



**HAL**  
open science

**Mélange des eaux à l'aval d'une confluence  
-Amélioration de la modélisation des flux de  
contaminant dans les cours d'eau et les réseaux  
d'assainissement**

Sébastien Pouchoulin

► **To cite this version:**

Sébastien Pouchoulin. Mélange des eaux à l'aval d'une confluence -Amélioration de la modélisation des flux de contaminant dans les cours d'eau et les réseaux d'assainissement. Hydrologie. INSA Lyon, 2019. Français. NNT: . tel-02527574v1

**HAL Id: tel-02527574**

**<https://hal.science/tel-02527574v1>**

Submitted on 1 Apr 2020 (v1), last revised 16 Jul 2020 (v2)

**HAL** is a multi-disciplinary open access archive for the deposit and dissemination of scientific research documents, whether they are published or not. The documents may come from teaching and research institutions in France or abroad, or from public or private research centers.

L'archive ouverte pluridisciplinaire **HAL**, est destinée au dépôt et à la diffusion de documents scientifiques de niveau recherche, publiés ou non, émanant des établissements d'enseignement et de recherche français ou étrangers, des laboratoires publics ou privés.



# INSA

N°d'ordre NNT :

## THESE de DOCTORAT DE L'UNIVERSITE DE LYON

opérée au sein de

**INSA Lyon**

**Ecole Doctorale N° 162**

**Mécanique, Energétique, Génie civil, Acoustique**

**Discipline de doctorat :**

**Mécanique des fluides**

Soutenue publiquement le 02/12/2019, par :

**Sébastien Pouchoulin**

---

# Mélange des eaux à l'aval d'une confluence – Amélioration de la modélisation des flux de contaminant dans les cours d'eau et les réseaux d'assainissement

---

Devant le jury composé de :

El Kadi Abderrezzak, Kamal	Ingénieur-Chercheur, HDR	EDF-LNHE	Rapporteur
Franca, Mário	Professeur	IHE Delft	Rapporteur
Kateb, Lylia	Ingénieur	CEA	Examinatrice
Vazquez, José	Professeur des Universités	ENGEES	Examineur
Riviere, Nicolas	Professeur des Universités	INSA Lyon	Directeur de thèse
Le Coz, Jérôme	Chercheur ICPEF, HDR	IRSTEA	Co-directeur de thèse
Mignot, Emmanuel	Maître de conférences	INSA Lyon	Invité



**Département FEDORA – INSA Lyon - Ecoles Doctorales – Quinquennal 2016-2020**

<b>SIGLE</b>	<b>ECOLE DOCTORALE</b>	<b>NOM ET COORDONNEES DU RESPONSABLE</b>
<b>CHIMIE</b>	<b>CHIMIE DE LYON</b> <a href="http://www.edchimie-lyon.fr">http://www.edchimie-lyon.fr</a> Sec. : Renée EL MELHEM Bât. Blaise PASCAL, 3e étage <a href="mailto:secretariat@edchimie-lyon.fr">secretariat@edchimie-lyon.fr</a> INSA : R. GOURDON	<b>M. Stéphane DANIELE</b> Institut de recherches sur la catalyse et l'environnement de Lyon IRCELYON-UMR 5256 Équipe CDFA 2 Avenue Albert EINSTEIN 69 626 Villeurbanne CEDEX <a href="mailto:directeur@edchimie-lyon.fr">directeur@edchimie-lyon.fr</a>
<b>E.E.A.</b>	<b>ÉLECTRONIQUE, ÉLECTROTECHNIQUE, AUTOMATIQUE</b> <a href="http://edeea.ec-lyon.fr">http://edeea.ec-lyon.fr</a> Sec. : M.C. HAVGOUDOUKIAN <a href="mailto:ecole-doctorale.eea@ec-lyon.fr">ecole-doctorale.eea@ec-lyon.fr</a>	<b>M. Gérard SCORLETTI</b> École Centrale de Lyon 36 Avenue Guy DE COLLONGUE 69 134 Écully Tél : 04.72.18.60.97 Fax 04.78.43.37.17 <a href="mailto:gerard.scorletti@ec-lyon.fr">gerard.scorletti@ec-lyon.fr</a>
<b>E2M2</b>	<b>ÉVOLUTION, ÉCOSYSTÈME, MICROBIOLOGIE, MODÉLISATION</b> <a href="http://e2m2.universite-lyon.fr">http://e2m2.universite-lyon.fr</a> Sec. : Sylvie ROBERJOT Bât. Atrium, UCB Lyon 1 Tél : 04.72.44.83.62 INSA : H. CHARLES <a href="mailto:secretariat.e2m2@univ-lyon1.fr">secretariat.e2m2@univ-lyon1.fr</a>	<b>M. Philippe NORMAND</b> UMR 5557 Lab. d'Ecologie Microbienne Université Claude Bernard Lyon 1 Bâtiment Mendel 43, boulevard du 11 Novembre 1918 69 622 Villeurbanne CEDEX <a href="mailto:philippe.normand@univ-lyon1.fr">philippe.normand@univ-lyon1.fr</a>
<b>EDISS</b>	<b>INTERDISCIPLINAIRE SCIENCES-SANTÉ</b> <a href="http://www.ediss-lyon.fr">http://www.ediss-lyon.fr</a> Sec. : Sylvie ROBERJOT Bât. Atrium, UCB Lyon 1 Tél : 04.72.44.83.62 INSA : M. LAGARDE <a href="mailto:secretariat.ediss@univ-lyon1.fr">secretariat.ediss@univ-lyon1.fr</a>	<b>Mme Emmanuelle CANET-SOULAS</b> INSERM U1060, CarMeN lab, Univ. Lyon 1 Bâtiment IMBL 11 Avenue Jean CAPELLE INSA de Lyon 69 621 Villeurbanne Tél : 04.72.68.49.09 Fax : 04.72.68.49.16 <a href="mailto:emmanuelle.canet@univ-lyon1.fr">emmanuelle.canet@univ-lyon1.fr</a>
<b>INFOMATHS</b>	<b>INFORMATIQUE ET MATHÉMATIQUES</b> <a href="http://edinfomaths.universite-lyon.fr">http://edinfomaths.universite-lyon.fr</a> Sec. : Renée EL MELHEM Bât. Blaise PASCAL, 3e étage Tél : 04.72.43.80.46 <a href="mailto:infomaths@univ-lyon1.fr">infomaths@univ-lyon1.fr</a>	<b>M. Luca ZAMBONI</b> Bât. Braconnier 43 Boulevard du 11 novembre 1918 69 622 Villeurbanne CEDEX Tél : 04.26.23.45.52 <a href="mailto:zamboni@maths.univ-lyon1.fr">zamboni@maths.univ-lyon1.fr</a>
<b>Matériaux</b>	<b>MATÉRIAUX DE LYON</b> <a href="http://ed34.universite-lyon.fr">http://ed34.universite-lyon.fr</a> Sec. : Stéphanie CAUVIN Tél : 04.72.43.71.70 Bât. Direction <a href="mailto:ed.materiaux@insa-lyon.fr">ed.materiaux@insa-lyon.fr</a>	<b>M. Jean-Yves BUFFIÈRE</b> INSA de Lyon MATEIS - Bât. Saint-Exupéry 7 Avenue Jean CAPELLE 69 621 Villeurbanne CEDEX Tél : 04.72.43.71.70 Fax : 04.72.43.85.28 <a href="mailto:jean-yves.buffiere@insa-lyon.fr">jean-yves.buffiere@insa-lyon.fr</a>
<b>MEGA</b>	<b>MÉCANIQUE, ÉNERGÉTIQUE, GÉNIE CIVIL, ACOUSTIQUE</b> <a href="http://edmega.universite-lyon.fr">http://edmega.universite-lyon.fr</a> Sec. : Stéphanie CAUVIN Tél : 04.72.43.71.70 Bât. Direction <a href="mailto:mega@insa-lyon.fr">mega@insa-lyon.fr</a>	<b>M. Jocelyn BONJOUR</b> INSA de Lyon Laboratoire CETHIL Bâtiment Sadi-Carnot 9, rue de la Physique 69 621 Villeurbanne CEDEX <a href="mailto:jocelyn.bonjour@insa-lyon.fr">jocelyn.bonjour@insa-lyon.fr</a>
<b>ScSo</b>	<b>ScSo*</b> <a href="http://ed483.univ-lyon2.fr">http://ed483.univ-lyon2.fr</a> Sec. : Véronique GUICHARD INSA : J.Y. TOUSSAINT Tél : 04.78.69.72.76 <a href="mailto:veronique.cervantes@univ-lyon2.fr">veronique.cervantes@univ-lyon2.fr</a>	<b>M. Christian MONTES</b> Université Lyon 2 86 Rue Pasteur 69 365 Lyon CEDEX 07 <a href="mailto:christian.montes@univ-lyon2.fr">christian.montes@univ-lyon2.fr</a>

\*ScSo : Histoire, Géographie, Aménagement, Urbanisme, Archéologie, Science politique, Sociologie, Anthropologie



# Table des matières

<b>LISTE DES NOTATIONS</b>	<b>4</b>
<b>LISTE DES ABREVIATIONS</b>	<b>5</b>
<b>CHAPITRE 1. INTRODUCTION</b>	<b>6</b>
1.1. CONFLUENCES ET CONFLUENTS	6
1.2. ENJEUX DE LA THESE	9
1.2.1. <i>Types de confluences</i>	9
1.2.2. <i>Efficacité du mélange</i>	10
1.3. ETAT DE L'ART	12
1.3.1. <i>L'hydrodynamique en confluence</i>	12
1.3.2. <i>Le mélange en confluence</i>	13
1.4. COMPLEXITE DU PROBLEME : ANALYSE DIMENSIONNELLE	15
1.5. QUESTIONS PRINCIPALES ET STRATEGIE	23
1.5.1. <i>Questions scientifiques</i>	23
1.5.2. <i>Objectifs et stratégie</i>	23
<b>CHAPITRE 2. MESURE DE MELANGE EN CONFLUENCE DE RIVIERES</b>	<b>26</b>
2.1. PREAMBULE	26
2.2. ARTICLE RELATIF AUX CAMPAGNES DE MESURE RHONE-SAONE	27
<i>Abstract</i>	29
<i>Plain Language Summary</i>	29
1. <i>Introduction</i>	29
2. <i>Analytical solutions for transverse mixing: application to river confluences</i>	32
3. <i>Field experiments: confluence site, measurement techniques and selected events</i>	36
4. <i>Results</i>	41
5. <i>Application of the analytical model to the field cases</i>	49
6. <i>Discussion</i>	53
7. <i>Conclusions</i>	58
<i>Appendix: calculation of coefficient <math>\alpha</math> (see eq. 13, from Rutherford 1994)</i>	60
2.3. INFORMATIONS COMPLEMENTAIRES SUR LES CAMPAGNES DE MESURE RHONE-SAONE	63
2.4. CAMPAGNE DE MESURE A LA CONFLUENCE RHONE-ARVE	65
2.4.1. <i>Reconnaissance et description du site</i>	65
2.4.2. <i>Campagne de mesure du 28 juin 2018</i>	67
2.4.3. <i>Conclusion sur la confluence Rhône-Arve</i>	69
2.5. CONCLUSION DU CHAPITRE	70
2.5.1. <i>Résumé des résultats</i>	70
2.5.2. <i>Perspectives</i>	71
2.5.3. <i>Lien avec la suite de la thèse</i>	71
<b>CHAPITRE 3. ETUDE EXPERIMENTALE EN LABORATOIRE DU MELANGE A L'AVAL D'UNE CONFLUENCE</b>	<b>73</b>
3.1. INTRODUCTION	73
3.1.1. <i>Contexte</i>	73
3.1.2. <i>Analyse dimensionnelle</i>	74
3.1.3. <i>Champs de concentration expérimentaux dans les confluences de laboratoire</i>	77
3.1.4. <i>Objectifs des travaux expérimentaux en laboratoire</i>	77
3.2. PROTOCOLE ET INSTALLATIONS EXPERIMENTALES	78
3.2.1. <i>Installations expérimentales et appareils de mesure</i>	78

3.2.2. <i>Principe de la méthode de mesure de concentration</i>	80
3.2.3. <i>Application de la méthode en confluence à surface libre</i>	81
3.2.4. <i>Incertitudes associées aux mesures de concentration</i>	83
3.2.5. <i>Avantages et inconvénients de la méthode</i>	85
3.2.6. <i>Validation dans une configuration d'écoulement 1D</i>	86
3.3. EXPERIENCES DANS LA CONFLUENCE	88
3.4. EFFICACITE DU MELANGE TRANSVERSAL DANS LA CONFLUENCE	95
3.4.1. <i>Coefficient de mélange transverse</i>	95
3.4.2. <i>Longueur nécessaire au mélange</i>	96
3.4.3. <i>Discussion</i>	97
3.5. CONCLUSION	98
3.5.1. <i>Résumé et perspectives</i>	98
3.5.2. <i>Lien avec la suite de la thèse</i>	99
<b>CHAPITRE 4. ETUDE PARAMETRIQUE NUMERIQUE DU MELANGE A L'AVAL DES CONFLUENCES</b>	<b>100</b>
4.1. INTRODUCTION	100
4.2. SYSTEME D'EQUATIONS	101
4.2.1. <i>Equations hydrodynamiques</i>	102
4.2.2. <i>Equation d'advection-diffusion en régime turbulent</i>	103
4.3. CARACTERISTIQUES DES SIMULATIONS NUMERIQUES	105
4.3.1. <i>Géométrie du modèle numérique et simplifications</i>	105
4.3.2. <i>Maillage</i>	106
4.3.3. <i>Conditions aux limites</i>	110
4.3.4. <i>Sections de mesure dans la branche aval</i>	112
4.4. COMPARAISON EXPERIENCE-NUMERIQUE ET ECHELLES	113
4.4.1. <i>Comparaison expérience-numérique</i>	113
4.4.2. <i>Echelles des simulations</i>	120
4.5. MISE EN PLACE DE L'ETUDE PARAMETRIQUE	121
4.6. CRITERES DE LONGUEUR NECESSAIRE AU MELANGE	123
4.7. RESULTATS DE L'ETUDE PARAMETRIQUE	125
4.7.1. <i>Longueur nécessaire au mélange <math>L_m</math></i>	125
4.7.2. <i>Coefficient de mélange transverse <math>\varepsilon_y</math></i>	128
4.7.3. <i>Intensité de la circulation secondaire <math>I_s</math></i>	133
4.7.4. <i>Processus physiques pilotant le mélange</i>	136
4.8. CONCLUSION	138
<b>CHAPITRE 5. CONCLUSION ET PERSPECTIVES</b>	<b>139</b>
5.1. PRINCIPAUX RESULTATS DE LA THESE	139
5.1.1. <i>Campagnes de mesure terrain</i>	139
5.1.2. <i>Mesures expérimentales en laboratoire</i>	141
5.1.3. <i>Etude numérique paramétrique</i>	142
5.2. RELATION ENTRE LES DIFFERENTS ASPECTS DE LA THESE	143
5.2.1. <i>Du terrain au laboratoire</i>	143
5.2.2. <i>Du laboratoire à la modélisation numérique</i>	144
5.2.3. <i>Du modèle numérique au terrain</i>	145
5.3. REPONSES AUX QUESTIONS SCIENTIFIQUES	146
5.3.1. <i>Q1 : La connaissance des paramètres hydrodynamiques d'une confluence permet-elle de prédire les caractéristiques du mélange des deux affluents?</i>	146
5.3.2. <i>Q2 : Pourquoi, pour une même confluence, observe-t-on des cas de mélange rapide et de mélange lent ? Dans quelles conditions ?</i>	147
5.3.3. <i>Q3 : Est-il possible de paramétrer le mélange à l'aval des confluences dans un modèle hydro-sédimentaire 1-D ?</i>	148

<b>ANNEXE 1 : COMPARAISONS EXPERIENCE/NUMERIQUE</b>	<b>150</b>
<b>ANNEXE 2 : REPARTITION DES DEBITS DANS LES MODELES NUMERIQUES</b>	<b>152</b>
<b><i>LISTE DES RÉFÉRENCES</i></b>	<b>154</b>

## Liste des notations

$\delta$	[m]	Taille caractéristique des mailles
$\varepsilon_y$	[m <sup>2</sup> /s]	Coefficient de mélange transverse
$\theta$	[°]	Angle entre les branches amont d'une confluence
$\eta$	[Pa.s]	Viscosité dynamique
$\nu$	[m <sup>2</sup> /s]	Viscosité cinématique
$\rho$	[kg/m <sup>3</sup> ]	Masse volumique
$\Sigma$	[-]	Sinuosité d'une rivière
$b$	[m]	Largeur d'un canal/branche/rivière
$c$	[mol/L]	Concentration
$Fr$	[-]	Nombre de Froude
$g$	[m/s <sup>2</sup> ]	Accélération de la pesanteur
$h$	[m]	Profondeur d'eau
$L_m$	[m]	Longueur nécessaire au mélange
$M^*$	[-]	Rapport de quantité de mouvement
$Q$	[m <sup>3</sup> /s]	Débit
$Re$	[-]	Nombre de Reynolds
$Ri$	[-]	Nombre de Richardson
$Sc_t$	[-]	Nombre de Schmidt turbulent
$T$	[°C]	Température
$u$	[m/s]	Vitesse longitudinale
$U$	[m/s]	Vitesse longitudinale moyenne ou vitesse débitante
$u^*$	[m/s]	Vitesse de cisaillement
$v$	[m/s]	Vitesse transverse
$w$	[m/s]	Vitesse verticale
$x$	[m]	Coordonnée longitudinale (abscisse)
$y$	[m]	Coordonnée transverse
$y^+$	[-]	Distance relative à la paroi
$z$	[m]	Coordonnée verticale

## Liste des abréviations

ADCP	Acoustic Doppler Current Profiler
ADV	Acoustic Doppler Velocimeter
CFD	Computational Fluid Dynamics
CTD	Conductivity Temperature Depth
DNS	Direct Numerical Simulation
GCI	Grid Convergence Index
INSA	Institut National des Sciences Appliquées
IRSTEA	Institut national de Recherche en Sciences et Technologies pour l'Environnement et l'Agriculture
LES	Large Eddy Simulation
LIF	Laser Induced Fluorescence
LMFA	Laboratoire de Mécanique des Fluides et d'Acoustique
MES	Matière En Suspension
OSR	Observatoire des Sédiments du Rhône
OTHU	Observatoire de Terrain en Hydrologie Urbaine
pH	potentiel Hydrogène
PIV	Particle Image Velocimetry
PLIF	Planar Laser Induced Fluorescence
RANS	Reynolds Averaged Navier-Stokes
VOF	Volume Of Fluid

# Chapitre 1. Introduction

## 1.1. Confluences et confluent

Les réseaux hydrographiques sont des systèmes complexes par nature et leur fonctionnement est resté mal ou peu compris par les hommes qui en exploitent pourtant les ressources depuis des millénaires. Leurs fonctions, qu'elles soient écologiques ou sociétales, sont multiples et variées : les rivières fournissent un débit d'eau, de sédiment, matières en suspension mais sont aussi vecteurs de transport de la vie, à travers la faune et la flore qui y cohabitent. L'architecture, souvent tentaculaire, des réseaux hydrographiques repose sur le concept de confluence, c'est-à-dire la rencontre entre deux cours d'eau. Le confluent, quant à lui, désigne le lieu, l'endroit, le point de rencontre des deux rivières qui commencent alors à se mélanger.

Si les confluences existent depuis toujours, elles n'en ont pas moins été modifiées et taillées par l'homme moderne. Pour éviter inondations et submersion des berges à répétition, l'homme a aménagé les fleuves et rivières qui traversent les villes. Les confluences n'échappent pas à la règle, et nombreuses sont celles présentes dans les grandes villes. Par exemple, le confluent Rhône-Saône à Lyon (France) présente une canalisation des deux rivières en amont ainsi qu'un mur de séparation entre les deux rivières à la pointe de la presqu'île lyonnaise. De même, le confluent Rhône-Arve à Genève (Suisse) présente lui aussi un mur de séparation immergé, que l'on peut apercevoir sur la Figure 1.1. b). Ces murs de séparation sont relativement courants lorsque les rivières circulent à travers des villes, néanmoins leur fonction varie selon les cas. Dans le cas de la confluence Rhône-Arve, le mur empêche les deux rivières de se mélanger, ce qui donne ces belles images où les deux rivières semblent couler l'une à côté de l'autre sans se mélanger (en tout cas, pas tout de suite). Ce n'est pas le seul point commun à ces deux confluences, qui chacune ont donné leur nom local au quartier situé juste en amont du confluent, entre les deux rivières : quartier Confluence à Lyon et quartier de la Jonction à Genève.

Les confluent présents dans les agglomérations sont certes souvent aménagés, mais ce n'est pas le cas de tous. A l'instar de rares rivières, certaines confluences restent sauvages : c'est le cas de la confluence entre le Rhône et l'Ain, à Saint-Maurice-de-Gourdans (France) et à l'étranger, de la confluence entre le Danube et de la Save non loin d'Osijek (Croatie) et de la confluence entre le rio Negro et le rio Solimões à Manaus (Brésil), par exemple. Cette dernière confluence est remarquable car elle présente deux rivières de couleurs très différentes et de plus, le fleuve Amazone prend son nom à partir de ce confluent. Ce confluent a même un nom : la Rencontre des Eaux (Encontro das águas en portugais). On note un cas de figure similaire pour la confluence entre les rivières Bhagirathi et Alaknanda, à Devaprayag (Inde), qui est connue pour être le lieu de naissance du grand fleuve sacré hindou, le Gange.



**Figure 1.1.** Quelques confluents remarquables.

a) Confluent entre la Saône (à gauche) et le Rhône (à droite), Lyon, France.

source : [thebeststuffonline.net](http://thebeststuffonline.net)

b) Confluent entre le Rhône (à gauche) et l'Arve (à droite), Genève, Suisse.

source : [secouchermoinsbete.fr](http://secouchermoinsbete.fr)

c) Confluent entre le Rhône (en bas) et l'Ain (en haut), Saint-Maurice de Gourdans, France.

source : Maison du fleuve Rhône

d) Confluent entre la Save (à droite) et le Danube (à gauche), près d'Osijek, Croatie.

source : [thebeststuffonline.net](http://thebeststuffonline.net)

e) Confluent entre le rio Negro (à gauche) et le rio Solimões (à droite), Manaus, Brésil.

source : wikipedia.fr

f) Confluent entre le Bhagirathi (à gauche) et l'Alaknanda (en haut), Devaprayag, Inde.

source : wikipedia.fr

Bien que la nature et les rivières offrent une multitude de confluences toutes différentes les unes des autres, l'étude scientifique du mélange des deux affluents à une confluence ne s'arrête pas aux configurations naturelles de confluence. C'est pourquoi, dans le cadre de cette thèse, sera aussi évoqué les cas de rencontre d'écoulements à surface libre artificiels que sont les jonctions de réseaux d'évacuation et les carrefours de rues inondées. Ces configurations de jonction d'écoulements à surface libre sont certes différentes des confluences de rivières (dimension de l'écoulement, caractéristiques physiques des eaux), cependant les processus de mélange restent identiques.



**Figure 1.2.** a) Carrefour de rues inondées à Nîmes (France), le 10 octobre 2014.

source : midi libre (presse régionale)

b) Jonction de circuits d'évacuation à Toronto, Canada.

source : sewerhistory.org

Quelle que soit la configuration de la confluence (dimension et débit des affluents, composition des eaux, type d'écoulement), les eaux des différents affluents sont amenées à être en contact, et donc à se mélanger, dès le confluent. Comme nous le verrons par la suite, le mélange entre les différentes eaux peut s'avérer être un processus rapide (c'est-à-dire court en distance longitudinale à l'aval de la confluence) sous certaines conditions, et parfois lent. Un des objectifs de l'étude des confluences est de pouvoir quantifier l'efficacité du mélange afin de pouvoir répondre aux demandes des usagers de la rivière.

L'intérêt scientifique à propos du mélange des affluents à une confluence est multiple : en effet, les utilisateurs des réseaux hydrographiques souhaitent connaître la qualité de l'eau qu'ils utilisent ou prélèvent et donc savoir quelle proportion de cette eau provient de quel affluent. Un agriculteur veut savoir si l'eau prélevée dans la rivière voisine de son exploitation contient des polluants et si oui lesquels. Le gestionnaire du bassin versant veut connaître les points de rejet des eaux usées, eaux industrielles, eaux de ruissellement... et savoir si ces rejets auront un impact sur la qualité de l'eau et donc sur la faune et la flore présentes sur le bassin. Les

gestionnaires de barrage veulent, quant à eux, estimer les quantités de sédiments pouvant s'accumuler en amont du barrage. Toutes ces données (concentration en polluants, débits solides, concentration de Matières En Suspension (MES)) sont généralement accessibles sur la plupart des grands bassins versants en France : Rhône, Loire, Garonne, Seine, Rhin. Néanmoins, notamment près des confluent et des rejets en rivières, par souci de simplification, les modèles numériques opérationnels de gestion des eaux considèrent un mélange complet dès le confluent, si bien que, dans les modélisations, deux rivières sont généralement considérées pleinement mélangées dès le confluent. Cette vision simpliste, bien qu'utile, est erronée, comme le montre les photos de la Figure 1. Le rôle du scientifique est donc de caractériser l'efficacité du - ou la distance nécessaire à ce - mélange à l'aval de la confluence, afin de connaître la répartition des différents éléments de chaque affluent à l'aval de la confluence, idéalement en tout point de la rivière. Ainsi, chaque usager de la rivière aura accès à la qualité de l'eau utilisée selon la localisation de son point de prélèvement.

## 1.2. Enjeux de la thèse

La thèse présentée ici porte sur les processus et l'efficacité du mélange de deux eaux qui se rencontrent dans les confluences d'écoulements à surface libre.

### 1.2.1. Types de confluences

Les confluences d'écoulements à surface libre concernent plusieurs échelles et domaines dans la gestion de la ressource en eau.

La première échelle, la plus évidente quand on vient à parler de confluence, concerne les cours d'eau du réseau hydrographique, qui ont pour dimension caractéristique leur largeur, mesurant typiquement entre 10 m et 1000 m. Les confluences de rivières sont le lieu de rencontre d'eaux de différentes températures, compositions chimiques, concentration en matière en suspension, en gaz, en matière organique, *etc.* La littérature (Fischer *et al.*, 1979 ; Rutherford, 1994 ; Lane *et al.*, 2008) fait état d'une distance nécessaire au mélange, notée par la suite  $L_m$ , au bout de laquelle on peut considérer les eaux des deux rivières comme pleinement mélangées. Cette distance varie de quelques fois à plus de cent fois la largeur de la branche aval. Parfois, la variabilité peut être très importante pour une même confluence (Lane *et al.*, 2008), sans que les processus responsables de telles variations soient clairement établis. En cas de rejets polluants ponctuels dans un des deux affluents, cela correspond soit à une dilution rapide de la pollution dans la rivière (en cas de mélange efficace) ou au contraire (en cas de mélange peu efficace) à une des berges qui reste exposée sur plusieurs kilomètres à une forte concentration en polluant (Launay *et al.*, 2015). En terme de dépôt de sédiments, un mélange lent s'accompagnera de

dépôts asymétriques à l'aval de la confluence, et à des taux de pollution différents dans les archives sédimentaires selon les apports amont. Une première question apparaît alors : la distance nécessaire au mélange  $L_m$  est-elle prédictible avec les données hydrodynamiques et géométriques des affluents ?

Une échelle intermédiaire concerne les inondations urbaines, avec des confluences formées par les carrefours de rues inondées (Rivière *et al.*, 2011). La largeur caractéristique de tels écoulements est de l'ordre de la dizaine de mètres. Ces jonctions d'écoulements gouvernent, en plus des flux inondant à travers la ville, celle des polluants : eau contaminée débordant des réseaux souterrains d'évacuation ou provenant de camions accidentés ou d'usines pris dans l'inondation. La gestion sanitaire des zones urbaines requiert une meilleure information des flux de pollution accidentelle lors d'inondations urbaines.

L'échelle la plus petite est celle des réseaux d'assainissement (Mignot *et al.*, 2012), dont la largeur caractéristique est de l'ordre du mètre. Les égouts comportent de très nombreuses jonctions où se mélangent des eaux de différentes qualités, que ce soit en termes de matières en suspension ou de concentration en contaminants bactériens, chimiques, médicamenteux, *etc.* Dans ces réseaux, les dispositifs de mesure pour le suivi de la qualité des eaux sont souvent situés à proximité des confluences, pour des raisons pratiques, comme par exemple la présence d'un regard d'accès. Une homogénéisation rapide à l'aval des confluences conditionne la pertinence de mesures ponctuelles - censées être représentatives de la section de l'écoulement – utilisées pour ces suivis (Mignot *et al.*, 2012).

En plus des différences d'échelles, ces trois types de confluences ont des rapports d'aspect  $b/h$  (largeur sur profondeur) très différents :  $b/h \approx 10-100$  pour les rivières,  $b/h \approx 5-100$  pour les rues inondées et  $b/h \approx 1$  pour les réseaux d'assainissement. Or, ce rapport d'aspect est reconnu comme étant un facteur important pour les processus de dispersion transverse et longitudinale au sein de l'écoulement (Fischer *et al.*, 1979 ; Rutherford 1994).

### 1.2.2. Efficacité du mélange

L'intensité du mélange sur une section donnée est généralement définie par un coefficient de diffusion turbulent transverse, noté  $\varepsilon_{ty}$ , lui-même relié à la distance nécessaire au mélange  $L_m$ . La littérature utilise pour le calculer une formulation adaptée des écoulements en canal unique, sans tenir compte des spécificités des confluences (angles, rapport de quantité de mouvement, rapport d'aspect, *etc.*). De plus, la littérature ne s'accorde pas sur une définition mathématique de la longueur nécessaire au mélange, ce qui conduit à des valeurs de  $L_m$  et  $\varepsilon_{ty}$  très variables. Des opérations de traçage fluorescent sur le Rhône à Miribel-Jonage réalisés par le Grand Lyon et IRSTEA en 2000-2001 et 2011 ont montré que les distances nécessaires au mélange ainsi que la dispersion longitudinale dans des cours d'eau de taille moyenne ( $b \approx 100$  m) étaient mal

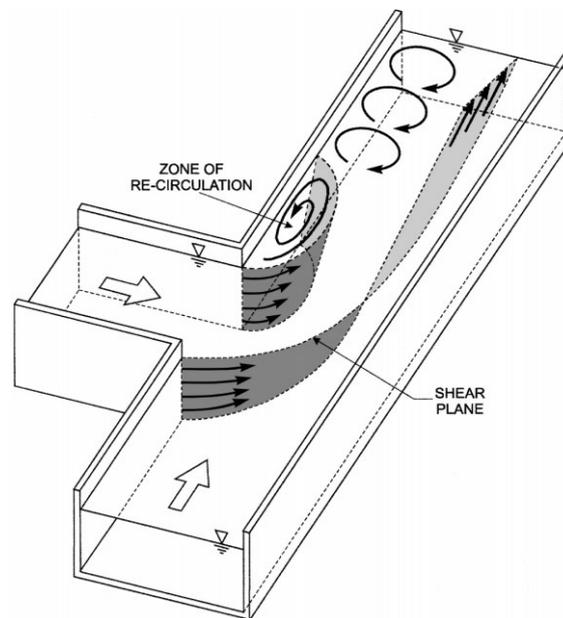
prédites par la formulation existante (Launay *et al.*, 2015). Un enjeu fort est de pouvoir paramétrer le taux de mélange à l'aval de confluences dans les modèles 1D tels que le modèle 1D du Rhône français développé par l'Observatoire des Sédiments du Rhône (OSR) et IRSTEA Adis-TS, le modèle opérationnel ROSALY qui assure l'alerte pollution en temps réel des captages d'eau potable du Grand-Lyon. Une deuxième question, liée à la première, se pose : l'efficacité du mélange en confluence est-elle prédictible avec les données hydrodynamiques et géométriques des écoulements amont ?

Une autre problématique est la représentativité des mesures ponctuelles en rivière, qui rejoint la thématique de l'étude de Mignot *et al.* (2012), qui portait elle sur les réseaux d'assainissement. Le projet MICROPOLIS, coordonné par IRSTEA, dont une journée de restitution a eu lieu le 31 mai 2018 à Lyon, met en lumière cette problématique. Ce projet vise à améliorer les stations d'épuration existantes, en rajoutant un module permettant de mieux filtrer les effluents par un procédé d'ozonation, qui permet de mieux retenir les micropolluants, notamment les résidus médicamenteux. Leur prototype a été installé sur la station d'épuration des Bouillides à Sophia-Antipolis, gérée par SUEZ Eau France, qui rejette ses eaux traitées dans le modeste cours d'eau qui a donné son nom à la station d'épuration, les Bouillides. Cette station est située dans le département des Alpes-Maritimes, qui subit pendant la période estivale un surplus démographique en même temps qu'un déficit pluviométrique : pendant cette période, le volume rejeté par la station représente entre 80 et 100% du volume total des Bouillides. Cette station d'épuration est située près de la confluence entre les Bouillides et une rivière à plus fort débit, la Brague. Durant la période d'étiage, en été, afin de mesurer l'efficacité du procédé d'ozonation sur la concentration en micropolluants rejetés dans la rivière, les prélèvements sont faits dans la rivière de la Brague, juste en aval de la confluence avec les Bouillides. Néanmoins, ce point de prélèvement, situé trop près de la confluence (quelques dizaines de mètres), ne garantit pas que les eaux des deux rivières soient pleinement mélangées. Ainsi, selon le positionnement en berge droite ou gauche, de même que la profondeur à laquelle sont prélevés les échantillons, la concentration en micropolluants ne sera pas la même. Dans les faits, les prélèvements ont été faits sur la berge où arrive les Bouillides, ce qui a priori est la situation où la concentration en micropolluants rejetés par la station d'épuration sera la plus forte. Cependant, pour en avoir discuté avec les scientifiques du projet, cette problématique du mélange entre les deux rivières n'a pas été prise en compte dans le choix de la localisation des prélèvements. On note toutefois la bonne intuition a priori des chercheurs, qui se sont placés dans le cas le plus pénalisant pour leur démonstration.

## 1.3. Etat de l'art

### 1.3.1. L'hydrodynamique en confluence

Les processus hydrodynamiques du mélange en confluence sont étudiés depuis plusieurs décennies par les scientifiques, que ce soit par des mesures en laboratoire (Best et Reid, 1984 ; Biron *et al.*, 1996a, 1996b ; Weber *et al.*, 2001 ; Guillén-Ludeña *et al.*, 2015 ; Tang *et al.*, 2017), des mesures sur le terrain (Rhoads et Kenworthy, 1985 ; Rhoads et Sukhodolov, 2001 ; Lane *et al.*, 2008 ; Bouchez *et al.*, 2009 ; Laraque *et al.*, 2009 ; Lyubimova *et al.*, 2014 ; Lewis et Rhoads, 2015) ou plus récemment par des simulations numériques (Bradbrook *et al.*, 2000 & 2001 ; Shakibainia *et al.*, 2010 ; Lyubimova *et al.*, 2014 ; Gonzalez *et al.*, 2015 ; Rivière *et al.*, 2015 ; Schindfessel *et al.*, 2015 ; Constantinescu *et al.*, 2016 ; Tang *et al.*, 2017). Ces nombreuses études ont permis de créer un modèle conceptuel hydrodynamique propre aux confluences, que Weber *et al.* (2001) ont schématisé en 3D comme suit :



**Figure 1.3.** Schéma de l'hydrodynamique de l'écoulement d'une confluence asymétrique à 90°, d'après Weber *et al.*, 2001.

Ce schéma permet d'identifier 4 processus hydrodynamiques distincts, dont chacun a un rôle dans le mélange entre les deux affluents :

- une zone de recirculation (ou de séparation), au coin aval de la confluence. L'écoulement de l'affluent, dans le cas d'une confluence asymétrique, ne peut pas tourner de façon abrupte à cause des effets inertiels. Une zone de recirculation, appelée communément retourne, apparaît alors au coin aval de la confluence : à l'intérieur de cette zone, un écoulement de recirculation se met en place, c'est-à-dire l'écoulement près de la berge va vers l'amont. Cependant, de faibles vitesses longitudinales moyennes vers l'aval peuvent apparaître (Biron 1996a). En raison des effets inertiels, la zone de recirculation sera d'autant plus grande que l'angle de la

confluence sera abrupt. Néanmoins, même si pour des confluences naturelles cet angle est souvent lissé par l'érosion, une zone de séparation peut apparaître en conditions naturelles (Rhoads et Kenworthy, 1985). La zone de recirculation a tendance à être plus large en surface que près du lit (Best et Reid, 1984 ; Hager 1987 ; Mignot *et al.*, 2014 ; Guillén-Ludeña *et al.*, 2017).

- une zone de contraction, sur la berge opposée à la zone de recirculation. Ces deux zones sont liées : en effet, puisqu'une partie de la section est occupée par la zone de recirculation, les écoulements des deux affluents doivent passer par une section plus petite. La contraction de l'écoulement entraîne une diminution de la largeur disponible ainsi qu'une baisse de débit disponible (Hager 1987).

- des courants secondaires en forme d'hélice, représentés sur la Figure 1.3. par des flèches curvilignes en aval de la zone de recirculation (Lane *et al.*, 2000). Ces courants secondaires ont tendance à enrouler les écoulements des deux affluents l'un autour de l'autre, ce qui favorise le mélange. Ils sont la conséquence de la différence de trajectoire entre les deux écoulements (Rhoads et Kenworthy, 1995), due à la fois à la géométrie de la confluence mais aussi à la quantité de mouvement de chacun des affluents. Le nombre et la position des courants secondaires varie selon les conditions d'écoulement, la géométrie et la bathymétrie de la confluence (Rhoads et Sukhodolov, 2001 ; Shakibainia *et al.*, 2010 ; Constantinescu *et al.*, 2012).

- une couche de mélange, située à l'interface entre les deux écoulements des affluents. Cette zone de l'écoulement est caractérisée par un fort cisaillement (*shear* en anglais sur la Figure 1.3.). Sa trajectoire à partir du coin amont de la confluence peut être déterminée à partir des conditions hydrauliques de l'écoulement (Mignot *et al.*, 2014), cependant un battement peut être observé (Constantinescu *et al.*, 2012). Elle est le lieu d'apparition d'instabilités, observables sous la forme de tourbillons ou vortex (Constantinescu *et al.*, 2012).

### 1.3.2. Le mélange en confluence

Bien que l'hydrodynamique des confluences ait donc été largement étudiée auparavant, des zones d'ombre subsistent à propos des processus de mélange des eaux provenant des deux affluents. Bien entendu, si la distance aval est suffisante, les deux affluents termineront inmanquablement par se diluer l'un dans l'autre. Mais l'efficacité de ce mélange reste sujette à questions. En effet, à l'inverse de l'hydrodynamique où les différents moyens de mesure sont éprouvés depuis longtemps (vélocimètres à effet Doppler (ADV pour Acoustic Doppler Velocimeter) ou vélocimétrie par images de particules (PIV pour Particle Image Velocimetry) en canal de laboratoire, courantmètre ADCP (Acoustic Doppler Current Profiler) en rivières), les techniques de mesure de mélange en confluence sont certes plus variées mais sont moins

souvent reproduites. Des méthodes de traçage ont été mises en place (Rutherford, 1994 ; Fischer *et al.*, 1979) mais celles-ci sont rarement en usage de nos jours, pour des raisons de préservation de l'environnement principalement. Les méthodes « à l'ancienne » sont aussi basées sur des prélèvements avec une analyse différée, ce qui représente une entreprise coûteuse pour seulement quelques points de mesure. De nos jours, les sondes sont autonomes et disposent d'enregistreurs ; de plus, leur sensibilité est meilleure et leur résolution temporelle plus haute. Les méthodes de mesure de mélange, en laboratoire comme sur le terrain, sont dorénavant choisies pour être non polluantes.

Afin d'avoir une mesure non intrusive, les scientifiques cherchent le plus souvent à suivre l'évolution dans et à l'aval du confluent d'un élément présent dans un affluent mais pas dans l'autre : par exemple, les différents isotopes du strontium pour la confluence entre le Rio Solimões et la rivière Puru (Bouchez *et al.*, 2009), ou ceux du mercure pour la confluence Rio Negro-Solimões (Maurice-Burgoin *et al.*, 2003). Plus couramment utilisée, la température est une donnée pouvant servir d'indicateur de mélange entre deux rivières (Rhoads et Sukhodolov, 2001 ; Lewis et Rhoads, 2015). La mesure du mélange via la conductivité électrique, explorée dans le cas de la confluence Ohio-Mississippi par Rathbun et Rostad (2004), semble être une piste intéressante à explorer. Récemment, en conditions de laboratoire, la concentration en gaz dissous a été explorée (Shen *et al.*, 2019), ainsi que la teneur en sel (Liu *et al.*, 2019). Cependant, à l'échelle de la recherche internationale, assez peu de mesures détaillées caractérisant le mélange existent, que ce soit en conditions contrôlées (laboratoire) ou en conditions naturelles (sur le terrain).

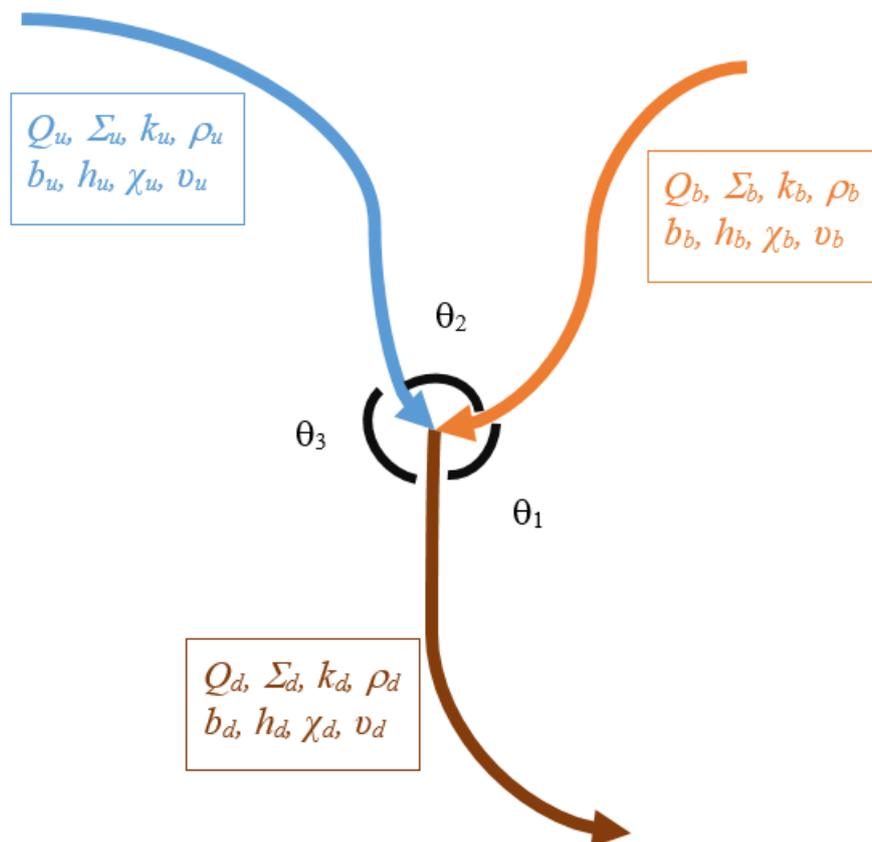
A l'inverse, grâce aux méthodes numériques actuelles, plusieurs études basées sur des calculs CFD (*Computational Fluid Dynamics*) ont permis de mesurer l'efficacité du mélange dans différentes configurations géométriques et d'écoulement. Si certaines simulations numériques sont comparées avec des mesures de mélange en laboratoire ou sur le terrain (Biron *et al.*, 2004 ; Bradbrook *et al.* 2010 ; Lyubimova *et al.*, 2014 ; Rivière *et al.* 2015), la plupart est validée seulement à partir de l'hydrodynamique, faute de mesures expérimentales (Rhoads et Sukhodolov, 2001 ; Gonzalez *et al.*, 2015 ; Constantinescu *et al.*, 2016 ; Chen *et al.*, 2017 ; Moncho-Esteve *et al.*, 2017 ; Tang *et al.*, 2017 ; Cheng et Constantinescu, 2018).

En résumé, l'hydrodynamique des confluences a été l'objet de nombreuses études, expérimentales et numériques. A l'opposé, relativement peu de méthodes éprouvées sont à disposition de la communauté scientifique pour quantifier le mélange des affluents, en conditions contrôlées ou non. Par conséquent, la thèse présentée ici s'attachera principalement à la caractérisation du mélange en confluence, son efficacité et les processus responsables de la variabilité de cette efficacité. Au vu de la complexité à la fois des géométries et des prises de mesures sur le terrain, la littérature n'offre pas de vue d'ensemble des paramètres qui influent

sur le mélange à travers et à l'aval d'une confluence. Le paragraphe suivant s'attache à les dénombrer en se basant sur l'analyse dimensionnelle.

## 1.4. Complexité du problème : analyse dimensionnelle

La confluence de deux rivières, ou plus généralement de deux écoulements à surface libre, donne naissance à un troisième écoulement, qui est la combinaison des deux précédents. On peut alors présenter le problème autrement : deux rivières arrivent au confluent, une seule en ressort. Dès lors, considérons ces trois écoulements : ils ont chacun un débit  $Q$ , une forme de lit propre, un périmètre mouillé  $\chi$ , une sinuosité  $\Sigma$ , une rugosité  $\sigma$  et sont constitués d'une eau de masse volumique  $\rho$  et de viscosité cinématique  $\nu$ . La sinuosité  $\Sigma$  est définie par le rapport entre la longueur curviligne et la distance en ligne droite entre deux points.



**Figure 1.4.** Schéma simplifié des paramètres hydrologiques et géométriques d'une confluence.

Les indices  $d$ ,  $u$  et  $b$  correspondent aux branches *downstream* (pour l'écoulement aval), *upstream* (écoulement amont, affluent principal) et *branch* (écoulement amont secondaire). En rivières, l'affluent principal devrait être celui dont le nom est conservé après la confluence. Selon les pays, la règle change pour la conservation du nom : soit la rivière qui a la source la plus éloignée ou élevée en altitude, soit celle qui a le débit moyen le plus élevé. Ces règles sont

généralement respectées, néanmoins les habitudes historiques font que certaines exceptions existent : ainsi la Saône devrait s'appeler le Doubs, le Mississippi l'Ohio, la Seine l'Yonne, *etc.*

De façon naturelle, les paramètres des deux écoulements affluents sont généralement indépendants entre eux, car venant de bassins versants différents. Néanmoins, pour les confluences artificielles, ces paramètres sont parfois dépendants les uns des autres. Par exemple, sur le Rhône, plusieurs bifurcations existent pour d'un côté permettre la navigation fluviale (branche appelée canal du Rhône, section de passage généralement trapézoïdale servant aussi à la gestion des centrales nucléaires) et dans l'autre branche conserver un écoulement plus naturel (appelée Vieux Rhône), non navigable. Ces deux branches se rejoignent en une confluence, dite artificielle, quelques kilomètres plus loin. Dans ce cas, le débit de chaque branche dépend du gestionnaire du cours d'eau mais la somme des débits restera la même. De plus, la masse volumique (et constitution) des deux affluents sera sensiblement la même, sauf rejets ou confluence intermédiaires. Plus d'une quinzaine d'aménagements de ce type sont présents sur le Rhône français, entre le lac Léman et le delta du Rhône (Dugué *et al.*, 2015, Launay *et al.*, 2019).

Considérons le cas général, où les affluents ont des caractéristiques physiques indépendantes.

La forme du lit de chaque branche connectée au confluent est la plus compliquée à modéliser mathématiquement. La bathymétrie de chaque rivière est unique, et le plus souvent variable au cours du temps (érosion, dépôt de sédiments). C'est pourquoi, assez couramment, une section de rivière est représentée avec des formes géométriques simples : bien que le trapèze soit plus réaliste, la section rectangulaire reste la plus simple à manipuler. Les caractéristiques géométriques de chaque section sont alors la largeur de la surface libre de la branche  $b$ , et la profondeur d'eau moyenne  $h$ . Le plus souvent ces données sont conservées constantes le long de l'axe de la rivière : d'une forme complexe et unique, la géométrie de la rivière est simplifiée pour les études en laboratoire, en canal à section rectangulaire. Cependant, ces paramètres sont complètement indépendants entre les différentes branches. Cette simplification permet de calculer la vitesse moyenne de l'écoulement dans chaque branche, en effet :  $U = \frac{Q}{b \times h}$

Les paramètres dimensionnels de l'écoulement en confluence sont présentés dans le tableau ci-dessous, sans oublier l'accélération de la pesanteur  $g$  :

Branche	Débit	Densité	Sinuosité	Largeur	Hauteur	Rugosité	Périmètre mouillé	Viscosité	Angle
Amont principale	$Q_u$	$\rho_u$	$\Sigma_u$	$b_u$	$h_u$	$k_u$	$\chi_u$	$\nu_u$	$\theta_2$
Amont secondaire	$Q_b$	$\rho_b$	$\Sigma_b$	$b_b$	$h_b$	$k_b$	$\chi_b$	$\nu_b$	$\theta_1$
Aval	$Q_d$	$\rho_d$	$\Sigma_d$	$b_d$	$h_d$	$k_d$	$\chi_d$	$\nu_d$	$\theta_3$

**Tableau 1.1.** Liste des paramètres dimensionnels d'un écoulement en confluence.

Dans ce cas, certaines caractéristiques de la branche aval dépend de celles des branches amonts par le principe de conservation de la masse : son débit correspond à la somme des deux précédents et la masse volumique moyenne de l'eau correspond à la moyenne pondérée par les débits des écoulements amont :

$$Q_d = Q_u + Q_b$$

$$\rho_d = \frac{\rho_u Q_u + \rho_b Q_b}{Q_u + Q_b}$$

Bien entendu, tout échantillon prélevé dans l'écoulement aval n'aura pas nécessairement la masse volumique moyenne calculée ci-dessus tant que les deux écoulements amont ne seront pas complètement mélangés.

De plus, chaque branche connectée au confluent forme un angle avec les deux autres branches, ce qui donne un total de trois angles, dont deux indépendants :  $\theta_1 + \theta_2 + \theta_3 = 2\pi$ . Toutes les configurations d'angle sont possibles, bien que la nature (par le phénomène d'érosion) privilégie deux affluents avec un angle entre eux assez faible ( $\theta_2 < 90^\circ$ ). La confluence entre l'Ain et le Rhône (Figure 1.2. c)) est un exemple d'angle très fort entre les deux affluents. Néanmoins, pour catégoriser les géométries de confluence, on distingue 2 cas :

- une géométrie asymétrique, ou en « T », où l'affluent secondaire vient se connecter sur le cours d'eau principal. C'est le cas de la confluence entre l'Ain et le Rhône sur la Figure 1.2. c). On a alors  $\theta_3 = \pi$  et  $\theta_1 + \theta_2 = \pi$ , soit un seul angle indépendant.

- une géométrie symétrique, ou en « Y », où la branche aval de la confluence est ligne de symétrie entre les deux affluents. C'est le cas, sur la Figure 1.2., des confluences entre le Rhône et la Saône (a), le Rhône et l'Arve (b) et la Save et le Danube (d). On a alors  $\theta_3 = \theta_1$  et  $2\theta_1 + \theta_2 = 2\pi$ , soit un seul angle indépendant.

Sur la figure 1.2., les confluences restantes - rio Negro et rio Solimões (e), Bhagirathi et Alaknanda (f) – sont des exemples de cas intermédiaires, difficilement catégorisables.

Dans le cas général, en prenant en compte la conservation de la masse et une géométrie de confluent quelconque, les paramètres dimensionnels de la confluence sont au nombre de  $n=25$ . Toute grandeur de sortie  $\Phi$  caractérisant la confluence – ici, par exemple, la longueur nécessaire au mélange ou le coefficient de diffusion turbulente transverse – est donc dépendant de ces paramètres :

$$\Phi = f(g, Q_u, Q_d, b_u, b_b, b_d, h_u, h_b, h_d, \theta_1, \theta_2, \rho_u, \rho_b, v_u, v_b, v_d, \Sigma_u, \Sigma_b, \Sigma_d, \chi_u, \chi_b, \chi_d, k_u, k_b, k_d)$$

(Eq.1.1)

Les différentes échelles considérées, au nombre de  $p=3$ , sont les suivantes :

Longueur :  $h_d$

Temps :  $h_d^3/Q_d$

Masse :  $\rho_b h_d^3$

L'équation précédente 1.1. fait intervenir 3 grandeurs : Temps – Masse – Longueur. Le théorème de Vaschy-Buckingham indique que le nombre de paramètres adimensionnels finalement obtenus sera donc de  $n-p=22$  :

$$g \rightarrow \frac{gh_d^6}{h_d Q_d^2} = \frac{gh_d^5}{Q_d^2}$$

$$Q_u \rightarrow \frac{Q_u h_d^3}{h_d^3 Q_d} = \frac{Q_u}{Q_d}$$

$$Q_d \rightarrow \frac{Q_d h_d^3}{h_d^3 Q_d} = 1$$

$$b_u \rightarrow \frac{b_u}{h_d}$$

$$b_b \rightarrow \frac{b_b}{h_d}$$

$$b_d \rightarrow \frac{b_d}{h_d}$$

$$h_u \rightarrow \frac{h_u}{h_d}$$

$$h_b \rightarrow \frac{h_b}{h_d}$$

$$h_d \rightarrow \frac{h_d}{h_d} = 1$$

$$\theta_1 \rightarrow \theta_1$$

$$\theta_2 \rightarrow \theta_2$$

$$\begin{aligned}
\rho_u &\rightarrow \frac{\rho_u h_d^3}{h_d^3 \rho_b} = \frac{\rho_u}{\rho_b} \\
\rho_b &\rightarrow \frac{\rho_b h_d^3}{h_d^3 \rho_b} = 1 \\
v_u &\rightarrow \frac{v_u h_d^3}{h_d^2 Q_d} = \frac{v_u h_d}{Q_d} \\
v_b &\rightarrow \frac{v_b h_d^3}{h_d^2 Q_d} = \frac{v_b h_d}{Q_d} \\
v_d &\rightarrow \frac{v_d h_d^3}{h_d^2 Q_d} = \frac{v_d h_d}{Q_d} \\
\Sigma_u &\rightarrow \Sigma_u \\
\Sigma_b &\rightarrow \Sigma_b \\
\Sigma_d &\rightarrow \Sigma_d \\
\chi_u &\rightarrow \frac{\chi_u}{h_d} \\
\chi_b &\rightarrow \frac{\chi_b}{h_d} \\
\chi_d &\rightarrow \frac{\chi_d}{h_d} \\
k_u &\rightarrow \frac{k_u}{h_d} \\
k_b &\rightarrow \frac{k_b}{h_d} \\
k_d &\rightarrow \frac{k_d}{h_d}
\end{aligned}$$

L'équation 1.1. peut alors s'écrire, avec un paramètre de sortie sous forme adimensionnelle  $\Phi^*$ , fonction de 22 paramètres adimensionnels :

$$\Phi^* = f\left(\frac{gh_d^5}{Q_d^2}, \frac{Q_u}{Q_d}, \frac{b_u}{h_d}, \frac{b_b}{h_d}, \frac{b_d}{h_d}, \frac{h_u}{h_d}, \frac{h_b}{h_d}, \theta_1, \theta_2, \frac{\rho_u}{\rho_b}, \frac{v_u h_d}{Q_d}, \frac{v_b h_d}{Q_d}, \frac{v_d h_d}{Q_d}, \Sigma_u, \Sigma_b, \Sigma_d, \frac{\chi_u}{h_d}, \frac{\chi_b}{h_d}, \frac{\chi_d}{h_d}, \frac{k_u}{h_d}, \frac{k_b}{h_d}, \frac{k_d}{h_d}\right)$$

(Eq. 1.2.)

Ces paramètres bruts ne sont pas ceux qui ont le plus de signification physique ni ceux qui sont le plus présent dans la littérature. Il est possible de les combiner entre eux (Chanson, 2009 ; Rivière *et al.*, 2011) comme suit, afin de faire apparaître des nombres adimensionnels connus :

$$g \rightarrow \frac{gh_d^5}{Q_d^2} \rightarrow \frac{Q_d^2}{gh_d^5} \rightarrow \frac{Q_d}{g^{1/2} h_d^{5/2}} \rightarrow \frac{Q_d}{g^{1/2} h_d^{3/2} b_d} = \frac{U_d}{g^{1/2} h_d^{1/2}} = Fr_d$$

$$Q_u \rightarrow \frac{Q_u}{Q_d} = \frac{Q_u}{Q_u + Q_b} \rightarrow 1 + \frac{Q_b}{Q_u} \rightarrow \left(\frac{Q_b}{Q_u}\right)^2 \frac{\rho_b b_u h_u h_d h_d}{\rho_u h_d h_d b_b h_b} = \left(\frac{Q_b}{Q_u}\right)^2 \frac{\rho_b b_u h_u}{\rho_u b_b h_b} = M^*$$

$$b_u \rightarrow \frac{b_u}{h_d} \rightarrow \frac{b_u h_d}{h_d h_u} = \frac{b_u}{h_u}$$

$$b_b \rightarrow \frac{b_b}{h_d} \rightarrow \frac{b_b h_d}{h_d h_b} = \frac{b_b}{h_b}$$

$$b_d \rightarrow \frac{b_d}{h_d}$$

$$h_u \rightarrow \frac{h_u}{h_d}$$

$$h_b \rightarrow \frac{h_b}{h_d}$$

$$\theta_1 \rightarrow \theta_1$$

$$\theta_2 \rightarrow \theta_2$$

$$\rho_u \rightarrow \frac{\rho_u}{\rho_b} \rightarrow \frac{\rho_u - \rho_b}{\frac{\rho_u Q_u + \rho_b Q_b}{Q_u + Q_b}} = \frac{\rho_u - \rho_b}{\rho_d}$$

$$v_u \rightarrow \frac{v_u h_d}{Q_d} \rightarrow \frac{Q_d}{v_u h_d} \frac{Q_u h_d}{Q_d h_u} = \frac{Q_u}{v_u h_u} \rightarrow \frac{Q_u}{v_u h_u} \frac{\chi_u 1}{b_u \pi} = \frac{U_u D_{hu}}{v_u} = Re_u$$

$$v_b \rightarrow \frac{v_b h_d}{Q_d} \rightarrow \frac{Q_d}{v_b h_d} \frac{Q_b h_d}{Q_d h_b} = \frac{Q_b}{v_b h_b} \rightarrow \frac{Q_b}{v_b h_b} \frac{\chi_b 1}{b_b \pi} = \frac{U_b D_{hb}}{v_b} = Re_b$$

$$v_d \rightarrow \frac{v_d h_d}{Q_d} \rightarrow \frac{Q_d}{v_d h_d} \rightarrow \frac{Q_d}{v_d h_d} \frac{\chi_d 1}{b_d \pi} = \frac{U_d D_{hd}}{v_d} = Re_d$$

$$\Sigma_u \rightarrow \Sigma_u$$

$$\Sigma_b \rightarrow \Sigma_b$$

$$\Sigma_d \rightarrow \Sigma_d$$

$$\chi_u \rightarrow \frac{\chi_u}{h_d} \rightarrow \frac{\chi_u h_d}{h_d b_u} = \frac{\chi_u}{b_u}$$

$$\chi_b \rightarrow \frac{\chi_b}{h_d} \rightarrow \frac{\chi_b h_d}{h_d b_b} = \frac{\chi_b}{b_b}$$

$$\chi_d \rightarrow \frac{\chi_d}{h_d} \rightarrow \frac{\chi_d h_d}{h_d b_d} = \frac{\chi_d}{b_d}$$

$$k_u \rightarrow \frac{k_u}{h_d} \rightarrow \frac{k_u h_d}{h_d h_u} = \frac{k_u}{h_u}$$

$$k_b \rightarrow \frac{k_b}{h_d} \rightarrow \frac{k_b h_d}{h_d h_b} = \frac{k_b}{h_b}$$

$$k_d \rightarrow \frac{k_d}{h_d}$$

Ces trois derniers paramètres correspondent aux rugosités relatives dans les trois branches. Associés aux nombres de Reynolds de chacune des branches, par application de la loi de Colebrook-White en considérant :  $u^* = U \sqrt{\frac{C_f}{2}}$  avec  $C_f$  le coefficient de frottement, ils peuvent être remplacés par la vitesse de frottement  $u^*$  dans chaque branche, ici sous forme adimensionnée :

$$k_u \rightarrow \frac{k_u}{h_u} \rightarrow \frac{u_u^* b_u h_u}{Q_u}$$

$$k_b \rightarrow \frac{k_b}{h_b} \rightarrow \frac{u_b^* b_b h_b}{Q_b}$$

$$k_d \rightarrow \frac{k_d}{h_d} \rightarrow \frac{u_d^* b_d h_d}{Q_d}$$

L'équation 1.2. peut alors s'écrire, avec 22 paramètres adimensionnels habituels en hydraulique fluviale :

$$\Phi^* = f \left( Fr_d, M^*, \frac{b_u}{h_u}, \frac{b_b}{h_b}, \frac{b_d}{h_d}, \frac{h_u}{h_d}, \frac{h_b}{h_d}, \theta_1, \theta_2, \frac{\rho_u - \rho_b}{\rho_d}, Re_w, Re_b, Re_d, \Sigma_w, \Sigma_b, \Sigma_d, \frac{\chi_u}{b_u}, \frac{\chi_b}{b_b}, \frac{\chi_d}{b_d}, \frac{u_u^* b_u h_u}{Q_u}, \frac{u_b^* b_b h_b}{Q_b}, \frac{u_d^* b_d h_d}{Q_d} \right)$$

(Eq.1.3.)

Cette équation fait intervenir des nombres adimensionnels classiques de l'hydraulique fluviale :

- le nombre de Froude de chaque branche :  $Fr = \frac{U}{\sqrt{gh}}$ . Dans le cadre de cette thèse, tous les écoulements considérés sont fluviaux :  $Fr < 1$ , car c'est le cas pour la plupart des affluents du Rhône à l'aval du lac Léman.

- le rapport de quantité de mouvement  $M^*$ , défini comme le rapport entre la quantité de mouvement de l'affluent secondaire et la quantité de mouvement de l'affluent principal :

$$M^* = \frac{\rho_b u_b b_b h_b \times u_b}{\rho_u u_u b_u h_u \times u_u} = \frac{\rho_b b_b h_b u_b^2}{\rho_u b_u h_u u_u^2} = \frac{\rho_b Q_b^2 \times b_u h_u}{b_b h_b \times \rho_u Q_u^2}$$

- le rapport d'aspect, ou largeur relative, de chaque section  $b/h$ . Ce rapport varie largement selon les applications : pour des écoulements de réseau d'assainissement, le rapport d'aspect est de l'ordre de l'unité ; en rivières le rapport d'aspect est compris entre 10 et 100; dans le cas de rues inondées, le rapport d'aspect est de quelques dizaines.

- les rapports entre les profondeurs d'eau des affluents et de l'écoulement aval  $(\frac{h_u}{h_d}, \frac{h_b}{h_d})$  représente la différence d'altitude des lits (*bed discordance* en anglais) qu'il peut y avoir à une confluence.

- les angles géométriques caractéristiques de la confluence  $\theta_1$  et  $\theta_2$ .
- la différence de densité relative  $\frac{\rho_u - \rho_b}{\rho_d} = \frac{\rho_u - \rho_b}{\frac{\rho_u Q_u + \rho_b Q_b}{Q_u + Q_b}}$ , qui va intervenir dans les effets de stratification ou de courants de convection entre les deux affluents.
- le nombre de Reynolds de chaque branche :  $Re = \frac{U \times D_h}{\nu}$  et  $D_h = \frac{4S}{\chi}$  ( $S$  section mouillée) qui se simplifie pour un canal rectangulaire en  $D_h = \frac{4 \times b \times h}{2h + b}$  le diamètre hydraulique. Dans le cadre de cette thèse, tous les écoulements considérés sont turbulents :  $Re > 2000$ .
- la sinuosité de chaque branche  $\Sigma$ , qui intervient sur la vitesse (turbulence, intensité et type de courants secondaires) notamment pour les branches amont.
- le rapport de forme  $\chi/b$  de chaque branche qui définit la forme de la section. Lorsque le rapport d'aspect est très grand (hypothèse d'écoulement peu profond), soit  $b \gg h$ ,  $\chi/b \rightarrow 1$  ce qui est une approximation courante en rivières. Une équivalence existe avec la largeur relative  $b/h$  lorsque le canal est de section rectangulaire.
- les trois derniers paramètres sont les vitesses de frottement adimensionnée dans chaque branche, qui ici seront utiles pour quantifier l'intensité de la turbulence (Gualtieri *et al.*, 2007).

D'autres choix auraient pu être faits, à partir de l'équation 1.2., qui auraient fait apparaître d'autres paramètres adimensionnels présents dans la littérature. Par exemple, à la place de  $M^*$ , le cisaillement adimensionnel  $\lambda = (U_b - U_u) / (U_u + U_b)$  ou de façon équivalente le rapport des vitesses des écoulements amont  $U_b / U_u$ , qui interviennent dans la description des couches de mélange. De même, la combinaison du nombre de Froude et de la densité relative peut faire apparaître le nombre de Richardson, utilisé comme critère d'apparition de la stratification. Ces formes seraient tout aussi valables, néanmoins on conservera par la suite les paramètres décrits dans l'équation 1.3.

Cette équation, comprenant 22 termes, montre la complexité du problème et justifie que la littérature n'offre pas d'études paramétriques incluant tous ces paramètres, notamment dans le cadre d'études terrain. De façon réaliste, l'étude va se limiter ici à certains paramètres dont l'influence est jugée prépondérante. Selon l'approche (terrain, expérimentale, numérique), certains paramètres seront explorés, de façon paramétrique ou non.

## 1.5. Questions principales et stratégie

### 1.5.1. Questions scientifiques

Au vu de l'état de l'art et des problématiques associées au mélange des eaux aux confluences, trois grandes questions émergent et constitueront le cœur de la thèse :

Q1 : La connaissance des paramètres hydrodynamiques (débits, hauteur d'eau, masse volumique) et géométriques (rapport d'aspect, angles, dénivelé des lits) d'une confluence de deux écoulements à surface libre permet-elle de prédire les caractéristiques du mélange que sont la longueur nécessaire au mélange  $L_m$  et le coefficient de diffusion transverse turbulent  $\varepsilon_T$ ?

Q2 : Pourquoi, pour une même confluence, observe-t-on des cas de mélange rapide et de mélange lent ? Dans quelles conditions ces cas apparaissent-ils ?

Q3 : Est-il possible paramétrer le mélange à l'aval des confluences dans un modèle 1-D de bassin versant ?

La section suivante s'attache à décrire la méthode de travail suivie dans cette thèse pour répondre à ces trois questions principales.

### 1.5.2. Objectifs et stratégie

La thèse vise à obtenir une formulation paramétrique du mélange à l'aval des confluences, permettant de prévoir l'intensité du mélange, via le coefficient de diffusion transverse turbulent  $\varepsilon_T$ , et la longueur d'homogénéisation associée  $L_m$ . Le sujet répond à des objectifs opérationnels clairs:

- Prédire la longueur nécessaire au mélange à l'aval de confluences de rivières (type Rhône-Saône, Rhône-Ain, Vieux Rhône-canal, *etc.*) en vue d'inclure ces informations dans les modèles opérationnels 1D de gestion de rivières. Ces approches sont notamment importantes en prévision de nouvelles conditions hydrologiques et sédimentaires rendues possibles par le changement climatique,
- Prédire l'étendue de dispersion d'une pollution lors d'inondations urbaines et donc des quartiers touchés, avec le même type d'outils 1D,
- Améliorer la métrologie associée au suivi de la qualité de l'eau dans les réseaux et à la surveillance des rejets urbains vers le milieu naturel (indispensable pour surveiller les zones de loisir: baignade, activités nautiques, pêche, *etc.*) en respect des normes.

La difficulté principale est que le mélange en confluences est influencé par de nombreux paramètres, géométriques et hydrodynamiques (voir l'analyse dimensionnelle ci-dessus), à

travers des processus hydrodynamiques complexes. Dans cette optique, les travaux présentés dans ce manuscrit présentent 3 aspects complémentaires :

- Une étude expérimentale en laboratoire, qui a pour but de réaliser une base de données de référence de mesures de mélange en confluence en conditions contrôlées ; cette base de donnée aura notamment vocation à valider les différentes approches numériques envisagées.
- Des simulations numériques 3D, effectuées avec le code commercial de CFD Star-CCM+®, permettant de généraliser l'étude expérimentale précédente avec des gammes de paramètres dimensionnels étendues dans le but d'obtenir une formule paramétrique de la longueur nécessaire au mélange  $L_m$ , en fonction d'un certain nombre de paramètres adimensionnels.
- Une étude terrain, permettant le test et l'applicabilité des résultats numériques pour des confluences du bassin du Rhône, notamment la confluence Rhône-Saône.

Le plan du manuscrit de thèse, décrit ci-dessous, découle de ces trois thématiques de recherches :

Dans une première partie sera présentée l'étude terrain de mesure du mélange en confluence, avec trois campagnes de mesure effectuées sur la confluence Rhône-Saône à Lyon et une campagne de mesure à Genève, sur la confluence Rhône-Arve. Les mesures terrain ont l'avantage de montrer toute la complexité des écoulements naturels, qui sont très difficilement reproductibles que ce soit en canal de laboratoire ou même numériquement. Cette première partie inclura un article soumis au journal Water Resources Research le 25/09/2019, qui présente les principaux résultats des campagnes de mesure sur la confluence Rhône-Saône et qui sera étayé d'information additionnelles.

Dans une seconde partie, l'étude expérimentale en laboratoire aura pour but d'établir une base de données de référence pour le mélange en confluence, au sein d'un écoulement de référence et dans des conditions contrôlées. La méthode utilisée, innovante et permettant une circulation en circuit fermée, sera mise en avant. Les données de vitesse et de concentration obtenues sont indispensables pour valider les approches numériques et ainsi pouvoir par la suite effectuer des simulations numériques correspondant aux écoulements réels.

Une dernière partie concernera les calculs numériques qui, basés sur les résultats de l'étude expérimentale, permettent d'estimer les caractéristiques d'efficacité du mélange pour une large gamme de paramètres géométriques et hydrodynamiques d'une confluence. Les simulations numériques sont effectuées sur des modèles de confluence à géométrie simplifiée, correspondant (à l'échelle près) à l'écoulement étudié expérimentalement en laboratoire. Les résultats de l'étude numérique doivent permettre à plus long terme une implémentation d'une loi paramétrique de mélange en confluence pour le modèle 1D du bassin du Rhône développé par IRSTEA, Adis-TS.

Enfin, une conclusion générale permettra de synthétiser et de rassembler les différents résultats des trois parties précédentes, afin de répondre aux objectifs et aux questions principales de la thèse.

# Chapitre 2. Mesure de mélange en confluence de rivières

## 2.1. Préambule

La mesure sur le terrain du mélange en confluence de rivières est, dans le cadre de cette thèse, une étape indispensable à la compréhension des processus qui contrôlent le mélange des deux affluents, en conditions réelles. La complexité de l'approche terrain du mélange en confluence réside principalement dans le nombre de paramètres pouvant influencer sur ce mélange (voir Eq 1.3), sans pour autant écarter les difficultés propres aux mesures *in situ* : écoulement de grandes dimensions, navigabilité des rivières, main d'œuvre nécessaire. Malgré tout, l'intérêt scientifique et le gain en terme de connaissances des campagnes de mesure *in situ* supplante les difficultés rencontrées. En effet, à quoi bon mener des études sur le mélange des eaux en confluence si elles ne correspondent pas aux phénomènes réels ? Sans dénigrer aucunement les études numériques ou expérimentales de laboratoire, quel serait leur intérêt si les modèles qu'elles permettent d'élaborer ne sont pas applicables à des confluences de rivières réelles ? Ce second chapitre propose donc une première description du mélange en confluence, via différentes campagnes de mesure sur des confluences de rivière du bassin du Rhône. L'objectif de ces mesures est de pouvoir décrire les caractéristiques du mélange à l'aval des confluences étudiées, de vérifier le type de modélisation adapté à les reproduire, et ainsi de proposer une solution opérationnelle à inclure dans un modèle hydro-sédimentaire comme le modèle 1D du Rhône du Léman à la mer développée par l'OSR avec le code de simulation Adis-TS.

Le choix des sites étudiés a toujours une part arbitraire, et il s'agit ici de justifier ces choix. La thèse étant soutenue financièrement par la région Rhône-Alpes (devenue depuis Auvergne-Rhône-Alpes), les travaux présentés en fin de thèse se devaient de présenter un intérêt pour la région. De plus, l'objectif d'améliorer le modèle hydro-sédimentaire du Rhône incitait à faire les mesures sur une confluence entre le Rhône un de ses affluents. A cela, s'ajoutent les contraintes opérationnelles : accessibilité de la confluence, navigabilité des rivières, adéquation de la confluence avec le protocole de mesure envisagé. Enfin, un critère important de recherche était de documenter une confluence avec un affluent important en termes d'apports sédimentaires au Rhône (Arve, Fier, Saône, Isère, Durance), et en particulier en contexte aménagé : ouvrages au confluent et aménagements hydroélectriques en aval. Par conséquent, deux confluences du Rhône ont été choisies pour, dans un premier temps, tester le protocole de mesure et, dans un deuxième temps, exploiter celui-ci afin d'identifier les processus dominant ce mélange (couche de mélange à l'interface, enroulement due à une différence de quantité de mouvement ou à un fort angle, déstabilisation due à une différence de densité...):

- la confluence Rhône-Saône, située à Lyon. Celle-ci a l'avantage non négligeable de se situer près du lieu de la thèse mais aussi d'être un symbole de l'agglomération lyonnaise, capitale de la région Auvergne-Rhône-Alpes. L'accessibilité et la navigabilité sont garanties, le Rhône et la Saône étant parfaitement intégrés à l'urbanisme local.

- la confluence Rhône-Arve, située à Genève (Suisse). Cette confluence est remarquable par son esthétisme et sa situation géographique urbaine, comparable à la confluence Rhône-Saône. Ce dernier point laissait penser un accès facile au confluent, ce qui s'est avéré être faux (point développé dans le paragraphe 4 de ce chapitre).

Certains choix rédactionnels particuliers ont été faits pour ce chapitre. La partie 2.2 correspond en effet à un article soumis au journal *Water Resources Research* le 25/09/2019, dont je suis le premier auteur. Cet article décrit le protocole de mesure mis en place ainsi que les résultats obtenus pour les campagnes de mesure sur la confluence Rhône-Saône. Suite à cet article, la troisième partie du chapitre donne des informations complémentaires sur les campagnes de mesure Rhône-Saône, qui n'ont pas forcément leur place dans un article scientifique mais ont leur importance dans le déroulé de la thèse. Ensuite la section 4 décrit l'unique campagne de mesure sur la confluence Rhône-Arve, qui n'a malheureusement pas été aussi productive. Enfin, une conclusion de ce chapitre en résumera les principaux résultats, les perspectives envisagées ainsi que l'articulation de ce chapitre avec le reste de la thèse.

## 2.2. Article relatif aux campagnes de mesure Rhône-Saône

Résumé :

Prévoir les processus de mélange, notamment le mélange transverse, à l'aval de confluence de rivières est nécessaire pour modéliser le taux de polluants transporté dans les réseaux hydrographiques mais reste un défi scientifique. En règle générale, les modèles de mélange transversal mis en œuvre dans les modèles hydrodynamiques unidimensionnels largement utilisés dans les applications d'ingénierie fluviale font défaut. Afin d'étudier les processus de mélange se développant à l'aval de confluence de rivière de taille moyenne, trois campagnes de mesure *in situ* à haute résolution sont menées à la confluence Rhône-Saône en France, sur la base de mesures géolocalisées de conductivité électrique et d'hydroacoustique. Diverses situations de mélange sont observées en fonction des conditions hydrologiques. Dans certains cas, les deux flux se mélangent lentement en raison du cisaillement turbulent à leur interface verticale; ceci peut être modélisé par une solution analytique de l'équation advection-diffusion. Dans d'autres cas, les eaux d'un des deux affluents passent sous les eaux de l'autre. Les courants secondaires locaux améliorent le mélange transversal mais pas vertical et le flux reste stratifié verticalement, ce qui peut être omis lors de l'analyse d'images de surface ou satellites. Dans tous les cas, le mélange transversal lent des concentrations moyennées verticalement peut

être prédit de manière analytique et implémenté dans des modèles hydrodynamiques unidimensionnels. Cependant, l'initiation du mélange transversal rapide dû à des courants secondaires reste à mieux comprendre et quantifier.

## **Predicting Transverse Mixing Efficiency Downstream from a River Confluence**

**S. Pouchoulin<sup>1,2</sup>, J. Le Coz<sup>2</sup>, E. Mignot<sup>1</sup> and N. Riviere<sup>1</sup>**

<sup>1</sup>Université de Lyon, INSA Lyon, Ecole Centrale de Lyon, Université Claude Bernard Lyon I, CNRS, Laboratoire de Mécanique des Fluides et d'Acoustique, UMR 5509, 20 avenue Albert Einstein, F-69621, VILLEURBANNE, France

<sup>2</sup>Irstea, UR RiverLy, River Hydraulics, 5 rue de la Doua, 69100, VILLEURBANNE, France

Corresponding authors: Sébastien Pouchoulin ([sebastien.pouchoulin@insa-lyon.fr](mailto:sebastien.pouchoulin@insa-lyon.fr)), Jérôme Le Coz ([jerome.lecoz@irstea.fr](mailto:jerome.lecoz@irstea.fr))

### **Key Points:**

Slow or rapid transverse mixing was observed downstream from a medium-sized river confluence, depending on hydrological conditions

Time scales for shear and density-driven adjustment can be compared for predicting stratification and rapid transverse mixing

Slow transverse mixing can be predicted analytically and implemented in 1-D hydrodynamical models

## **Abstract**

Predicting mixing processes, especially transverse mixing, below river confluences is necessary for assessing and modelling the fate of pollutants transported in river networks, but it is still challenging. Typically, there is a lack of transverse mixing models implemented in 1-D hydrodynamical models widely used in river engineering applications. To investigate the mixing processes developing below a medium-sized river confluence, three high-resolution *in-situ* surveys are conducted at the Rhône-Saône confluence in France, based on geolocated specific conductivity and hydro-acoustic measurements. Contrasting mixing situations are observed depending on hydrological conditions. In some cases, the two flows mix slowly due to turbulent shear at their vertical interface. This can be modeled by an analytical solution of the advection-diffusion equation. In other cases, the waters from one of the two tributaries squeeze under the waters of the other tributary. The induced local circulation enhances transverse mixing but not vertical mixing and the flow remains stratified vertically, which may be missed when surface or satellite images are analyzed. Stratification may be predicted by comparing the time scales for shear and density-driven adjustment. In any case, slow transverse mixing of depth-average concentrations can be predicted analytically and implemented in 1-D hydrodynamical models. However, the initiation of rapid transverse mixing due to local circulation remains to be better understood and quantified.

## **Plain Language Summary**

Predicting how waters mix below river confluences is necessary for assessing and modelling the fate of pollutants transported in river networks, but it is still challenging. Typically, there is a lack of transverse mixing solutions implemented in models widely used in river engineering applications. To investigate the mixing processes developing below a medium-sized river confluence, three high-resolution *in-situ* surveys are conducted at the Rhône-Saône confluence in France. Contrasting slow or rapid mixing situations are observed depending on hydrological conditions. The transverse mixing of depth-average concentrations can be predicted analytically and implemented in 1-D hydrodynamical models. However, the initiation of rapid transverse mixing due to local circulation remains to be better understood and quantified.

## **1. Introduction**

Assessing the dispersion of solutes and suspended particulate matter in rivers is important for predicting the dissemination and mitigation of pollutants downstream of their sources, and hence their sanitary and ecological impacts (Beltaos 1979; Beltaos 1980). The pollutants are mixed through the combined effects of molecular diffusion (usually negligible), turbulent diffusion and advection by secondary current structures (Rutherford 1994). As pollutants are mixed over the flow depth (vertical mixing), over the river width (transverse mixing) and along

the river axis (longitudinal mixing), they spread over larger water volumes and their local concentration decreases. In shallow flows such as rivers and streams, transverse mixing is critical to reach concentration homogeneity throughout the water body (Constantinescu *et al.* 2016). The estimate of transverse mixing allows to predict the length required for the complete mixing of waters downstream from a confluence or a point source, as well as the impact on water intakes located on the river banks, the distribution of fluxes at further bifurcations, *etc.* Here the study focuses on mixing downstream from river confluences.

In river engineering applications, 1-D or 2-D hydrodynamic models are commonly used to predict pollutant fate and dynamics by solving the Shallow Water Equations coupled with the Advection-Diffusion Equation for solutes or suspended particulate matter (e.g. Beltaos and Arora, 1988; Launay *et al.* 2019). One-dimensional models are especially useful for simulations over large river domains (e.g. Launay *et al.*, 2019; El Kadi-Abderrezzak *et al.*, 2015). However, to our best knowledge, in most (if not all) 1-D hydrodynamic models applicable to multi-reach networks, lateral mixing is not represented; instead, only cross-section averaged concentrations are considered and complete mixing is assumed to occur instantaneously at each confluence. This assumption is very unsatisfactory, as complete mixing is known to take tens to hundreds of kilometers after confluences of medium to large rivers (e.g. Rathbun and Rostad, 2004; Lane *et al.*, 2008; Bouchez *et al.* 2010). Adequate formulation and/or calibration of lateral mixing efficiency is paramount to accurately predict the distribution of fluxes at the next bifurcation, or the local concentrations near the banks, for preventing pollution of water intakes for instance. Consequently, calibration and validation of transverse mixing formulas are still needed.

Defining analytical or numerical solutions of the Advection-Diffusion equation is problematic due to the complexity of near-field mixing processes (Moody, 1995). Mixing is due firstly to the shear between the two incoming flows, characterized by turbulent eddies that develop at the mixing layer-scale and which substantially enhance transverse mixing in the near-field below the confluence. In addition to shear-induced mixing, Lane *et al.* (2008) identify helical motion (Bradbrook *et al.*, 2001; Lane *et al.*, 2000) and upwelling motion of one confluent flow above the other (Shakibainia *et al.*, 2010). Both helical and upwelling motions are mainly governed by the geometrical characteristics, especially channel curvature, confluence angle and bed elevation discordance. Clearly, changes in the momentum or density ratio between both inflows, and other hydrologically determined factors also play a role as slow or rapid mixing situations may be observed at the same site for different hydrological conditions, as observed by Lane *et al.* (2008) at the Paraná-Paraguay confluence for instance.

Slow mixing due to the nearly vertical shear layer developing between the two confluent flows can be modelled following well-established solutions of the advection-diffusion equation (Fischer *et al.* 1979; Rutherford 1994), extended by the stream-tube approach developed by Yotsukura and Sayre (1976) and Beltaos (1979). However, experimental calibration of the mixing coefficients and validation of the model have been seldom conducted in situ since the 1980's. To our knowledge, Rathbun and Rostad (2004) have presented the only recently published tracing experiment below the Mississippi-Ohio confluence, with application of the stream-tube model for transverse mixing. However, their survey did not focus on the near-field section below the confluence and the resolution of their current-meter measurements and tracer sampling does not provide a detailed insight on mixing processes throughout the explored cross-sections. Moody (1995) did provide observations of mixing processes in the near-field of the Mississippi and St. Croix confluence but with similar measurement limitations and no application of a mixing model.

On the other hand, many authors have recently investigated the mixing processes below confluences of small (Rhoads and Sukhodolov, 2001), medium (Herrero *et al.*, 2018) to very large (Lane *et al.* 2008; Laraque *et al.*, 2009; Gualtieri *et al.*, 2019) rivers, using modern measurement techniques, especially high-resolution multi-beam echosounders and hydroacoustic velocity profilers. However, no reliable and accurate tracing of the mixing waters is available with high resolution: mixing was assessed either from sky based on spectral response (Umar *et al.* 2017), using low resolution tracer sampling (Bouchez *et al.* 2010) or vertical electrical conductivity profiles (Herrero *et al.*, 2018) over a few locations throughout each cross-section, or based on acoustically-derived suspended load with high spatial resolution but usually large uncertainties and difficult interpretation due to local bed-material re-suspension (Lane *et al.* 2008, Gualtieri *et al.*, 2019). Such research efforts have provided extremely valuable insights on the mixing processes below river confluences and on the typical values of complete mixing lengths. However, their findings were not systematically used to evaluate existing analytical transverse mixing solutions (as done by Rathbun and Rostad 2004 and earlier works by Yotsukura, Beltaos and others in the 1970's-1980's), let alone to develop and improve them.

This paper reports a new evaluation of near-field mixing processes below a confluence and explores the applicability of analytical transverse mixing solutions, which could be implemented in 1-D hydrodynamical models to improve the distribution of solute and suspended particulate matter fluxes throughout complex river networks. This experimental research is based on high resolution field surveys conducted for various hydrological conditions in the near-field of a medium-sized river confluence, the Rhône-Saône confluence in France. A first section summarizes the theory and expression of an analytical transverse mixing model applicable to river confluences. The second section presents the experimental site and measurement techniques. The third section presents the observations of velocity, concentration

and mixing. The fourth section then analyses these results in light of the model, and provides corresponding values of the mixing coefficients. A discussion section finally analyzes the causes of rapid mixing, its prediction and associated stratification effects, and the potential for improving sediment and pollutant predictions in 1-D hydrodynamical models.

## 2. Analytical solutions for transverse mixing: application to river confluences

### 2.1. 2D mixing equation and transverse mixing coefficient

The study focuses on the mixing of two rivers merging at a confluence. The characteristics of the two incoming rivers, both in terms of discharge and passive scalar concentrations, evolve with a characteristic time scale of several hours, typically. The flow is thus considered as steady and longitudinal dispersion effects are negligible, as opposed to the case of sudden releases such as accidental pollutions. The two incoming rivers are assumed to have homogeneous concentrations. Considering that they flow side by side as they join in the confluence – this assumption will be discussed in the following sections – no vertical diffusion is considered. The study thus simplifies as a two-dimensional case, along the longitudinal (noted  $x$ ) and transverse (noted  $y$ ) directions, with two flows of homogeneous concentration set in contact through a vertical boundary, the effect of secondary currents being neglected. In such a case, the depth-averaged turbulent advection-diffusion equation of a passive scalar within the flow reads (Fisher *et al.*, 1979; Rutherford 1994):

$$\frac{\partial(U_x hc)}{\partial x} + \frac{\partial(U_y hc)}{\partial y} = \frac{\partial(h \varepsilon_y \frac{\partial c}{\partial y})}{\partial y} \quad (1)$$

where  $x$  is the longitudinal streamwise direction (with  $x = 0$  at the upstream boundary condition),  $y$  is the transverse direction,  $U_x$  and  $U_y$  are the time and vertical averaged velocity components in the two directions  $x$  and  $y$ , respectively,  $h$  is the water depth,  $c$  is the passive scalar concentration per volume whose unit depends on the passive scalar considered,  $\varepsilon_y$  is the transverse mixing coefficient [ $\text{m}^2/\text{s}$ ] that accounts for the depth-averaged transverse turbulent diffusion and convective dispersion (Yotsukura and Sayre 1976; Rutherford 1994). Considering a uniform flow, *i.e.* steady and fully developed, then  $U_y=0$ . Moreover, assuming that  $h$ ,  $U_x$  and  $\varepsilon_y$  experiment negligible spatial variations within the flow and simplifying the notation  $U=U_x$ , Eq.(1) finally reads:

$$U \frac{\partial c}{\partial x} = \varepsilon_y \frac{\partial^2 c}{\partial y^2} \quad (2)$$

This equation predicts the mixing – namely the spatial evolution of any passive scalar concentration – in flows fulfilling the above assumptions. It involves the mean flow velocity  $U$  and the transverse mixing coefficient  $\varepsilon_y$ . The latter mainly depends on the flow turbulence and geometry (Rutherford, 1994; Gualtieri and Mucherino 2007).

## 2.2. Analytical solutions providing the concentration field

Analytical solutions of Eq.(2) exist for several cases of pollutant release (some of them differ from confluence configurations), in a uniform flow.

For a vertical line source, located at  $x = x_0$  and  $y = y_0$  in an unbounded flow (denoted with index 0, that is, without action of banks), the solution reads (Fisher *et al.*, 1979; Rutherford 1994):

$$c_0(x, y) = \frac{m}{h\sqrt{4\pi\varepsilon_y(x-x_0)U}} \exp\left(-\frac{U(y-y_0)^2}{4\varepsilon_y(x-x_0)}\right) \quad (3)$$

where  $m$  is the upstream pollutant flow rate, the unit of which should be in agreement with the unit of the considered concentration  $c$ .

For a similar vertical line source, but in a prismatic, rectangular channel flow, *i.e.* bounded by vertical banks located at  $y=0$  and  $y=b$ , the solution reads (Fisher 1979; Rutherford 1994):

$$c(x, y) = c_0(x, y) + c_0(x, -y) + \frac{m}{h\sqrt{4\pi\varepsilon_y(x-x_0)U}} \sum_{n=1}^N \exp\left(-\frac{U(2nb \pm y \pm y_0)^2}{4\varepsilon_y(x-x_0)}\right) \quad (4)$$

where the summation operator originates from the method used to account for the presence of banks through the action of  $(N + 1)$  fictitious pollutant sources located outside the watercourse (in  $y < 0$  and  $y > b$ ) and where  $c_0(x, y)$  is given by Eq. 3. Practically,  $N$  is chosen high enough to have a negligible influence on the results, usually through a convergence study.

Nevertheless, a uniform pollutant surface source, occupying a given part of the flow cross-section, is more representative of the present problem. Indeed, considering that the two incoming rivers merge to form a uniform flow in a prismatic rectangular channel, this surface source is the area occupied by the water originating from the polluted tributary, at the confluence cross-section. Rutherford (1994, p. 117-119; paying attention to the wrong sign in his Eq. 3.26 p. 118) provides the analytical solution for the local concentration in this configuration. The effect of the surface source located at  $x=x_0$ , and occupying the  $y_0 < y < y_0 + L$  part of the cross-section, is obtained through a linear, continuous sum of the effect of line sources distributed side by side from  $y=y_0$  to  $y=y_0+L$ . Considering that in a uniform incoming tributary flow, with a uniform concentration  $c_{trib}$ , the mass flow rate of scalar is simply  $m=c_{trib}.L.U.h$ , the surface source solution reads:

$$c_0(x, y) = L \times c_{trib} \sqrt{\frac{U}{4\pi\varepsilon_y(x-x_0)}} \int_{y_0}^{y_0+L} \frac{1}{L} \exp\left(-\frac{U(y-y_0)^2}{4\varepsilon_y(x-x_0)}\right) dy \quad (5)$$

which is the general equation for transverse mixing in an unbounded flow with a surface source of pollution. The integral between  $y_0$  and  $(y_0+L)$ , which is not present in the case of a vertical line source (Eq.3) represents this surface source. Taking into account the effects of the banks leads to the following equation:

$$c(x, y) = c_0(x, y) + c_0(x, -y) + c_{trib} \sqrt{\frac{U}{4\pi\epsilon_y(x-x_0)}} \sum_{n=1}^N \int_{y_0}^{y_0+L} \exp\left(-\frac{U(2nb \pm y \pm y_0)^2}{4\epsilon_y(x-x_0)}\right) dy \quad (6)$$

Still, the assumption of a constant channel width  $b$  and negligible transverse velocities is seldom verified in natural rivers and streams. It is then more convenient to apply the stream tube model developed by Yotsukura and Cobb (1972) where transverse positions are expressed in discharges instead of widths. The channel subsection width  $\Delta y$  is thus replaced by the discharge it conveys,  $\Delta Q$ . Similarly, the width of the surface source is given by the ratio of the tributary to total discharge:  $L = b \cdot Q_{trib} / (Q_{main} + Q_{trib})$  where  $Q_{main}$  and  $Q_{trib}$  are the discharge of the main and tributary channels, respectively. The cumulative discharge  $q_c$ , *i.e.* the discharge from the bank to a given transverse location  $y$ , is defined as  $q_c = U \cdot h \cdot y$ . Thus,  $L = Q_{trib} / (U \cdot h)$  and  $b = (Q_{trib} + Q_{main}) / (U \cdot h)$ . Eq. 5 and Eq. 6 finally read in this alternative way:

$$c_0(x, q_c) = c_{trib} \cdot \sqrt{\frac{U}{4\pi\epsilon_y(x-x_0)}} \int_{q_{c0}}^{q_{c0}+Q_{trib}} \exp\left(-\frac{(q_c - q_{c0})^2}{4Uh^2\epsilon_y(x-x_0)}\right) dq_c \quad (7)$$

$$c(x, q_c) = c_0(x, q_c) + c_0(x, -q_c) + c_{trib} \cdot \sqrt{\frac{U}{4\pi\epsilon_y(x-x_0)}} \sum_{n=1}^N \int_{q_{c0}}^{q_{c0}+Q_{trib}} \exp\left(-\frac{(2n(Q_{trib}+Q_{main}) \pm q_c \pm q_{c0})^2}{4Uh^2\epsilon_y(x-x_0)}\right) dq_c \quad (8)$$

with  $q_{c0}$  the cumulative discharge included between one bank ( $y=0$ ) and  $y_0$ .

When  $x \rightarrow \infty$ , the concentration asymptotically tends to its equilibrium uniform value  $c_u$ , *i.e.* obtained when the two confluent flows are perfectly mixed:

$$c_u = \frac{c_{trib}Q_{trib} + c_{main}Q_{main}}{Q_{trib} + Q_{main}} \quad (9)$$

As indicated by the exponential term of Eq.(8), the higher the transverse mixing coefficient  $\epsilon_y$  is, the shorter the distance  $x$  to reach the concentration  $c_u$ . Equations (7) and (8) are also presented by Yotsukura and Cobb (1972) and Rathbun and Rostad (2004), even if some terms are missing in the latter paper's equation 18. Another way to write these equations is to use the *erf* function, as described in Appendix.

In the case of the confluence of two rivers, the source of pollution starts at  $y_0=0$  (at the bank of the tributary) where  $q_{c0}=0$ . Moreover, in our case, the concentration  $c$  is non-dimensional and equals  $c_{trib}=1$  in the tributary and  $c_{main}=0$  in the main channel. Thus, equations (7), (8) and (9) can be simplified as follows:

$$c_0(x, q_c) = \sqrt{\frac{U}{4\pi\epsilon_y(x-x_0)}} \int_0^{Q_{trib}} \exp\left(-\frac{q_c^2}{4Uh^2\epsilon_y(x-x_0)}\right) dq_c \quad (10)$$

$$c(x, q_c) = c_0(x, q_c) + c_0(x, -q_c) + \sqrt{\frac{U}{4\pi\epsilon_y(x-x_0)}} \sum_{n=1}^N \int_0^{Q_{trib}} \exp\left(-\frac{(2n(Q_{trib}+Q_{main}) \pm q_c)^2}{4Uh^2\epsilon_y(x-x_0)}\right) dq_c \quad (11)$$

$$c_u = \frac{Q_{trib}}{Q_{trib} + Q_{main}} \quad (12)$$

The cumulative discharge  $q_c$  is here assumed to depend only on the transverse distance  $y$ :  $q_c=U.h.y$ . Here the choice has been made to calculate the model from Eq (6), *i.e.* using transverse distance  $y$ . The results are nevertheless presented in cumulative discharge, which is more easily understandable, thanks to the relation  $q_c=U.h.y$ .

Note finally that for confluences, the longitudinal location of the source of pollution  $x_0$  does not necessarily coincide with the upstream cross-section of the confluence  $x=0$ . Such a virtual origin is classically used in the description of mixing layers downstream of splitter plates, with either positive or negative values reported (*e.g.* Mehta, 1991).

### 2.3. Length for complete mixing $L_m$

The transverse mixing coefficient  $\varepsilon_y$  value is an indicator of the mixing efficiency. However, the efficiency can also be quantified through the so-called length for complete mixing:  $L_m$ . This is the distance required for the flow to recover a uniform concentration, which can be scaled to a characteristic flow length, usually the downstream branch width (Fischer *et al.*,1979; Rutherford 1994). However, the asymptotic term in Eq.(6) suggests that  $c_u$  can never be reached perfectly. Hence,  $L_m$  is usually defined for a "sufficient mixing". The criterion widely used for that is the so-called "5% criterion" proposed by Fischer *et al.* (1979) or Rutherford (1994) and used for confluence flows by Gaudet and Roy (1995). Mixing is considered complete when all the concentration data measured in a cross-section located at a distance  $L_m$  downstream of the confluence are included within the  $[0.95c_u ; 1.05c_u]$  interval, *i.e.* local concentrations do not deviate by more than  $\pm 5\%$  from the cross-section average concentration. The length for complete mixing  $L_m$  is then linked to the transverse mixing coefficient  $\varepsilon_y$  (Fisher 1979):

$$\frac{L_m}{b} = \alpha \frac{Ub}{\varepsilon_y} \quad (13)$$

where  $\alpha$  is a coefficient depending on the geometry (line source, surface source, *etc.*) and position of the source within the upstream cross-section. The way to derive  $\alpha$ , far more complex for a surface source than for a line source, was described by Rutherford (1994) and is detailed in Appendix.

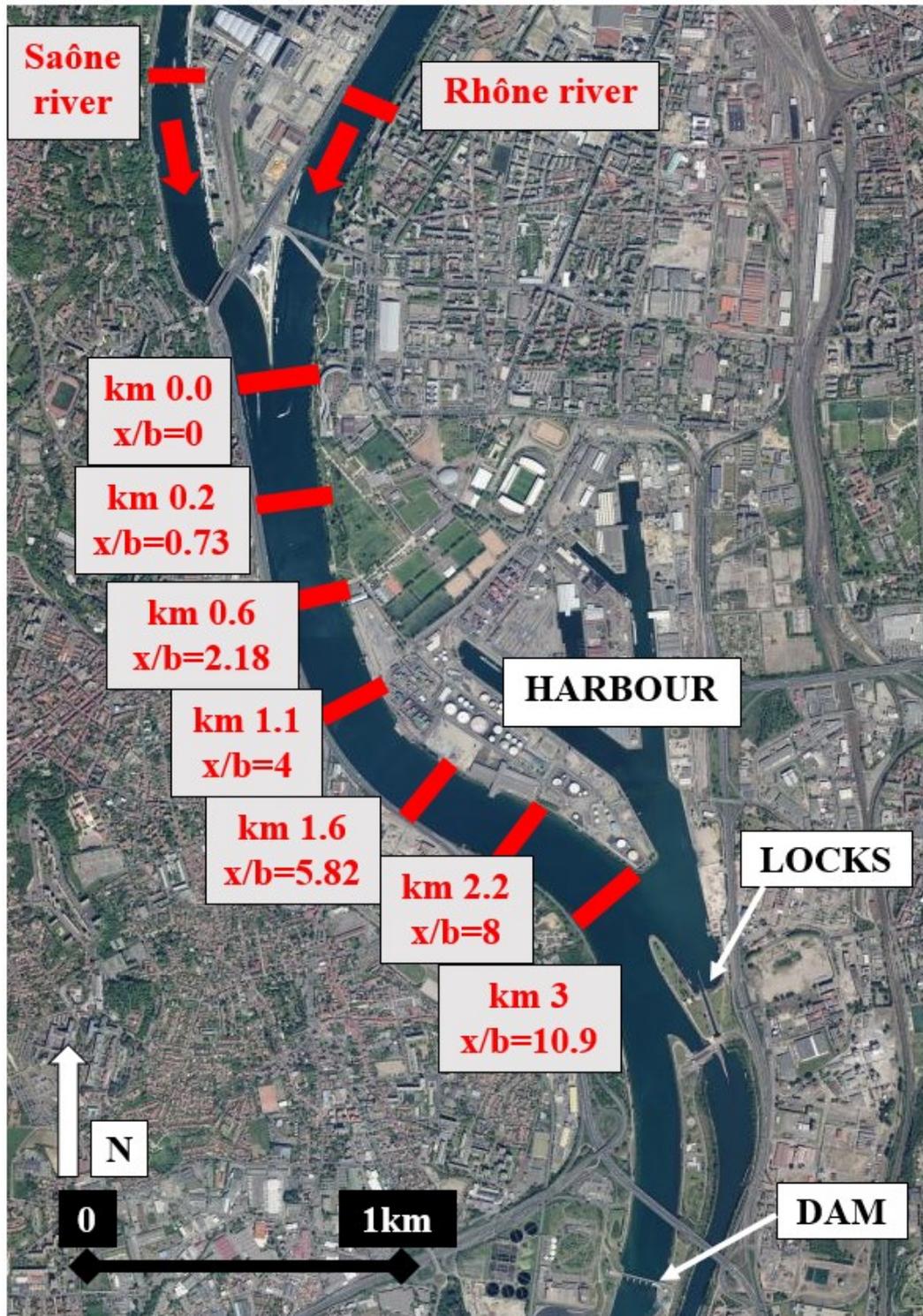
Eqs. 10-11 form the 1D model available to compute the mixing downstream of a confluence, with two alternative indicators of the mixing efficiency,  $L_m$  and  $\varepsilon_y$  linked by Eq. 13. The next section details the field experiments devoted to test this model.

### **3. Field experiments: confluence site, measurement techniques and selected events**

#### **3.1. The Rhône-Saône confluence**

The confluence between the Rhône and Saône Rivers is located in the inner city of Lyon, France (Figure 1). The Saône River is the main tributary of the Rhône River by mean discharge, with a length of 480 kilometers from its source in the Jura Mountains to Lyon. The Rhône River takes its source in the Swiss Alps, crosses Lake Geneva, then goes from the French Alps to Lyon, the location of the present study; downstream, it finally flows into the Mediterranean Sea through a delta. Upstream of the confluence, the Saône River has a width of about 140 meters and a mean depth of about 7 meters. The upper Rhône is about 180 meters wide with a mean depth of about 10 meters. The banks of the two rivers are artificialized upstream and downstream of the confluence. A longitudinal, concrete made spur separates the two rivers in the last hundreds of meters. The actual beginning of the confluence and thus the kilometer 0 of our study is defined as the location where this spur becomes submerged below the free surface; the submerged spur continues further downstream and is extended by drowned piers. At the apex of the confluence, three additional, emerging, concrete piers are settled on the spur for fluvial navigation. Right upstream of the apex of the confluence, there was a dam on the Saône River until its decommission in 1966. Some foundations remain on the bottom on the river, inducing bed discordance between the Saône and the Rhône rivers at the confluence. The bed of the Saône River is about 5 meters above that of the Rhône River.

The Lyon fluvial harbor located at kilometer 3.0 is the downstream limit of the studied domain. No measurement is done downstream of its entrance because i) this harbor may release some water with different electrical conductivity in the Rhône River and ii) right after the harbor, a hydro-electrical facility including a dam, a plant, navigational locks and a canal (cf. Figure 1) divides the flow in two parts. The Rhône River reach between the confluence and the fluvial harbor is approximately 275 m wide and 9 m deep, on average.



**Figure 1.** Surface view of the Rhône-Saône confluence in Lyon, France. Measured cross-sections are named by their distances from the confluence ( $x$ , in kilometers) and their corresponding non-dimensional distances ( $x/b$  with  $b$  the mean downstream channel width). Source of background image: [geoportail.fr](http://geoportail.fr)

### 3.2. Field measurement techniques and procedures

Electrical conductivity is a suitable tracer of the mixing processes downstream of the confluence of the Rhône and Saône Rivers. Firstly, as the two river catchments have contrasting geological and land use conditions, their waters naturally show a noticeable difference of electrical conductivity. No injection of additional tracer is thus required, simplifying both ecological and regulatory considerations. Secondly, electrical conductivity is a conservative parameter (Gaspar, 1987) thus allowing identifying the mixing coefficient directly from its value within the range of the two upstream rivers. Last, electrical conductivity can be continuously recorded *in situ* using conventional CTD loggers, as already done by Moody (1995) for instance. However, electrical conductivity is expressed as a specific conductance for a given reference temperature (here 25°C), hence requiring concurrent temperature measurements for correction.

The measurements were conducted by four operators in an inflatable dinghy equipped with a 50hp Yamaha thermic engine. A combination of three on-board measurement techniques – a Lowrance Hook1 echo sounder, a Teledyne RDI 1200kHz RioGrande ADCP and a Leica GPS connected to the Orpheon network, providing a centimetric precision on the GPS position – jointly provides bathymetry profiles and velocity fields from the near bed to the near surface elevation. The suspended particulate matter (SPM) concentration is measured from water samples taken near the surface of each tributary for each survey. SPM concentration is also recorded in each tributary at turbidity stations operated by the Rhône sediment observatory (Poulier *et al.*, 2019). Variations in discharge and SPM concentration recorded at the stations during each experiments are negligible.

Four Leveline CTD probes from Aquaread are used to measure the electrical conductivity. Each probe records, with a maximum data acquisition frequency of 1Hz, the electrical conductivity, temperature and static pressure, the latter giving the depth of immersion of the probe. These probes record up to 500 000 data. According to manufacturer's specifications, the probes have a 1% accuracy on the electrical conductivity measurements, but uncertainties linked to the calibration of the probes raise this accuracy to about 5%. The four probes are fixed every one meter along a Dacron fishing line and a 3kg sounding weight is attached at the end of the line. The measurement strategy consists of exploring several cross-sections of the Rhône River downstream of the confluence through successive crossings with the line attached to the boat and various immersion depths. As the probes line extends over four meters only, several crossings are necessary to cover the whole depth in the cross-section. In order to avoid any collision with the river bed or obstacles, the heights of the probes above the river bed are visually controlled using the real-time display of the echo sounder: for the deepest crossing, an

operator permanently adjusts the length of the line to follow the bottom as close as possible. The location of the probes can be known at each time step, thanks to the GPS and the pressure sensor of each CTD probe. This assumption can be discussed because the GPS is on the boat whereas the probes are not exactly straight below the boat, since i) the flow pushes the line downstream and ii) the boat is moving from one bank to another, so the line is actually located slightly behind the boat, due to inertia and drag. Besides, the angle between the vertical direction and the line is not constant: it depends on the distance from the bank and the length of line deployed in the river. The synchronization between the clocks of the probes and the clocks of the GPS and ADCP is done in post-processing.

The Leveline CTD probes record at a frequency of 1Hz for the duration of the experiment, which lasts for about 6 hours. During the crossings, the boat has neither a perfectly constant speed nor an exactly straight trajectory. Consequently, the electrical conductivity measurements are not regularly spaced throughout a cross-section. In post-processing, the electrical conductivity is interpolated linearly between the points of measurements, in each cross-section. For a given event (campaign), CTD probes measure the electrical conductivity and the ADCP measures the velocities in different cross-sections: the two upstream cross-sections (in the Saône River and in the upstream Rhône River) for the discharges and electrical conductivities of both inflows and at least five cross-sections downstream from the confluence, at the locations depicted in Fig. 1. This provides the general hydraulic characteristics of each event detailed in the next section.

### 3.3. Description of the field surveys

Three experimental campaigns are performed on the Rhône-Saône confluence during the year 2018, which are referenced by their dates: March 8<sup>th</sup>, May 17<sup>th</sup> and October 9<sup>th</sup>. They are characterized by quite different hydraulic conditions detailed in Table 1. March 8<sup>th</sup> event follows a discharge increase due to snowmelt, which explains the low water temperatures. The hydraulic conditions for May 17<sup>th</sup> are typical of the end of spring for this confluence, with discharges coming from the Saône and Rhône Rivers with about the same magnitudes. The last experiment is typical of a drought, which from previous records appear about once a year.

	Date of the event	2018-03-08	2018-05-17	2018-10-09
Rhône River (main inflow)	Temperature $T_{main}$ [°C]	7.2	14.0	18.3
	Conductivity $c_{main}$ [μS/cm]	560	475	480
	SPM concentration [g/L]	0.009	0.014	0.000
	Mass density $\rho_{main}$ [kg/m <sup>3</sup> ]	999.9	999.4	998.7
	Wetted area [m <sup>2</sup> ]	1628	1643	1564
	Discharge $Q_{main}$ [m <sup>3</sup> /s]	904	855	164
	Mean velocity $U_{main}$ [m/s]	0.555	0.520	0.105
Saône River (tributary)	Temperature $T_{trib}$ [°C]	5.8	16.5	18.0
	Conductivity $c_{trib}$ [μS/cm]	680	740	980
	SPM concentration [g/L]	0.024	0.023	0.000
	Mass density $\rho_{trib}$ [kg/m <sup>3</sup> ]	1000.0	999.0	998.8
	Wetted area [m <sup>2</sup> ]	834	860	869
	Discharge $Q_{trib}$ [m <sup>3</sup> /s]	694	768	92
	Mean velocity $U_{trib}$ [m/s]	0.833	0.893	0.106
Confluence (downstream reach)	<b>Mean velocity <math>U</math> [m/s]</b>	<b>0.601</b>	<b>0.627</b>	<b>0.096</b>
	<b>Width <math>b</math> [m]</b>	<b>274</b>	<b>275</b>	<b>270</b>
	<b>Depth <math>h</math> [m]</b>	<b>9.23</b>	<b>9.01</b>	<b>9.39</b>
	<b>Momentum ratio <math>M^*</math></b>	<b>1.15</b>	<b>1.54</b>	<b>0.56</b>
	<b>Dimensionless shear <math>\lambda</math></b>	<b>0.200</b>	<b>0.264</b>	<b>0.003</b>
	<b>Relative mass density difference <math>\Delta\rho^*</math></b>	<b>-6.21E-05</b>	<b>3.18E-04</b>	<b>-4.69E-05</b>
	<b>Velocity Ratio <math>VR = U_{trib}/U_{main}</math></b>	<b>1.50</b>	<b>1.72</b>	<b>1.01</b>
	<b>Richardson Number <math>Ri</math></b>	<b>0.016</b>	<b>0.072</b>	<b>0.469</b>
	<b>Shear to gravitational time scale ratio <math>\gamma</math></b>	<b>1.3</b>	<b>2.2</b>	<b>330</b>

**Table 1.** Experimental conditions for the three surveys on the Rhône-Saône confluence

For all the experiments, the electrical conductivity of the Saône River is the highest. The difference with the Rhône River is always higher than  $100 \mu\text{S}/\text{cm}$ , ensuring a sufficient contrast between the two waters. Moreover, the temperature difference does not exceed  $2.5^\circ\text{C}$ , which is the maximum accepted difference to avoid any effect due to the temperature inertia of the CTD probes. The water density is calculated from the SPM concentration and the water temperature of each tributary. For October 9<sup>th</sup> experiments, the SPM concentration was too low to be detected; it is neglected, in agreement with the fact that at this time, the rivers were in a period of very low water. The water depth remains constant on this site whatever the discharge, due to the presence of a dam 4 km downstream of the confluence (cf. Figure 1). The aspect ratio  $b/h$  downstream of the confluence is thus a constant for the three surveys. The connection between these general hydraulic characteristics and the river mixing processes is detailed in section 5.

#### 4. Results

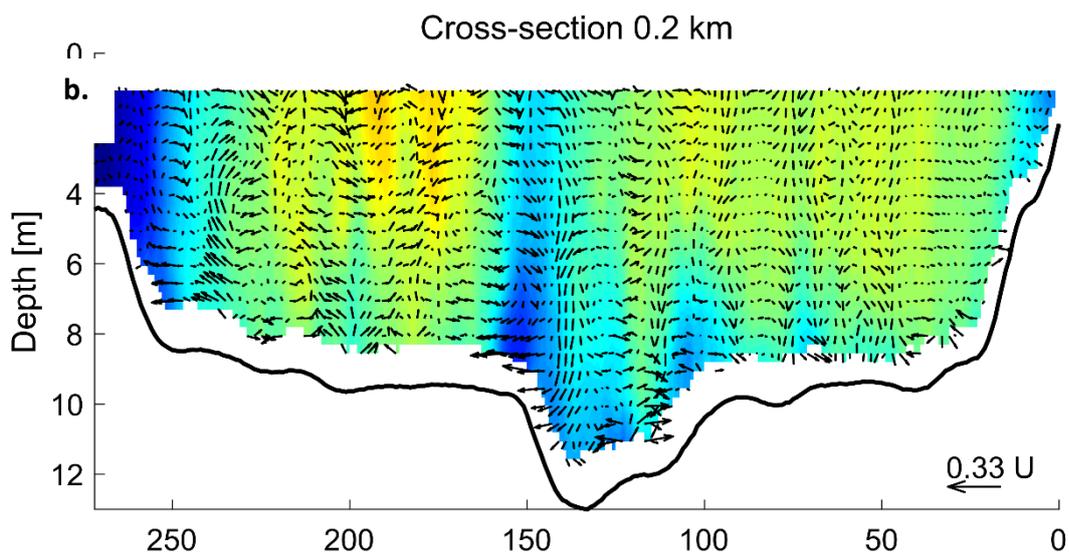
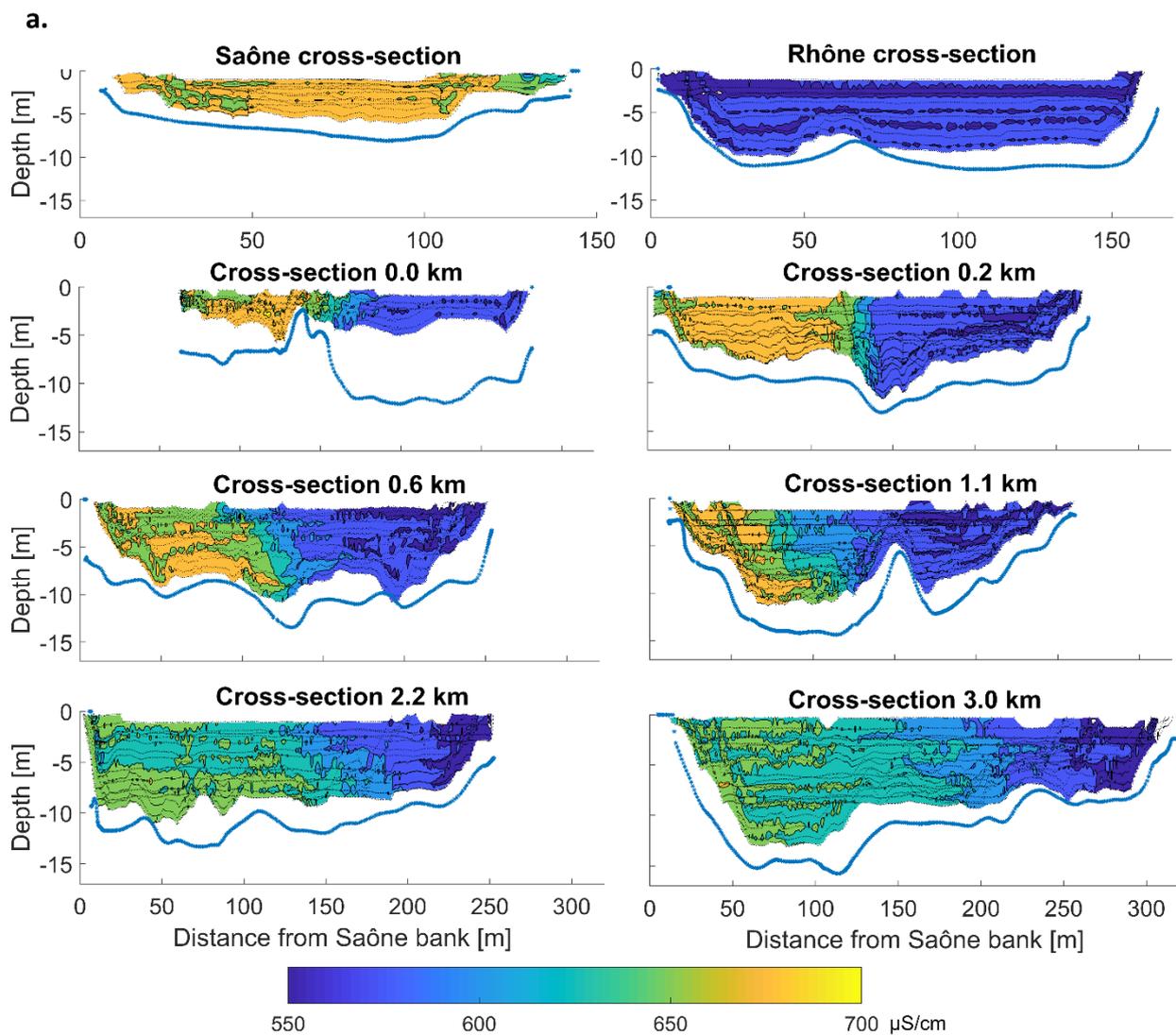
Figures 2a, 3a and 4a present the results of electrical conductivity measurements in the successive cross-sections upstream and downstream from the confluence, for the experiments of March 8<sup>th</sup>, May 17<sup>th</sup> and October 9<sup>th</sup>, respectively. The figures orientation is as if the reader is looking upstream (left bank on the right). The yellow/orange zone, initially on the left part of the graphs, corresponds to the water coming from the Saône River, which has a higher electrical conductivity, whereas the blue zone, initially on the right part of the graphs, corresponds to the water coming from the Rhône River. The measurement uncertainty explains the vertical variations observed in the upstream cross-sections. Moreover, on the left bank of the Saône River, a small harbor releases some water with different conductivity. The white color corresponds to zones unreachable with the conductivity probes: between 0 and 0.5 m deep and very close to the river bed. Quite distinct behaviors appear between the three surveys.

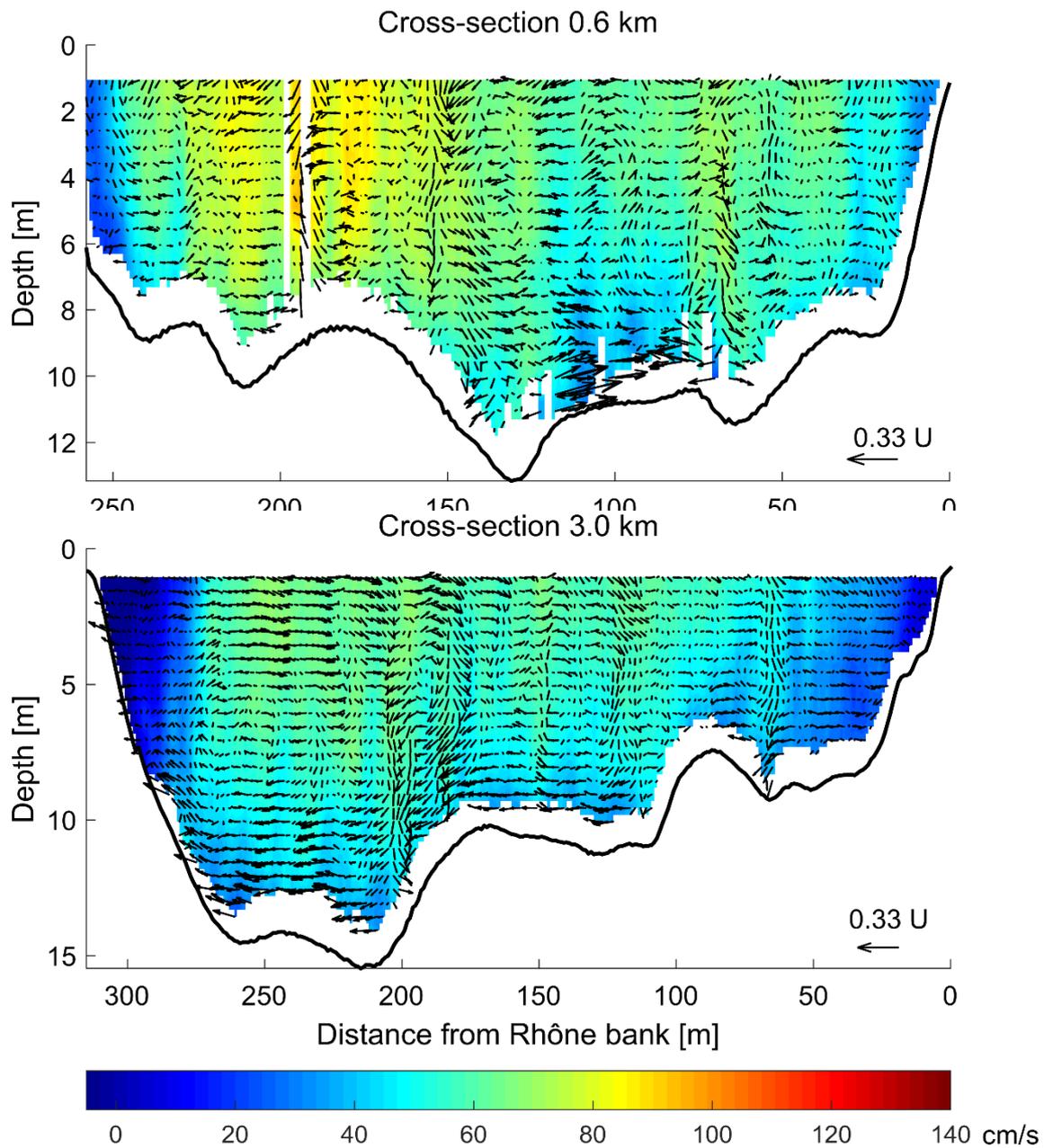
For March 8<sup>th</sup>, the mixing is mainly transverse: the electrical conductivity of the water is quasi homogeneous along the vertical axis. Waters originating from the two tributaries are separated by a green zone of conductivity gradient – a mixing layer – that is vertical too (Fig. 2a). This is consistent with the velocity field in the various cross-sections (Fig. 2b): transverse velocity components are quite weak ( $<0.3U$ ), compared to the average downstream reach velocity  $U$ . Secondary currents appear to be connected to the bed forms and no large scale helical motion is observed. Thus, as expected for transverse mixing alone, the longer the distance from the confluence is, the wider the zone of concentration gradient is and the more the mixing is achieved.

The May 17<sup>th</sup> case is quite similar. The mixing interface is slightly inclined (Fig. 3a) consistently with the velocity field. Indeed, a slow helical motion is observed, in the clockwise direction on Fig. 3b. The water coming from the Rhône River, which is colder and thus heavier, tends to pass below the warmer water coming from the Saône River. The combination of both the relative density difference (presented in Table 1, which is the largest compared to the two other surveys) and a relatively high discharge could explain this orientation of the mixing layer. For the March survey, the total discharge is quite similar but the relative density difference is low, so the mixing layer remains vertical.

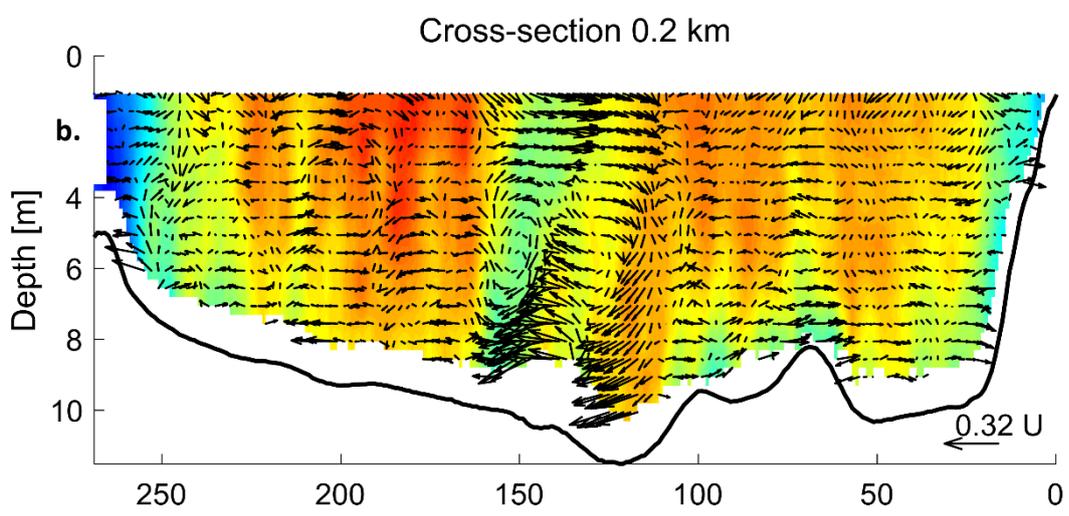
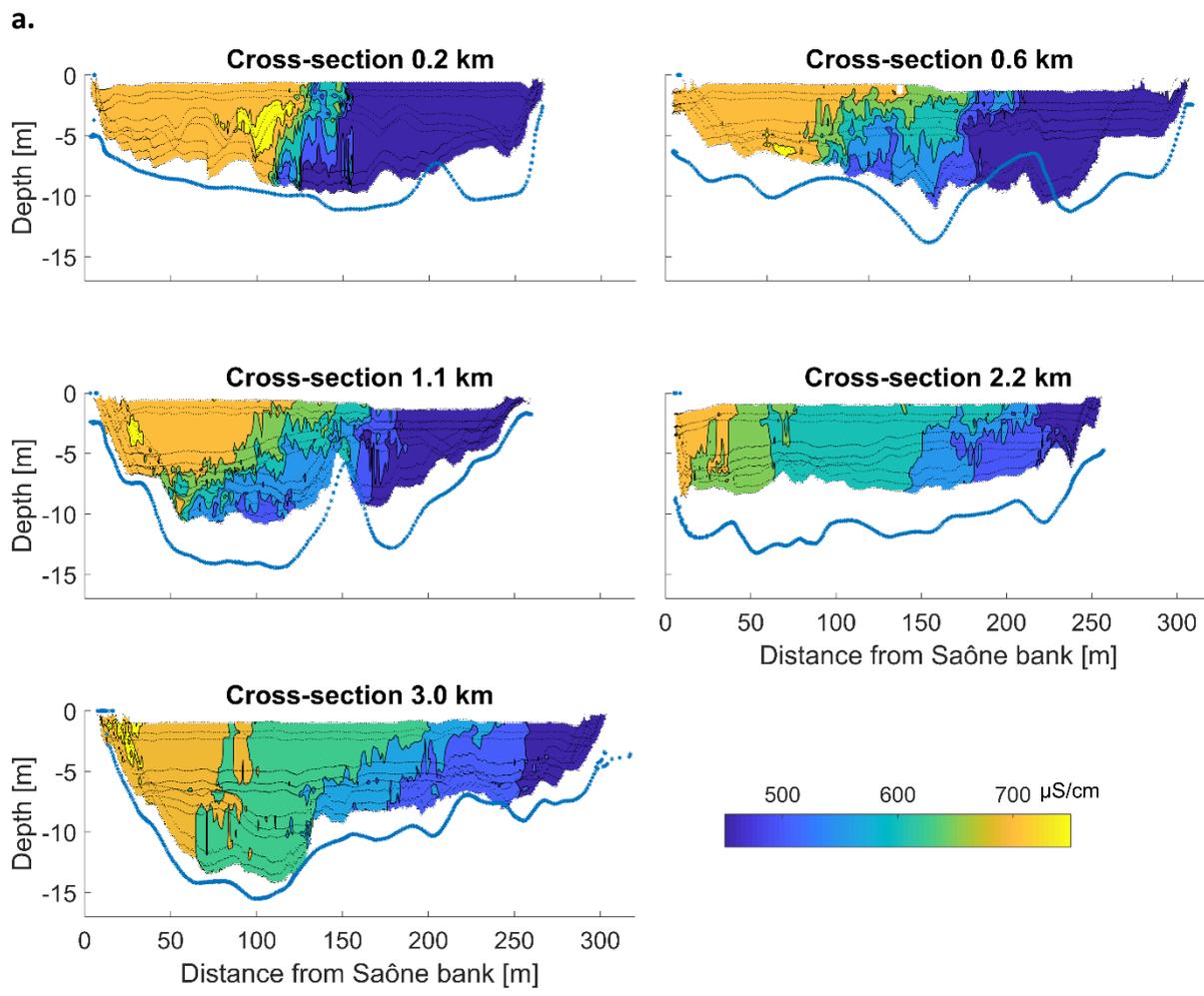
Finally, the behavior for the October 9<sup>th</sup> event is quite different from the two others, as it is characterized by a strong stratification. Indeed, the mixing interface (Fig. 4a) is almost horizontal from the first downstream cross-section investigated (0.2 km). Water originating from the Saône River passes below the water coming from the Rhône River. This is consistent with the measured temperature difference: in this case, the Saône water is the coolest and the heaviest. This is also consistent with the velocity field: a strong, anticlockwise, helical motion is observed right after the confluence on Fig. 4b at cross-section located at 0.2 km (top graph). Transverse velocities are of the same order of magnitude as  $U$ : this means that a gyre could be achieved after about one channel width, consistently with the stratification achieved between cross-sections 0.2 and 0.6 km. This helical motion quickly weakens as the stratification is achieved (Fig. 4b).

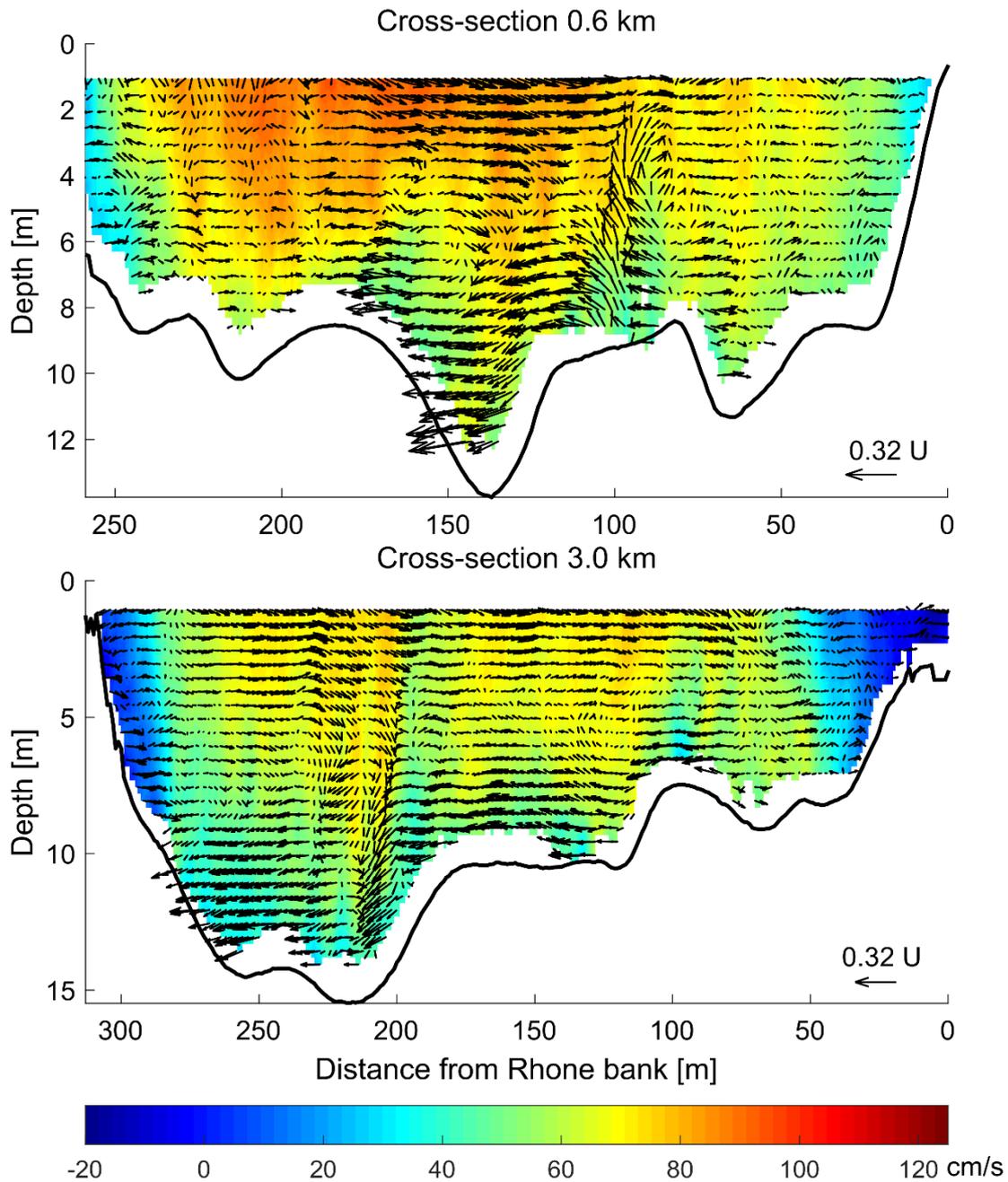
To summarize, the different mixing processes reported for these three field surveys appear to be governed by the differences in mass density between both tributaries: if this difference is large enough, the coolest (and heaviest) flow passes below the other one. This generates a helical motion and enhances the mixing efficiency in the transverse direction. Next section is devoted to the application of the 1D diffusion model to these three different flow cases.



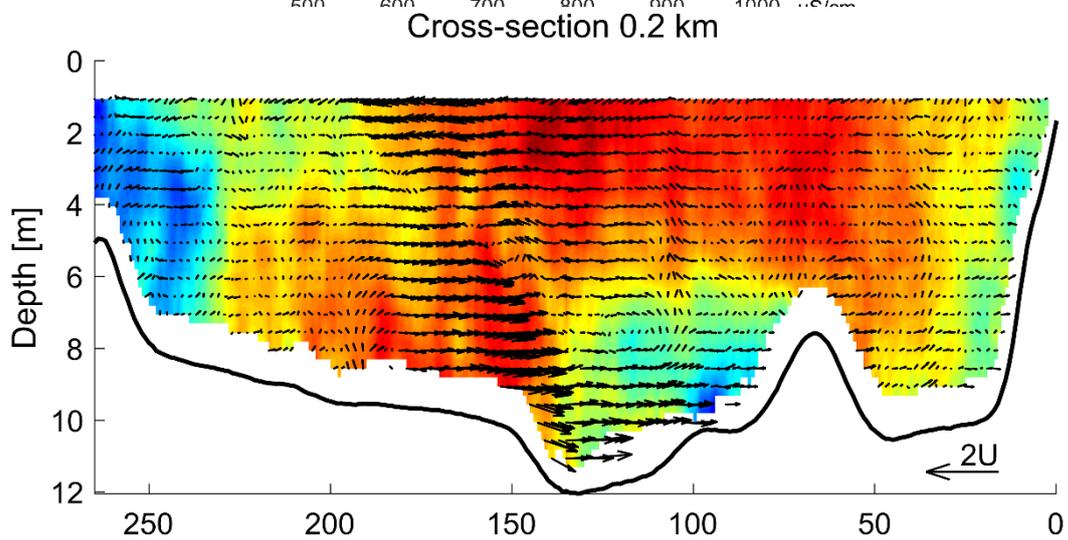
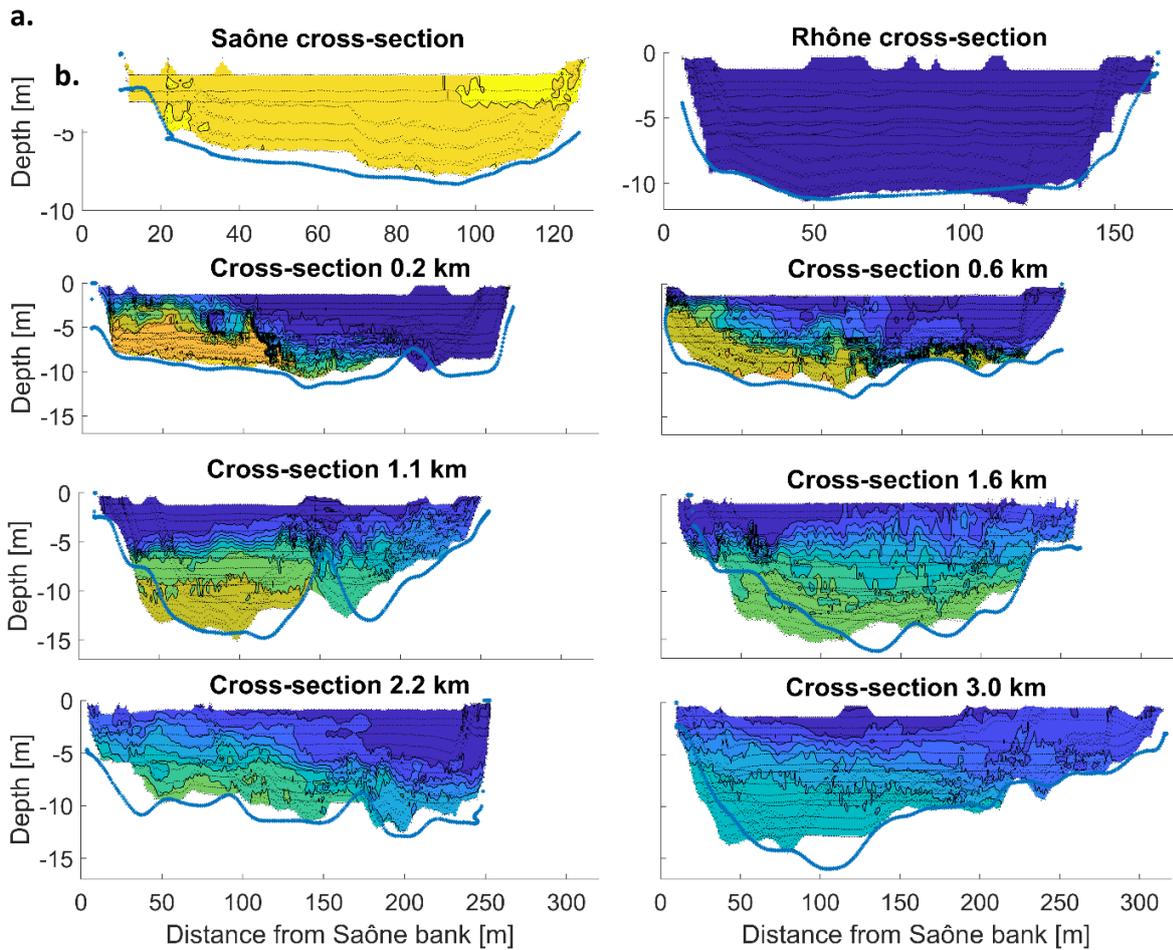


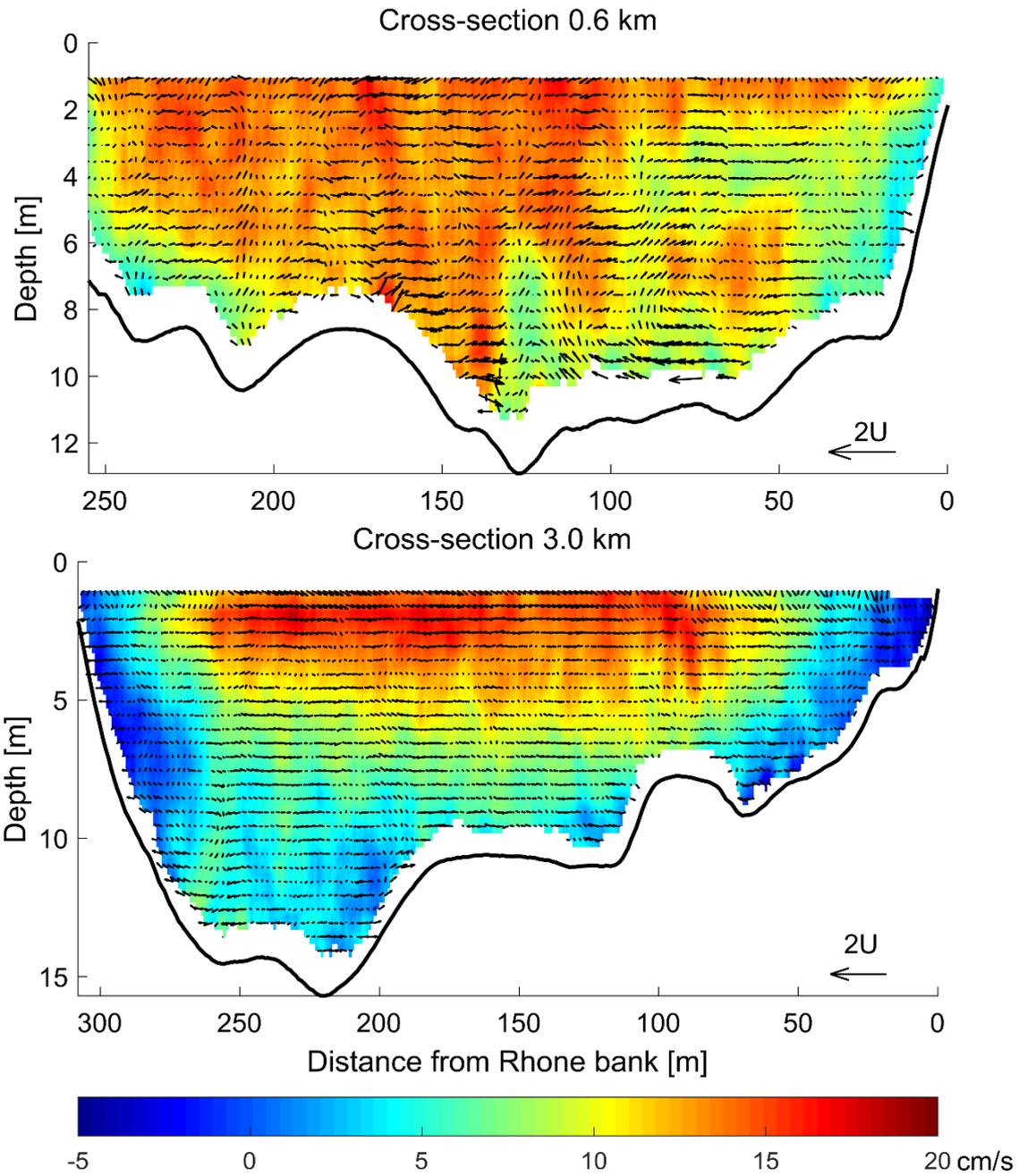
**Figure 2.** Measurements at various cross-sections upstream and downstream of the Rhône-Saône confluence on March 8<sup>th</sup>: (a) Conductivity contours. The blue and black dots represent the river bed and the measurement points, respectively; (b) Streamwise velocity with secondary flow vectors.





**Figure 3.** Measurements at various cross-sections downstream of the Rhône-Saône confluence on May 17<sup>th</sup>: (a) Conductivity contours; (b) Streamwise velocity with secondary flow vectors. No measurements were done on upstream cross-sections during this survey.





**Figure 4.** Measurements at various cross-sections upstream and downstream of the Rhône-Saône confluence on October 9<sup>th</sup>: (a) Conductivity contours; (b) Streamwise velocity with secondary flow vectors.

## 5. Application of the analytical model to the field cases

### 5.1. Adequacy of the model assumptions

This first section discusses whether the natural flows under investigation fulfill the assumptions behind Eqs.(10-11-12). Considering the time scale associated with the river hydrological regime, the discharges are considered constant enough during an event to assume a steady flow, so that longitudinal dispersion can be neglected. Considering the concentration homogeneity along the vertical direction, this condition is fairly fulfilled for March and May events (cf. Figs. 2a and 3a). Thus, the conductivity data can be depth-averaged to get transverse profiles, and further estimate the transverse mixing coefficient. The time-averaged velocity is considered to be purely longitudinal. The mean velocity value is derived from the ADCP data:  $U = \frac{Q_{RS}}{S}$  with  $Q_{RS}$  and  $S$  the discharge and wetted area of the flow downstream of the confluence. The value of the wetted area  $S$  is calculated as the mean over the cross-sections downstream of the confluence. The two incoming tributaries have uniform conductivities: indeed, conductivity standard deviations throughout the upstream cross-sections are smaller than 0.5% in each case (see Figs. 2a & 4a).

The theoretical transverse, depth-average concentration profiles can be computed at any longitudinal location  $x$  using Eq. 11. These profiles depend on the flow characteristics (mean velocity  $U$ , main and tributary discharges  $Q_{main}$  and  $Q_{trib}$ ) and on two unknown parameters: the transverse mixing coefficient  $\varepsilon_y$  and the position  $x_0$  of the virtual upstream cross-section of the mixing. Positive values  $x_0 > 0$  indicate that mixing is delayed in the first reach downstream from the confluence by, for example, a civil engineering structure at the confluence while  $x_0 < 0$  indicates that mixing is enhanced in the first lengths of the combined reach because, for example, of the upstream lateral boundary layer development. Theoretical profiles are obtained by adjusting  $\varepsilon_y$  and  $x_0$  in order to fit the depth averaged transverse concentration profiles provided by the field experiment, using least squares regression. For comparison, all the data are plotted in dimensionless form in Figure 5: the dimensionless conductivity  $c$  as a function of the dimensionless cumulative discharge  $q_c^* = q_c / (Q_{main} + Q_{trib})$ , for the 5 cross-sections located from 0 to 3 km downstream from the confluence.

$q_c^*$  is defined so that  $q_c^* = 0$  at the Saône right bank and  $q_c^* = 1$  at the Rhône left bank. Note that the latter value is not always 1 because the discharges of the two rivers, especially the Rhône, can vary along the duration of the survey (half a day), due to hydropeaking, and because of unavoidable discharge measurement errors.

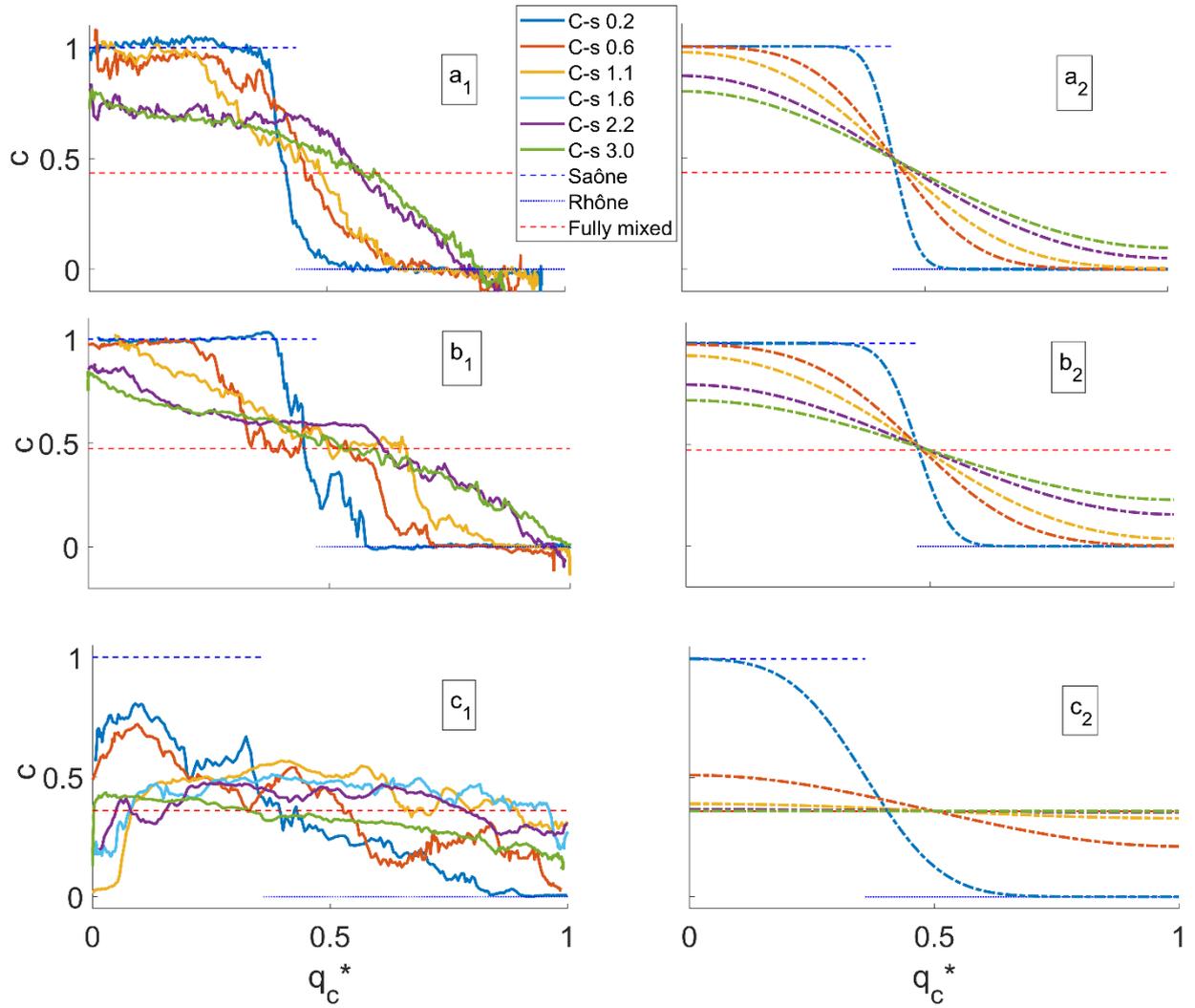
## 5.2. Results for March and May surveys, with limited stratification effect

For the experiments of March and May, the concentration profiles (cf. Fig. 5a-b) show the evolution of mixing between the two flows: with increasing  $x$ , the profiles tend toward straight, horizontal lines. The red dashed lines mark the theoretical complete mixing that would arise after a very long distance downstream from the confluence. Figure 5 reveals a fair agreement between the measured concentration profiles (a1 and b1) and the corresponding solution of the analytical model (a2 and b2), which is confirmed by the low values of RMSE in Table 2. Table 2 lists the values of the two parameters ( $\varepsilon_y, x_0$ ) obtained by applying least squares regression to the experimental data. Distance  $x_0$  is positive for the two events, consistently with the presence of the drowned part of the spur that separates the two rivers and delays the mixing process.  $\varepsilon_y$  values are made dimensionless as  $\varepsilon_y/(hu^*)$  using the shear velocity  $u^*$  calculated using the 1-D model of the Rhône River, Adis-TS, presented by Launay *et al.* (2019), using the discharges from Table 1. The obtained values are  $\varepsilon_y/(hu^*)=1.47$  and  $2.5$  for the two events. These values are higher than the range  $0.166-0.18$  reported for a single, straight channel (*e.g.* Chau 2000; Gualtieri and Mucherino 2007). Recently, Huai *et al.* (2018) proposed, based on numerous single reaches studies, a correlation to estimate  $\varepsilon_y/hu^*$  including the river sinuosity ( $\mathcal{Z}=1.14$  here), the aspect ratio  $b/h$  and the mean to friction velocities ratio  $U/u^*$ .  $\varepsilon_y/(hu^*)$  then equals about  $0.38$  and  $0.39$ , still smaller than the present values. In fact, present values rather correspond to strongly meandering channel, in the range  $1-3$  (Rutherford 1994). This can be explained by the velocity ratio different from  $1$  – hence the development of a mixing layer – and by transverse velocities caused by the bed discordance, the irregular bathymetry and the momentum ratio different from  $1$ . Note that the mixing is more efficient for the smallest velocity ratio but the highest momentum ratio.

The presence of the harbor entrance at section  $3.0$  km prevents from extending the field survey all the way to the length for complete mixing  $L_m$  in an unmodified reach.  $L_m$  is then estimated through Eq.(13), and then made dimensionless relative to the mean river width  $b$  downstream from the confluence (Table 2). For the March and May surveys, estimated  $L_m/b$  ranges from  $35$  to  $58$ , similar to values already reported in the literature (*e.g.* Lane *et al.* 2008). As a comparison, the transverse mixing coefficients estimated from single-reach correlation by Huai *et al.* (2018) ( $\varepsilon_y/(hu^*)\approx 0.38-0.39$ ) lead to lengths for complete mixing of several hundreds of river widths (Table 2). The difference between the values from these surveys and Huai's come from the fact that Huai *et al.* consider a single channel, *i.e.* natural and experimental channels without confluences or connections. It appears that the near-field influence of confluences leads to larger values of  $\varepsilon_y$ , and so lower values of  $L_m$ .

	Date	2018-03-08	2018-05-17	2018-10-09*
Application of Eq. 12	$x_0$ [m]	150	121	131*
	$\varepsilon_y$ [m <sup>2</sup> /sec]	0.89	1.57	1.74*
	$\varepsilon_y/(hu^*)$	1.47	2.50	19.3*
	RMSE [non-dim]	0.0072	0.0062	0.0154*
	$L_m/b$	58.3	35.4	5.2*
	$L_m$ [km]	16	9.7	1.4*
Application of Huai <i>et al.</i> 2018 formula	$\varepsilon_y/(hu^*)$	0.39	0.38	0.40
	$L_m/b$	221	231	249
	$L_m$ [km]	60	63	67

**Table 2.** Results about mixing efficiency with the Rutherford model and comparison with the formula proposed by Huai *et al.* (2018). Asterisks (2018-10-09 column) remind that the model should not apply for this case, because the problem is not mainly transverse.



**Figure 5.** Conductivity transverse profiles on March 8<sup>th</sup> (a), May 17<sup>th</sup> (b) and October 9<sup>th</sup> (c) for the different measured cross-sections (C-s 0.2 to 3.0 km).  $c$  represents the non-dimensional, depth-average conductivity and  $q_c^*$  the non-dimensional cumulative discharge from the Saône bank: measured (index 1, left) and modelled using Eq. 9 (index 2, right)

### 5.3. Results for October case, with a strong stratification effect

The application of the transverse mixing model is far more questionable for the October survey. Firstly, the model assumptions are not fully checked: the concentration is far from homogeneous along the vertical direction, the streamwise velocity is not uniform in the cross-section (which is not a necessary assumption, but useful in the model application), and the crosswise velocity components have similar magnitudes as  $U$ . The measured depth-averaged profiles in Fig. 5c<sub>1</sub> strongly differ from the best-fitted solutions of the analytical model (Fig. 5c<sub>2</sub>). Incidentally, the fitted parameter  $\varepsilon_y/(hu^*)=19.3$  (Table 2) is much higher than the highest values reported in the literature, that are for strongly meandering channels, and reported in the range 1-3 (Rutherford, 1994). Similarly, the value for the length for complete mixing is

incredibly small,  $L_m=1.41$  km, *i.e.*  $L_m/b=5.22$ , a value much smaller than the order of 100 often reported in the literature downstream from river confluences.  $L_m=1.41$  km is located between cross-sections 1.1 and 1.6 km but Fig. 4a reveals that the mixing is far from complete at these cross-sections. In other words, considering depth-averaged values, transverse mixing is achieved (Fig. 5c1), but within the cross-section, the conductivity remains far from uniform, with strong vertical gradients (cf. Fig. 4a). Part of the discharge is still composed of unmixed water originating from the Rhône River. The stratification of the flow encountered in this October case prevents from applying the analytical model based on transverse mixing alone in a relevant way.

## 6. Discussion

### 6.1. What about rapid mixing?

The different orientations of the mixing interface across the three field surveys question the definition of “slow” or “rapid” mixing. Convective dispersion (stirring) may enhance the transverse mixing in low-flow situations with very weak vertical mixing, resulting in strong vertical stratification. In such situations, surface concentrations as well as depth-average concentrations appear to be well-mixed, which may hinder the poor vertical mixing. Indeed, stratification does change the orientation of the mixing layer but does not enhance the dispersion (and so the diffusion and the total mixing).

To our best knowledge, the only short lengths for complete mixing comparable to the  $L_m/b=5.22$  predicted for the October survey, were reported from surface photographs by Lane *et al.* (2008) with  $L_m/b=O(1)$ . In their study, the mixing processes observed at the confluence between the Rio Parana and the Rio Paraguay share some similarities with our observations. Depending on the hydraulic conditions, they distinguish two mixing regimes: slow mixing, for which the length for complete mixing exceeds 400 km ( $L_m/b>143$ ), and rapid mixing, for which the mixing is achieved 8 km ( $L_m/b=3$ ) downstream from the confluence. The mixing rate is estimated from surface photographs and from ADCP backscatter data used to indirectly measure SPM concentration (one river is highly concentrated in suspended sediments and the other one is not, which allows to use the ADCP backscatter as an indicator of mixing). In their rapid mixing case (May 2005 measurements), the configuration is similar to our October case, for which the Saône water passes under the Rhône water; in their case, for which there is also a bed discordance, the water from the Rio Paraguay passes under the water from the Rio Parana. In such situations, the visual inspection of surface or satellite images may be misleading and suggest much shorter lengths than really required to complete full mixing. More sophisticated spectrometry methods used to characterize the mixing from surface photographs (*e.g.* Umar *et al.* 2017) should be similarly affected by the stratification. This proves the interest of field investigation of the mixing with passive tracers.

## 6.2. A criterion for predicting the occurrence of stratification?

As stratification strongly impacts the mixing layer orientation and the mixing processes, the ability to predict its occurrence would be invaluable. The momentum ratio  $M^*$ , defined as the ratio of the Saône River momentum divided by the Rhône River momentum, substantially varies from one event to another. Table 1 indicates that the tributary discharge is comparable to the main river discharge during the snowmelt event, higher during the spring event ( $M^* > 1$ ) and smaller during the drought event ( $M^* < 1$ ). The orientation of the mixing layer is horizontal only for the case when  $M^* < 1$ , but stratification is expected to be due to the water characteristics and not only to a hydrodynamic parameter. Also, in the Parana-Paraguay confluence case reported by Lane *et al.* (2008), the momentum ratio is smaller for slow mixing ( $M^* = 1.8$ ) than for rapid mixing ( $M^* = 3.6$ ), whereas the opposite is true in our case.

The dimensionless shear parameter  $\lambda = |U_{main} - U_{trib}| / (U_{main} + U_{trib})$  that characterizes the type of mixing layer (Huerre and Rossi, 1998; Proust *et al.*, 2016) remains smaller than 0.3 for the three surveys (see Table 1). This corresponds to a wake mode with no Kelvin-Helmoltz instability. Nevertheless, the  $\lambda$  values for March and May are closer to 0.3 (respectively 0.2 and 0.26), that for the October survey ( $\lambda = 0.003$ ). It could explain partially the difference of the mixing layer behavior between the October survey and the two previous ones.

Similarly, the difference between the three surveys cannot be explained by changes in the relative volumetric mass density difference  $\Delta\rho^* = (\rho_{main} - \rho_{trib}) / \rho$  between the two rivers, with  $\rho$  the volumetric mass density of the fully mixed river downstream of the confluence. For the October case,  $\Delta\rho^* = 4.7 \times 10^{-5}$ , compared to  $6.2 \times 10^{-5}$  and  $3.2 \times 10^{-4}$  for the experiments of March and May, respectively (cf. Table 1). Unexpectedly, the highest density difference (case of May) corresponds to a case with no stratification.

A way to account at the same time for both velocity and density difference effects is the use of the Richardson number. For a confluence of two rivers with different densities, Ramon *et al.* (2013) use the so-called gradient Richardson number  $Ri_g$ :

$$Ri_g = \frac{-g \frac{d\rho}{dz}}{\rho \left( \frac{du}{dz} \right)^2} \quad (14)$$

which can be read as the ratio between vertical gradients of pressure forces and kinetic energy along the interface of the two rivers. From field experiments like ours, precise estimates of these gradients are not available and Cheng and Constantinescu (2017) propose a simplified form of the Richardson number, written here using densities instead of temperatures:

$$Ri = \frac{gh|\Delta\rho|}{\rho U^2} \quad (15)$$

Where  $\Delta\rho$  is the difference of volumetric mass between the two rivers and is calculated from data on temperature and sediment suspension in each tributary.

The Richardson number, in the form of Eq.14, is often used in atmospheric or oceanographic sciences. Rohr *et al.* (1988) propose a criterion for flow stability for such stratified flows: when  $Ri_g < 0.25$ , turbulence governs the mixing and when  $Ri_g > 0.25$ , the shear flow has a strong stability due to density gradients. Ramon *et al.* (2013) use the same stability threshold for a flow of two rivers entering a reservoir, based on the simplified Richardson number (Eq. 15).

For each of our three experiments, the Richardson numbers characterizing the mixing interface between the Rhône and Saône Rivers are presented in Table 1. As expected, the values for March and May experiments ( $Ri=0.016$  and  $0.072$ , respectively) are much smaller than  $0.25$  whereas for October experiment,  $Ri=0.469$  is substantially greater than  $0.25$ . However, applying this criterion to experiments from Lyubimova *et al.* (2014) and from Lane *et al.* (2008) leads to less supportive conclusions. For the different scenarios simulated by Lyubimova *et al.* (2014) on the confluence of Chusovaya and Sylva rivers, the mixing interface has not the same orientation, depending on the hydraulic conditions, while the Richardson number remains higher than  $0.25$  whatever the hydraulic configuration. Similarly, Lane *et al.* (2008) report two different mixing regimes at the confluence between the Rio Paraguay and the Rio Parana, while the Richardson number remains lower than  $0.25$ , for both cases. Changing Eq.14 to Eq.15 ignores the vertical gradient of kinetic energy and may explain why the  $Ri=0.25$  threshold fails to distinguish the behavior of all these different mixing cases.

White and Helfrich (2013) describe the dynamics of a horizontal shear flow with horizontal density gradient through numerical simulation. They compare the time scales for shear and density-driven adjustments through the shear to gravitational time scale ratio  $\gamma$  defined as:

$$\gamma = \frac{5 L_u \sqrt{g'h}}{h |U_{main} - U_{trib}|} \quad (16)$$

where  $L_u$  is the length scale for the horizontal shear and  $g' = g|\Delta\rho|/\rho$  is the reduced gravity. This criterion is applied by Gualtieri *et al.* (2019) to the Solimões/Negro confluence. They find that the two time scales are comparable ( $\gamma \approx 1$ ) in the near-field of the confluence and that density-driven adjustment became faster than shear adjustment farther downstream.

The problem with such criterion  $\gamma$  is that it is proportional to  $L_u$ , the length scale for the horizontal shear layer, which is not constant but increases with the distance from the confluence. As an approximation, we evaluate  $\gamma$  for  $L_u = h$ , i.e. assuming that the shear layer width scales with the flow depth. The values of  $\gamma$  are computed for our three cases (cf. Tab. 1) assuming that

$L_u = h \approx 9.2$  m. The resulting values consistently reflect our observations of the two competing processes, as  $\gamma$  is much higher than 1 ( $\gamma = O(100)$ ) for the October case whereas  $\gamma = O(1)$  for the two other cases. It is higher for the May case than for the March case when stratification was observed to start to develop. With the same assumptions,  $\gamma = O(1)$  for the two cases of Lane *et al.* (2008) but it is twice bigger for the rapid mixing case ( $\gamma = 1.8$ ) than for the slow mixing case ( $\gamma = 0.87$ ). The variation is much smaller than for our cases but it seems consistent with a change in the rank of the two competing processes. For all the numerical cases simulated by Lyubimova *et al.* (2014),  $\gamma$  is much larger than 1 and it gradually decreases from 750 to 26 for their experiments C1 to C4, i.e. with increasing river discharges. This confirms that density-driven effects are predominant in their cases: they report that stratification appears in all their cases but is much weaker for high flows (cases C3-C4) than low flows (cases C1-C2).

As a conclusion, the shear to gravitational time scale ratio  $\gamma$  (White and Helfrich, 2013) could be a relevant criterion for predicting the occurrence of stratification below river confluences, at least more relevant than other indicators such as the conventional Richardson number. Actually, White and Helfrich (2013) show that  $\gamma$  can be related to a horizontal Richardson number, suitable for horizontal shear flows with horizontal density gradient.

### 6.3. Application to the improvement of 1-D models

As mentioned in the introduction section, simple transverse mixing formulas would be useful to improve the prediction of solute and particulate matter fluxes by 1-D hydrodynamical models. One major improvement would be to distribute the concentrations and fluxes correctly at water intakes and at bifurcations of the river network downstream from the confluences. Such distribution needs to be based on transverse concentration profiles instead of assuming a concentration homogeneity throughout each cross-section. For such application to 1-D models, vertical concentration gradients could be ignored as depth-averaged concentrations would be sufficient to distribute fluxes in the branches of the model.

To illustrate the potential of such a “1.5-D” modelling approach, we go back to the Rhône-Saône confluence case. As shown in Figure 1, 3.5 km downstream of the confluence the Rhône River splits into two channels, the dammed, bypassed Old Rhône and the navigation canal with a hydropower plant. More than 15 similar bifurcations exist along the Rhône River between Lake Geneva and the Mediterranean Sea (Dugué *et al.*, 2015, Launay *et al.*, 2019). A traditional 1-D model would compute different discharges,  $Q_{right}$  and  $Q_{left}$ , for the two downstream branches but both concentrations would be equal to each other and equal the cross-sectional

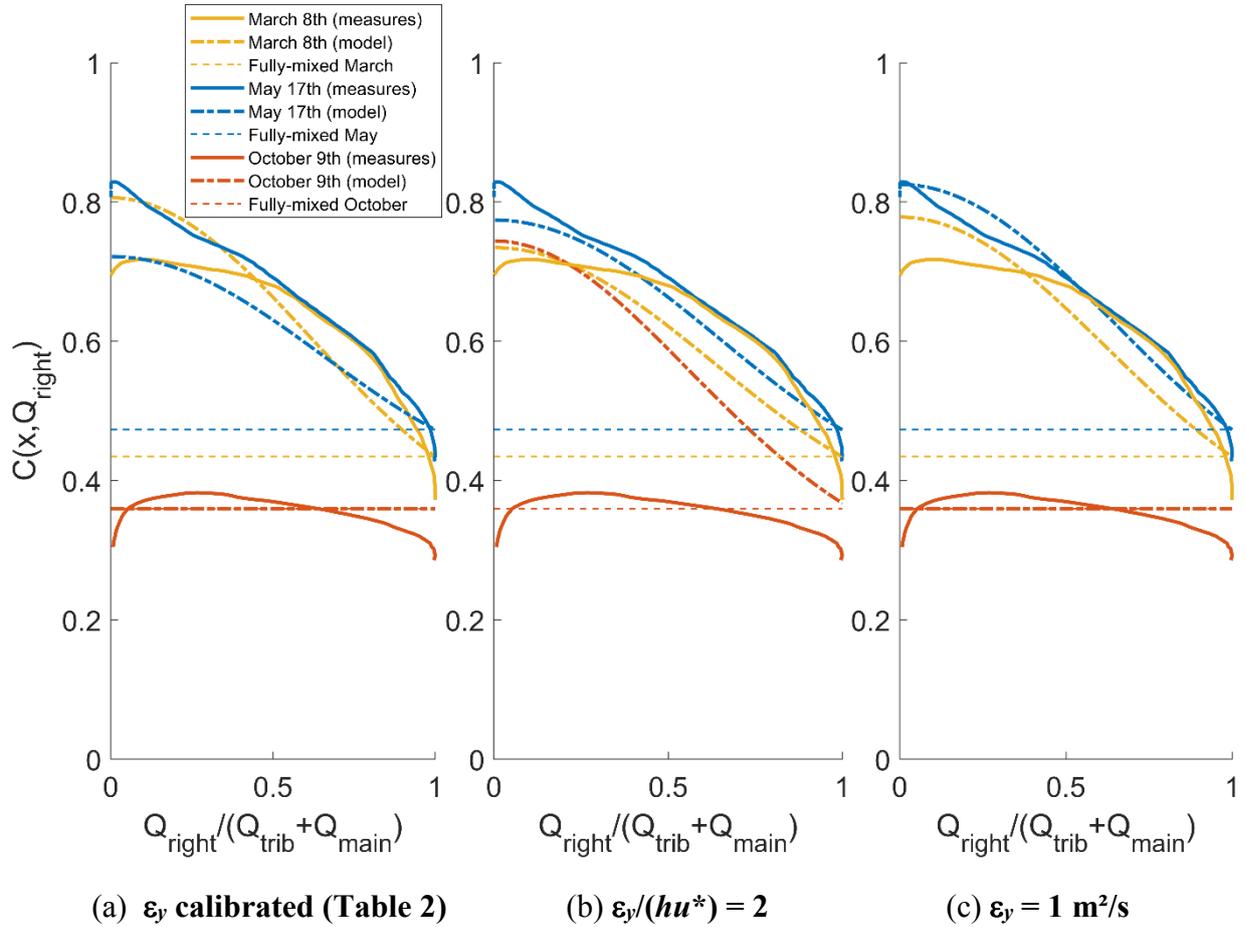
average concentration upstream of the bifurcation. For better precision, the flow-averaged concentration in the right branch can be computed by integrating the transverse concentration profile predicted by the Advection-Diffusion model (cf. Fig. 5) over the discharge range of the right branch, from 0 to  $Q_{right}$ . The concentration in the left branch can be deduced easily from mass continuity.

Fig. 6a shows that the predicted right-branch average concentrations 3 km below the confluence agree reasonably well with the observations, for the whole range of flow diverted to the right branch (from 0 to 100%). For the two slow-mixing events (March 8<sup>th</sup> and May 17<sup>th</sup>), the two curves are similar, and much higher than the mean concentrations that would be applied in traditional 1-D models: if half of the flow would be diverted into the right branch  $Q_{right}/(Q_{trib} + Q_{main}) = 0.5$ , the concentration (and flux) would be underestimated by the model by 25% or so. Reciprocally, the concentration (and flux) in the left branch would be overestimated by the same amount. For the fast-mixing event (October 9<sup>th</sup>), the predicted concentration profile is constant as the mixing coefficient  $\epsilon$  was set very high; departures from the observed concentrations are then small because transverse mixing is almost complete at km 3, even though the vertical mixing processes are missed by the model, as discussed before.

These results are encouraging for improving the 1-D simulation of fluxes in river networks with confluences and bifurcations. However, they were obtained using the best-fitted mixing coefficients  $\epsilon_y$  for each of the three surveys. The results obtained with a constant value of the dimensionless mixing coefficient  $\epsilon_y/(hu^*) = 2$  (cf. Fig. 6b), which is more or less an average of March and May values), are similarly acceptable and still much more accurate than the average concentrations that would be applied in traditional 1-D models, except for the October case (rapid mixing) for which transverse mixing is underestimated. The results obtained with a constant, average value of the mixing coefficient  $\epsilon_y = 1 \text{ m}^2/\text{s}$  (cf. Fig. 6c) are good for all the three surveys. The better results for the October survey may be undeserved since the conditions of application of the Advection-Diffusion model are not met, as already discussed.

The mixing coefficient could also be made variable using predictive formulas (e.g. Huai *et al.* 2018) as the 1-D model would provide the input parameters of the upstream branches of the confluence. If necessary, fast-mixing situations could be detected by computing the shear to gravitational time scale ratio  $\gamma$  from the velocities and densities in the two upstream branches, and testing if  $\gamma > 1$ . Computing the water density would however require the temperature and suspended load for both tributaries, which is not the case for all 1-D models. Also, the criterion

based on  $\gamma$  or the horizontal Richardson number remains to be validated and possibly improved, as discussed in the previous section.



**Figure 6.** Dimensionless flow-averaged concentration,  $\bar{C}(x, Q_{right})$  in the right-hand part of the Rhône cross-section at  $x = 3 \text{ km}$  ( $x/b=10.9$ ) below the Rhône-Saône confluence, plotted as a function of the dimensionless cumulative discharge from the right bank,  $Q_{right}/(Q_{trib} + Q_{main})$ . Horizontal dashed lines show the average concentrations that would be applied in traditional 1-D models.

## 7. Conclusions

This paper reports the experimental findings of three high-resolution in-situ surveys conducted at the Rhône-Saône confluence in France for various hydraulic conditions, to investigate the mixing processes developing in the near-field of a medium-sized river confluence. Like in other studies, contrasting slow mixing and fast mixing situations were observed depending on the conditions of each survey. The initiation of rapid transverse mixing due to local circulation remains to be better understood and quantified. Moreover, fast transverse mixing comes with strong vertical concentration gradients (stratification), which may be missed when surface or satellite images are analyzed. The usual Richardson number threshold (0.25) is consistent with our observations but fails to explain the observations of slow mixing and fast mixing situations

by other authors. The shear to gravitational time scale ratio  $\gamma$  may be a more suitable predictor of the shear and density-driven adjustment intensities, which calls for further investigation of this criterion.

For the implementation in 1-D hydrodynamical models, the transverse mixing of depth-average concentrations can be predicted acceptably using an analytical solution of the advection-diffusion equation. The transverse mixing coefficient should be calibrated against experimental data or computed from outputs of the 1-D model. However, even using a default value for the mixing coefficient, the transverse distribution of concentrations and fluxes downstream from a confluence could be predicted with better accuracy than using the cross-sectional average concentration, which is the baseline assumption of most 1-D models.

This research calls for future observational effort on the mixing of waters downstream from river confluences with a broader range of site configurations and hydrological conditions. The modern instrumentation (ADCP, GPS, CTD loggers) deployed in this study provided high-resolution measurements of the bed geometry, flow structure and water mixing at reasonable cost. It is certainly an opportunity to revisit the low-resolution experimental datasets dating back to the 1960's and 1970's – using point currentmeters and water samples, and to improve the calibration and validation of transverse mixing formulas that are still needed in modern computational codes.

## **Acknowledgments**

The authors wish to thank Mickaël Lagouy and Alexis Buffet (IRSTEA) for their technical support before, during and after the experiments. Sébastien Pouchoulin held a doctoral fellowship from Région Auvergne Rhône Alpes. This study was conducted within the Rhône Sediment Observatory (OSR), a multi-partner research program funded through the Plan Rhône by the European Regional Development Fund (ERDF, contract: CNRS n°144140), Agence de l'eau RMC (France, contract: 2018 1063), CNR, EDF and three regional councils (Auvergne-Rhône-Alpes, PACA and Occitanie). The data are available for download at XXX[zenodo link to insert after validation].

### Appendix: calculation of coefficient $\alpha$ (see eq. 13, from Rutherford 1994)

A straight, fully developed 2D channel flow is considered: its dimensions (transverse  $y$  and longitudinal  $x$ ) are made non-dimensional through the variables  $y^*=y/b$  and  $x^*=(x \varepsilon_y)/(Ub^2)$ . A surface source of pollution is considered, which in 2-D corresponds to a linear pollution of non-dimensional width  $L^*$  ( $L^*=L/b$  being the non-dimensional width of the polluting river). The source of pollution is homogeneously distributed between  $y^*=0$  and  $y^*=L^*$  at  $x^*=0$ . The goal is to determine the distribution of pollutant by diffusion in this channel in order to estimate the coefficient  $\alpha$ , which links the length for complete mixing to the transverse mixing coefficient (Eq. 13, section 2.3).

Another way to write equation 6 is to use the error function  $\text{erf}(x) = \frac{1}{\sqrt{\pi}} \int_0^x \exp(-t^2) dt$ .

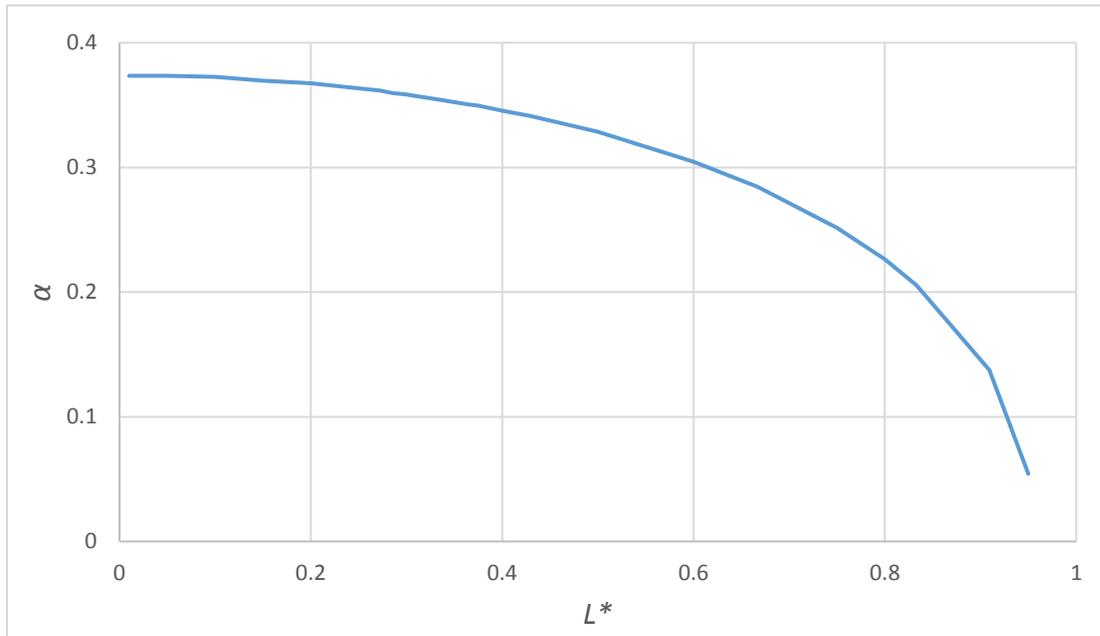
The considered concentration  $c$  is non-dimensional and built to get  $c \rightarrow 1$  when  $x^* \rightarrow 1$ . The distribution of this concentration in the channel can be written as:

$$c(x^*, y^*) = \frac{1}{2L^*} \left[ \text{erf} \left( \frac{y^*+L^*}{2\sqrt{x^*}} \right) - \text{erf} \left( \frac{y^*-L^*}{2\sqrt{x^*}} \right) \right] + \frac{1}{2L^*} \sum_{n=1}^N \left[ 2 \times \text{erf} \left( \frac{2n+y^*}{2\sqrt{x^*}} \right) + 2 \times \text{erf} \left( \frac{2n-y^*}{2\sqrt{x^*}} \right) - \text{erf} \left( \frac{2n+y^*+L^*}{2\sqrt{x^*}} \right) - \text{erf} \left( \frac{2n+y^*-L^*}{2\sqrt{x^*}} \right) - \text{erf} \left( \frac{2n-y^*+L^*}{2\sqrt{x^*}} \right) - \text{erf} \left( \frac{2n-y^*-L^*}{2\sqrt{x^*}} \right) \right] \quad (17)$$

The coefficient  $\alpha$  in equation 11 is defined as  $0.95 < c(x^* > \alpha, y^*) < 1.05$ , whatever the transverse position  $y^*$ , which means that the mixing is complete considering the 5% criterion. It can be written  $c(\alpha, 0) = 1.05$ , because the function  $c(x^*, y^*)$  is increasing with  $x^*$  and decreasing with  $y^*$ . Note that the condition for a 1% criterion would be  $c(\alpha, 0) = 1.01$ , which is a more severe criterion and thus the value of  $\alpha$  would be greater than for the 5% criterion. The equation to be solved numerically is the following, which has been simplified as the  $\text{erf}$  function is odd:

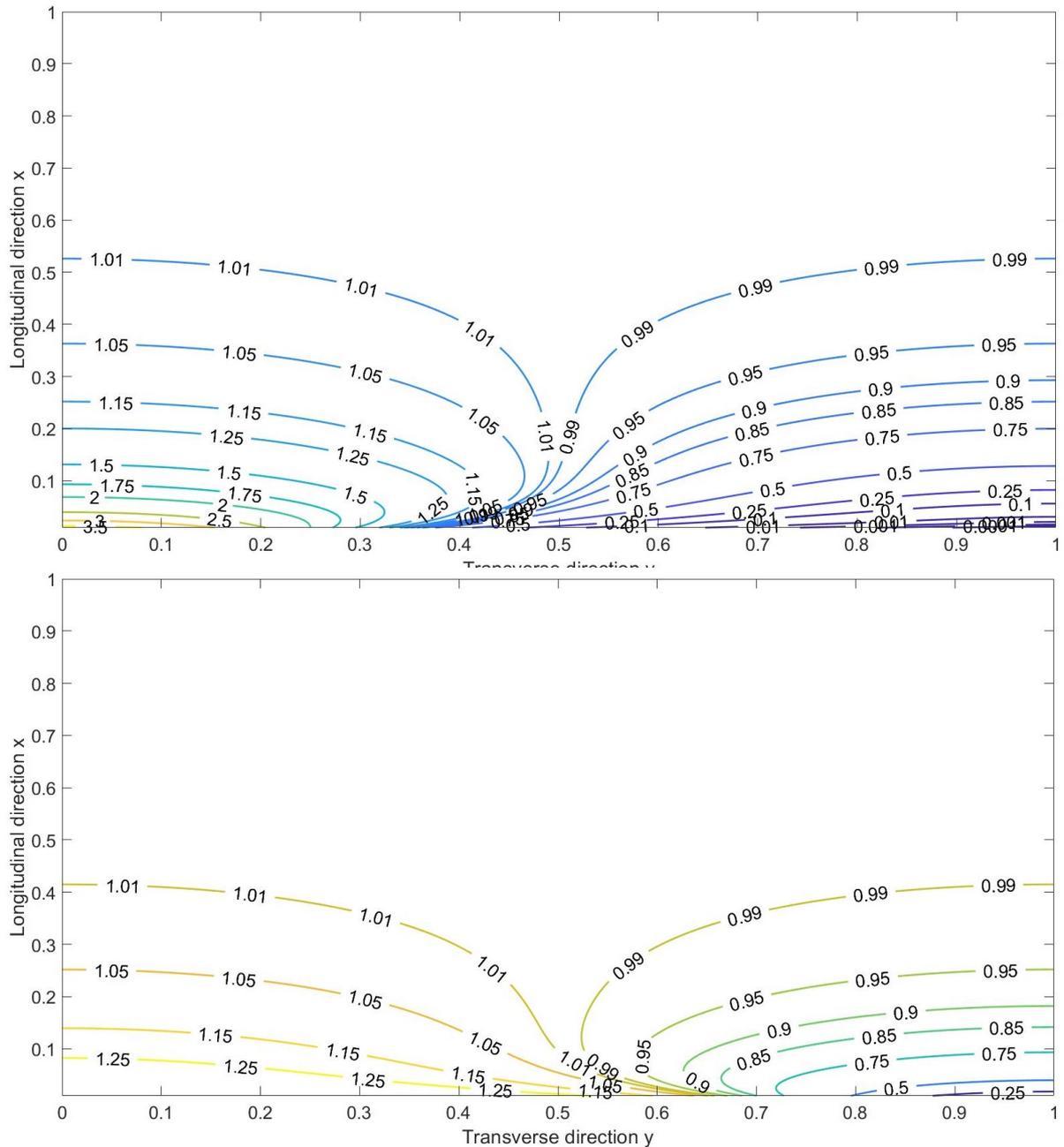
$$c(\alpha, 0) = \frac{1}{L^*} \text{erf} \left( \frac{L^*}{2\sqrt{\alpha}} \right) + \frac{1}{L^*} \sum_{n=1}^N \left[ 2 \times \text{erf} \left( \frac{n}{\sqrt{\alpha}} \right) - \text{erf} \left( \frac{2n+L^*}{2\sqrt{\alpha}} \right) - \text{erf} \left( \frac{2n-L^*}{2\sqrt{\alpha}} \right) \right] = 1.05 \quad (18)$$

Thus, coefficient  $\alpha$  depends on the width of the source of pollution  $L^*$  which, in the case of a confluence, depends directly on the discharge ratio between both inflows. In a more general case, it also depends on the position of the source of pollution  $y_0$ , which is not taken into account here. Numerically, it also depends on the number  $N$  of mirrors in the image method and the precision of the chosen grids for discretizing the  $x$  and  $y$ -axes. It is observed that with  $N=2$ , a precision of 4 digits is already obtained on  $\alpha$ .



**Figure 7.** Coefficient  $\alpha$  depending on the dimensionless width of the source of pollution  $L^*$

It can be noticed that the curve shown on Fig. 7 is not symmetrical with respect to  $L^*=0.5$ , which means that mixing a pollution source occupying 25% of the channel with the rest of the flow is not equivalent to mixing a pollution source occupying 75% of the channel. Indeed, the final concentration, despite the fact that it is non-dimensional, is not the same in those two cases, because the discharges, hence the fluxes are not the same in the two confluent flows. Thus, the transverse distributions of concentration for  $L^*=0.25$  and  $L^*=0.75$  (Fig. 8) are not symmetrical and give different values of  $\alpha$  (which can be read on the left axis, at the crossing with the  $c=1.05$  curve).



**Figure 8.** Iso-concentration contour plots computed for  $L^*=0.25$  (top) and  $L^*=0.75$  (bottom) for various values of concentration  $c$ . The value of the coefficient  $\alpha$  can be read at the intersection between the left vertical axis and the  $c=1.05$  contour line.

It can be noticed that, for instance, a 15% criterion for  $L^*=0.25$  is equivalent to the 5% criterion for  $L^*=0.75$ . This observation comes from the fact that the concentration is three times larger in the latter case ( $L^*=0.75$ ) than in the former case ( $L^*=0.25$ ). This is because discharges, hence fluxes are differently distributed between the two confluent flows.

## 2.3. Informations complémentaires sur les campagnes de mesure Rhône-Saône

Comme indiqué en préambule, ce paragraphe décrit de façon pragmatique quelques éléments annexes aux campagnes de mesure sur la confluence Rhône-Saône, qui pourraient être utiles à de futures expérimentations similaires.

La photo ci-dessous (Figure 2.1) illustre la différence de coloris de surface entre les deux affluents étudiés. Sur la berge opposée, les eaux marron de la Saône sont chargées en matières en suspension. En effet, cette rivière traverse de vastes plaines agricoles en amont et se charge en sédiments sur ces portions. Côté photographe, les eaux plus claires, d'un bleu effacé, sont celles du Rhône. Celles-ci sont moins chargées en matières en suspension car venant des lacs d'altitude alpins (Lac Léman, Lac du Bourget, ...). Les eaux du Rhône, en amont de Lyon, ont souvent (c'est-à-dire hors crue) cette teinte bleutée caractéristique des eaux de glacier. En période de crue (fonte des neiges alpines au printemps, fortes pluies), les eaux du Rhône se chargent en matières en suspension et deviennent plus marron, c'est-à-dire en fait couleur de boue. La beauté de la confluence Rhône-Saône perd alors en éclat.



**Figure 2.1.** Photo du Rhône à 300 mètres environ à l'aval de la confluence (sens du courant de droite à gauche sur la photo)

La Figure 2.2.a. présente le bateau et son équipage (humain et matériel) utilisés pour ces mesures. Sont nécessaires au protocole 4 personnes, qui ont chacune leur rôle à jouer:

- un pilote, chargé de maintenir la trajectoire rectiligne du bateau lors des traversées de sections transverses. La manœuvre n'est pas aisée, puisqu'il faut compenser le courant de la rivière : le bateau avance alors en crabe. Notre commandant en chef durant toutes les campagnes de mesure était Mickaël Lagouy (IRSTEA), que je remercie une première fois ici.

- un opérateur chargé des mesures ADCP. L'ADCP est situé sur un des côtés du bateau,

accroché à un bras mécanique. L'expérimenté Jérôme Le Coz (co-directeur de thèse, IRSTEA) était chargé de ces mesures.

- 2 opérateurs chargés de manipuler la guirlande de sondes accrochée à l'enrouleur posé dans le bateau. L'un se charge de tenir la guirlande pour adapter la longueur de celle-ci lors du passage à proximité du fond (le sonar permettant une visualisation en quasi instantané de la position des sondes), tandis que l'autre est chargé de dérouler (ou d'enrouler) la longueur de corde à chaque traversée. Là encore, merci à Alexis Buffet (IRSTEA) d'avoir donné de sa personne. Le deuxième opérateur était moi-même.

La photo (Figure 2.2.b.) montre la position de la mise à l'eau qui se situe en amont de la confluence, sur la rive gauche du Rhône.



**Figure 2.2.** a. Bateau et trois membres d'équipage au point de mise à l'eau

b. Localisation de la mise à l'eau : rive gauche du Rhône, à 1km à l'amont du confluent (situé juste à l'aval du musée des Confluences)

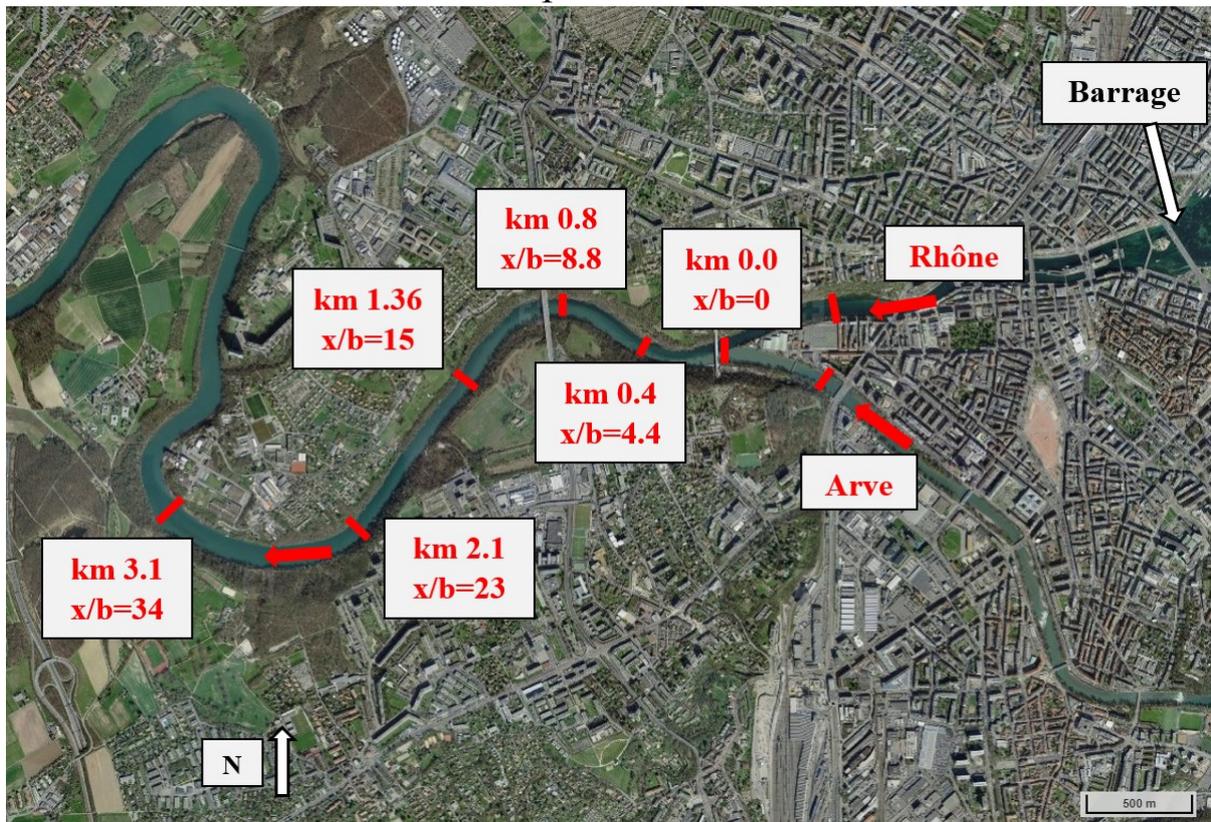
Une difficulté supplémentaire, que n'illustre pas forcément les photos prises durant les mesures, est le trafic fluvial important autour du confluent Rhône-Saône. En effet, de nombreux bateaux (de plaisance ou commerciaux) transitent sur cette zone, ce qui peut perturber les mesures. Toutes les sections mesurées sont concernées par cette navigation, parasite pour nos mesures. A priori, le passage des bateaux ne brasse pas la totalité de la colonne d'eau, mais seulement les eaux de surface. Néanmoins, chaque passage de « gros porteurs » nécessite d'attendre la tranquillisation des eaux avant d'effectuer une autre traversée de mesure.

En parallèle des sondes CTD autonomes utilisées (Leveline) et décrites ci-dessus dans l'article, ont été testées d'autres sondes CTD, dites Castaway®. Celles-ci sont habituellement utilisées pour des mesures de salinité ou température dans des réservoirs ou en milieu marin. Une fois lestée, la sonde est lâchée à partir du bateau et effectue une plongée à la verticale du bateau. La sonde enregistre les données de profondeur (pression), de conductivité électrique et de température à une fréquence de 5 Hz. Sa vitesse de plongée maximale est de 1 m/s, soit une

résolution spatiale d'au minimum 20 cm. Facile d'utilisation, elle génère elle-même les profils verticaux de conductivité et de température et est beaucoup plus réactive en température que les sondes CTD utilisées. Malheureusement, ces sondes ne sont pas programmables pour enregistrer des données autrement que par des profils verticaux. Son utilisation dans notre cas aurait été fastidieuse, le nombre de profils verticaux nécessaires par section rendant (à ce jour) son utilisation prohibitive.

## 2.4. Campagne de mesure à la confluence Rhône-Arve

### 2.4.1. Reconnaissance et description du site

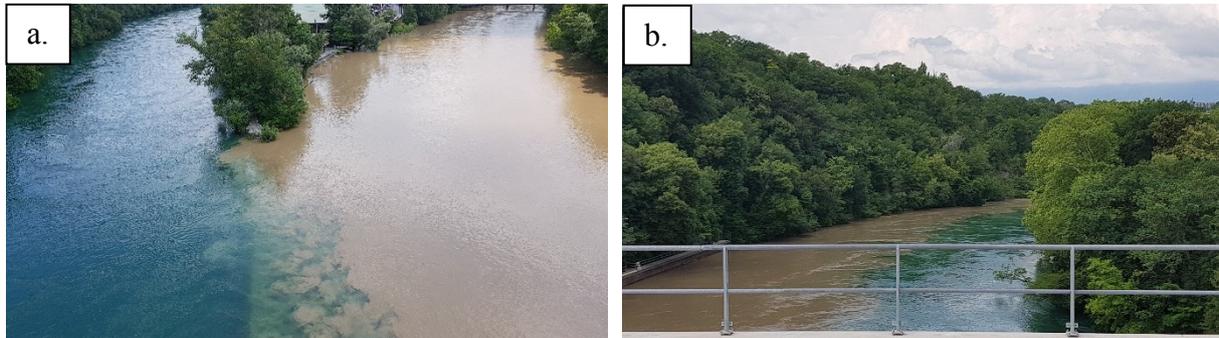


**Figure 2.3.** Image satellite de la confluence Rhône-Arve, Genève, Suisse. Source : geo.adimin.ch (équivalent de geoportail.fr en Suisse)

La confluence entre le Rhône et l'Arve se situe à Genève, en Suisse. A l'instar de la confluence Rhône-Saône, le confluent marque la sortie de la ville. Le confluent est localisé dans une zone fortement urbanisée, où les deux affluents ont leurs berges artificialisées en amont de la confluence. A l'aval de la confluence, en s'éloignant du confluent, l'environnement de la rivière est de plus en plus naturel et les berges sont sauvages.

L'Arve est une rivière à régime nival et possède une lame d'eau annuelle (Launay et al. 2019) la plus importante du bassin du Rhône. Elle prend sa source dans le massif du Mont-Blanc avant de rejoindre le Rhône à Genève. Sa lame d'eau importante fait de l'Arve une des rivières les

plus contributrices en terme de matière en suspension pour le Rhône. Le Rhône à Genève, quant à lui, découle directement du lac Léman. Les eaux du lac Léman sont très claires car quasiment au repos et ne contiennent donc que très peu de sédiments : l'énorme réservoir qu'est le lac Léman constitue un décanteur qui piège la quasi-totalité des apports de matière en suspension au lac. Le débit du Rhône en sortie du Lac Léman est réglable au niveau du barrage du Seujet situé juste en aval du lac.



**Figure 2.4.** Photo de la confluence Rhône-Arve le 9 juin 2018 (crue de l'Arve)

a. (vue vers l'amont) Confluent Rhône (gauche) - Arve (droite) avec aperçu du mur de séparation immergé

b. (vue vers l'aval) Rhône à l'aval de la confluence Rhône-Arve

La journée du 9 juin 2018 a servi de reconnaissance pour la campagne de mesure prévue le 28 juin suivant. L'objectif de cette journée était de repérer un point de mise à l'eau et, si possible, de mesurer la différence de conductivité électrique entre les deux rivières ainsi que la différence de température. Ce jour-là, l'Arve était en crue et charriait beaucoup de sédiments, lui donnant une couleur très boueuse. Le Rhône, en revanche, était d'un bleu limpide. Sur la figure 2.4a, on aperçoit sous la surface un mur immergé qui a tendance à séparer les eaux des deux rivières. De plus, le niveau des lits des rivières n'est pas le même : celui de l'Arve est situé environ 2 m au-dessus de celui du Rhône. Les photos de la figure 2.4. ont été prises depuis le pont (piéton et ferroviaire) situé juste en aval du confluent, à moins de 100 m de celui-ci. La figure 2.4b montre que ce jour-là, les deux rivières restent, du moins en surface, chacune de leur côté et aucune des deux n'a tendance à passer par-dessus l'autre, comme cela a été le cas lors de la campagne d'octobre 2018 sur la confluence Rhône-Saône.

L'accès à l'Arve en amont de la confluence était assez facile, une station de mesure hydrologique de l'OFEV (Arve à Genève-Bout-du-Monde) dont le turbidimètre est géré par IRSTEA étant située à quelques kilomètres en amont de la confluence. A l'inverse, le Rhône n'était pas accessible entre le Léman et le confluent ce jour-là, à cause de travaux. Nous n'avons donc pas pu faire les mesures de conductivité et de température sur le Rhône amont, ce qui nous a empêché de savoir si nos mesures seraient efficaces. La mise à l'eau la plus proche est située

à environ 6 km en aval de la confluence. La navigabilité du Rhône à Genève requiert une autorisation des autorités suisses qu'il convient de demander au préalable.

#### 2.4.2. Campagne de mesure du 28 juin 2018

La campagne de mesure sur la confluence Rhône-Arve a été menée le 28 juin 2018 : la météo était claire, avec une température extérieure de 23°C. La crue de l'Arve de début juin (pendant laquelle la reconnaissance a été faite) était terminée. Six sections transverses ont été ciblées, dont les positions sont indiquées sur la figure 2.3. La section la plus éloignée du confluent se trouve à 3.1 km, soit  $x/b=34.4$  (la largeur moyenne  $b$  du Rhône à l'aval de la confluence étant de 90 m). Le Rhône est navigable jusqu'à environ 10 km en aval du confluent, où se situe le barrage hydro-électrique de Verbois. Cette distance maximale disponible correspond à  $x/b=111$ , ce qui laisse penser que la longueur nécessaire au mélange  $L_m$  entre les deux affluents est atteinte et donc mesurable avec le protocole de mesure appliqué.

Rhône	Température [°C]	20
	Débit [m <sup>3</sup> /s]	204
	Section mouillée [m <sup>2</sup> ]	333
	Vitesse débitante [m/s]	0.612
	Conductivité [μS/cm]	425
Arve	Température [°C]	11
	Débit [m <sup>3</sup> /s]	76.7
	Section mouillée [m <sup>2</sup> ]	103
	Vitesse débitante [m/s]	0.741
	Conductivité [μS/cm]	410
Confluence	M*	0.455
	angle	10°

**Tableau 2.1.** Caractéristiques de la confluence Rhône-Arve et des affluents le 28 juin 2018.

Le tableau 2.1. décrit les caractéristiques des affluents et de la confluence le jour de la campagne de mesure. Ces données sont issues, à l'instar des campagnes de mesure Rhône-Saône, des données ADCP et de température des sondes CTD. La différence de température entre les deux

rivières est de 9°C, ce qui est un écart important :

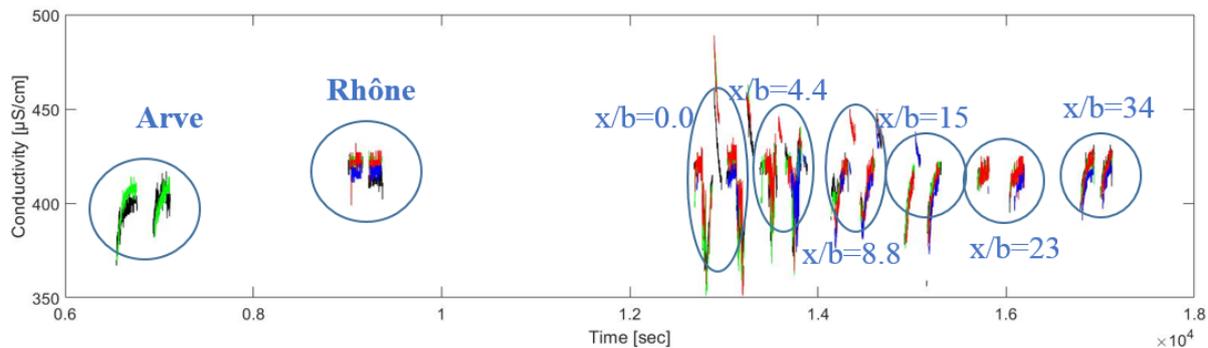
- l'eau de l'Arve provient de la fonte des neiges ou des glaciers du massif du Mont-Blanc, elle est donc froide même en été

- l'eau du Rhône provient du lac Léman, où elle chauffe par temps ensoleillé comme c'était le cas durant la campagne de mesure.

Sans prendre en compte les concentrations de matière en suspension (qui augmentent encore l'écart de densité), cet écart de température entraîne une différence de densité entre les deux rivières de  $1.2 \text{ kg/m}^3$ , soit une différence relative de  $1.2 \cdot 10^{-3}$ , ce qui est plus élevé de plus d'un ordre de grandeur à toutes les campagnes de mesure Rhône-Saône (différence relative de densité maximale relevée durant les campagnes Rhône-Saône :  $3.2 \cdot 10^{-4}$  le 17 mai 2018). Cet écart de densité peut expliquer ce qui était observable à l'œil nu : l'Arve passait en dessous des eaux du Rhône. Un phénomène de stratification semblable à la campagne d'octobre 2018 sur Rhône-Saône est peut-être apparu.

De plus, l'écart de conductivité électrique entre les deux rivières est faible, a priori trop petit pour être quantifié précisément avec la précision de nos sondes CTD. A posteriori, il serait plus intéressant d'utiliser la température que la conductivité comme traceur sur ce site.

Malheureusement, les caractéristiques physiques des deux affluents ce jour-là ont compromis les mesures effectuées. La trop grande différence de température couplée à la faible différence de conductivité électrique entre les deux affluents ont mis à mal le bon fonctionnement du protocole de mesure mis en place sur la confluence Rhône-Saône.



**Figure 2.4.** Données brutes de conductivité au cours de la journée de mesure (confluence Rhône-Arve le 28 juin 2018) ; les 4 couleurs correspondent aux mesures des 4 sondes.

La figure 2.4. présente les données de conductivité électrique brutes au cours de la journée de mesure extraites directement des sondes CTD. Chaque couleur correspond à une des 4 sondes CTD utilisées : vert, noir, rouge, bleu. Chacune des 8 sections de mesure a été traversée 2 fois, une fois près de la surface libre et une fois près du lit. La profondeur maximale étant de 7 m, 2 traversées étaient suffisantes sur cette confluence. Néanmoins, pour avoir une résolution selon

la profondeur d'eau équivalente à celle des campagnes Rhône-Saône, il aurait fallu réduire l'espacement des sondes sur la guirlande.

Sur la section amont de l'Arve, les données de la figure 2.4. laissent penser que la conductivité électrique n'est pas homogène dans la section. En fait, elle l'est certainement mais la conductivité dépendant de la température, elle est corrigée en temps réel par la sonde en fonction des données de température qu'elle mesure en parallèle. Or, les sondes étant relativement massives et le capteur de température intégré au sein des sondes, le temps de réponse des sondes en température est assez long, de l'ordre de la minute, soit environ le temps de la traversée. Par conséquent, lors de la mise en température des sondes, la conductivité électrique mesurée varie et les mesures sont donc faussées : impossible de savoir si la conductivité électrique varie réellement ou si c'est la variation de température qui fait varier la conductivité.

Néanmoins, sur les sections mesurées à l'aval de la confluence (sur la droite de la figure 2.4.), on remarque qu'au fur et à mesure qu'on progresse à l'aval de la confluence, l'écart entre la conductivité minimale et maximale sur une section se réduit : le mélange progresse. Cependant, cela reste des données qualitatives : il n'est pas possible avec ces données de conclure quant à la longueur nécessaire au mélange  $L_m$ . Bien qu'à la section  $x/b=34$  les données relevées soient semblables à celles des sections amont de l'Arve (sur la gauche de la figure 2.4) et que la différence de conductivité puisse seulement être due aux variations de température entre l'air et l'eau (les sondes, entre deux traversées de mesure, sont mises dans un seau d'eau dont la température tend à monter jusqu'à la température de l'air ambiant, voire plus par beau temps), rien ne le garantit et il n'est donc pas certain que  $L_m$  soit atteinte.

### 2.4.3. Conclusion sur la confluence Rhône-Arve

Cette campagne de mesure sur la confluence Rhône-Arve, moins productive que celles menées sur la confluence Rhône-Saône, a surtout permis de montrer les limites opérationnelles des sondes utilisées. En effet, un écart de 9°C entre les deux affluents suffit à compromettre la qualité des mesures de conductivité électrique, à cause du temps de réponse trop lent des sondes en température. De plus, l'écart de conductivité électrique entre les deux affluents est trop faible pour espérer pouvoir quantifier le mélange à l'aval de la confluence avec une méthode analogue à celle utilisée pour la confluence Rhône-Saône. Utiliser la température comme traceur semble être la solution idoine pour la confluence Rhône-Arve, ce qui n'est pas possible avec les sondes à notre disposition, toujours à cause de leur trop faible dynamique. La recherche de capteurs autonomes plus adaptés, avec un thermomètre exposé à l'écoulement et permettant l'enregistrement de profils horizontaux de température, n'a pour l'instant pas été fructueuse.

Néanmoins, ce site présenterait un intérêt certain, une fois le matériel adéquat en place. La

distance disponible à l'aval de la confluence est de 10 km, ce qui est très intéressant puisque, a priori, la longueur nécessaire au mélange  $L_m$  est de cet ordre de grandeur ( $L_m/b=O(100b)$ ), voire inférieure (Fischer *et al.*, 1974 ; Rutherford 1994). Selon les conditions hydrologiques, il serait possible d'estimer  $L_m$  directement, sans passer par le calcul du coefficient de mélange transverse  $\varepsilon_y$ , et surtout de vérifier la relation entre les deux (Eq 13 de l'article).

De plus, la différence de densité due à la différence de température mais aussi à la concentration en matières en suspension, entraîne probablement le même phénomène de stratification que celui observé en octobre 2018 sur la confluence Rhône-Saône. Entre l'Arve et le Rhône, cette différence de densité est a priori souvent présente en été à cause des caractéristiques des deux affluents à l'amont de la confluence : les eaux de l'Arve restent froides en été (eaux de fonte principalement) alors que les eaux du Rhône ont tendance à monter en température dans le lac Léman.

## 2.5. Conclusion du chapitre

### 2.5.1. Résumé des résultats

Une nouvelle méthode de mesure du mélange des eaux provenant des affluents, à l'aval des confluences, basée sur la conductivité électrique, a été mise en place. Pour un coût raisonnable, cette méthode permet d'avoir une bonne résolution spatiale sur la totalité de la surface des sections transverses ciblées, contrairement à d'autres protocoles de mesure de conductivité en rivière qui s'appuient généralement sur des profils verticaux ou des points de mesure (Herrero *et al.*, 2018, Gualtieri *et al.* 2019).

La méthodologie appliquée aux mesures sur la confluence Rhône-Saône a donné des résultats probants, permettant notamment l'estimation du coefficient de mélange transverse  $\varepsilon_y$  et par la suite de la longueur nécessaire au mélange  $L_m$ . D'un point de vue opérationnel, ces résultats ont permis d'établir une formulation qui est en cours d'implémentation dans le code de simulation hydro-sédimentaire 1D Adis-TS, ce qui était un objectif clair dès le début de la thèse.

La campagne de mesure sur la confluence Rhône-Arve à Genève a permis de tester les limites opérationnelles des sondes CTD à notre disposition, à cause de leur trop lente réactivité en température. Il est en effet nécessaire que les affluents aient une conductivité électrique sensiblement différente ( $\Delta C > 100 \mu\text{S/cm}$ ) sans avoir une trop grande différence de température ( $\Delta T < 3^\circ\text{C}$ ).

## 2.5.2. Perspectives

Les perspectives futures de ce type de campagnes de mesure sont multiples, la méthode étant maintenant qualifiée et éprouvée au sein de l'équipe. La première perspective serait de mener des campagnes de mesure du même type sur d'autres confluences du bassin du Rhône. Peuvent être envisagées des campagnes de mesure sur la confluence Rhône-Ain ou Doubs-Saône par exemple. Néanmoins, il conviendrait de faire une reconnaissance complète (mesures de conductivité et de température des deux affluents) avant de faire une campagne de mesure. Ces deux confluences sont intéressantes car la distance navigable à l'aval de ces confluences est importante, ce qui devrait permettre de pouvoir mesurer la distance nécessaire au mélange  $L_m$ .

Une amélioration du protocole en place serait de trouver des sondes CTD plus réactives en température, afin de pouvoir utiliser la température comme traceur. De telles sondes permettraient d'avoir deux types de données (conductivité électrique et température) pour pouvoir quantifier le mélange. Des capteurs plus réactifs en température sont toujours recherchés pour pouvoir étendre ce type de campagnes de mesure à davantage de confluences.

## 2.5.3. Lien avec la suite de la thèse

Les campagnes de mesure sur le terrain ont permis d'appréhender toute la complexité des écoulements en confluence naturelle.

Tout d'abord, elles ont souligné que chaque confluence est spécifique. Notamment, la campagne de mesure sur la confluence Rhône-Arve a montré que le protocole développé et opérationnel pour la confluence Rhône-Saône n'est pas généralisable à toute confluence. De plus, certaines conditions de mesure sont variables, soit entre deux campagnes de mesure (profondeur d'eau, morphologie du lit de la rivière, densité, température, conductivité), soit sur une même journée de mesure (débits des affluents, souvent dépendants des barrages sur le Rhône)

Ensuite, dans les confluences réelles, le nombre de paramètres influant sur le mélange à l'aval des confluences (voir Eq. 1.3 en introduction) est très important, puisque, aux nombres adimensionnels identifiés dans le chapitre d'introduction, s'ajoutent de nombreux autres paramètres, par exemple liés à la géométrie complexe, artificielle ou naturelle... Attribuer à tel ou tel paramètre une influence sur les processus du mélange reste délicat. Enfin, l'effet des différences de densité entre les deux affluents, qui n'était pas un sujet d'étude prévu en début de thèse, s'est avéré être un point important dans les conditions réelles étudiées ici.

Il n'en reste pas moins que la modélisation basée sur une approche 1D moyennée sur la verticale et un coefficient de mélange transverse moyenné spatialement s'avère tout à fait pertinente, sauf pour les cas où une stratification s'établit. Par conséquent, les deux autres approches de la thèse (laboratoire et numérique) se focalisent sur les paramètres identifiés en début de thèse comme susceptibles de fortement impacter le mélange : le rapport de quantité de mouvement  $M^*$ ,

l'angle de la confluence  $\theta$  et la largeur relative du cours d'eau  $b/h$ , en l'absence de stratification. Ces deux chapitres à venir se restreignent également à un type de géométrie : canaux droits, section de passage de l'écoulement rectangulaire. Notons que les campagnes de mesure terrain se sont achevées fin 2018, soit en fin de seconde année de thèse. Le temps imparti restant ne permettait pas d'étudier, que ce soit en laboratoire ou numériquement, le phénomène de stratification par différence de densité observé en octobre 2018 sur la confluence Rhône-Saône et probablement aussi sur Rhône-Arve.

# Chapitre 3. Etude expérimentale en laboratoire du mélange à l'aval d'une confluence

## 3.1. Introduction

### 3.1.1. Contexte

Mesurer expérimentalement le mélange à l'aval de confluence en laboratoire reste un sujet de recherche peu exploré et ce chapitre propose une méthode expérimentale innovante pour pallier ce manque.

Le mélange de scalaires passifs dans les confluences à surface libre est influencé par de nombreux paramètres géométriques et hydrodynamiques qui ont été détaillés en introduction (voir Eq 1.3 dans l'analyse dimensionnelle). Compte tenu des débits constants et de la concentration homogène dans chaque affluent, il n'existe ni dispersion longitudinale ni diffusion verticale en canal de laboratoire sous ces conditions expérimentales. L'efficacité du mélange est donc généralement estimée par analogie avec la seule diffusion transversale, dans un bief droit correspondant à la branche aval du confluent. L'intensité du mélange transverse est alors définie par le coefficient de mélange transverse  $\varepsilon_y$ . L'ordre de grandeur du coefficient de mélange transverse dépend notamment de la turbulence générée par les bords du canal, qui crée une dépendance de  $\varepsilon_y$  à la vitesse de cisaillement  $u^*$  et à la profondeur d'eau  $h$ .  $\varepsilon_y$  dépend également de l'amplitude des courants secondaires. En canal rectiligne, les valeurs rapportées dans la littérature sont  $\varepsilon_y/(hu^*) = 0.15$  pour Fischer *et al.* (1979), 0.18 pour Chau *et al.* (2000), 0.166 pour Gualtieri et Mucherino (2007). Des fonctions plus complexes, dépendant de  $b/h$  et  $U/u^*$ , sont proposées par Aghababei *et al.* (2017) et Huai *et al.* (2018). Pour des canaux avec méandres (ou incurvés), le mouvement hélicoïdal (des courants secondaires du premier type de Prandtl) augmente considérablement la diffusion transversale. Dans ces cas, Fischer *et al.* (1979) suggèrent une augmentation de la valeur moyenne :  $\varepsilon_y/(hu^*) = 0.6$  tandis que Rutherford (1994) propose  $\varepsilon_y/(hu^*) = 0.3-1$  pour des canaux avec méandres légers (à grands rayons de courbure) et  $\varepsilon_y/(hu^*) = 1-3$  pour des canaux avec des méandres très marqués.

Cependant, des phénomènes de mélange supplémentaires découlent de la spécificité des confluences, où l'écoulement est localement fortement tridimensionnel. Des confluences à surface libre de canaux rectangulaires de largeurs égales, en régime fluvial (Biron *et al.*, 1996a et 1996b; Weber *et al.*, 2001; Shakibainia *et al.*, 2010; Mignot *et al.*, 2012) sont caractérisées notamment par : i) une zone de recirculation dans la branche aval où les amplitudes de vitesse diminuent fortement, ii) une zone de contraction avec une accélération de l'écoulement du côté de la région de recirculation, iii) des courants secondaires en aval, iv) une couche de mélange située à l'interface entre les deux flux entrants et accélérés par la contraction provoquée par le

flux venant de l'affluent avec sa quantité de mouvement initialement transverse (Rhoads et Sukhodolov, 2004; Mignot *et al.*, 2014; Yuan *et al.*, 2016). Tous ces modèles d'écoulement dépendent notamment de l'écart d'altitude entre les lits des deux branches amont (Gaudet et Roy, 1994), de l'angle de jonction (Best et Reid, 1984; Hsu *et al.*, 1998; Shakibainia *et al.*, 2010) et du rapport de quantité de mouvement des deux flux entrants (Rhoads et Kenworthy, 1995; Bradbrook *et al.*, 2001). Une conséquence de ces écoulements localement 3D est que les confluences présentent de grandes structures d'écoulement cohérentes qui échangent du fluide d'une région d'écoulement à une autre, améliorant ainsi l'efficacité du mélange. Le premier type de structures consiste en des tourbillons d'axe vertical à grande échelle qui se développent dans la couche de mélange le long de l'interface entre les deux flux (Uijtewaal et Booij, 2000 ; Shakainia *et al.*, 2010 ; Mignot *et al.*, 2014). Leur taille dépend du rapport largeur / profondeur, équivalent au confinement vertical (Chu et Babarutsi, 1988; Uijtewaal et Booij, 2000 ; Han *et al.*, 2017), tandis que leur sens de rotation est lié au rapport des vitesses entrantes (Constantinescu *et al.*, 2014). Le deuxième type de structures sont les courants secondaires, d'axe longitudinal, qui se développent dans la branche aval. Ils sont dus à la courbure de la ligne de courant (Bradbrook *et al.*, 2000) et présentent de grandes similitudes avec le mouvement hélicoïdal dans les écoulements en courbe. Ces mouvements hélicoïdaux sont particulièrement intenses et occupent toute la section de la branche en aval si le rapport de quantité de mouvement  $M^*$  entre l'affluent et la branche en amont dépasse largement 1 et / ou avec un angle  $\theta$  élevé, et / ou avec une différence de niveau des lits, et / ou avec un rapport de densité entre les deux flux entrants.

Les caractéristiques des cellules hélicoïdales dans la branche aval de la confluence ont fait l'objet de différentes études, que ce soit des expériences de laboratoire (Weber *et al.*, 2001 ; Schindfessel *et al.*, 2015) ou des simulations numériques (Huang *et al.*, 2002 ; Shakibainia *et al.*, 2010 ; Yang *et al.*, 2013 ; Schindfessel *et al.*, 2015 ; Chen *et al.*, 2017 ; Luo *et al.*, 2018). Une analyse bibliographique, présentée dans Pouchoulin *et al.* (2018), a montré que tous ces travaux font état d'un courant secondaire en forme d'hélice dans la région d'écoulement accéléré en plus de la zone de recirculation (et au-delà) de la branche aval, l'écoulement secondaire venant de la branche affluente passant au-dessus de l'écoulement amont principal, puis plongeant le long de la paroi opposée et retournant vers la berge côté affluent en restant proche du fond. Cependant, à notre connaissance, les liens entre le courant secondaire en forme d'hélice et le mélange scalaire n'ont jamais été clairement mesurés expérimentalement.

### 3.1.2. Analyse dimensionnelle

On rappelle ici l'équation (1.3), relative à l'analyse dimensionnelle complète d'un écoulement en confluence naturelle :

$$\Phi^* = f \left( Fr_d, M^*, \frac{b_u}{h_u}, \frac{b_b}{h_b}, \frac{b_d}{h_d}, \frac{h_u}{h_d}, \frac{h_b}{h_d}, \theta_1, \theta_2, \frac{\rho_u - \rho_b}{\rho_d}, Re_w, Re_b, Re_d, \Sigma_w, \Sigma_b, \Sigma_d, \frac{\chi_u}{b_u}, \frac{\chi_b}{b_b}, \frac{\chi_d}{b_d}, \frac{u_u^* b_u h_u}{Q_u}, \frac{u_b^* b_b h_b}{Q_b}, \frac{u_d^* b_d h_d}{Q_d} \right) \text{ (Eq 1.3)}$$

À la suite de notre revue de la littérature, les principaux paramètres qui influencent les courants secondaires dans les confluences à surface libre sont les suivants:

- l'angle de jonction : Shakibainia *et al.* (2010) et Luo *et al.* (2018) ont montré que sa diminution réduit l'intensité des cellules hélicoïdales.
- le rapport de quantité de mouvement  $M^*$  entre la branche et l'amont qui, en augmentant, augmente l'intensité des cellules hélicoïdales (Weber *et al.*, 2001; Huang *et al.*, 2002; Luo *et al.*, 2018), dont l'impact sur la distribution des vitesses longitudinales en aval de la confluence a été caractérisée par Mignot *et al.* (2012).
- la différence de densité entre les deux flux entrants, les courants secondaires étant favorisés par la formation de courants de densité, provoquant la plongée d'un flux en dessous d'un autre (Lyubimova *et al.*, 2014).
- la différence d'altitude des lits entre les deux canaux entrants qui modifie les courants secondaires en distordant la couche de mélange, entraînant une remontée de fluide au coin aval du confluent (Biron *et al.*, 1996, Birjukova Canelas *et al.*, 2019).
- enfin, dans les rivières naturelles, des caractéristiques géomorphologiques telles que les faces d'avalanches, les trous et les barres d'affouillement (Best, 1988) peuvent renforcer les courants secondaires et la force des tourbillons (Bouchez *et al.*, 2011) ou les diminuer, notamment dans le cas de forts rapports largeur/profondeur (Parsons *et al.*, 2007).

En raison de tous ces phénomènes, la longueur  $L_m$  nécessaire au mélange à l'aval d'une confluence en conditions naturelles varie grandement dans la littérature. Comme rapporté par Rice *et al.* (2008), l'avis général est que les distances nécessaires au mélange à l'aval des confluences sont de l'ordre de 100 largeurs de canal environ. La différence de niveau des lits peut réduire ce rapport à moins de  $L_m/b=30$  (Gaudet et Roy, 1995), mais des valeurs beaucoup plus faibles ont néanmoins été rapportées. Lane *et al.* (2008) font état de l'influence du rapport de quantité de mouvement entre la branche affluente et la branche amont principale  $M^*$  à la confluence des rivières Parana et Paraguay. Pour un rapport modéré ( $M^*=1,8$ ),  $L_m$  est supérieure à 400 km, soit  $L_m/b=127$ , et aucune recirculation nette (courants secondaires) n'est observée à l'échelle du chenal aval. Inversement, pour un rapport plus élevé ( $M^*=3,6$ ),  $L_m$  n'est que de 8 km, soit  $L_m/b=3,3$ , avec un mouvement hélicoïdal attesté par les champs de vitesse transverses moyens dans des directions opposées près de la surface et vers le fond. Il convient de noter que ces valeurs sont rapportées à partir d'observations visuelles, ce qui peut entraîner des erreurs significatives dans l'estimation de  $L_m$  (Mackay, 2910; Lane *et al.*, 2008). De plus, à la confluence des rivières Negro et Solimoes, Maurice-Bourgoin *et al.* (2003) observent que le mélange est complet à 25 km en aval du confluent, c'est-à-dire pour  $L_m/b=6$ , ce qui confirme que le mélange peut être obtenu pour  $L_m/b \ll 100$  dans des conditions spécifiques. Dans le chapitre précédent, sur la confluence Rhône-Saône, nous avons estimé  $L_m/b=35$  et 58 dans des

cas non stratifiés, et  $L_m/b=5.2$  dans un cas stratifié en ne considérant que la direction transverse.

Une analyse plus approfondie de l'impact des paramètres des confluences sur l'efficacité du mélange a été réalisée à l'aide de configurations de confluence simplifiées. Un mélange plus efficace en augmentant les angles de confluence, la différence de niveau des lits - et dans une moindre mesure le rapport des débits entre la branche affluente et la branche amont principale entre 0,67 et 1,74 - a été confirmé par des calculs numériques effectuées par Bradbrook *et al.* (2001) et Biron *et al.* (2004), de même que l'augmentation de l'écart de niveau des lits et la différence de densité par Rice *et al.* (2008). Ces auteurs confirment que les cellules secondaires, en particulier le courant en forme d'hélice décrit ci-dessus, améliorent fortement l'efficacité du mélange. Cependant, ces calculs n'ont pas été validés par des données expérimentales en raison d'un manque de base de données expérimentales disponibles.

Dans le cadre de notre étude expérimentale, certaines simplifications sont mises en place :

- les canaux ont tous la même largeur  $b$  ;
- la profondeur d'eau  $h$ , ajustée grâce à une guillotine en aval, est maintenue constante ;
- la différence d'altitude des lits est nulle, il n'y a donc pas d'effet de marche (« bed discordance » en anglais). A partir des deux points précédents, toutes les branches ont alors la même largeur relative  $b/h$  et le nombre de Reynolds de la branche aval correspond simplement à la somme des nombres de Reynolds des deux branches amont :  $Re_d = Re_b + Re_u$  ;
- la confluence est asymétrique, ou en « T », c'est-à-dire que l'affluent principal est dans le même axe que la branche aval. Un seul angle suffit à décrire l'orientation des branches : c'est l'angle entre les deux branches amont, noté  $\theta$  ;
- l'eau a les mêmes caractéristiques physiques en tout point de l'écoulement, donc la même masse volumique dans toutes les branches. Par conséquent, avec les hypothèses précédentes sur la largeur et la profondeur des branches, le rapport de quantité de mouvement se simplifie :  $M^* = \frac{Q_b^2}{Q_u^2}$ , soit le carré du rapport des débits amont ;
- toutes les branches sont rectilignes, leur sinuosité est donc de 1 ;
- les sections des branches sont rectangulaires, de largeur  $b$  et de hauteur  $h$  ;
- les parois sont en verre, donc considérées lisses.

En reprenant les résultats de l'analyse dimensionnelle (partie 1.4.), l'équation 1.3 se simplifie dans le cadre de cette étude expérimentale de laboratoire :

$$\Phi^* = f\left(Fr_d, M^*, \frac{b}{h}, \theta, Re_u, Re_d\right) \quad (\text{Eq. 3.1.})$$

### 3.1.3. Champs de concentration expérimentaux dans les confluences de laboratoire

A notre connaissance, seuls deux travaux très récents ont mesuré la dispersion scalaire 3D en confluence dans des conditions de laboratoire.

Liu *et al.* (2019) ont considéré une confluence symétrique (forme en Y) à  $60^\circ$  avec des branches amont quasiment identiques se rejoignant dans une branche aval plus large. Les auteurs ont mesuré deux configurations d'écoulement avec  $M^*=1$  et  $M^*=4$ . Les auteurs ont utilisé du sel comme scalaire (en ajoutant de l'alcool pour maintenir la densité du fluide égale à celle de l'eau) et ont mesuré la concentration locale à travers la conductivité électrique de l'eau. Pour chaque écoulement, ils ont injecté le sel selon différentes configurations : en tant que source ponctuelle (le long d'une berge d'un affluent) ou avec des affluents homogènes en concentration ; le tout pour un total de huit expériences. Elles ont toutes confirmé une faible efficacité de mélange à l'aval de la confluence, les mesures de concentration étant loin d'être homogènes au bout de  $x/b = 10$ , quelle que soit la configuration d'écoulement.

Shen *et al.* (2019) ont mesuré la dispersion de TDG (Total Dissolved Gas), l'eau d'un affluent étant en équilibre avec l'atmosphère et le second hyper-saturé, donc avec une concentration de gaz dissous plus élevée. Notons cependant que ce scalaire n'est pas conservatif à cause de l'interaction de l'eau avec l'atmosphère au niveau de la surface libre. Les mesures ont été effectuées dans une confluence asymétrique (forme de T) avec un angle de  $45^\circ$  et des largeurs de branche égales. Le rapport de quantité de mouvement reste faible :  $M^* < 0.2$ , de sorte que la dispersion du TDG est lente et se produit sur de très longues distances à l'aval de la confluence.

### 3.1.4. Objectifs des travaux expérimentaux en laboratoire

Aucune cellule hélicoïdale de grande échelle n'a été mesurée dans les expériences de Liu *et al.* (2019) et Shen *et al.* (2019), car  $M^*$  et/ou l'angle de confluence étaient maintenus suffisamment bas. Le premier objectif de cette étude est donc de générer une base de données à partir de mesures de concentration 3D de scalaire conservatif dans une configuration avec les deux vortex de Kelvin-Helmoltz dans l'intersection le long de l'interface entre les deux écoulements et une cellule hélicoïdale dans la branche aval, ces deux ingrédients permettant d'accélérer la dispersion de scalaire. Ceci est réalisé en sélectionnant une configuration d'écoulement avec un angle de confluence élevé, un rapport de quantité de mouvement (et un rapport de vitesse) élevés entre les deux écoulements amont et une profondeur élevée. Les conditions de débit correspondent aux réseaux d'assainissement où  $b/h < 5$  (par exemple  $b/h=1-2$ , Bonakdari, 2015), un peu aux inondations urbaines où  $b/h=5-100$  mais pas du tout aux rivières où  $b/h=10-100$ .

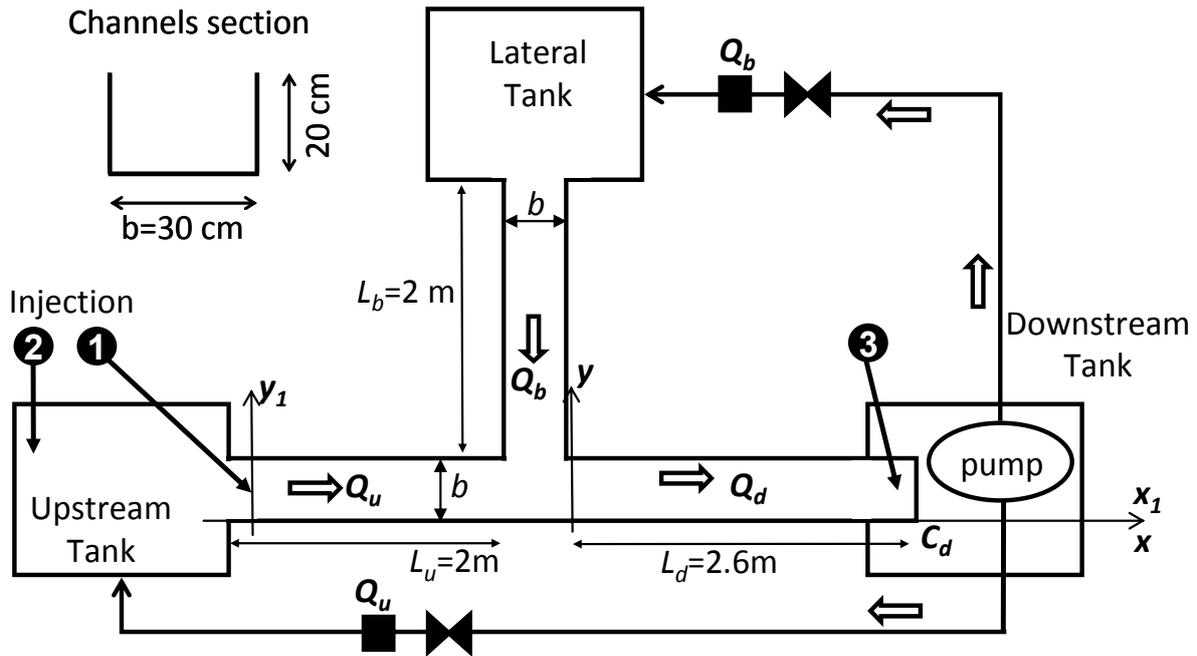
Cependant, la plupart des méthodes expérimentales disponibles (décrites dans le paragraphe suivant) permettant de mesurer des champs de concentration scalaires 3D dans des écoulements

à surface libre, telles que celles de Liu *et al.* (2019) et Shen *et al.* (2019), ne travaillent pas en circuit fermé et nécessitent l'évacuation de l'eau une fois qu'elle a traversé l'expérience. Le deuxième objectif est donc d'introduire une nouvelle technique expérimentale de mesure de la concentration permettant des expériences de longue durée dans des canaux en circuit fermé. La prochaine partie de ce chapitre décrit et valide cette technique expérimentale innovante. Ensuite, les résultats expérimentaux de mélange en confluence de laboratoire sont exposés. La dernière partie est une discussion sur le concept de « mélange rapide », suivie de conclusions.

## 3.2. Protocole et installations expérimentales

### 3.2.1. Installations expérimentales et appareils de mesure

L'écoulement de confluence est produit dans l'installation d'intersection de canaux à surface libre du LMFA à Villeurbanne (décrite dans Rivière *et al.*, 2011, ici avec une branche fermée) qui obéit aux restrictions géométriques aboutissant à l'Eq. 3.1. Cette installation consiste en une jonction asymétrique de trois canaux, tous horizontaux, en verre, et de même largeur  $b=0.3\text{m}$  (Figure 3.1.). Les canaux des deux branches amont (principale notée  $u$  pour *upstream* et affluente notée  $b$  pour *branch*) ont la même longueur :  $L_u = L_b = 2\text{ m}$ . Le canal aval, aligné avec la branche amont principale, a une longueur  $L_d = 2.6\text{ m}$  et se termine par un déversoir avec une guillotine dont la hauteur  $C_d$  est réglable en continu. Une pompe située dans le réservoir en aval produit l'écoulement d'eau déminéralisée qui va dans le canal amont principal (débit  $Q_u$ ) et le canal amont affluent (débit  $Q_b$ ) puis se mélange dans le canal aval ( $Q_d = Q_u + Q_b$ ). Les débits des deux branches amont ( $Q_u$  et  $Q_b$ ) sont mesurés par des débitmètres électromagnétiques (incertitude  $\pm 0.05\text{ L/s}$ ). La profondeur d'eau  $h$ , mesurée à l'aide d'une jauge ponctuelle mobile avec une incertitude de  $\pm 0.15\text{ mm}$ , est presque constante dans tout l'écoulement en raison des faibles vitesses d'écoulement, qui, associées à un matériau lisse, occasionnent de surcroît des courbes de remous très peu marquées. La valeur de la profondeur d'eau  $h$  correspond à la mesure effectuée au milieu de la section, une largeur en amont de l'intersection.



**Figure 3.1.** Installation expérimentale pour les expériences, située au LMFA (INSA Lyon), vue de dessus et section en travers des canaux.  $(x_1, y_1)$  et  $(x, y)$  sont les systèmes d'axes pour respectivement les expériences en canal simple et en configuration de confluence.

Deux configurations sont considérées ici : les expériences de confluence et les expériences (préliminaires) à un seul canal pour lesquelles la branche amont affluent est fermée à l'intersection. Les conditions hydrauliques sont résumées dans le tableau 1. Dans toute branche  $n$  (avec  $n=u, b, d$ ),  $U_n = Q_n / (bh)$  est la vitesse moyenne,  $Re_n = 4U_n R_h / \nu$  est le nombre de Reynolds basé sur le rayon hydraulique  $R_h$  et la viscosité cinématique de l'eau  $\nu$ ,  $Fr_n = U_n / (gh)^{0.5}$  le nombre de Froude avec  $g$  l'accélération de la pesanteur.  $u^* = (g \cdot R_h \cdot S_f)^{0.5}$  est la vitesse de frottement dans la branche aval, avec  $S_f$  la pente de frottement calculée en utilisant le coefficient de frottement de Darcy-Weisbach en considérant les parois lisses.

Configuration	$h$ (cm)	$Q_u$ (L/s)	$Q_b$ (L/s)	$Q_d$ (L/s)	$U_u$ (cm/s)	$U_d$ (cm/s)	$u^*$ (cm/s)	$Fr_u$	$Re_u$	$Fr_d$	$Re_d$	$M^*$	$b/h$
"canal simple"	2.1	0.5	-	$= Q_u$	7.94	$= U_u$	0.53	0.175	5850	$= Fr_u$	$= Re_u$	-	14.3
"Confluence"	12.0	1	3	4	2.8	11.1	0.60	0.026	7410	0.102	29600	9	2.5

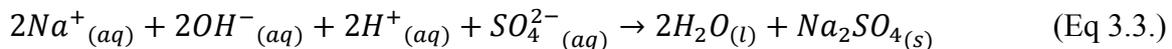
**Tableau 3.1.** Conditions hydrauliques durant les expériences

### 3.2.2. Principe de la méthode de mesure de concentration

Cette partie décrit une méthode innovante pour mesurer la distribution 3D de la concentration en scalaire passif conservatif, dans un canal en recirculation dans lequel le scalaire passif est neutralisé à la sortie du canal. Par conséquent, malgré un écoulement en circuit fermé, la concentration en scalaire passif n'augmente pas au cours du temps et permet des expériences de longue durée permettant d'économiser d'énormes quantités d'eau. La méthode est basée sur les propriétés de la réaction chimique entre une base forte et un acide fort : le scalaire passif utilisé est l'ion hydroxyde  $\text{OH}^-$ . Un débit molaire d'ions hydroxyde  $Q_{\text{OH}^-}$  (en utilisant une solution de soude, c'est-à-dire de l'hydroxyde de sodium  $\text{NaOH}$ ) est injecté dans l'eau en amont de la confluence. Sa concentration est mesurée dans l'écoulement à l'aide d'un pH-mètre, le pH local étant lié à la concentration locale  $[\text{OH}^-]$  via :

$$\text{pH} = 14 + \log_{10}[\text{OH}^-] \quad (\text{Eq 3.2.})$$

Un débit molaire équivalent d'ions hydronium  $\text{H}_3\text{O}^+$  est injecté à la sortie du canal aval à l'aide d'une solution d'acide sulfurique  $\text{H}_2\text{SO}_4$ . La soude et l'acide sulfurique réagissent ensuite dans le canal aval et la boucle de pompage pour former de l'eau et du sulfate de sodium  $\text{Na}_2\text{SO}_4$ , c'est-à-dire un sel qui n'a aucune influence sur le pH de l'écoulement (à noter que l'utilisation d'acide chlorhydrique au lieu de l'acide sulfurique produirait du sel  $\text{NaCl}$ , ce qui augmenterait le risque de corrosion).



La pompe fournit ainsi aux réservoirs amont de l'eau pure sans scalaire. Un autre avantage de la méthode est la sensibilité de la sonde pH qui permet d'utiliser de très faibles débits molaires (donc des solutions de réactif peu concentrées) : aucune modification notable des propriétés physiques (densité et viscosité) de l'eau n'est réalisée avant des centaines d'heures d'expérience.

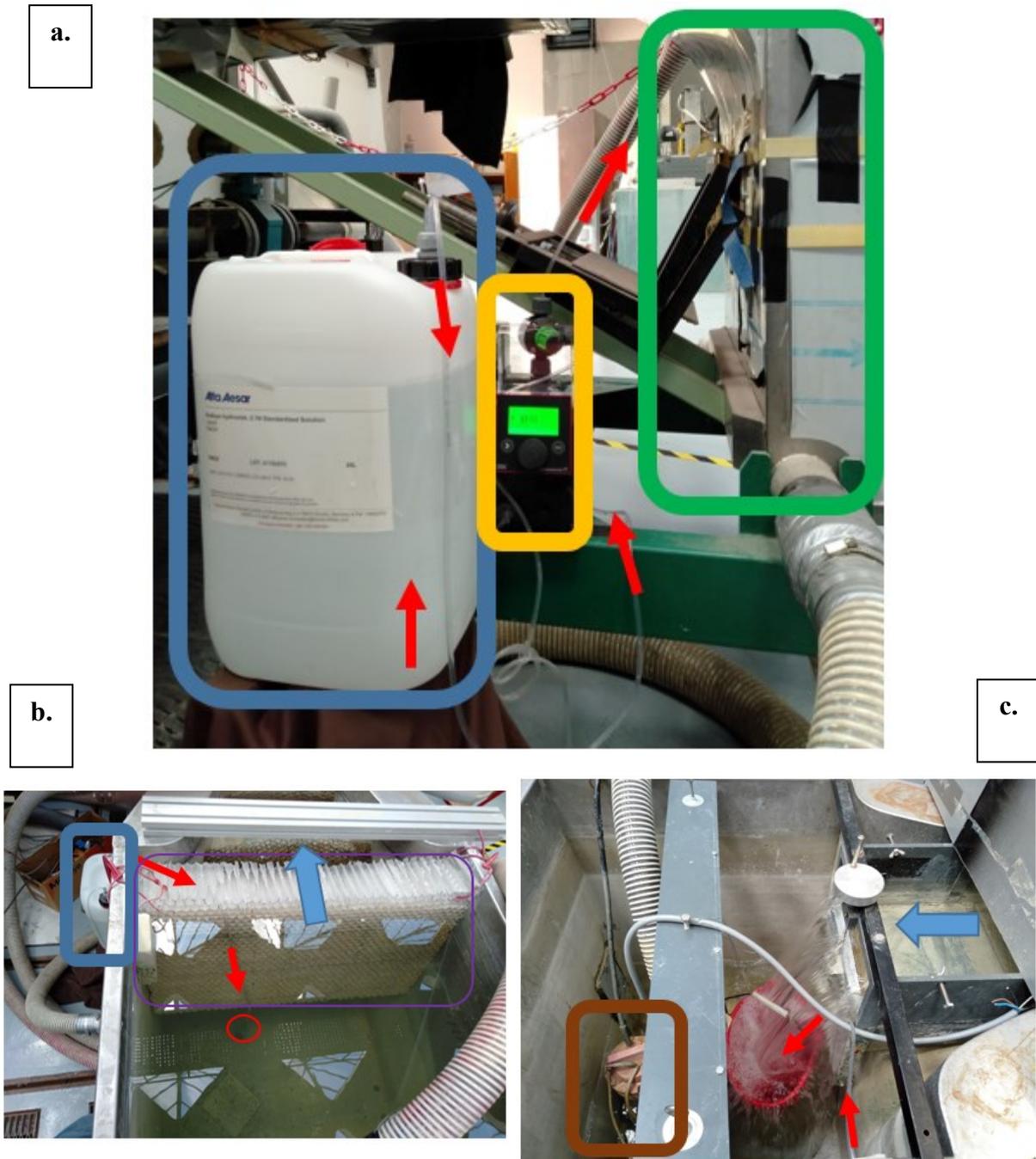
Cependant, l'échange de dioxyde de carbone  $\text{CO}_2$  entre l'écoulement et l'atmosphère à travers la surface libre provoque la présence, dans l'eau, d'acide carbonique  $\text{H}_2\text{CO}_3$ .  $\text{H}_2\text{CO}_3$  est un acide faible qui se dissocie en ions carbonates :  $\text{HCO}_3^-$  et  $\text{CO}_3^{2-}$ . L'acide carbonique et les ions carbonates ont une double action. Premièrement, ils modifient la valeur de base du pH de l'eau, en fonction de leurs concentrations respectives, qui dépendent notamment de la pression partielle de  $\text{CO}_2$  dans l'air ambiant. D'autres polluants atmosphériques, tels que le  $\text{SO}_2$  ou les  $\text{NO}_x$ , ont une action similaire sur le pH. Par conséquent, pour éviter toute dérive du pH due aux échanges avec l'atmosphère, il est nécessaire de mener des expériences avec de l'eau dans laquelle les concentrations de ces produits chimiques dits parasites (acide carbonique, ions carbonates et polluants) sont en équilibre avec l'atmosphère (comme pour le TDG, voir Shen *et al.*, 2019). Cet équilibre dépend des conditions atmosphériques : pression partielle de  $\text{CO}_2$ , pollution de l'air, humidité, température, ... La deuxième action des produits chimiques

parasites est leur réaction avec les ions  $\text{OH}^-$  (les traceurs) injectés dans l'eau. De ce fait, la concentration en ions  $\text{OH}^-$  injectés dans l'eau évolue à la fois par advection et diffusion, mais également en raison de leurs réactions avec des produits chimiques parasites. Avant (ou après) toute mesure, un étalonnage est donc nécessaire – avec la même eau, la même soude et dans les mêmes conditions atmosphériques que lors de l'expérience – pour relier la concentration effective en ions dans l'eau  $[\text{OH}^-]=10^{(\text{pH}-14)}$  et la concentration  $c$  de traceur injectée, ce qui est utile pour caractériser la dispersion de scalaire, c'est-à-dire ce qui serait obtenu après l'ajout d'une quantité donnée de soude en l'absence de toute réaction chimique.

### 3.2.3. Application de la méthode en confluence à surface libre

Les produits chimiques injectés,  $\text{NaOH}$  et  $\text{H}_2\text{SO}_4$ , proviennent de solutions décimales (0.1N  $\pm 0.1\%$  de Fisher-bioblock). Deux pompes péristaltiques fournissent des débits égaux et constants de ces solutions  $Q_{\text{soude}}$  et  $Q_{\text{acide}}$  de  $5 \cdot 10^{-4}$  L/s avec une incertitude de  $\pm 10^{-5}$  L/s. Le débit de ces pompes est sensible à la différence de hauteur piézométrique aux deux extrémités des tuyaux ; pour s'en affranchir, les pompes aspirent les solutions au fond de vases de Mariotte, ce qui permet de maintenir un débit parfaitement constant sur la durée des expériences (Figure 3.2.a). La soude est injectée dans le canal amont à travers une fente verticale pour les expériences en canal simple ou au fond du réservoir amont principal pour les expériences de confluence (Figure 3.2.b). L'acide sulfurique est injecté dans un seau dans le bac aval où le jet de l'écoulement arrive en sortie de la branche aval (voir Figure 3.1. ; Figure 3.2.c), assurant ainsi le mélange et la neutralisation du scalaire passif dans la boucle de pompage avant que l'eau ne soit redirigée vers les canaux amont (principal et affluent). La mesure de la concentration locale dans l'eau est effectuée à l'aide d'un pH-mètre (PHM210 de Radiometer Analytical) équipé d'une électrode combinée (PHC3005) de diamètre 12 mm et de diamètre de bulbe sensible de 6 mm, avec compensation automatique en fonction de la température, elle-même mesurée grâce à un thermomètre à sonde platine connecté au pH-mètre. L'incertitude de mesure est de 0,01 unité pH. Le temps de réponse est de plusieurs secondes et ne donne que des valeurs moyennes de la concentration en ions hydroxyde  $[\text{OH}^-]$ . Le pH-mètre permet de récupérer une tension proportionnelle au pH mesuré (en fait, la tension à la sonde) qui est enregistrée grâce à une carte d'acquisition, sous le logiciel LabView®. Suite à une étude de convergence pour diverses localisations de la sonde de mesure, la durée d'acquisition adoptée est de 5 minutes pour chaque mesure, sur laquelle est effectuée la moyenne temporelle. Les processus d'étalonnage, utilisés pour obtenir la courbe de réponse  $c = f([\text{OH}^-])$ , sont réalisés grâce à un titreur automatique (SI Analytics® Titroline 5000), avec l'eau prélevée de l'expérience pendant la mesure et avec les mêmes produits chimiques que dans l'expérience. Les produits utilisés – acide et base de faible normalité 0,1N – sont peu dangereux, et requièrent essentiellement le port de lunettes de protection. La présence d'autres utilisateurs et d'étudiants

sur d'autres bancs expérimentaux dans la halle, a toutefois demandé un soin particulier à la sécurité : pose de barrières, de capots, et d'une signalisation *ad-hoc*, achat et mise à disposition d'équipements de protection individuels, d'une douche portative, *etc.*



**Figure 3.2.** Photos de quelques éléments du dispositif expérimental avec entouré en bleu un vase de Mariotte, en jaune une pompe péristaltique, en vert le bac amont principal, en violet un nid d'abeille en amont de l'écoulement et en marron la pompe centrifuge. Les flèches rouges indiquent la direction de circulation des réactifs, les flèches bleues la direction de l'écoulement. a. Vase de Mariotte et pompe péristaltique réglée à 1.8 L/h, côté amont (injection soude). b. Point d'injection (entouré en rouge) au fond du bac amont principal (injection soude). c. Sortie du canal en jet, arrivant dans le sceau rouge où est injecté l'acide sulfurique.

### 3.2.4. Incertitudes associées aux mesures de concentration

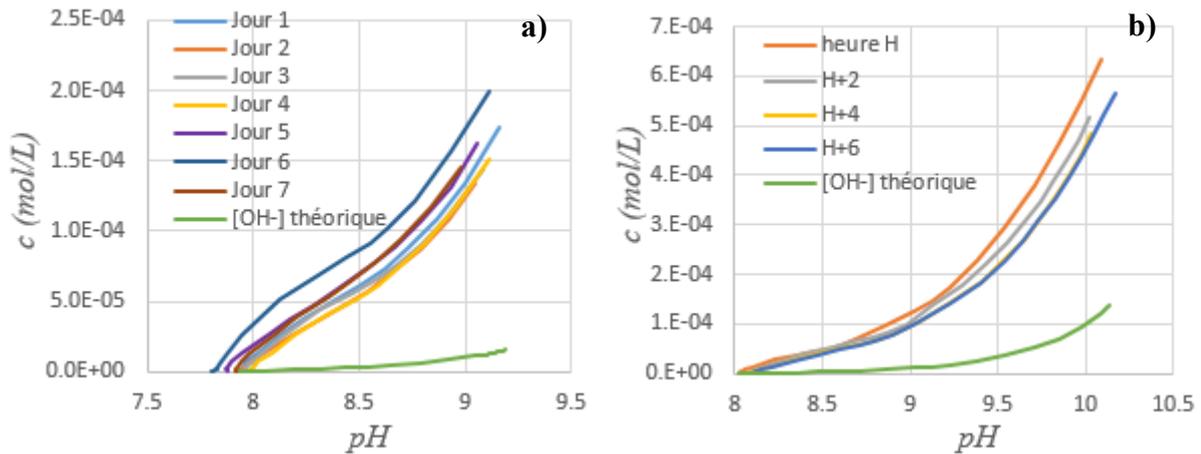
Lorsque l'eau est au repos dans la boucle de pompage et dans les réservoirs amont et aval, la concentration en produits chimiques parasites ne correspond pas nécessairement à l'équilibre avec l'atmosphère. En effet, la diffusion moléculaire seule est suffisante pour permettre de forts gradients entre la surface libre (en équilibre avec l'atmosphère) et la masse d'eau. Lorsque l'agitation générée par la turbulence de l'écoulement et la chute vers le réservoir en aval mélange les produits chimiques parasites dans l'eau, les échanges avec l'atmosphère sont fortement favorisés et un équilibre chimique peut alors être atteint. Pour obtenir cet équilibre avec soin, avant toute mesure, pour éviter toute dérive du pH pendant les expériences, il faut plusieurs dizaines de minutes d'écoulement à fort débit dans le canal sans injection de produit chimique. La figure 3.3.a montre l'influence des conditions atmosphériques quotidiennes sur cette concentration à l'équilibre de produits chimiques parasites (notez les différentes valeurs de pH pour  $c = 0$ , c'est-à-dire avant toute injection de produit chimique), ainsi que les courbes d'étalonnage utilisées pour faire correspondre le pH à la concentration de la soude injectée  $c$  définie comme :

$$c = \frac{N_{\text{soude}}V_{\text{soude}}}{V_{\text{eau}}+V_{\text{soude}}} \quad \text{pendant les titrages} \quad (\text{Eq 3.3})$$

$$c = \frac{N_{\text{soude}}Q_u}{Q_u+Q_{\text{soude}}} \quad \text{pendant les expériences} \quad (\text{Eq 3.4.})$$

$N_{\text{soude}}$  représente la concentration molaire de la solution de NaOH (0,1 mol/L dans nos expériences).  $V_{\text{soude}}$  et  $V_{\text{eau}}$  sont respectivement les volumes de soude (resp. de l'eau) lors des opérations de titrage.  $Q_{\text{soude}}$  est le débit de la solution de NaOH injectée dans le réservoir amont principal. La Fig. 3.3.a met ainsi en évidence les fortes variations des courbes d'étalonnage observées entre les différents jours d'expérience.

De plus, les courbes d'étalonnage obtenues sur 8 heures le même jour (Fig 3.3.b) diffèrent également les unes des autres, révélant le fort impact des conditions atmosphériques sur l'équilibre chimique avec l'eau dans le canal. En pratique, quatre courbes d'étalonnage sont effectuées chaque jour. Chacune est considérée comme efficace pour une durée d'expérience de 2 heures consécutives. Les différences entre deux courbes d'étalonnage consécutives (avec de l'eau recueillie à un intervalle de deux heures) fournissent une estimation de l'erreur associée au processus d'étalonnage:  $\pm 0.05$  unités de pH. Enfin, la courbe théorique  $[\text{OH}^-] = f(\text{pH})$ , qui ne prend en compte aucun échange avec l'atmosphère, diffère sensiblement des courbes d'étalonnage, illustrant à nouveau la forte influence des produits chimiques parasites.



**Figure 3.3.** Courbes de titrage obtenues : (a) à différents jours et (b) à différents horaires un même jour, comparées à la courbe théorique sans parasites chimiques ( $[OH^-]$  théorique).

Les échanges avec l'atmosphère sont également responsables d'un effet d'hystérésis. Chaque injection d'ions  $OH^-$  dans l'eau rompt l'équilibre avec l'atmosphère, entraînant de nouveaux échanges de produits chimiques parasites et une dérive correspondante de la valeur du pH. Lorsque la même quantité de  $H_2SO_4$  est ensuite injectée dans l'eau, il réagit à la fois avec les produits chimiques parasites disponibles et les ions  $OH^-$ , de sorte que le pH initial ne soit pas retrouvé. Au cours d'expériences consacrées dans un bécher, la dérive de pH 1 minute après l'injection de soude (sans injection d'acide) n'était que de 0,02 unité de pH, ce qui correspond au temps de séjour environ  $((L_u + b) / U_u + L_d / U_d)$ , voir les valeurs dans tableau 1) de la soude dans le canal avant d'atteindre l'injecteur d'acide (Fig. 3.1.). À l'inverse, il a été vérifié que le temps de séjour dans le réservoir en aval (avec injection d'acide) était suffisant pour assurer une neutralisation complète de la soude. Enfin, un pH-mètre est conçu pour être utilisé dans un fluide au repos (mais agité) et la vitesse d'écoulement peut également ajouter une incertitude. Les expériences avec une concentration contrôlée dans un écoulement à une vitesse uniforme comprise entre 0 et 11 cm/s (comme dans les configurations énumérées dans le tableau 1) montrent une augmentation du pH de 0 à +0,03 unités de pH par rapport à la même eau au repos. Inversement, la présence supplémentaire de gradients de vitesse (au voisinage de murs ou de couches de mélange) et de turbulences supplémentaires (lors du positionnement de la sonde à la suite d'obstacles différents) n'entraîne aucune variation supplémentaire significative du pH mesuré. L'incertitude de mesure globale du pH, y compris tous les effets mentionnés précédemment, est donc considérée comme égale à  $\pm 0.11$  pH : 0.01 (pH-mètre) + 0.02 (dérive) + 0.03 (vitesse) + 0.05 (titrage). L'incertitude correspondante sur la concentration locale  $c$  peut alors être obtenue à partir de la courbe d'étalonnage. Par exemple, avec les conditions expérimentales associées à la 4<sup>ème</sup> heure sur la figure 3.3.b, l'incertitude relative estimée de la concentration est  $\Delta c/c = 10\%$  pour pH = 8 et  $\Delta c/c = 14\%$  pour pH = 9,5.

### 3.2.5. Avantages et inconvénients de la méthode

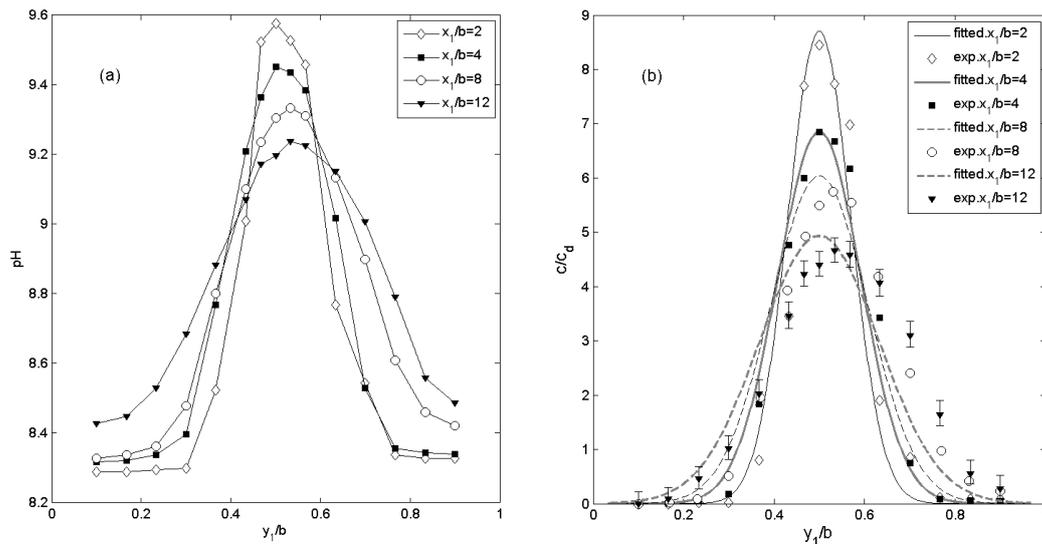
Dans cette partie, la technique proposée est comparée aux techniques existantes et répandues de mesure de concentration scalaire. Parmi les techniques à un point de mesure, la plus comparable à la nôtre est celle basée sur la conductivité de l'eau (Liu *et al.* 2019). Elle est utilisée depuis des décennies (par exemple, Gibson et Schwarz, 1963) pour étudier les phénomènes de mélange dans des liquides. Parmi ses avantages figurent son coût peu élevé, sa résolution temporelle assez élevée ( $\sim 1$  kHz, Kastrinakis et Nychas, 1998) et des sondes plus petites et donc moins intrusives que la sonde pH, même si elles présentent de la dérive (Ncube *et al.*, 1991). Lorsque l'on examine les problèmes de parasites chimiques et d'équilibre avec l'atmosphère, la complexité du processus d'étalonnage est comparable pour les deux techniques. De plus, pour les deux, les incertitudes reposent essentiellement sur la qualité du processus d'étalonnage et les niveaux d'incertitude finaux sont comparables. En bref, par rapport aux sondes de conductivité, la technique basée sur le pH permet de travailler en boucle fermée, au prix de la perte de résolution spatiale et temporelle. Cette conclusion s'applique également à d'autres techniques de mesure de la concentration basées sur une sonde à un point, telles que le colorimètre, le fluorimètre, le turbidimètre, dont les performances sont décrites par exemple par Lepot *et al.* (2013). Une autre solution consiste à utiliser la température comme scalaire passif (Chu et Abdelwahed, 1990), mesurée à l'aide de thermomètres à film froid ou de thermistances ayant des résolutions temporelles et spatiales comparables à celles des sondes de conductivité (Fleury et Lueck, 1994), combinant systèmes de chauffage et de refroidissement permettant une boucle fermée. Des obstacles subsistent toutefois: la transposition des résultats de la température aux scalaires nécessite les nombres de Schmidt turbulents correspondants, les pertes de chaleur à travers les murs et la surface libre doivent être contrôlées, l'augmentation de la température dans une branche nécessite un contrôle en boucle fermée à puissances élevées (4 kW/°C pour notre expérience) et des effets de flottabilité (c'est-à-dire de convection naturelle) peuvent apparaître. Les techniques optiques sont une alternative aux techniques à un point car elles fournissent des champs de concentration 2D instantanés. La concentration de mesure optique du colorant sous lumière ambiante à l'aide d'une caméra (Babarutsi et Chu, 1991; Mignot *et al.*, 2016) ne convient toutefois que pour des écoulements quasi 2D, car elle ne peut pas prendre en compte les gradients de concentration dans la direction de la visée. Breidenthal (1981) a remplacé le colorant par un indicateur de pH, augmentant ainsi le contraste en marquant l'emplacement d'une réaction chimique à base acide ; là encore, cela ne s'applique qu'aux flux quasi-2D. La technique de fluorescence induite par laser (LIF pour *Laser Induced Fluorescence*) permet une mesure de concentration dans des champs de concentration 3D. Shiono et Feng (2003) fournissent un exemple de mesures en un point avec une méthode LIF, associée à une injection de colorant fluorescent en un point, dans un canal à lit composé. La fluorescence induite par laser planaire (PLIF) fournit des champs de concentration 2D instantanés; Crimaldi (2008) donne un aperçu de cette technique. Néanmoins, pour les

écoulements à grande échelle tels que dans les canaux ouverts, l'intensité de la lumière est considérablement modifiée par les hétérogénéités de concentration environnantes lors du passage de l'écoulement, ce qui crée des incertitudes supplémentaires. En résumé, comparée à toutes les techniques classiques existantes, la technique basée sur la sonde de pH présente l'avantage d'être utilisée en boucle fermée pendant plusieurs heures. De plus, elle convient bien aux laboratoires hydrauliques, car elle ne nécessite ni accès optique ni murs adiabatiques. Comparée aux techniques optiques, elle est efficace dans les flux 3D à grande échelle avec de simples déplacements d'appareils (contrairement aux lasers et aux caméras utilisant la méthode LIF). Cependant, cela se fait au prix de résolutions temporelles et spatiales médiocres.

### 3.2.6. Validation dans une configuration d'écoulement 1D

Pour fournir un cas de test, une expérience préliminaire a été réalisée dans le canal simple (tableau 3.1.) formé en scellant la branche latérale (figure 1), dans le cadre du stage de Master de W. Cai (2012). La diffusion d'un scalaire passif dans un seul flux turbulent rectangulaire à canal ouvert est bien documentée (par exemple, Fischer *et al.*, 1979; Rutherford, 1994; Graf, 2000; Huai *et al.*, 2018). En particulier, Rutherford (1994) a proposé une formulation théorique d'une injection distribuée le long d'une ligne verticale, au centre du canal. Cette configuration est reproduite ici dans des conditions de laboratoire afin de valider la méthode de mesure de concentration. En définissant  $Q_u = 0,5$  L/s et  $h = 2,1$  cm, l'écoulement est à la fois en régime turbulent et fluvial (tableau 3.1.). Le débit d'hydroxyde de sodium  $Q_{soudé}$  est injecté au centre du canal amont (injection à  $x_l = 0$ ,  $y_l = 15$ cm,  $z_l = 0,2-2$  cm, voir Fig. 3.1.) à travers une fente verticale de 3 mm de côté usinée dans un tube vertical plastique. La dispersion transversale du scalaire est étudiée en mesurant le pH le long de profils transversaux (le long de  $y_l$ ) à 4 distances longitudinales différentes  $x_l/b$  à partir de l'injection (Fig. 3.4.a) à une altitude  $z/h = 0,4$ . Les profils de concentration adimensionnels correspondants  $c(y_l)/c_d$  sont donnés en figure 3.4.b, où  $c_d$  est la concentration uniforme théorique, c'est-à-dire une fois que la soude est parfaitement mélangée, définie comme  $c_d = Q_{soudé}/Q_u$ . Les profils de concentration présentent les caractéristiques attendues, c'est-à-dire une forme gaussienne, avec une diminution transversale symétrique des deux côtés de l'axe ( $y_l/b=0,5$ ) et une diminution longitudinale de la concentration maximale avec un étalement de la concentration vers les parois en avançant suivant  $x_l/b$ . Considérant une dispersion purement transversale, les profils de concentration théorique  $c_{th}(x_l, y_l)$  peuvent être dérivés dans chaque section de  $(x_l, y_l)$ , du débit scalaire injecté  $Q_{soudé}$  et du coefficient de mélange transverse  $\varepsilon_y$  (par exemple, Graf, 2000). Ce dernier dépend de l'écoulement, notamment du niveau de turbulence et des courants secondaires. A noter que la diffusion moléculaire dans l'eau est d'environ  $10^{-9}$  m<sup>2</sup>/s et est donc considérée comme négligeable par rapport à la diffusion turbulente et à l'advection par des courants secondaires. La valeur expérimentale de  $\varepsilon_y$  est ajustée dans chaque tronçon délimité par deux sections de

mesure consécutives, jusqu'à obtention d'une bonne correspondance entre les profils de concentration ajustés et expérimentaux  $c(y_1/b)$ , à l'aide de la méthode des moindres carrés, comme effectué par Brodberger *et al.* (1983) pour le mélange de deux flux parallèles. Les valeurs expérimentales obtenues pour  $\varepsilon_y$  sont données dans le tableau 2 et les profils ajustés correspondants sont dessinés sur la figure 3.4.b. La diminution et la stabilisation de  $\varepsilon_y$ , avec l'augmentation de la distance ( $x_1/b$ ) à l'injection, traduisent l'influence des conditions aux limites en amont (nid d'abeille et grilles qui lissent le profil de vitesse mais augmentent le niveau de turbulence), de sorte que le profil de vitesse n'est pas complètement développé à la section d'injection, alors que cela est supposé être le cas dans le modèle théorique. La valeur asymptotique  $\varepsilon_y = 1,8 \cdot 10^{-5} \text{ m}^2/\text{s}$ , soit  $\varepsilon_y/(hu^*) = 0,162$  correspond bien aux données de la littérature:  $\varepsilon_y/(hu^*) = 0,15$  (selon Fischer, 1979), 0,18 (Chau, 2000), 0,166 (Gualtieri et Mucherino, 2007), 0,149 et 0,138 (équations 20 et 23 de Aghababei *et al.*, 2017) ou encore 0,18 (éq.11 de Hai *et al.* 2018). Cette expérience préliminaire valide ainsi l'applicabilité de la méthode et donne confiance dans son application à un cas où le coefficient de mélange transverse est inconnu et variant dans l'espace : la confluence à surface libre.



**Figure 3.4.** Profils transverses de pH (a) et de concentration moyennée dans le temps (b) à  $x_1/b = 2, 4, 8$  et  $12$  à l'aval de l'injection (d'après Cai, 2012)

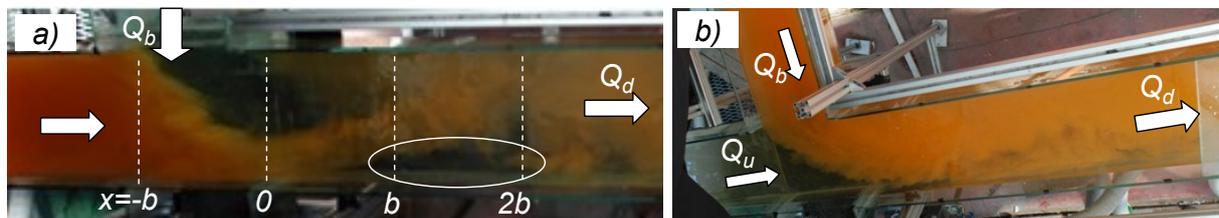
$x_1/b$	$\varepsilon_y \text{ (m}^2/\text{s)}$	$\varepsilon_y/hu^*$
2	$3,00 \cdot 10^{-5}$	0,269
4	$2,65 \cdot 10^{-5}$	0,237
8	$1,80 \cdot 10^{-5}$	0,162
12	$1,80 \cdot 10^{-5}$	0,162

**Tableau 3.2.** Valeurs expérimentales des coefficients de mélange transverses  $\varepsilon_y$  pour les expériences en canal simple

### 3.3. Expériences dans la confluence

Les expériences en confluence sont effectuées dans l'installation décrite à la figure 3.1. Les conditions hydrauliques sont sélectionnées de manière qu'un courant secondaire en forme d'hélice intense se produise dans la branche aval : en utilisant un angle de confluence élevé  $\theta = 90^\circ$ , un rapport de quantité de mouvement élevé  $M^* = 9$  et des conditions d'écoulement relativement profond  $h/b = 0,4$  (voir tableau 3.1.). La soude est injectée au fond du réservoir en amont (voir fig. 3.1.). Cela garantit une concentration uniforme de scalaire passif dans le canal amont, avant qu'il n'atteigne la confluence à  $x/b = -1$  (voir Fig. 3.4). L'écoulement de la branche affluente contient de l'eau sans scalaire (neutre). Enfin, de l'acide est injecté en aval pour neutraliser le scalaire, juste en amont du bac aval.

Des visualisations d'écoulement sont d'abord effectuées à l'aide d'un colorant orange, injecté dans le canal amont (figure 3.5.a) ou dans la branche (figure 3.5.b). Ils confirment que l'écoulement est fortement tridimensionnel avec une interface de mélange très turbulente dans l'intersection et un mouvement hélicoïdal 3D dans la branche en aval. L'écoulement principal amont coloré plonge sous l'écoulement de l'affluent de branche, comme l'atteste clairement la figure 3.5.a, par la présence d'eau claire à l'opposé de la branche amont affluente (entre les sections  $x = b$  et  $2b$ , soulignées par une ellipse blanche).



**Figure 3.5.** Visualisation instantanée de l'écoulement avec du colorant injecté dans la branche amont principale (a) et dans la branche amont affluente (b).

Les mesures de concentration sont ensuite effectuées à différentes positions : une en amont de la confluence dans chaque branche amont, une à l'entrée du canal en aval ( $x/b = 0$ ) et d'autres en aval ( $x/b = 0.5 ; 1 ; 1.5 ; 2 ; 2.5 ; 3 ; 4 ; 5 ; 6 ; 7$ ). Pour faire face au caractère tridimensionnel de l'écoulement, dans chaque section, des mesures sont effectuées à cinq altitudes différentes :  $z = 0,5 ; 3 ; 6 ; 9 ; 11,5$  cm (c'est-à-dire  $z/h = 0,0417 ; 0,25 ; 0,5 ; 0,75 ; 0,958$ ) avec 7 points par largeur de canal. Par conséquent, 35 mesures sont effectuées dans chacune des sections. Les profils de concentration relative  $c(y/b)/c_u$  correspondants sont illustrés à la figure 3.5, où  $c_u$  est la concentration uniforme en amont définie par  $c_u = N_{soude}Q_{soude}/Q_u$ .

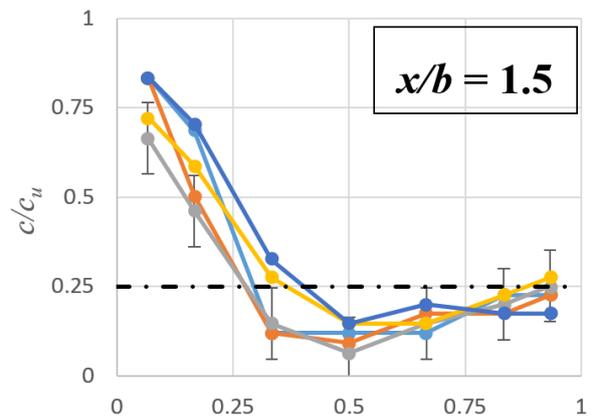
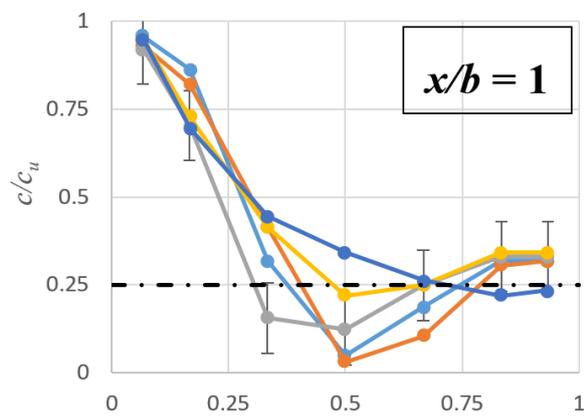
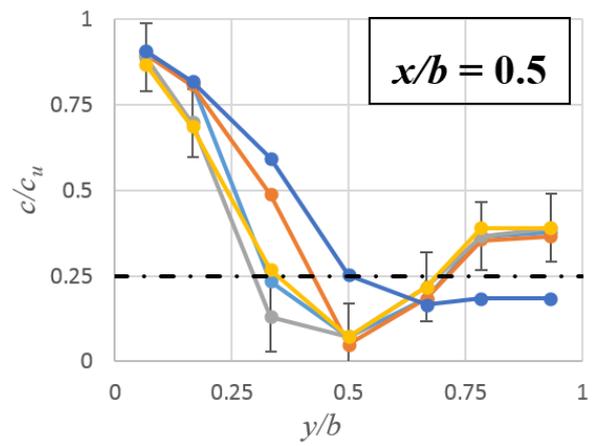
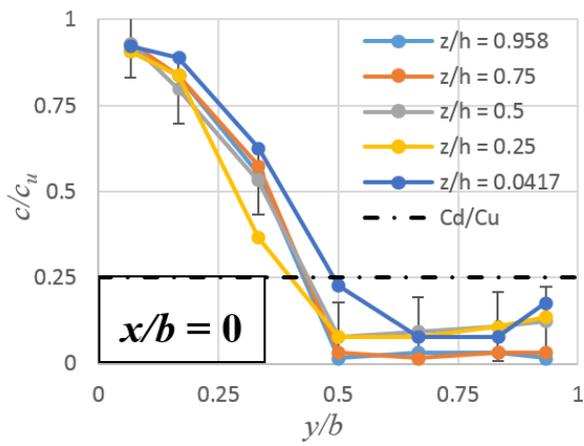
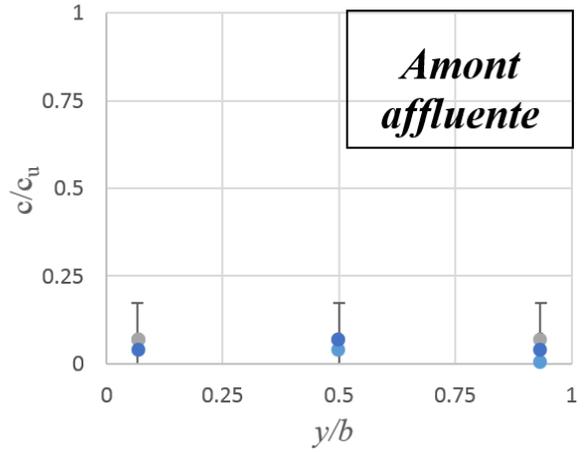
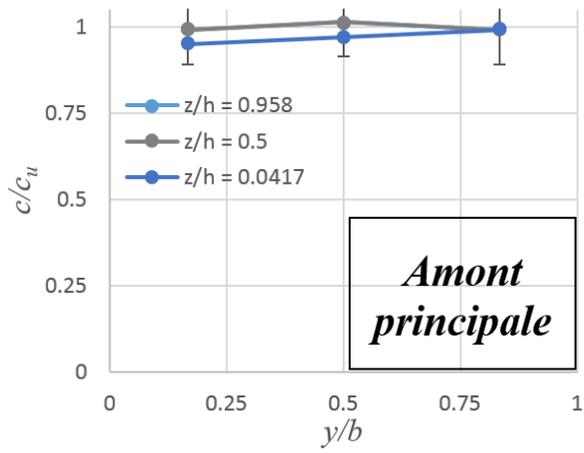
Tout d'abord, les profils de concentration des sections amont (principale et affluente) sont mesurés afin de vérifier l'homogénéité des concentrations sur l'ensemble de la section. Etant donné qu'aucun gradient n'est attendu, seuls 9 points de mesure sur la section sont effectués : 3 altitudes et 3 positions transverses différentes. Comme prévu, les concentrations en amont

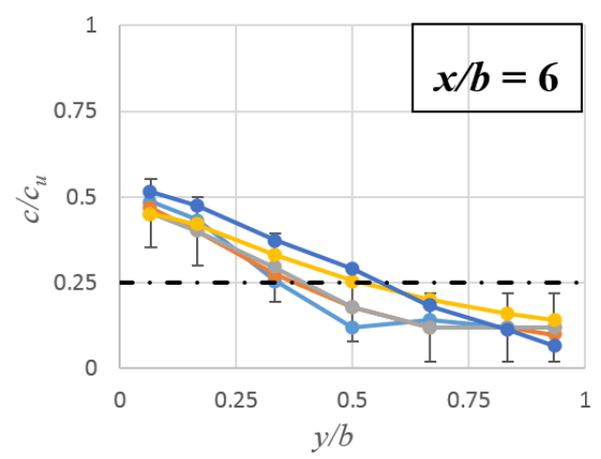
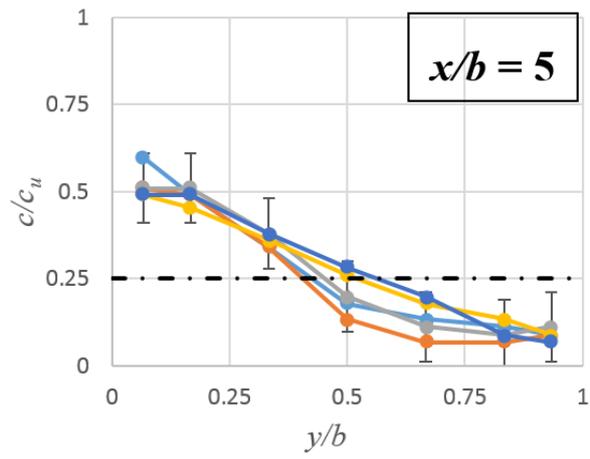
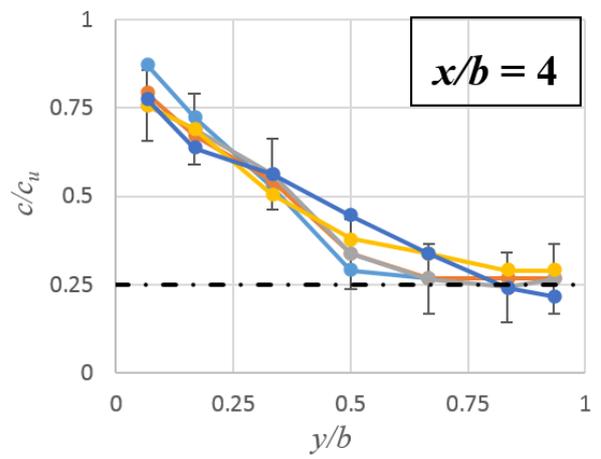
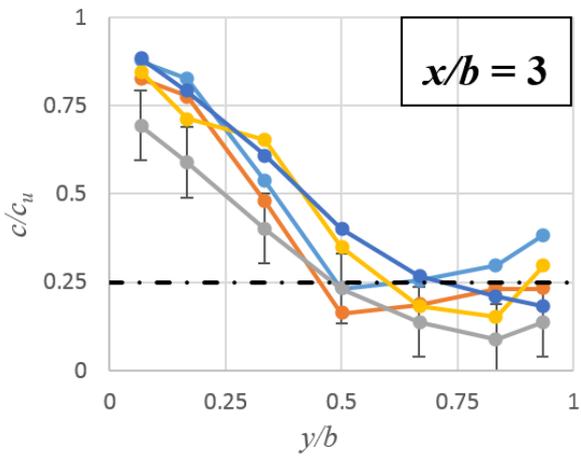
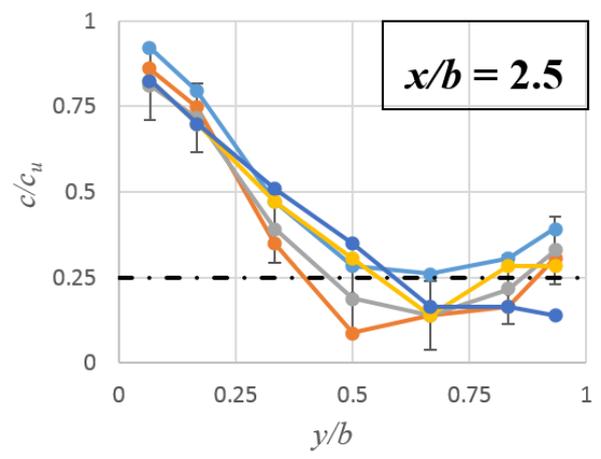
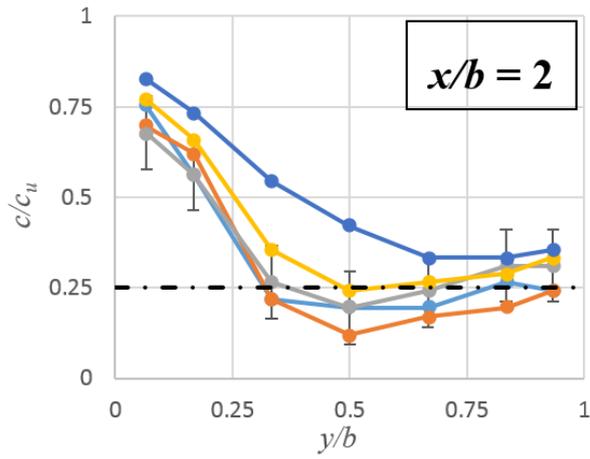
sont homogènes, avec une concentration moyenne proche de 1 ( $c/c_u=0.99$ ) pour la branche amont principale et proche de 0 ( $c/c_u=0.05$ ) pour la branche amont affluente (voir figure 3.6.).

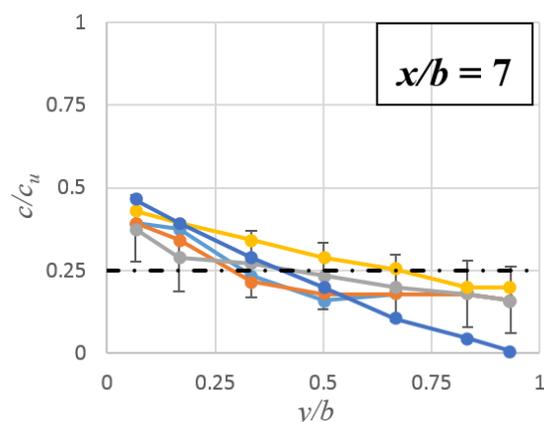
Ensuite, le reste des graphiques de la Fig. 3.6 présente les mesures dans la confluence et dans la branche aval. Concentrons-nous d'abord sur une altitude. D'une section à l'autre, la figure 3.6 illustre l'évolution longitudinale des profils de concentration sans dimension  $c(y/b)/c_u$ . Le scalaire passif s'étend progressivement de la rive droite ( $y/b = 0$ ) où la concentration diminue avec  $x$  vers la rive gauche ( $y/b = 1$ ).

Maintenant, concentrons-nous sur une section de la branche en aval. Les différences observées entre les différentes altitudes suggèrent un caractère 3D de l'écoulement. Le mouvement hélicoïdal observé avec le colorant sur la figure 3.5 - ou dans la littérature (voir le paragraphe d'introduction) - est clairement représenté par la zone de concentration proche de zéro dans la partie centrale du canal entourée d'eau contaminée dans les sections  $x/b = 0.5$  et partiellement pour  $x/b = 1$ . Comme indiqué par Chen *et al.* (2017) sur leur figure 7c, le transfert de scalaire passif est effectué de  $y \approx 0$  vers  $y \approx b$  à travers la couche inférieure (la plus proche du fond) de l'écoulement, puis de  $y \approx b$  vers  $y \approx 0$  à travers les couches supérieures (proches de la surface) de l'écoulement conduisant à une concentration non nulle en  $y/b=1$  à  $z = 9$  cm à  $x/b = 1,5$ . Plus en aval, ce mouvement hélicoïdal associé à la diffusion turbulente distribue la concentration scalaire sur l'ensemble des axes verticaux et transversaux (l'homogénéisation de la concentration sur la section débute alors vers  $x/b=2.5$  sur la figure 3.6).

En considérant la succession des profils vers l'aval, on observe que le gradient de concentration diminue, c'est-à-dire que le mélange progresse. De plus, près du confluent ( $x/b < 3$ ), lorsque  $y/b$  est proche de 1, la concentration n'est pas nulle alors qu'elle est proche de 0 au milieu du canal. Cela est dû à la zone de recirculation, qui, grâce au courant secondaire en forme d'hélice au sein de cette zone, reçoit une partie de l'écoulement pollué venant de la branche amont principale et homogénéise sa distribution de concentration. Au sein de la zone de recirculation, la concentration relative moyennée sur la verticale est située entre 0.25 et 0.33 ( $x/b = 1-3$ ). A partir des formules proposées par Gurram *et al.* (1997), la zone de recirculation en surface s'étend jusqu'à environ  $x/b = 3$ , ce qui correspond assez bien aux profils de concentration mesurés, mais moins bien aux mesures PIV (master d'Anne Bessette en 2011, ces travaux de master étant inclus dans la campagne de mesure permettant d'obtenir les données utilisées par Mignot *et al.*, 2014) qui estimaient la taille de la zone de recirculation à  $x/b = 2$ . A noter que la zone de recirculation diminue en taille vers le fond en s'éloignant de la surface libre, et donc que cette taille caractéristique n'est valable qu'en surface.





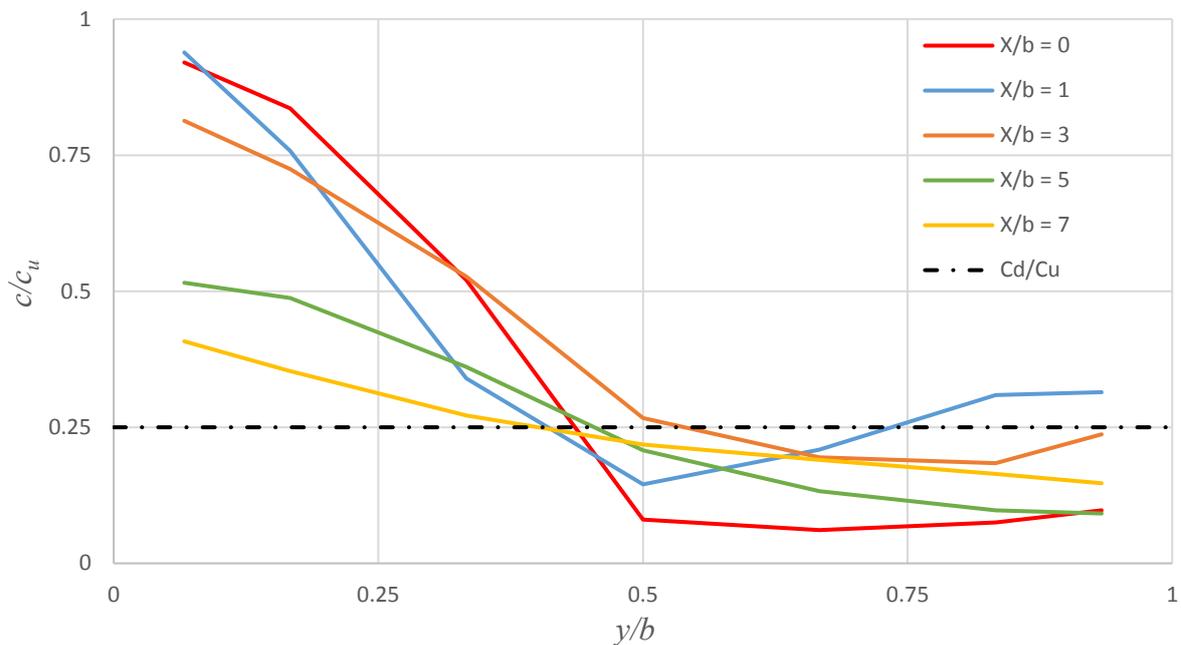


**Figure 3.6.** Profils de concentration adimensionnels dans différentes sections à l’aval de la confluence. Les tirets noirs indiquent la valeur de la concentration une fois le mélange complet. Barres d’erreur tracées pour le profil à profondeur moyenne ( $z/h=0.5$ ).

Sur la figure 3.6., les lignes en trait mixte noir correspondent à un profil de concentration parfaitement mélangé ; elles permettent notamment de vérifier la cohérence des valeurs mesurées, notamment loin de l’intersection. En effet, assez loin de l’intersection ( $x/b>5$ ), les courants secondaires se sont dissipés (et la zone de recirculation est refermée : l’écoulement s’est rattaché à la paroi), et le profil transverse de vitesse longitudinal tend à devenir de plus en plus homogène. La moyenne arithmétique des valeurs de concentration doit alors correspondre (approximativement) à la valeur de la concentration une fois le mélange complet (ici  $c_d/c_u=0,25$ ). Ainsi, les profils de concentration à la section  $x/b=4$  posent question : toutes les valeurs de concentration sont au-dessus de  $c_d/c_u$ , ce qui est anormal même si le profil transverse de vitesse n’est pas parfaitement homogène. L’origine de ce problème reste inconnue, mais semble compromettre les mesures pour cette section.

De même, les profils effectués à la profondeur  $z = 0.5$  cm sur l’ensemble des sections ont un comportement différent des autres altitudes, ce qui reste inexpliqué. Ces mesures, effectuées à proximité du fond, ont été répétées plusieurs fois et les mesures de concentration obtenues ont toujours été cohérentes entre elles et sont toujours restées assez éloignées de celles obtenues aux autres altitudes. Une première hypothèse, qui ne semble pas la plus convaincante, serait que le poreux de la sonde pH (bulbe, zone effective de mesure du pH dans la sonde) a du mal à s’imprégner du fluide environnant lorsqu’on positionne la sonde près du fond, à cause des faibles vitesses d’écoulement en zone proche-paroi. Des tests en pleine eau, en approchant progressivement une lame de verre sous le bulbe de la sonde, permettrait de le vérifier mais n’ont pu être entrepris dans le cadre de la thèse. Une autre possibilité serait que le pH soit influencé par des dépôts présents sur le fond (tartre, biofilms). En l’absence de tests adéquats – qui n’ont pu être effectués après les mesures refaites en toute fin de thèse – les résultats pour  $z/h=0.0417$  doivent être considérés avec précaution.

Sur la figure 3.7, la distribution de la concentration scalaire dans la branche aval est moyennée sur la profondeur afin de présenter les résultats d'un point de vue classique des dispersions transversales de scalaire passif dans les canaux rectilignes (Rutherford, 1994), mais aussi des confluences (voir la figure 8 de Chen *et al.*, 2017 et figure 5 de l'article dans le chapitre précédent). La moyenne est pondérée par la surface de la section à laquelle chaque mesure est associée. Comme prévu, les profils transversaux semblent se lisser lorsque  $x/b$  croît vers un profil éventuellement plat avec une concentration pleinement mélangée  $c/c_u=0,25$ . Cependant, à la dernière section mesurée  $x/b = 7$ , le profil présente encore une pente, révélant que le mélange n'est pas encore complet ( $L_m/b > 7$ ).



**Figure 3.7.** Profils de concentration moyennée sur la verticale pour différentes sections à l'aval de la confluence. Les tirets noirs indiquent la valeur de la concentration une fois le mélange complet.

### *Critiques et améliorations potentielles de la méthode*

La méthode de mesure appliquée ici donne des résultats intéressants, pertinents dans l'analyse du mélange à l'aval des confluences en conditions contrôlées. Néanmoins, d'un point de vue quantitatif, il est hasardeux, à mon sens, d'en tirer des conclusions définitives et de surcroît d'en faire une « base de données de référence de mesure de concentration en confluence de laboratoire ».

En effet, la première incertitude globale sur la méthode est de 0.11 pH (voir paragraphe 3.2.4.), ce qui correspond selon la valeur du pH entre 10 et 14%, ce qui est déjà considérable. A cela s'ajoutent des incertitudes liées à l'utilisation réelle des instruments de mesure : de façon pratique, 3 pH-mètres différents avec des sondes pH différentes ont été utilisés. Le premier pH-

mètre (PHM210 de Radiometer Analytical) sert aux mesures dans le canal confluence ; le second (un pH-mètre dit portatif) sert à la mesure de la dérive du pH dans la branche amont affluente (non polluée) ; le troisième est dédié au titrage de l'eau, qui permet d'avoir la relation entre soude injectée et pH. Ces trois pH-mètres, dont les sondes, certes différentes les unes des autres, sont neuves (achetées dans le cadre de cette thèse), sont calibrés chaque jour d'expérience avec les mêmes solutions tampon. Pour autant, dans une même eau, les valeurs des deux premiers pH-mètres ne sont pas identiques, avec un décalage de 0.4 pH en moyenne ! Le pH-mètre de mesure et celui de titrage sont eux, en accord. *A priori*, ce décalage est un « offset » entre les deux pH-mètres, puisqu'il se retrouve systématiquement durant la journée, et même entre deux journées. Lors du premier test de la méthode de mesure, effectué durant le master de Wei (2012), ce problème n'était pas apparu, puisque le seul pH-mètre utilisé était celui de mesure et servait aussi pour les deux autres opérations. A l'avenir, je pense qu'il serait préférable d'utiliser des ensembles de mesure (pH-mètres + sondes pH) identiques et neufs, pour éviter ce genre de problème. A noter que pour le titreur automatique, la connexion de la sonde pH n'est pas le standard habituel (DIN au lieu de BNC), ce qui complique la standardisation du matériel proposée. L'utilisation de deux pH-mètres différents vient notamment du fait que les titrages étaient effectués dans un laboratoire de chimie, trop éloigné pour déplacer le matériel complet.

Cela a créé un autre problème, lié cette fois à la méthode de titrage. Concrètement, par journée de manipulations, 4 échantillons sont prélevés dans le canal confluence du LMFA durant la journée, chacun correspondant à une durée de 2 h : typiquement le premier prélèvement à 10 h, second à 12 h, troisième à 14 h et dernier à 16 h (horaires approximatifs). Tous ces échantillons sont alors stockés à température ambiante jusqu'au titrage, qui se déroule en fin de journée au laboratoire de chimie d'IRSTEA, à 1 km environ du site de manip. Le problème ici est que le pH dépend de la température, mais aussi de la composition de l'atmosphère, comme cela a été expliqué au paragraphe 3.2.4. Or, la température au cours de la journée de l'eau du canal augmente au cours de la journée : +6°C, soit environ +1°C/h à cause de la pompe immergée qui tend à chauffer l'eau. Mais, entre le prélèvement et le titrage, cette température peut changer, selon la température ambiante, ce qui modifie déjà la valeur du pH. De plus, la composition de l'atmosphère n'est a priori pas identique entre le lieu de manip (hall Jacquard de l'INSA, très haut de plafond, sans isolation thermique) et le lieu de titrage (atelier d'IRSTEA à température contrôlée, ventilé), ce qui peut donc modifier l'équilibre chimique entre l'eau des échantillons et l'atmosphère, et donc le pH. Une solution serait d'effectuer les titrages en parallèle des mesures : cela permettrait de s'affranchir des problématiques exposées ci-dessus, tout en permettant une visualisation des résultats en concentration très rapide. Il faudrait alors équiper la halle expérimentale du LMFA à l'INSA Lyon (halle Jacquard) pour les manipulations de chimie (paillasse, eau distillée à disposition, verrerie de chimie, équipements de sécurité

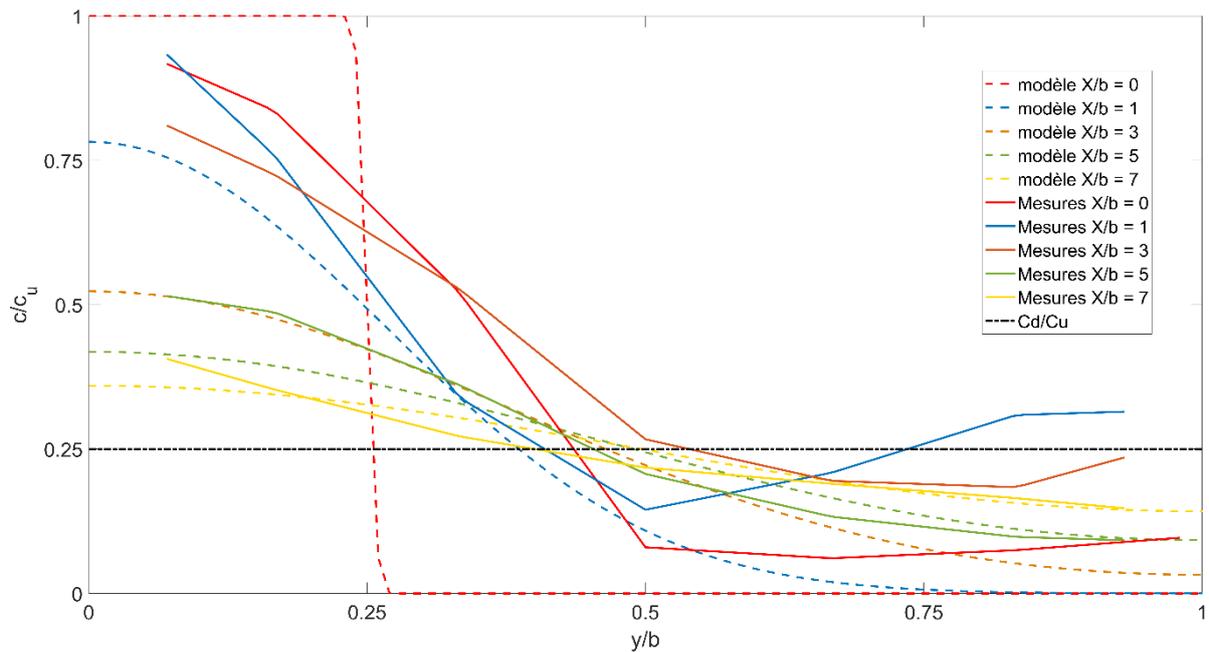
additionnels) et travailler avec un second expérimentateur pour titrer les échantillons en parallèle des mesures dans l'écoulement.

## 3.4. Efficacité du mélange transversal dans la confluence

### 3.4.1. Coefficient de mélange transverse

A l'instar de la méthode appliquée au chapitre 2, le coefficient de mélange transverse  $\varepsilon_y$  peut être calculé à partir de profils transversaux de concentration moyennée selon la direction verticale. Pour correspondre à un tel modèle, selon Fischer *et al.* (1979), la confluence est considérée comme la section amont d'un canal uniforme (de largeur  $b$  et de hauteur  $h$ ) divisé en deux écoulements parallèles et adjacents, correspondant respectivement aux canaux amont principal et affluent. Dans ce canal équivalent, la soude est injectée à partir d'une source rectangulaire située en  $x = 0$ , dont la largeur de la section est égale à  $bQ_u/(Q_u + Q_b) = b/4$  car elle correspond au débit contaminé provenant du canal amont principal. Cette méthode a été appliquée en utilisant i) comme section aval le profil transversal de la concentration moyennée sur la profondeur (Figure 3.6) mesurée à la section  $x/b=7$ , et ii) comme section amont la section  $x/b = 0$  avec  $c/c_u = 1$  couvrant le  $1/4$  de la section ( $0 < y/b < 0,25$ ), correspondant à l'écoulement amont principal) et  $c/c_u = 0$  sur le restant de la section ( $0,25 < y/b < 1$ ), correspondant à l'affluent amont. Le coefficient de mélange transverse, obtenu par la méthode des moindres carrés à partir des résultats pour  $x/b = 7$ , est égal à:  $\varepsilon_y = 0,000685 \text{ m}^2/\text{s}$ .

La comparaison des profils transverses de concentration entre les données expérimentales et le modèle théorique calculé avec  $\varepsilon_y = 0,000685 \text{ m}^2/\text{s}$  est illustrée en figure 3.8. Par construction, pour  $x/b = 7$ , les deux profils (théorique et expérimental; en jaune sur la figure 3.8.) sont proches. En revanche, pour les autres abscisses, un écart significatif apparaît. Cet écart n'est pas surprenant. En effet, le long des premières sections, le mélange est dû en grande partie à l'advection par les courants secondaires, qui ne peut être restituée par un modèle basé uniquement sur de la diffusion turbulente transverse. Trois sources d'erreurs s'y ajoutent. D'abord, le modèle théorique est basé sur un profil de vitesse uniforme sur toute la section, qui ne tient pas compte des gradients de vitesse à la rencontre entre les deux affluents ou de la zone de recirculation le long de la paroi latérale de la branche aval, à l'aval du coin aval. Ensuite, comme indiqué en section 3.3, la moyenne sur la verticale de la concentration est pondérée par la section de mesure, mais pas par la vitesse locale. Enfin, la section amont du modèle analytique a été choisie à  $x/b=0$ , c'est-à-dire à l'entrée de la branche aval. Ainsi, le modèle théorique présente une solution en créneau (tiret rouge sur la figure 3.8) alors que la mesure présente un profil déjà bien mélangé à cette même section (trait plein rouge sur la figure 3.8).



**Figure 3.8.** Profils de concentration théoriques (traits pointillés) et expérimentaux (traits pleins) moyennée sur la verticale pour différentes sections à l'aval de la confluence.

L'écoulement en  $x/b = 7$  étant redevenu unidimensionnel, il peut être établi. Le coefficient obtenu par régression en  $x/b = 7$  peut alors être considéré comme représentatif du mélange global à l'aval de la confluence, comme cela est considéré dans la littérature entre les sections amont et suffisamment à l'aval d'un méandre. Le coefficient de mélange transverse obtenu,  $\varepsilon_y = 0,000685 \text{ m}^2/\text{s}$  correspond à un coefficient adimensionné  $\varepsilon_y/(hu^*) = 0,514$ . Cette valeur est supérieure aux valeurs indiquées pour un canal simple, mais correspond aux valeurs indiquées pour les canaux avec de légers méandres  $\varepsilon_y/(hu^*) = 0,3-1$  (Rutherford, 1994), voir introduction du chapitre). Ceci est tout à fait compatible avec les mouvements hélicoïdaux observés à la Figure 3.4.

### 3.4.2. Longueur nécessaire au mélange

Comme discuté au paragraphe précédent, un critère classique pour considérer que le mélange est effectivement complet sur une section donnée de la branche en aval est que les variations de concentration dans une section sont limitées à  $\pm 5\%$  de la concentration moyenne en aval  $c_d$  (voir par exemple, Fischer *et al.*, 1979). Cependant, si cet intervalle de  $\pm 5\%$  est fréquemment trouvé dans la littérature, d'autres valeurs peuvent être utilisées (Rutherford, 1994, p123) telles que  $\pm 2\%$  ou  $\pm 10\%$ . Gaudet et Roy (1995) proposent d'étudier les "valeurs d'écart comprises dans l'intervalle minimal de détection". Cependant, en raison de la longueur limitée de la branche aval disponible ( $x/b = 7$ ), une estimation de  $L_m$  basée sur ces critères ne peut pas être effectuée ici puisque la distribution de concentration n'est toujours pas uniforme à la sortie de notre dispositif expérimental.

Une autre façon d'estimer  $L_m$  consiste à utiliser la relation liant le coefficient de mélange transverse, la longueur nécessaire au mélange et les caractéristiques de l'écoulement proposée par Fischer *et al.* (1974) et déjà utilisée dans le chapitre 2 :

$$\frac{L_m}{b} = \alpha \frac{Ub}{\varepsilon_y} \quad (\text{Eq. 3.5})$$

L'équation 3.5 requiert une valeur pour  $\alpha$ , mais celles disponibles dans la littérature pour une source linéique ne peuvent pas être utilisées. En effet,  $\alpha$  doit alors être calculé comme décrit par Rutherford (1994, p. 141) en considérant une superposition de sources linéaires distribuées en continu de  $y/b = 0$  à  $y/b = Q_u/(Q_u + Q_b) = 0,25$ , ce qui donne  $\alpha = 0,365$  (calcul décrit en annexe de l'article présenté en chapitre 2). En appliquant l'Eq. 3.5, la longueur nécessaire au mélange est finalement égale à :  $L_m/b = 17,7$ . Cette analyse suppose cependant que le coefficient de mélange transverse dans le tronçon délimité par  $x/b = 0$  et  $x/b = 7$  est représentatif du tronçon total (de  $x/b = 0$  à  $x=L_m$ ) jusqu'à ce qu'un mélange « complet » soit atteint, plus en aval de la confluence. Dans la configuration d'écoulement actuelle dominée par le courant secondaire en forme d'hélice, on suppose que l'efficacité du mélange décroît rapidement vers l'aval lorsque l'on s'éloigne du confluent. Il devrait en effet passer d'un transport transversal dominé par le courant secondaire en hélice à un transport transversal final dominé par la diffusion turbulente ajoutée aux courants secondaires (de faible amplitude) de l'écoulement établi. Cette limite est confirmée par la valeur élevée du coefficient de mélange transverse estimé dans la section précédente  $\varepsilon_y/(hu^*)=0,514$ , c'est-à-dire beaucoup plus élevé que l'écoulement établi correspondant (voir section 3.2.6). Cependant, pour une configuration similaire ( $M^* = 9$ ,  $\theta = 90^\circ$  et  $b/h = 3,09$ ), Chen *et al.* (2017) dans leur tableau 2 (configuration A3) prédisent (numériquement) que le coefficient de mélange transverse évolue de la façon suivante :  $\varepsilon_y/(hu^*)= 2,6$ , c'est-à-dire une valeur très élevée pour  $x/b = 0$  à 1, puis il décroît à 0,96 sur la portion  $x/b = 1$  à 4 et augmente à nouveau pour  $x/b = 4$  à 17. La longueur nécessaire au mélange estimée ici  $L_m/b = 17,7$  devrait donc être sous-estimée, car le coefficient de mélange transverse est lui, surestimé.

### 3.4.3. Discussion

Parmi tous les calculs effectués par Chen *et al.* (2017) lors de la variation de l'angle de confluence et du rapport de quantité de mouvement, la configuration A3, la plus similaire à celle présente avec  $M^* = 9$  et  $\theta = 90^\circ$  est celle qui présente le coefficient de mélange transverse moyen le plus élevé (voir son tableau 2). Ce coefficient diminue rapidement à mesure que l'angle et/ou le rapport de mouvement diminue. Une donnée particulièrement importante est la diminution du coefficient de mélange transverse (en confluence à angle droit) lorsque  $M^*$  est réduit à 1 (configuration A2):  $\varepsilon_y/(hu^*)$  diminue à 0,54. L'absence de courant secondaire de forme hélicoïdale intense et cohérente réduit ainsi considérablement l'efficacité du mélange.

Les travaux futurs devraient être consacrés à l'évaluation de l'influence d'autres paramètres géométriques et d'écoulement de la confluence de l'équation 3.1 sur ce coefficient de mélange. Notamment, des travaux futurs devraient être entrepris pour vérifier l'influence de  $h/b$  et pour la corrélérer aux courants secondaires. C'est cependant une tâche difficile. En effet, dans les expériences de laboratoire, une profondeur minimale  $h = O(0,1 \text{ m})$  doit être conservée pour pouvoir mesurer les gradients de concentration verticaux et garantir des nombres de Reynolds suffisants : de très faibles rapports  $h/b$ , correspondant aux cas sur le terrain, nécessiteraient une confluence d'environ 10 m de large. Enfin, mesurer l'effet d'un rapport de densité - notamment sur l'amélioration ou l'inhibition des courants secondaires - serait intéressant mais aussi difficile, car elle mettrait hors-jeu la méthode expérimentale actuelle en boucle fermée. La meilleure stratégie serait alors de valider un modèle numérique (comme celui de Bradbrook *et al.* (2001), Biron *et al.* (2004), Rice *et al.* (2008) ou Chen *et al.* 2017) en utilisant nos données et d'étendre la gamme de paramètres variables au-delà de celle réalisée par Chen *et al.* (2017).

## 3.5. Conclusion

### 3.5.1. Résumé et perspectives

Ce chapitre traite du processus de mélange et d'homogénéisation en aval de la confluence de deux écoulements à surface libre présentant une différence de concentration de scalaire passif, à travers des expérimentations au laboratoire. Une nouvelle méthode expérimentale, basée sur la mesure du pH, a été mise au point pour caractériser le champ 3D de concentration moyennée dans le temps, profitant des travaux préliminaires du Master de W. Cai (2012) au sein du laboratoire. Cette méthode a été appliquée à une configuration d'écoulement de confluence en régime de mélange rapide, avec un rapport de quantité de mouvement élevé  $M^* = 9$  et un angle élevé  $\theta = 90^\circ$ .

La nouvelle technique de mesure offre des résultats prometteurs. D'une part, elle présente de véritables atouts pour les laboratoires hydrauliques : aucun besoin d'accès optique et, surtout, la possibilité de réaliser des expériences de très longue durée en boucle fermée. Elle a prouvé sa capacité à mesurer une distribution de concentration dans des écoulements fortement 3D, révélant l'effet de courants secondaires sur le mélange. Des travaux futurs seront nécessaires pour étudier le rôle de paramètres supplémentaires sur l'efficacité du mélange à l'aval d'une confluence à surface libre, et surtout pour améliorer le protocole de mesure mis en place. Comme les résultats du chapitre 2 l'ont montré, la différence de densité entre les deux écoulements amont joue un rôle important sur l'hydrodynamique (et donc le mélange). Expérimentalement, tout en gardant l'idée de fonctionner en circuit fermé, l'application d'un différentiel de densité (via un chauffage et un circuit de refroidissement) est faisable mais coûteux, comme cela a été expliqué au paragraphe 3.2.5.

### 3.5.2. Lien avec la suite de la thèse

Il faut noter que les expériences en laboratoire, ont, chronologiquement, eu lieu en fin de thèse (en 2019), en raison de l'utilisation du dispositif pour d'autres études (Perrot-Minot *et al.*, 2018) et du temps de mise au point de l'injection des réactifs. Néanmoins, leur intérêt premier dans le cadre de cette thèse était de fournir des mesures de champ de concentration 3D de mélange en confluence. Des données plus anciennes, issues de la même méthode de mesure, étaient déjà à ma disposition au LMFA (Cai, 2012) mais comprenaient des incertitudes de mesure encore plus importantes que celles montrées ici. Ce type de base de données, assez rare en conditions contrôlées (Liu *et al.*, 2019 ; Shen *et al.*, 2019), est utile pour valider les résultats des simulations numériques, qui sinon, faute de moyens à disposition, ne sont pas comparés à des données de référence, et le nombre de Schmidt turbulent est choisi quelque peu aléatoirement (Gualtieri *et al.*, 2017). C'était donc le but de cette étude expérimentale : avoir des données de référence en laboratoire pour valider les codes numériques utilisés et, par la suite, exploiter la filière numérique pour explorer des configurations de confluence difficilement réalisables en laboratoire.

Le prochain chapitre est donc consacré à une étude numérique paramétrique, comprenant 75 paramétrages (hydrauliques et géométriques) de confluence différents. Une telle quantité de configurations de confluence n'est raisonnablement explorable que numériquement, le coût financier en fonctionnement de la méthode développée ici étant bien trop importante ; sans négliger aussi le coût humain, c'est-à-dire le temps nécessaire à l'expérimentateur pour mesurer tout l'écoulement présenté (2 sections à 35 points de mesure par journée de 8h).

# Chapitre 4. Etude paramétrique numérique du mélange à l'aval des confluences

Ce chapitre vise à étudier l'influence de certains paramètres adimensionnels de la confluence sur l'efficacité du mélange au sein et à l'aval de cette confluence par une approche numérique. Les simulations numériques de mélange de scalaire au sein d'écoulements de confluence permettent en effet de traiter un grand nombre de configurations d'écoulement à moindre coût, ce qui permet de traiter des géométries variées et de plus grande dimension spatiale que par une approche expérimentale. Au contraire, l'étude expérimentale de toutes les configurations présentées dans ce chapitre serait prohibitive en terme de temps de travail et de coût.

## 4.1. Introduction

Les techniques de modélisation numérique des écoulements turbulents se sont significativement améliorées dans les dernières décennies, d'une part grâce au développement de nouvelles méthodes numériques mais aussi grâce à l'augmentation de la capacité de calcul des ordinateurs modernes. De nombreuses études ont montré le potentiel de tels modèles numériques pour décrire l'hydrodynamique au sein et à l'aval de confluences (Biron *et al.*, 1996a, 1996b & 2004 ; Bradbrook *et al.*, 2000a, 2000b & 2001 ; Weber *et al.*, 2001 ; Shakibainia *et al.*, 2010 ; Constantinescu *et al.*, 2012 ; Ramon *et al.*, 2013 & 2016 ; White et Helfrich, 2013 ; Lyubimova *et al.*, 2014 ; Schindfessel *et al.*, 2015 ; Chen *et al.*, 2017). Ces études, pour la plupart récentes, s'intéressent principalement au champ de vitesse de l'écoulement, avec parfois un intérêt pour la dynamique sédimentaire (Constantinescu *et al.*, 2012) ou le mélange de scalaire passif (Ramon *et al.* 2013 & 2016 ; Chen *et al.*, 2017). Si certaines études concernent la simulation d'écoulements en confluences de terrain, en utilisant notamment, comme domaine de calcul, la bathymétrie de ces rivières (Ramon *et al.*, 2013 & 2016 ; Lyubimova *et al.*, 2014), la plupart des études numériques simulent des écoulements en confluences de laboratoire. Ces études numériques peuvent alors être comparées à des mesures expérimentales détaillées, notamment de vitesse, qui sont rarement disponibles à échelle réelle. Parmi les mesures expérimentales de champ de vitesse de référence en laboratoire, on trouve notamment les données fournies par l'étude de Weber *et al.* (2001) qui ont été maintes fois simulées numériquement, par exemple par Chen *et al.* (2017) ou Shakibainia *et al.* (2010).

Un intérêt de l'approche numérique est que l'influence des courants secondaires sur le processus de mélange de scalaire passif est facilement quantifiable avec de tels calculs, comme cela a été montré par Moncho-Estève *et al.* (2017). Cette étude montre, qu'avec un modèle de type Large Eddy Simulation (LES), les courants secondaires et le mélange de scalaire peuvent être reproduits fidèlement. Néanmoins, cette étude s'intéresse à un écoulement dans un canal

sinueux mais sans jonction ou apport latéral, à l'inverse de celle de Chen *et al.* (2017). Cette dernière étude présente quelques similitudes (étude numérique d'écoulements en confluence avec variations des débits et de l'angle) avec celle présentée dans la suite de ce chapitre. Les résultats de Chen *et al.* (2017) montrent comment les courants secondaires de la confluence participent au mélange de scalaire, pour différentes conditions d'écoulement. Un parallèle est notamment fait entre l'intensité des courants secondaires dans la branche aval de la confluence et l'efficacité du mélange des deux affluents.

Les études numériques des écoulements en confluence disponibles dans la littérature ont déjà montré l'influence d'un certain nombre de paramètres de l'écoulement (voir analyse dimensionnelle en partie 1.4), notamment du rapport de quantité de mouvement  $M^*$  (Constantinescu *et al.*, 2012 ; Schindfessel *et al.*, 2015 ; Chen *et al.*, 2017), ou de la géométrie de la confluence tels que l'effet de marche (Biron *et al.*, 1996a & 1996b ; Bradbrook *et al.*, 2001) ou l'angle entre les deux affluents (Chen *et al.* 2017). Il a notamment été montré que le mélange dans la branche aval est plus efficace pour un angle de confluence élevé, avec une dénivellation entre les lits des deux affluents (effet de marche) et avec une différence de quantité de mouvement significative ( $M^* \gg 1$ ).

Les travaux numériques présentés dans ce chapitre ont comme objectif d'établir une étude paramétrique de l'écoulement en confluence afin d'identifier l'effet de certains paramètres géométriques et d'écoulement sur notamment (1) la longueur nécessaire au mélange  $L_m$ , (2) le coefficient de mélange transverse et (3) l'intensité des courants secondaire. La quantification de l'influence de chaque paramètre étudié sur chacun de ces 3 paramètres de sortie via l'établissement de lois paramétriques constitue l'objectif final de cette étude.

L'approche choisie ici est de considérer une géométrie simplifiée de confluence, analogue à celle étudiée en laboratoire au chapitre 3. Cependant, si la validation de l'approche numérique se basera sur les données acquises expérimentalement en laboratoire, l'échelle géométrique choisie pour l'étude paramétrique correspondra plutôt à celle de rivières réelles ( $b \sim 10-100$  m), plutôt qu'à des canaux de laboratoire ( $b \sim 0.1-1$  m).

## 4.2. Système d'équations

Les simulations numériques 3D sont effectuées sur le logiciel commercial de CFD Star-CCM+®, qui permet de modéliser les écoulements turbulents de plusieurs façons. Dans cette étude nous avons notamment testé la simulation des grandes échelles (LES pour *Large Eddy Simulation*) et la résolution de l'équation aux contraintes de Reynolds (RANS pour *Reynolds Averaged Navier-Stokes*). A noter que la simulation directe de la turbulence (DNS, pour *Direct Numerical Simulation*), extrêmement gourmande en puissance de calcul, n'est pas disponible

sur ce logiciel et reste inaccessible à ce jour pour des calculs de la taille de la géométrie considérée. La méthode LES permet de simuler directement les grandes échelles de turbulence par la résolution des équations de Navier-Stokes et utilise un modèle paramétrique pour simuler les tourbillons de petite échelle. Le seuil de taille des tourbillons simulés est choisi par l'utilisateur, via la taille du maillage, ce dernier étant le plus souvent régulier dans ce type de simulation. La résolution des équations RANS, quant à elle, moyenne temporellement les équations de Navier-Stokes pour toutes les échelles de turbulence et ne donne accès qu'au champ filtré (moyenné) temporellement. Elle est donc plus économe en ressources et est par conséquent la méthode la plus utilisée dans l'industrie.

Dans le cadre de l'étude paramétrique, malgré la mise à disposition du centre de calcul de l'Université Lyon I (appelé P2CHPD), il est apparu difficile d'effectuer plusieurs dizaines de calculs LES, qui chacun durait environ 20 jours sur un ordinateur de bureau. Il a donc été décidé d'effectuer des calculs de type RANS, qui sont suffisants pour l'obtention des résultats de longueur nécessaire au mélange. En effet, savoir que la longueur nécessaire au mélange peut varier temporellement de 5% autour de sa valeur moyenne temporelle n'est pas d'un grand intérêt ici, d'où le choix de la résolution des équations RANS pour tous les résultats présentés dans la suite de ce chapitre. Dans la suite de ce paragraphe sont présentées les équations résolues par le solveur numérique.

#### 4.2.1. Equations hydrodynamiques

Les équations de mécanique des fluides fondamentales, appelées RANS 3D, résolues par Star-CCM+ sont obtenues à partir des équations de Navier-Stokes 3D, en appliquant une décomposition de Reynolds sur le vecteur vitesse  $\vec{u}$  et le terme de pression  $p$ , et en moyennant ces équations dans le temps (Versteeg et Malalasek, 2007) :

$$\frac{\partial u_i}{\partial x_i} = 0 \quad (\text{Eq. 4.1 : équation de continuité})$$

$$\rho \left( \frac{\partial u_i}{\partial t} + u_j \frac{\partial u_i}{\partial x_j} \right) = - \frac{\partial p^*}{\partial x_i} + \frac{\partial}{\partial x_j} \left( \mu \frac{\partial u_i}{\partial x_j} - \rho \overline{u'_i u'_j} \right)$$

(Eq 4.2 : équations RANS pour un fluide turbulent incompressible dans un écoulement stationnaire)

avec  $i$  et  $j=1, 2$  et  $3$ ,  $x_i$  représentant les trois axes de l'espace,  $u_i$  la composante de vitesse moyennée dans le temps selon l'axe  $i$  ( $u_1=u ; u_2=v ; u_3=w$ ),  $p^*=p+\rho gz$  la pression motrice avec  $z$  l'altitude,  $\rho=1000 \text{ kg/m}^3$  la masse volumique de l'eau,  $g$  l'accélération de la pesanteur,  $\mu=1.10^{-3} \text{ Pa.s}$  la viscosité dynamique de l'eau.  $\overline{u'_i u'_j}$  est appelé tenseur de Reynolds, le prime référant aux fluctuations temporelles et la barre supérieure à la moyenne temporelle. En 3 dimensions, on a donc un total de 4 équations (Eq 4.1 + 3x Eq 4.2) pour 10 inconnues ( $u, v, w, p^*$  et les 6

termes différenciés du tenseur de Reynolds  $\overline{u'_i u'_j}$ ). Dans les équations RANS, le terme de dérivée temporelle  $\frac{\partial u_i}{\partial t}$  disparaît, car on s'intéresse ici à des calculs en régime stationnaire. La résolution du système d'équations décrit ci-dessus requiert un modèle de turbulence (appelé aussi modèle de fermeture) pour avoir autant d'inconnues que d'équations, notamment ici pour estimer les 6 termes différenciés du tenseur de Reynolds.

Le modèle de turbulence RSM (Reynolds Stress Model) ajoute 7 équations supplémentaires au système : une équation de transport pour chacun des termes du tenseur de Reynolds, ces équations (non écrites ici) faisant intervenir le taux de dissipation d'énergie cinétique  $\varepsilon$ , et donc l'équation de transport de  $\varepsilon$ . On arrive donc à 11 inconnues ( $u, v, w, p^*$ , les 6 tenseurs de Reynolds  $\overline{u'_i u'_j}$  et  $\varepsilon$ ) pour 11 équations (équation de continuité (4.1), 3 équations RANS (4.2) et les 7 équations de transport ajoutées). Le système d'équations peut alors être résolu avec des méthodes numériques adaptées (Versteeg et Malalasek, 2007), non décrites ici.

#### 4.2.2. Equation d'advection-diffusion en régime turbulent

Pour étudier la distribution de concentration en traceur/polluant au sein du domaine d'étude, l'équation supplémentaire à résoudre est l'équation d'advection-diffusion pour la concentration moyenne d'un scalaire (en utilisant à nouveau la décomposition de Reynolds :  $c(t) = \bar{c} + c'$ , avec  $\bar{c}$  la concentration locale moyennée dans le temps) :

$$\frac{\partial \bar{c}}{\partial t} + u_i \frac{\partial \bar{c}}{\partial x_i} + \frac{\partial \overline{u'_i c'}}{\partial x_i} = D \frac{\partial^2 \bar{c}}{\partial x_i^2} \quad (\text{Eq 4.3 : équation d'advection diffusion})$$

avec  $D$  le coefficient de diffusion moléculaire du traceur/polluant (en  $\text{m}^2/\text{s}$ ) et  $i=1, 2$  et  $3$  pour les 3 directions de l'espace. On fait alors l'hypothèse que le flux turbulent de scalaire est proportionnel au gradient de concentration moyenne de scalaire (approche Fickienne). Le coefficient de proportionnalité est appelé diffusivité turbulente, noté  $D_{ti}$  :

$$\overline{u'_i c'} = -D_{ti} \frac{\partial \bar{c}}{\partial x_i} \quad (\text{Eq 4.4 : loi de fermeture dite de diffusivité turbulente})$$

Une hypothèse courante est de considérer la diffusivité turbulente comme un terme isotrope, c'est-à-dire  $D_{tx} = D_{ty} = D_{tz}$ . On note alors la diffusivité turbulente isotrope  $D_t$ . L'équation d'advection-diffusion (4.3) devient alors :

$$\frac{\partial \bar{c}}{\partial t} + u_i \frac{\partial \bar{c}}{\partial x_i} = D \frac{\partial^2 \bar{c}}{\partial x_i^2} + \frac{\partial \left( D_t \frac{\partial \bar{c}}{\partial x_i} \right)}{\partial x_i} \quad (\text{Eq 4.5})$$

Pour de la soude diluée, ce qui correspond à l'expérience menée en laboratoire,  $D = 1.5 \cdot 10^{-9} \text{ m}^2/\text{s}$ . A noter que généralement, en régime turbulent, l'intensité de la turbulence entraîne  $D \ll D_t$ , mais le terme faisant intervenir la diffusion moléculaire n'est pas négligé dans les calculs présentés ci-dessous, par souci de généralité.

Une limitation majeure pour la résolution de l'équation 4.5 est le fait que le coefficient de diffusion turbulente  $D_t$  n'est pas connu *a priori* et qu'il dépend des caractéristiques de l'écoulement (Gualtieri *et al.*, 2007). L'approche la plus simple et la plus répandue pour estimer ce coefficient consiste à faire l'hypothèse que, à un instant et en un lieu donné,  $D_t$  est proportionnel au coefficient de viscosité cinématique turbulente de l'écoulement, noté  $\nu_t$ . Le coefficient de proportionnalité est appelé nombre de Schmidt turbulent et est noté  $Sc_t$  :

$$D_t = \frac{\nu_t}{Sc_t} \quad (\text{Eq 4.6})$$

Le nombre de Schmidt turbulent  $Sc_t$  est généralement compris entre 0 et 1 (Gualtieri *et al.*, 2017). Ce paramètre est difficile à fixer pour un écoulement donné. En effet, la viscosité cinématique turbulente  $\nu_t$  n'est pas une constante de l'écoulement, et varie d'une cellule à l'autre. Elle est cependant disponible comme donnée de l'écoulement, comme toute autre donnée de sortie du calcul numérique : l'utilisateur a accès à sa valeur en tout point de calcul du domaine. Par souci de simplification, on considère souvent que le nombre de Schmidt turbulent est constant en tout point de l'écoulement (et à tout instant), ce que l'on sait être faux dans les écoulements fortement variés spatialement, tels que ceux étudiés ici (Gualtieri *et al.*, 2017).

Pour l'identification du nombre de Schmidt turbulent, nous nous sommes appuyés sur les travaux de Gualtieri *et al.* (2017) et sur des travaux de master effectués auparavant au LMFA (A. Dalmon, Master MEGA, INSA Lyon, 2015) pour fixer  $Sc_t$  à 0.15. Gualtieri *et al.* (2017) ont en effet rapporté les valeurs de  $Sc_t$  optimales obtenues dans différentes applications de mécanique des fluides incompressibles explorées par la littérature allant du suivi de sédiments en rivière au suivi de traceur dans des réservoirs, de 1989 à 2017. Sur les études citées,  $Sc_t$  varie de 0.1 (jonctions en T), à 2.11 (écoulement à surface libre chargé en sédiments). Pour le cas des jonctions en T, une géométrie et problématique assez proche de notre cas d'étude, mais dans le cas d'un écoulement en charge, Walker *et al.* (2010) cités par Gualtieri *et al.* (2017) proposent un intervalle de valeur de 0.1 à 0.2.

L'approche relative à la résolution de l'équation 4.6 nécessite de calculer la viscosité turbulente  $\nu_t$  à tout instant et en toute maille. Ceci est fait en utilisant l'expression à la base des modèles de turbulence  $k$ - $\varepsilon$ :  $\nu_t = \frac{C_\mu k^2}{\varepsilon}$ , avec  $C_\mu$  une constante, dont la valeur expérimentale classiquement utilisée est  $C_\mu=0.09$ , le terme d'énergie cinétique turbulente  $k$  estimé en chaque maille à partir de la trace du tenseur de Reynolds :  $k = 1/2 (\overline{u'^2} + \overline{v'^2} + \overline{w'^2})$  et le taux de dissipation de l'énergie cinétique  $\varepsilon$  déjà calculé dans le modèle de turbulence.

## 4.3. Caractéristiques des simulations numériques

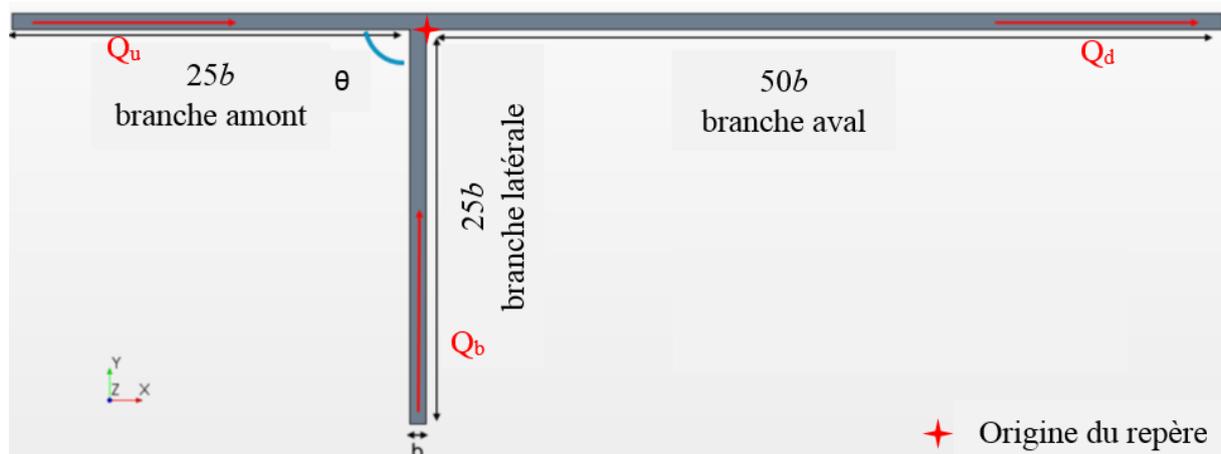
### 4.3.1. Géométrie du modèle numérique et simplifications

La géométrie de chaque confluence réelle étant très complexe et unique, il a été choisi ici de simplifier cette géométrie. De plus, afin de pouvoir comparer les données de l'étude expérimentale à celles de l'étude numérique, la géométrie considérée devait être la même. C'est pourquoi la géométrie considérée est décrite par les mêmes simplifications que celles développées dans le chapitre précédent, au paragraphe 3.1.2.

En reprenant les résultats de l'analyse dimensionnelle (partie 1.4.), on rappelle que l'équation 1.3 se simplifie dans le cadre de ces simplifications en :

$$\Phi^* = f\left(Fr_d, M^*, \frac{b}{h}, \theta, Re_u, Re_d\right) \quad (\text{Eq. 4.17.} = \text{Eq 3.1.})$$

La longueur des branches (amont et aval) a fait l'objet d'une étude de convergence. Afin d'économiser du temps de calcul, il est préférable d'avoir un domaine le plus réduit possible, soit des longueurs de branches les plus petites possibles. Par contre, il ne faut pas qu'avec des branches trop courtes, les conditions limites influent sur l'écoulement à proximité de la confluence. En augmentant progressivement la longueur des branches amont, il est apparu que les résultats ne variaient plus à partir d'une longueur égale à 25 largeurs de canal ( $25b$ ). Par conséquent, toutes les branches amont ont une longueur égale à  $25b$ . De même, pour des raisons de capacité de calcul, le choix a été fait de prendre une longueur de la branche aval égale à 50 largeurs ( $50b$ ). Cependant, lorsque  $L_m > 50b$ , le domaine de calcul se devait d'être allongé vers l'aval. Dans ce cas, la solution numérique en sortie ( $x/b=50$ ) est extraite (champs de vitesse, tenseurs de Reynolds et champ de concentration) puis réinjectée dans un canal droit d'une longueur de  $100b$ . Si  $L_m > 150b$ , l'opération est alors renouvelée jusqu'à que  $L_m$  soit atteinte.



**Figure 4.1.** Schéma de la géométrie des confluences asymétriques simulées, avec  $\theta = 90^\circ$

### 4.3.2. Maillage

Le choix du maillage est une étape importante dans la préparation des simulations numériques. Il doit être suffisamment raffiné pour que la simulation 3D calcule de façon satisfaisante les variables de l'écoulement en tout point, mais d'un autre côté le nombre total de mailles est limité par la capacité de calcul disponible. Dans notre cas, le nombre de mailles est de l'ordre de 10 millions pour chaque géométrie, ce qui correspond à la limite de la machine utilisée. Le maillage est cubique isotrope loin des parois et est raffiné aux parois (dans la direction normale aux parois) afin de conserver les conditions d'utilisation des lois de paroi (voir ci-dessous).

La taille de maille caractéristique requise est estimée par le critère *Grid Convergence Index* (GCI), qui permet d'estimer l'erreur de la simulation due au maillage sans avoir besoin de connaître la solution analytique exacte du problème (Roache, 1998). Le concept d'estimation d'erreur de discrétisation (spatiale ou temporelle), dont cette thèse ne fait pas l'objet, est très bien expliqué sur un document de la NASA disponible sur le web au lien suivant : <https://www.grc.nasa.gov/WWW/wind/valid/tutorial/spatconv.html>

Le critère GCI s'écrit :

$$GCI = \frac{F|e|}{(r^p-1)} \quad (\text{Eq 4.8.})$$

$F$  est le facteur de sécurité :  $F=1.25$  dans notre cas car plusieurs maillages sont testés;  $r$  correspond au ratio de raffinement, soit le rapport entre la taille caractéristique des mailles du maillage de référence et du maillage considéré;  $p$  est le degré de convergence, ici égal à 2 ;  $e$  représente ici l'écart relatif entre les résultats du calcul basé sur le maillage de référence (le maillage le plus fin par exemple) et sur le maillage considéré. Ces données sont dans notre cas les vitesses longitudinales  $u$  et transverses  $v$ , ainsi que la concentration  $c$ .

Par exemple, l'écart relatif  $e$  sur  $c$  entre le maillage  $\delta=0.5$  m et le maillage de référence s'écrit :

$$e(c) = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N \frac{|c_{0.5}(i) - c_{ref}(i)|}{c_{ref}(i)} \quad (\text{Eq 4.9.})$$

La méthode GCI a été appliquée sur la simulation dont les paramètres correspondent, au nombre de Reynolds près, au cas laboratoire :  $b/h=2.5$ ,  $\theta=90^\circ$ ,  $M^*=9$ , avec  $b=15$ m et  $h=6$ m. Cinq maillages cubiques ont été testés, avec raffinement près des parois, avec les tailles de maille  $\delta$  suivantes. Le maillage de référence ici est un maillage de cellules cubiques isotrope avec  $\delta=0.2$  m:

$\delta$ [m]	$b/\delta$	$h/\delta$
1.5	10	4
1	15	6
0.6	25	10
0.5	30	12
0.3	50	20
0.2*	75*	30*

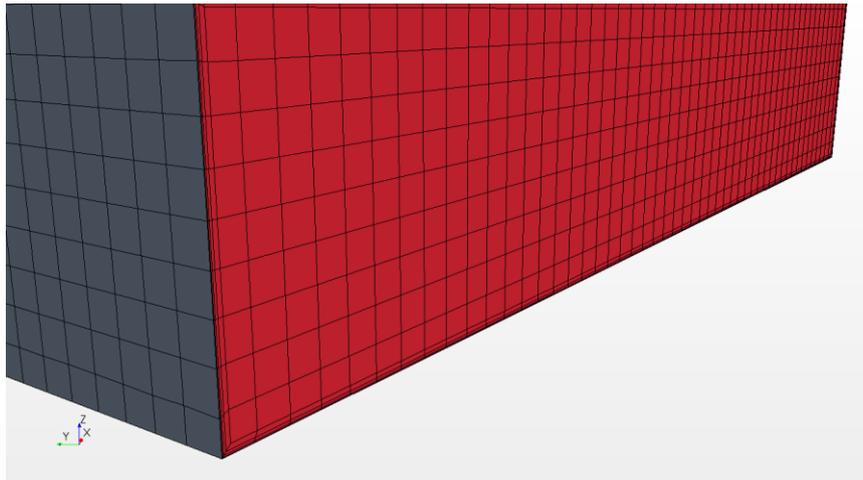
**Tableau 4.1.** Tailles caractéristiques des maillages testés avec le critère GCI. \* est le maillage de référence

Une valeur petite de GCI indique que la simulation est proche de la solution exacte du problème. Plusieurs critères de valeurs sur le GCI sont utilisés dans la littérature, néanmoins un maillage est considéré comme acceptable si  $GCI < 5\%$ .

$\delta$ [m]	GCI( $u$ ) [%]	GCI( $v$ ) [%]	GCI( $c$ ) [%]
1.5	5.5	2.0	5.0
1	3.9	1.7	1.7
0.6	3.1	0.8	1.4
0.5	2.5	0.8	1.4
0.3	2.2	0.8	1.4

**Tableau 4.2.** Méthode GCI appliquée aux différents maillages testés par rapport au maillage de référence

Tous les maillages testés satisfont le critère  $GCI < 5\%$ , quelle que soit la variable considérée, excepté le maillage le plus grossier pour lequel  $\delta = 1.5$  m. Le maillage de taille caractéristique  $\delta = 0.3$  m a alors été choisi, car minimisant le critère GCI tout en ayant un nombre de mailles total raisonnable : dans cette configuration, le modèle numérique comporte 9.5 millions de mailles. On note qu'en deçà d'une taille de maille caractéristique  $\delta = 0.6$  m, seul le critère GCI sur la vitesse longitudinale évolue. Les caractéristiques du maillage ainsi choisies ont été extrapolées aux autres configurations étudiées en gardant le rapport entre la taille de maille  $\delta$  et la largeur  $b$  constant :  $b/\delta = 50$ . A noter cependant que dans le cas de la géométrie extrême où  $b/h = 50$ , 10 mailles ont été conservées selon la hauteur  $h$  (au lieu de 1 selon le critère précédent, plus les épaisseurs de raffinement).

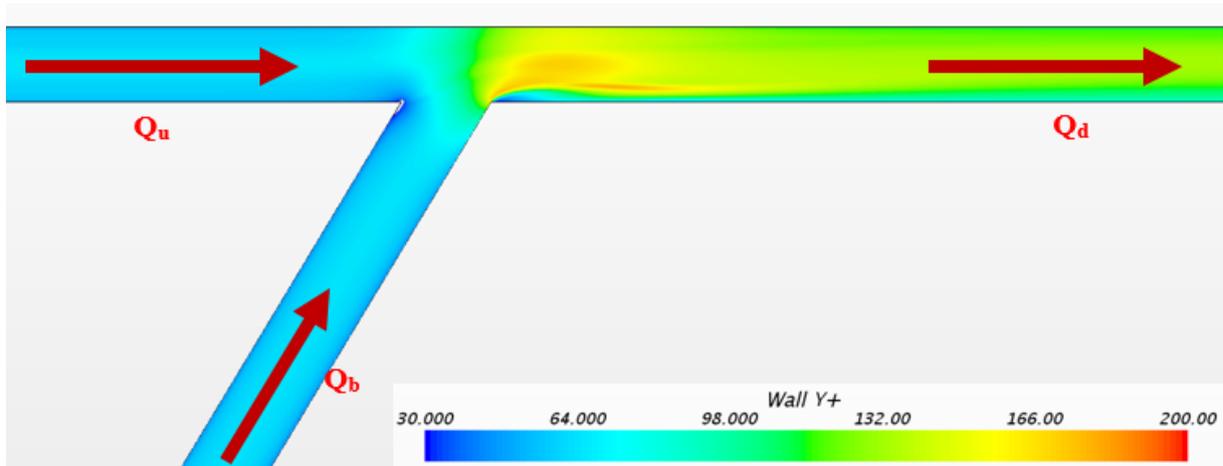


**Figure 4.2.** Maillage utilisé pour la configuration  $b/h=2.5$ ,  $\theta=90^\circ$ ,  $M^*=9$  : cubique régulier avec raffinement aux parois. Illustration d'un modèle numérique échelle rivière.

Afin d'estimer les contraintes de frottement que la paroi applique sur l'écoulement, un traitement spécifique du maillage aux parois doit cependant être appliqué, avec 2 options possibles basées sur la valeur de  $y^+=yu^*/\nu$  avec  $u^*$  la vitesse de frottement telle que  $\rho u^{*2}$  est égal à la contrainte de frottement pariétal (Versteeg et Malalasek, 2007) :

- Le centre de la première maille de calcul (la plus proche de la paroi) se trouve au sein de la sous-couche visqueuse ( $y^+<5$ ). Une extrapolation directe du profil de vitesse permet alors d'estimer le gradient de vitesse à la paroi et donc cette contrainte de frottement. Cette option se nomme « low  $y^+$  » dans Star-CCM+.
- Le centre de la première maille de calcul se trouve au sein de la couche logarithmique ( $30<y^+<500$ ). Des lois de paroi semi-empiriques doivent être utilisées pour extrapoler le profil de vitesse jusqu'à la paroi et ainsi estimer la contrainte de frottement. Star-CCM+, via l'option « high  $y^+$  », utilise la loi de paroi de Launder & Spalding (1974).

Le maillage a alors été adapté près des parois afin de pouvoir utiliser la loi de paroi « high  $y^+$  » de Star-CCM+, comme le montre la figure 4.2. Star-CCM+® recommande d'utiliser des lois de paroi de type « high  $y^+$  » lorsque la valeur de  $y^+$  est comprise entre 30 et 200. Pour cela, le maillage doit être affiné près des parois pour un modèle de grande échelle, afin que le calcul de l'écoulement dans les couches limites soit le plus correct possible. Pour chaque paramétrage exploré, il est vérifié que toutes les valeurs de  $y^+$  se trouvent dans l'intervalle [30 ; 200].

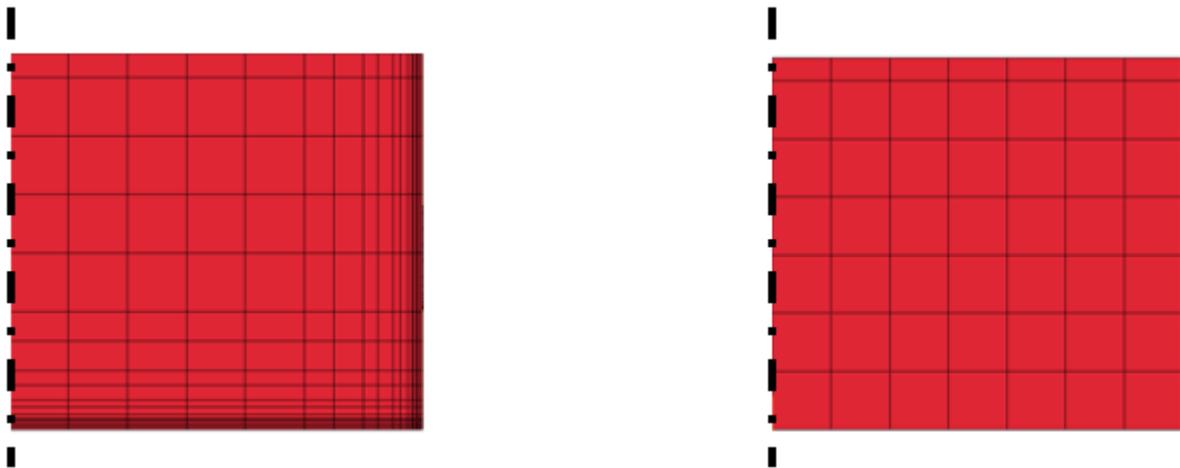


**Figure 4.3.** Valeurs de  $y^+$  sur le fond des branches : cas  $b/h=2.5$ ,  $\theta=60^\circ$ ,  $M^*=1$ .

Bien que le modèle de turbulence RSM donne généralement de meilleurs résultats que les autres modèles de turbulence plus classiques pour des écoulements présentant de fortes hétérogénéités et anisotropies, il a fallu vérifier que c'était bien le cas dans notre configuration de confluence. Les résultats d'un calcul utilisant le modèle de turbulence RSM ont donc été comparés à des calculs équivalents utilisant les modèles de turbulence  $k-\varepsilon$  et  $k-\omega$ , dans les cas avec (high  $y^+$ ) et sans (low  $y^+$ ) lois de paroi (Figure 4.4), lors d'une étude précédente de l'équipe menée dans le cadre du master d'Héloïse Ouvry (H. Ouvry, Master MEGA, INSA Lyon, 2016). Ci-dessous, le tableau 4.3 présente les résultats de ces comparaisons, dont les erreurs sont calculées comme suit :

$$e(u_j) = \frac{1}{\sum_i} \sum_i \frac{|u_{jex(i)} - u_{jnum(i)}|}{U} \quad (\text{Eq 4.10.})$$

Une illustration des options de traitement de paroi est présentée en figure 4.4.



**Figure 4.4.** Maillage près des parois dans le cas « low  $y^+$  » à gauche et « high  $y^+$  » à droite, dans le cas du modèle numérique à échelle laboratoire pour une des branches de domaine. Les pointillés noirs représentent l'axe de symétrie de la section.

Modèle	Traitement des parois	
	Low $y^+$	High $y^+$
RSM	10,9 %	<b>10,4 %</b>
$k-\varepsilon$	13,3 %	13,3 %
$k-\omega$	14,4 %	15,7 %

**Tableau 4.3.** Erreurs sur le champ de vitesse ( $U$  et  $V$ ) par rapport aux mesures expérimentales des différents modèles de turbulence. D'après Ouvry (2016).

On remarque que le modèle de fermeture RSM est légèrement plus précis que les modèles plus classiques  $k-\varepsilon$  et  $k-\omega$ , pour un surcoût en temps de calcul acceptable dans notre cas stationnaire et à géométrie simple. Les traitements de paroi « low  $y^+$ » et « high  $y^+$ » donnent des résultats comparables, on choisit donc celui qui comporte le moins de mailles, c'est-à-dire « high  $y^+$ ». Dans la suite, le modèle de turbulence utilisé sera donc le modèle RSM avec un traitement aux parois de type « high  $y^+$ ».

Lors du passage à haut Reynolds (échelle rivière, à opposer à l'échelle laboratoire), pour garder  $y^+ < 200$ , un raffinement aux parois est nécessaire car les mailles sont grandes ( $\delta = O(1\text{m})$ ).

### 4.3.3. Conditions aux limites

Les conditions aux limites d'un modèle numérique 3D sont les paramètres du calcul CFD aux frontières du domaine, et de fait elles ont une importance capitale. Sur le modèle de confluence considéré, plusieurs types de conditions limites apparaissent : les sections d'entrée des deux branches amont, la section de sortie de la branche aval, les parois de chaque branche et la surface libre de l'écoulement. Différents types de conditions limites doivent être appliqués, que ce soit en termes de concentration ou de vitesse.

#### a. Sections d'entrée des branches amont

Ces sections déterminent quelles sont les données d'entrée que l'on fournit au modèle. Dans notre cas, il s'agit d'un champ de vitesse et de concentration en scalaire passif.

Le champ de vitesse appliqué est celui d'un écoulement établi de même section (hauteur et largeur) et même débit. Pour cela, un calcul CFD préalable est nécessaire : on applique en entrée le débit désiré (voir Tableau 4.3.) dans un canal rectiligne de section rectangulaire dont les dimensions correspondent à celles de la confluence simulée, de très grande longueur, avec un profil de vitesse uniforme. Après convergence du calcul, dans la section de sortie de ce long

canal rectiligne, le champ de vitesse devient établi (il ne varie plus dans la direction de l'écoulement). Ce champ de vitesse est alors extrait et ré-utilisé comme condition d'entrée dans le modèle numérique de la confluence (ce processus est répété pour l'autre branche).

Pour ce qui est de la concentration en scalaire passif, la concentration est considérée uniformément distribuée dans les deux sections d'entrée, ce qui équivaut à deux confluent pleinement mélangés. Dans la branche principale amont, cette concentration est fixée à 1 et dans la branche latérale à 0. Notons que ce choix induit que selon la répartition des débits (donc selon  $M^*$ ), la concentration dans la branche aval, une fois le mélange complet, ne sera pas identique en fonction des configurations. La concentration moyenne  $c_m$  dans la branche aval peut s'écrire :

$$c_m = \frac{Q_u \times 1 + Q_b \times 0}{Q_u + Q_b} = \frac{1}{1 + Q_b/Q_u} = \frac{1}{1 + \sqrt{M^*}} \quad (\text{Eq. 4.11.})$$

### b. Sections de sortie de la branche aval

La section de sortie est configurée en « *pressure outlet* », soit une sortie dont la pression est uniformément répartie et égale à une pression de référence, ici choisie à  $p=1$  atm. Cette section sert de référence en terme de pression statique, si bien qu'en remontant vers l'amont la pression statique dans le modèle augmente. La section de sortie est perméable au scalaire passif, afin que ce dernier s'évacue sans être impacté par la condition limite.

### c. Parois latérales et lit

Les parois latérales et le lit sont des parois lisses, afin de correspondre au mieux à l'expérience en laboratoire, pour laquelle les canaux sont en verre. Certes le lit et les berges des rivières sont en réalité rugueux, mais l'effet de cette rugosité n'a pas été étudié dans le cadre de cette thèse. Des conditions de non glissement et d'imperméabilité sont classiquement imposées.

### d. Surface libre

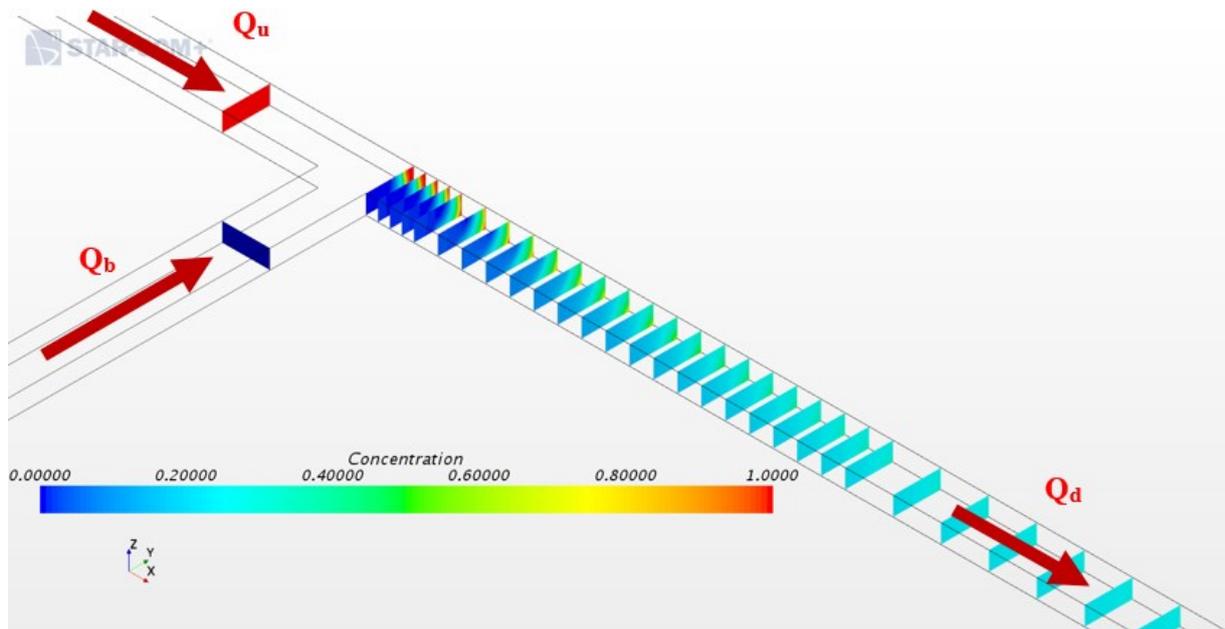
Le traitement de la surface libre est un sujet épineux dans la simulation d'écoulements environnementaux et diphasiques en général, du fait de la déformation de l'interface liquide/gaz au cours du temps et dans l'espace. Un traitement efficace mais coûteux est la méthode *Volume of Fluid Method* (VOF), qui permet d'obtenir cette déformée de la surface libre. Dans notre cas, le choix s'est porté sur la méthode dite du toit glissant (*rigid-lid* en anglais), c'est-à-dire que la surface libre est fixe, avec une condition de glissement. Cette option prise, on peut soit considérer une surface libre déformée (Shakibainia *et al.*, 2010), soit une surface libre plane. La déformation de la surface libre peut être calculée à partir de calculs préliminaires dont le but est d'obtenir le champ de pression statique en surface, ce qui permet ensuite de déduire la déformée. Enfin, la géométrie du modèle numérique final prend en compte les coordonnées de

la surface libre pour établir une *rigid-lid* sur la surface libre déformée. Dans notre cas, nous avons choisi de conserver une surface libre non déformée, c'est-à-dire plane.

Cette méthode (*rigid-lid* + surface libre plane) est bien moins coûteuse en puissance de calcul que la VOF, néanmoins une hypothèse nécessaire est de négliger les variations de hauteur d'eau, qui sont notamment présentes à proximité du confluent, à cause de la zone de recirculation et par ricochet de la zone de contraction. La méthode du toit glissant a précédemment été utilisée dans des simulations CFD de confluences par Schindfessel *et al.* (2015), qui a déterminé la limite d'utilisation de cette méthode (*rigid-lid* + surface libre plane) pour des écoulements dont le nombre de Froude n'excède pas 0.3. Dans les calculs de ce chapitre, le nombre de Froude aval (lui-même plus grand que les nombres de Froude amont) est conservé constant à 0.102, ce qui nous permet d'utiliser cette méthode d'après le critère issu de Schindfessel *et al.* (2015) sans attendre d'effets dus à la non-représentation de la déformée de surface libre.

#### 4.3.4. Sections de mesure dans la branche aval

Afin d'estimer les caractéristiques du mélange : (1) la longueur nécessaire au mélange  $L_m$ , (2) le coefficient de mélange transverse et (3) l'intensité des courants secondaire, il est nécessaire d'extraire les champs de vitesse et de concentration en certains points de la branche aval dans le cadre du post-traitement. Le choix a été fait de décrire le mélange à partir de sections transverses, à l'instar de ce qui a été fait sur le terrain (chapitre 2) et expérimentalement (chapitre 3). L'avantage des calculs numériques est que le nombre de sections dont les données sont extraites de la simulation peut être bien plus important qu'expérimentalement. La figure 4.5 présente les différentes sections dont les données (vitesse et concentration) sont extraites à des fins de post-traitement. A proximité du confluent, de nombreuses sections sont exploitées (tous les  $0.25b$  jusqu'à  $x=b$  puis tous les  $0.5b$ ) puis en s'éloignant de cette zone, à partir de  $x=10b$ , moins de sections sont extraites (tous les  $b$ ).



**Figure 4.5.** Sections de mesure servant à l'extraction des données (vitesse et concentration). Ici représentation du champ de concentration (couleur) dans le cas  $b/h=2.5$ ,  $\theta=90^\circ$  et  $M^*=9$ .

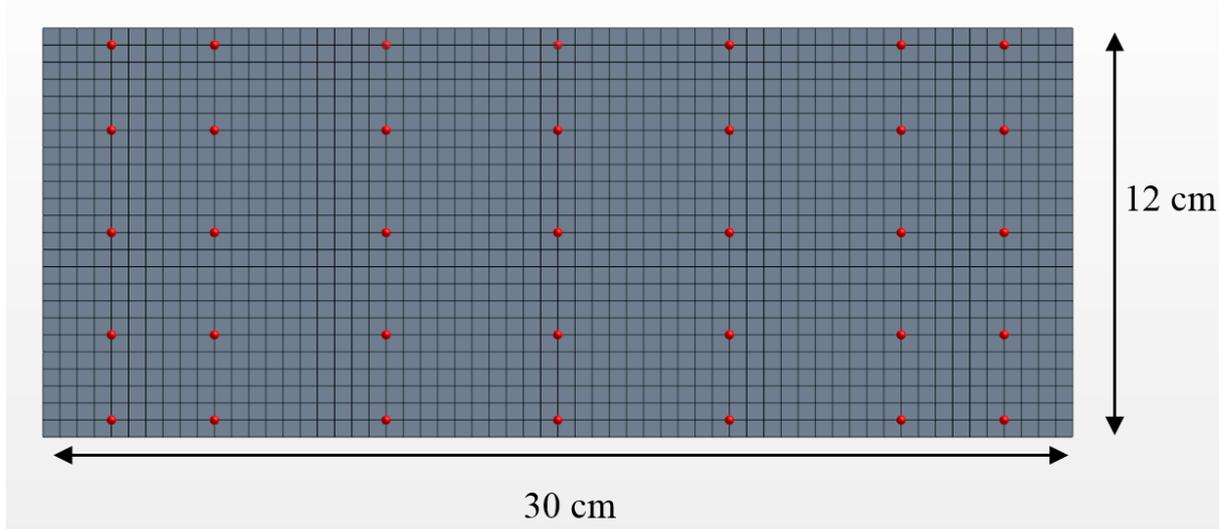
## 4.4. Comparaison expérience-numérique et échelles

### 4.4.1. Comparaison expérience-numérique

Pour des besoins de comparaison entre les résultats expérimentaux de laboratoire et les résultats numériques, l'écoulement étudié expérimentalement (chapitre 3) est tout d'abord calculé numériquement. Dans le modèle numérique, les branches ont donc une largeur de 30 cm, avec une profondeur d'eau de 12 cm et font circuler un débit de 1 L/s dans la branche amont principale et 3 L/s dans la branche amont secondaire ( $M^*=9$ ). L'angle formé par les deux branches amont est de  $90^\circ$ . La simulation numérique de l'écoulement de laboratoire a pour objet d'en comparer les variables calculées aux champs de vitesse et de concentration mesurés, et ainsi valider/critiquer la méthode numérique.

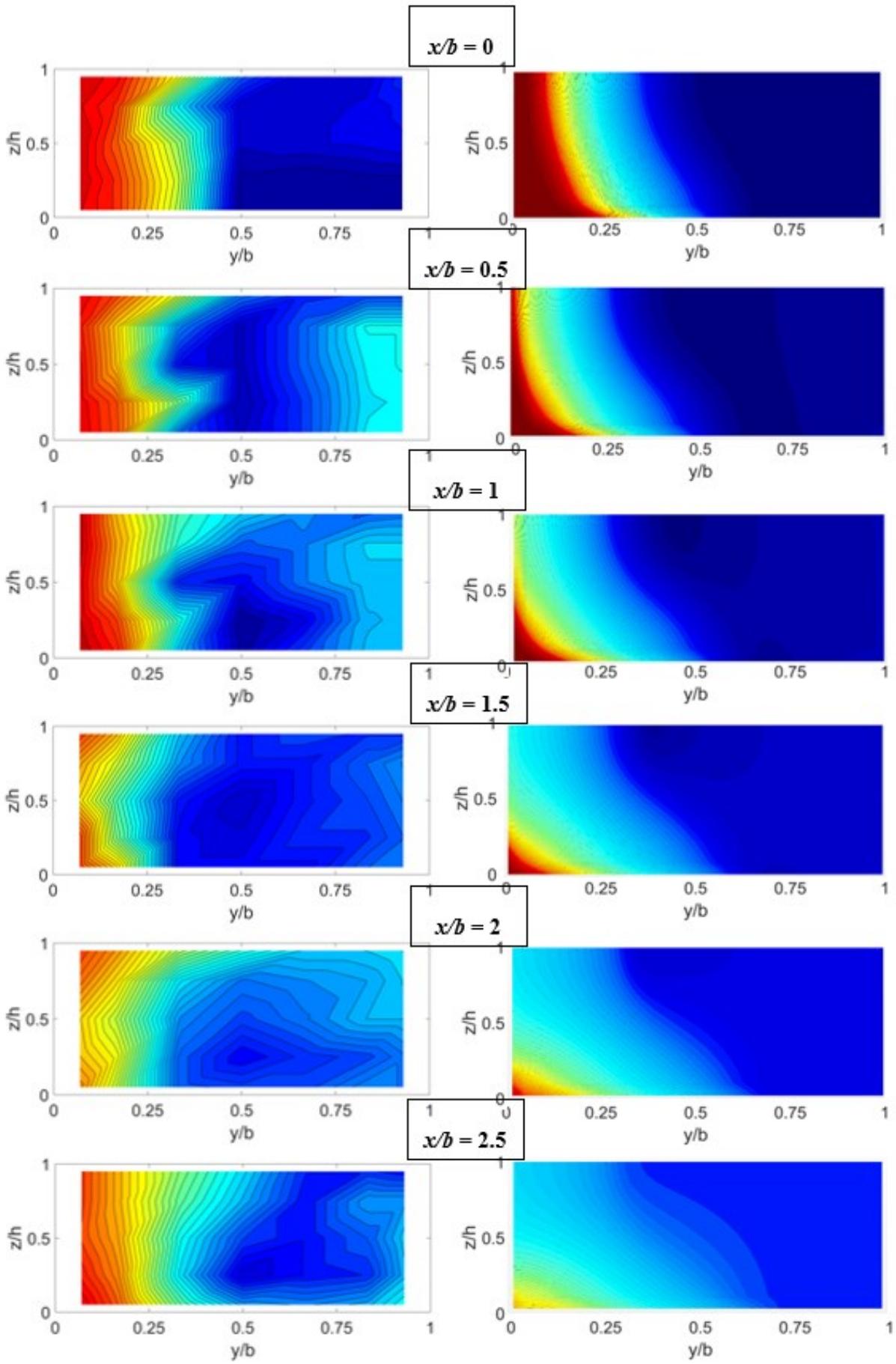
Les comparaisons sont faites sur les sections de mesure explorées expérimentalement, à la fois en vitesse et en concentration. Les mesures de vitesse, via une méthode PIV (*Particle Image Velocimetry*), ont été faites précédemment dans le cadre du master d'Anne Bessette en 2011, ces travaux de master étant inclus dans la campagne de mesure permettant d'obtenir les données utilisées par Mignot *et al.* (2014). A partir des mesures de vitesse et de concentration, plusieurs types de données peuvent être comparés entre l'expérience menée en laboratoire et les simulations numériques : les champs de vitesse moyenne (longitudinaux et transverses), de concentration moyenne, les termes du tenseur de Reynolds... Ci-dessous sont présentés les résultats de ces comparaisons en terme de concentration moyennées dans le temps. Les comparaisons sur les données de vitesse sont disponibles en Annexe 1. La figure 4.6 montre la

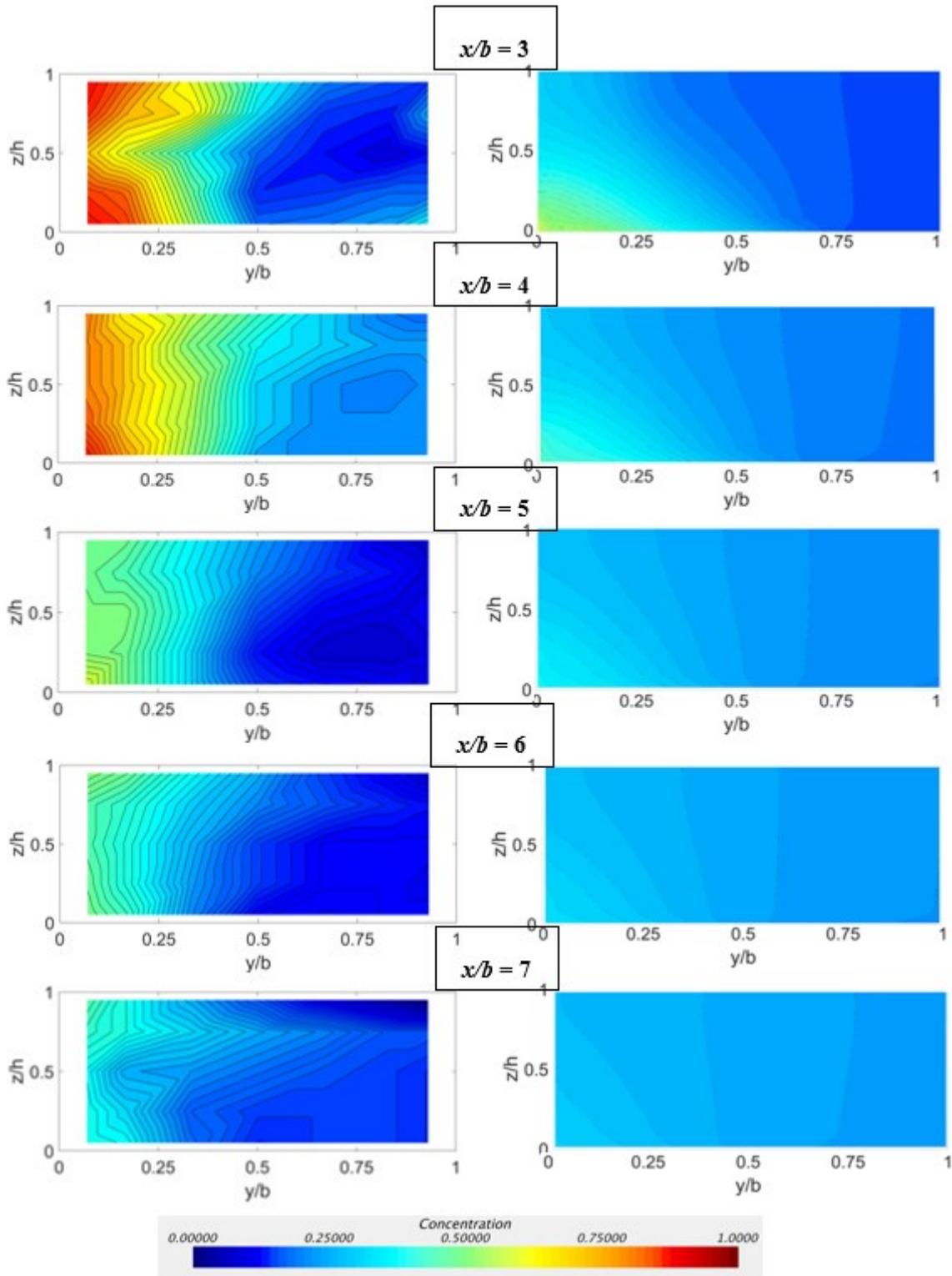
position des points de mesure expérimentaux (points rouges) par rapport au maillage numérique au sein de chacune des sections transverses des branches. A noter que pour effectuer la comparaison, les valeurs numériques sont interpolées aux positions exactes des points de mesure (centre du bulbe sensible de la sonde pH).



**Figure 4.6.** Position des points de mesure expérimentaux par rapport au maillage numérique dans les sections transverses. Taille caractéristique des mailles : 5 mm.

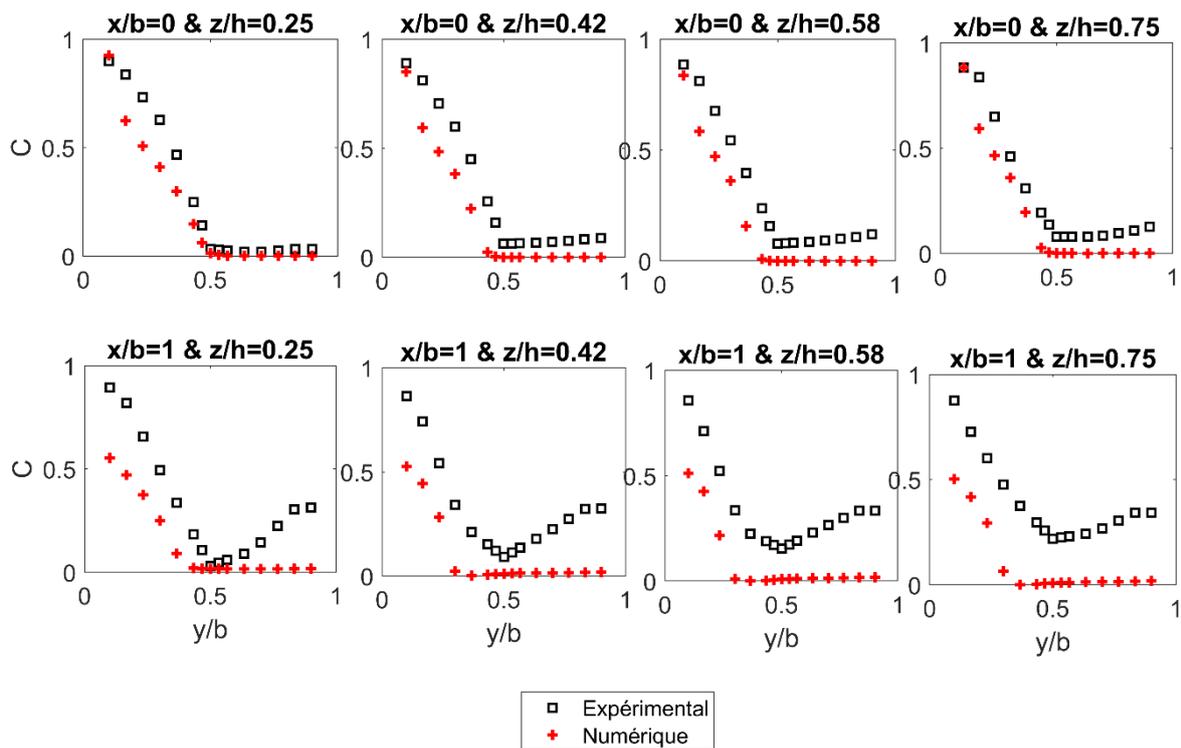
Sur les cartographies présentées en figure 4.7., on remarque que les concentrations adimensionnelles calculées et mesurées diffèrent assez significativement. Une première différence de taille est qu'expérimentalement, la zone de recirculation ( $y/b$  proche de 1 pour  $x/b < 3$ ) présente une concentration plus forte que numériquement, d'un ordre de grandeur environ ( $c/c_u \sim 0.03$  numériquement contre  $c/c_u \sim 0.3$  expérimentalement). Néanmoins, à l'abscisse  $x/b=0.5$ , dans les deux cas, la partie centrale de l'écoulement a une concentration proche de 0. La zone proche du confluent ( $x/b < 3$ ) est alors celle où les écarts sont les plus importants, notamment dans la zone de recirculation. Ensuite, plus en aval pour les sections  $x/b = 5-7$ , le mélange est plus avancé numériquement qu'expérimentalement : le champ de concentration calculé est plus homogène (autour de  $c/c_u=0.25$ ) que celui mesuré. Etant donnée la fiabilité assez faible des mesures expérimentales (voir chapitre précédent), il est difficile d'associer les erreurs à la méthode numérique plutôt qu'aux mesures expérimentales, bien que celle-ci ne semble pas reproduire l'écoulement fidèlement, que ce soit en terme de concentration (figure 4.7.) ou de vitesse, notamment transverse (voir annexe 1).

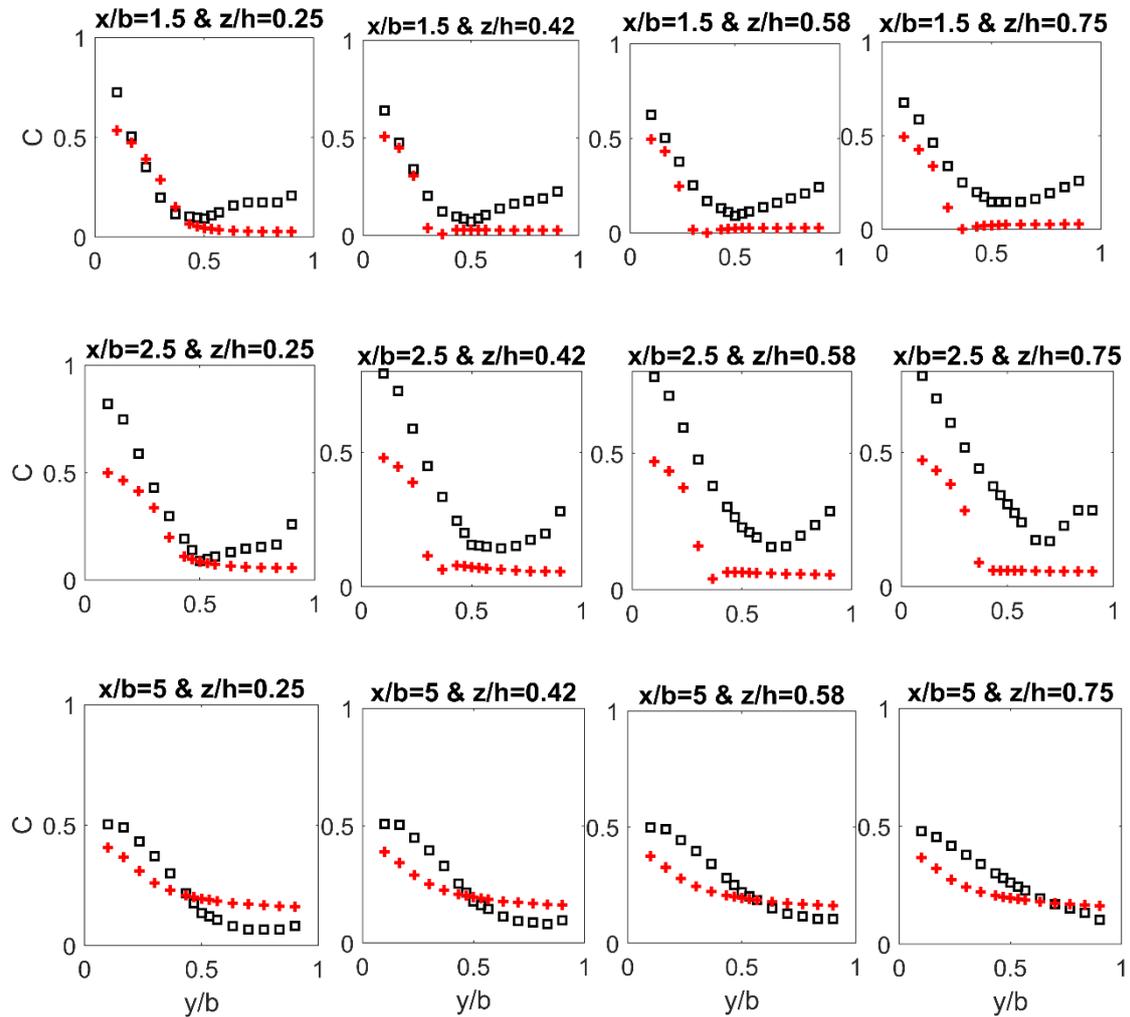




**Figure 4.7.** Comparaison des cartographies de concentration adimensionnelle  $c/c_u$  pour les différentes sections mesurées expérimentalement. La colonne de gauche correspond aux mesures expérimentales, la colonne de droite aux résultats des calculs numériques.

Une autre manière de comparer les résultats numériques et expérimentaux est de tracer des profils transverses de concentration pour certaines abscisses et altitudes. Ces profils sont présentés en figure 4.8. Sur ces profils, on observe un bon accord entre les deux types de résultats pour  $x/b = 0$  aux quatre altitudes comparées (1<sup>ère</sup> ligne de la figure 4.8). Les écarts sont plus significatifs pour les sections suivantes, notamment celles concernées par la zone de recirculation ( $y/b$  proche de 1,  $x/b = 1-2.5$ ). Dans cette zone, comme observé sur les cartographies de la figure 4.7, on retrouve une concentration mesurée expérimentalement bien plus élevée que celle calculée : expérimentalement, les profils de concentration augmentent nettement lorsque  $y/b \rightarrow 1$  alors que les profils numériques restent quasiment plats entre  $y/b=0.5$  et 1. Plus loin du confluent ( $x/b = 5$ ), les profils sont plus proches les uns des autres même si numériquement le mélange est plus efficace qu'expérimentalement (la pente du profil de concentration est plus faible).





**Figure 4.8.** Comparaison des profils transverses de concentration, numériques et mesurés expérimentalement, à 5 abscisses et 4 altitudes différentes.

Les cartographies (figure 4.7) comme les profils transverses (figure 4.8) font apparaître un désaccord au niveau de la zone de recirculation. Ce désaccord influence jusqu'aux sections aval ( $x/b=5$ ). En l'état, il reste malheureusement difficile d'imputer ces différences aux simulations ou aux mesures. Du côté expérimental, le chapitre 3 a montré des incertitudes liées à la méthode de mesure. Mais, l'aspect intrusif de la sonde pourrait aussi être en cause, par exemple en favorisant l'injection de traceur à l'aval de la recirculation en créant des allées de Von-Karman, qui va ensuite envahir toute la recirculation. Il serait nécessaire de mettre en œuvre pour le vérifier des techniques non-intrusives, comme la PLIF par exemple, qui n'a pu être mise en œuvre dans le cadre de cette thèse et qui reste difficile à implémenter quoiqu'il en soit. D'un point de vue numérique, les paramètres influant le mélange sont multiples (maillage, modèle

de turbulence, ...). Un des paramètres importants n'ayant pas fait l'objet d'études préliminaires poussés est le nombre de Schmidt turbulent  $Sc_t$ . Les mesures expérimentales du chapitre 3 étant disponibles à la toute fin de la thèse, une étude de sensibilité à  $Sc_t$  n'a pas pu être effectuée mais seraient intéressante par la suite.

Une synthèse quantitative des erreurs sur les données  $u$ ,  $v$  et  $c$  est présentée dans le tableau 4.4 ci-dessous. Pour adimensionnaliser l'erreur sur les vitesses transverses  $v$ , la vitesse moyenne transverse étant nulle, le choix (arbitraire) a été de prendre comme ordre de grandeur un dixième de la vitesse débitante  $U/10$ . La valeur de l'erreur relative n'a donc que peu de sens physique dans ce cas. Le Tableau 4.4 montre que si la vitesse longitudinale  $u$  est bien reproduite numériquement (erreur inférieure à 10%, voir Figure A1 de l'Annexe 1), le champ de concentration  $c$  l'est beaucoup moins (erreur autour de 40%, soit une erreur moyenne d'environ  $c/c_u=0.1$ ). Comme énoncé ci-dessus, ces erreurs peuvent être dues à différents facteurs : les conditions limites du modèle numérique, le paramétrage du solveur de l'équation d'advection-diffusion (via le Schmidt turbulent  $Sc_t$ ) ou encore la fiabilité des mesures expérimentales (voir chapitre 3).

$e(u) = \frac{1}{\sum_i} \sum_i \frac{ u_{ex}(i) - u_{num}(i) }{U}$	$e(v) = \frac{1}{\sum_i} \sum_i \frac{ v_{ex}(i) - v_{num}(i) }{0.1U}$	$e(c) = \frac{1}{\sum_i} \sum_i \frac{ c_{ex}(i) - c_{num}(i) }{c_m}$
9,4%	80%	42%

**Tableau 4.4.** Erreurs relatives sur le champ de vitesse ( $u$  et  $v$ ) et de concentration ( $c$ ) moyennées dans le temps, entre les mesures expérimentales et les données numériques

A noter que deux méthodes de calculs numériques (résolution de RANS 3D avec modèle RSM et approche LES) ont été utilisées pour calculer l'écoulement étudié expérimentalement au chapitre 3 (domaine de petite taille  $b=30\text{cm}$ ). Bien que l'approche LES donne des informations supplémentaires sur les variations temporelles des différentes variables, il apparaît (non montré ici) que les résultats obtenus sont très similaires à ceux obtenus par la méthode RANS une fois le moyennage temporel effectué. Sur les 20 profils de concentration transverses utilisés pour une telle comparaison dans la figure 4.8, l'écart entre les résultats provenant des approches LES et RANS est de 5.9% en hydrodynamique (vitesses longitudinales et transverses) et de 8.3% en concentration, en utilisant les mêmes formules que le tableau 4.4. Ces écarts nous permettent de privilégier une approche RANS dans la suite, qui permet de considérablement limiter les temps de calcul.

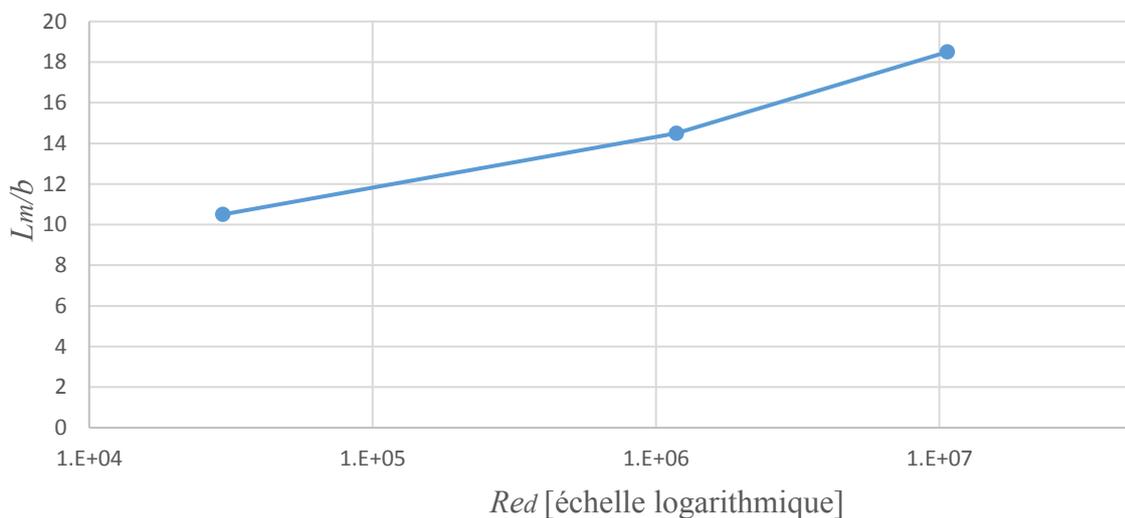
Les conclusions de la comparaison entre les résultats numériques et expérimentaux sont en demi-teinte. L'hydrodynamique est assez bien restituée (voir Annexe 1), la concentration moins avec des écarts relatifs de l'ordre de 40%. Ces résultats ne sont pas, en l'état actuel de nos travaux, forcément imputables aux simulations. De plus, le cas test expérimental a été choisi pour son grand rapport de quantités de mouvement incidentes,  $M^*$ , permettant d'atteindre un

mélange important malgré la longueur limitée des canaux, mais présentant également les structures hydrodynamiques les plus compliquées à modéliser. Les résultats sont considérés satisfaisant pour pouvoir déterminer lesquels des paramètres déterminés par l'analyse dimensionnelle,  $(M^*, b/h, \theta)$ , sont les plus influents, et caractériser leur influence. C'est l'objet de l'étude paramétrique qui suit.

#### 4.4.2. Echelles des simulations

L'application de la loi paramétrique ne concerne pas les échelles de l'expérience menée en laboratoire ( $b=30$  cm), mais l'échelle des rivières réelles, voire des inondations urbaines et des réseaux d'assainissement ( $b=O(10-100$  m)). Or, comme le montre l'équation 4.7, les résultats sont sensibles à l'échelle considérée, à travers les nombres de Reynolds. Le changement de l'échelle laboratoire ( $Re_d \sim 10^4$ ) vers l'échelle terrain ( $Re \sim 10^7$ ) s'effectue en gardant le nombre de Froude constant et égal à celui de l'expérience :  $Fr_d = 0.102$ . En terme d'ordre de grandeur, tout paramètre étant égal par ailleurs, la largeur du canal  $b$  passe de 30 cm à 15 m et la profondeur d'eau  $h$  de 12 cm à 6 m dans le cas  $b/h=2.5$ .

La figure 4.9 ci-après montre qu'en augmentant le nombre de Reynolds de la branche aval (tout paramètre adimensionnel étant égal par ailleurs), donc en augmentant l'échelle considérée, la longueur relative  $L_m/b$  nécessaire au mélange augmente. En d'autres termes, le mélange est moins efficace à grande échelle qu'à petite échelle, tout autre paramètre étant égal par ailleurs.



**Figure 4.9.** Longueur relative  $L_m/b$  nécessaire au mélange selon le nombre de Reynolds aval  $Re_d$  (cas  $M^*=9$ ,  $b/h=2.5$  et  $\theta=90^\circ$ ). Résultats issus du calcul RANS.  $L_m$  est calculée à partir du critère classique des 5%.

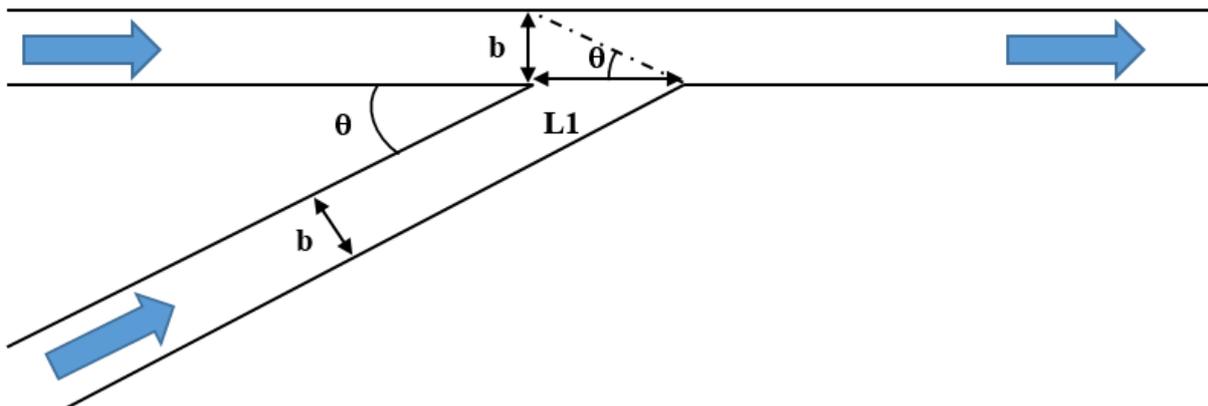
## 4.5. Mise en place de l'étude paramétrique

La présente étude se propose de quantifier le mélange, via (1) la longueur nécessaire au mélange  $L_m$ , (2) le coefficient de mélange transverse en les corrélant avec (3) l'intensité des courants secondaires pour différentes configurations de confluence. Les paramètres variables de l'étude numérique sont les suivants : l'angle entre les deux affluents  $\theta$ , le rapport de quantité de mouvement  $M^*$  et la largeur relative  $b/h$ . Ce choix se justifie par le fait que ces paramètres sont reconnus pour influencer sur l'efficacité du mélange (Constantinescu *et al.*, 2012 & 2016, Schindfessel *et al.* 2015, Chen *et al.*, 2017) et sont de plus indépendants les uns des autres. En effet, on peut faire varier ces paramètres indépendamment les uns des autres, tout en gardant les autres paramètres de l'écoulement, comme le nombre de Froude aval et le nombre de Reynolds aval constants et égaux pour toutes les simulations.

Les angles de la confluences  $\theta$  retenus pour l'étude sont  $30^\circ$ ,  $60^\circ$  et  $90^\circ$ . Une valeur plus grande que  $90^\circ$  serait peu représentative d'un écoulement réel (même si aucun aménagement ne peut l'exclure). Une valeur inférieure à  $30^\circ$  induirait une largeur apparente  $L1$  de la branche latérale à l'intersection trop importante avec la géométrie choisie. En effet, si on considère le schéma de la Figure 4.10. (correspondant au cas  $\theta=30^\circ$ ), il apparaît que plus l'angle  $\theta$  est faible, plus la longueur  $L1$  sera grande. Géométriquement, il apparaît que :

$$\tan(\theta) = \frac{b}{L1} \Rightarrow L1 = \frac{b}{\tan(\theta)} \quad (\text{Eq. 4.12.})$$

Pour un angle de  $30^\circ$ , on obtient  $L1=1.73b$ , ce qui reste raisonnable mais néanmoins limite vis-à-vis du maillage à l'interface des deux branches et de la définition longitudinale du début du mélange entre les deux affluents.



**Figure 4.10.** Schéma d'une confluence asymétrique à  $30^\circ$  avec mise en évidence de la largeur apparente au confluent  $L1$

Le rapport de quantité de mouvement  $M^*$  varie entre 0.111 et 9, ces deux cas étant symétriques l'un de l'autre ( $1/0.111=9$ ). Le choix  $M^*=9$  vient de l'étude expérimentale, où cet écoulement a été étudié et sert donc de référence pour les comparaisons expérimentales/numériques.

Schindfessel *et al* (2015) ont étudié des cas extrêmes jusqu'à  $M^*=361$ . En plus du cas équilibré  $M^*=1$ , les cas intermédiaires (symétriques entre eux)  $M^*=0.25$  et  $4$  sont considérés.

La largeur relative  $b/h$  varie entre 1 et 50, avec pour valeurs intermédiaires 2.5 (cas du canal de laboratoire, référence), 5 et 10. Cette gamme est choisie en fonction des applications potentielles de l'étude, qui vont de l'écoulement en réseaux d'assainissement ( $b/h \sim 1$ ) aux grandes rivières naturelles ( $b/h \sim 50$ ).

En tout et pour tout, l'étude paramétrique contient 75 simulations, dont les paramètres variables sont présentés dans le tableau 4.5 ci-dessous :

Paramètre variable	Intervalle de valeurs	Nombres de cas (valeurs)
Angle $\theta$ [°]	[30 ; 90]	<b>3</b> (30 ; 60 ; 90)
Rapport $M^*$	[0,111 ; 9]	<b>5</b> (0,111 ; 0,25 ; 1 ; 4 ; 9)
Largeur relative $b/h$	[1 ; 50]	<b>5</b> (1 ; 2.5 ; 5 ; 10 ; 50)
<b>Nombre de cas total</b>		<b>3x5x5=75</b>

**Tableau 4.5.** Gamme des paramètres de l'étude numérique

Les caractéristiques géométriques et hydrodynamiques correspondantes sont présentées dans le tableau 4.6, pour les 5 cas avec  $M^*=9$ . Le nombre de Reynolds aval étant conservé constant, la somme des débits des deux affluents reste constante si  $M^*$  varie : les autres configurations avec une autre valeur de  $M^*$  peuvent être déduites à partir des données de débit présentées ci-dessous. L'angle  $\theta$  n'a pas d'influence sur la géométrie ou les débits des différents cas simulés.

$b/h$	$h$ [m]	$b$ [m]	$Q_u$ [m³/s]	$Q_b$ [m³/s]
<b>1</b>	8.43	8.43	16.9	50.6
<b>2.5</b>	6.00	15.0	18.0	54.0
<b>5</b>	5.07	25.4	23.7	71.0
<b>10</b>	4.58	45.8	36.6	110
<b>50</b>	4.16	208	144	433

**Tableau 4.6.** Caractéristiques géométriques et hydrodynamiques des simulations selon la largeur relative  $b/h$ , dans le cas  $M^*=9$ . Toutes les répartitions de débit explorées (dépendant de  $M^*$ ) sont présentées en annexe 2.

## 4.6. Critères de longueur nécessaire au mélange

La définition mathématique de la longueur nécessaire au mélange  $L_m$  ne fait pas l'unanimité dans la littérature. Le critère le plus utilisé, notamment dans les études sur le terrain par Fischer *et al.*, 1979 ; Rutherford, 1994 ; Gaudet & Roy, 1995 ; Lane *et al.*, 2008, est appelé le « critère des 5% » : à l'aval de la distance  $L_m$  depuis le confluent, toute mesure de concentration est comprise dans l'intervalle  $[0.95c_m, 1.05c_m]$ , avec  $c_m$  la concentration moyenne de la branche aval. Ce critère est utile si l'on considère un seuil de toxicité en lien avec la concentration mesurée. En effet, ce critère, une fois validé, exclut la possibilité que des zones dans la section mesurée présentent des concentrations très faibles ou très fortes, étant donné que tout point de la section a une concentration proche de la concentration moyenne (à 5% près). Ce critère, appliqué numériquement, donne donc des informations sur le nombre de cellules trop (ou très peu) polluées, pouvant correspondre à un seuil de toxicité. A l'inverse, ce critère donne peu d'information sur l'efficacité du mélange : la section mesurée peut très bien être divisée en plusieurs parties de concentrations différentes assez homogènes, du moment que ces concentrations sont incluses dans l'intervalle des 5% de la concentration moyenne.

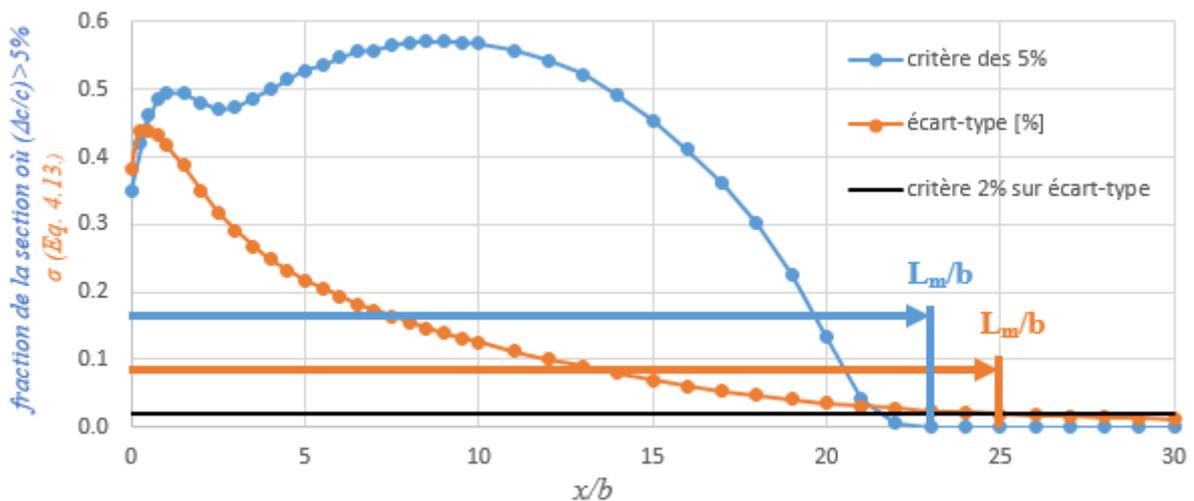
Comme évoqué dans le paragraphe 4.3.3.a. portant sur les conditions limites en entrée des branches amont, la concentration moyenne  $c_m$  dans la branche aval dépend de la répartition des débits, c'est-à-dire de  $M^*$ . Par exemple, pour  $M^*=9$ ,  $c_m=0.25$  alors que pour  $M^*=0.111$ ,  $c_m=0.75$ . Si bien que le critère des 5% est plus sévère dans le cas  $M^*=9$  que dans le cas  $M^*=0.111$ , puisque dans le premier cas l'intervalle est plus étroit ( $[0.2375 ; 0.2625]$ ) que dans l'autre ( $[0.7125 ; 0.7875]$ ). Afin d'éviter ce problème d'hétérogénéité du critère des 5%, la concentration moyenne dans la branche aval  $c_m$  est ramenée artificiellement à 0.5 pour tous les cas de calcul, c'est-à-dire à une concentration moyenne correspondant à  $M^*=1$ . Pour cela, on ajoute (ou retranche) en post-traitement l'écart entre  $c_m$  et 0.5 au champ de concentration dans la branche aval. Par exemple, dans le cas  $M^*=9$ , on ajoute +0.25 au champ de concentration  $c$  dans la branche aval afin de se rapporter à  $c_m=0.5$ . Cette opération permet de symétriser le problème entre deux cas de  $M^*$  opposés :  $M^*=9$  vs  $M^*=0.111$  et  $M^*=4$  vs  $M^*=0.25$ . En effet, dans le cas d'une confluence symétrique (en Y), sans modification sur  $c_m$ , les résultats en terme de longueur nécessaire au mélange  $L_m$  ne seraient pas les mêmes dans les cas opposés  $M^*=9$  et  $M^*=0.111$  puisque les concentrations moyennes à l'aval  $c_m$  ne seraient pas identiques. En se ramenant à  $c_m=0.5$  dans la branche aval, les résultats en terme de longueur nécessaire au mélange  $L_m$  seront identiques, ce qui permet dans notre cas (en T, soit asymétrique) de pouvoir comparer les cas de  $M^*$  opposés sans biais sur le critère.

Une alternative à ce premier critère des 5% est l'utilisation de l'écart-type adimensionnel en concentration sur une section comme proposé par Biron *et al.* (1996) ou Rivière *et al.* (2015). Ce critère est aisément calculable numériquement pour chaque section choisie. Cet écart-type  $\sigma$  est défini comme suit :

$$\sigma = \frac{1}{c_m} \sqrt{\frac{1}{N} \sum (c - c_m)^2} \quad (\text{Eq. 4.13.})$$

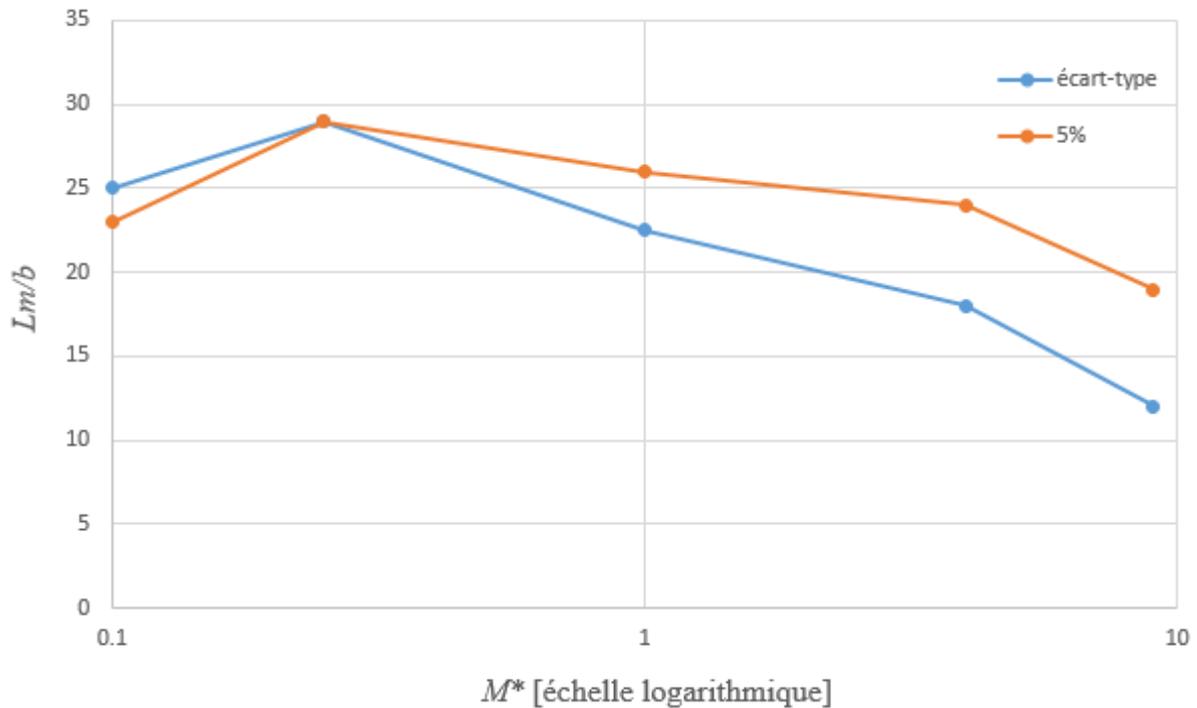
Avec  $c$  la concentration locale dans chacune des  $N$  cellules de la section considérée. Ce critère statistique a l'avantage de mieux décrire l'intensité du mélange par rapport au critère des 5%. En effet, en s'éloignant du confluent, l'écart-type sera décroissant de façon continue et tendra vers 0. Néanmoins, ce critère n'indique pas si certaines zones de la section restent très (ou très peu) polluées : l'écart-type peut être faible dans le cas d'une section à concentration  $c_m$  très homogène avec seulement quelques cellules à concentration supérieures à  $1.05c_m$  (ou inférieures à  $0.95c_m$ ). L'écart-type n'est donc pas un indicateur de toxicité, mais plutôt d'homogénéité de concentration. Reste à choisir arbitrairement une valeur seuil pour l'écart type en dessous de laquelle est atteinte la longueur nécessaire au mélange  $L_m$ : ici on choisit que la longueur  $L_m$  est atteinte lorsque  $\sigma < 2\%$ .

Bien entendu, ces deux critères ne sont pas équivalents et ne donnent pas les mêmes résultats quant à la longueur nécessaire au mélange  $L_m$ . L'exemple ci-dessous (Figure 4.11.) montre les différences obtenues selon les deux critères. L'exemple considéré a pour paramètres :  $M^*=0.111$ ,  $\theta=90^\circ$  et  $b/h=2.5$ . Les résultats selon les deux critères donnent une longueur  $L_m$  de 23 largeurs de canal ( $L_m/b_{5\%}=23$ ) avec le critère 5%, contre 25 largeurs ( $L_m/b_\sigma=25$ ) pour le critère utilisant l'écart-type.



**Figure 4.11.** Mise en évidence pratique des critères de longueur nécessaire au mélange  $L_m$

Par conséquent, la loi paramétrique ne sera pas tout à fait identique selon le choix du critère, comme le montre la figure 4.12. ci-dessous.



**Figure 4.12.**  $L_m$  en fonction de  $M^*$  avec  $\theta=90^\circ$  et  $b/h=2.5$ , selon les deux critères de mélange

Sur la figure 4.12., les courbes d'évolution de  $L_m/b$  en fonction de  $M^*$  sont similaires de par leur forme et leur tendance, néanmoins les deux critères donnent des résultats loin d'être identiques quantitativement. De plus il est difficile de décrire un lien simple entre les données provenant des deux critères. En effet, pour  $M^*=0.111$ , la longueur nécessaire au mélange est plus faible avec le critère 5% qu'avec le critère d'écart type, alors que pour  $M^*=9$  on observe l'inverse.

Par souci de lisibilité et de convenance, les résultats présentés dans la suite seront uniquement décrits par **le critère 5%**, qui est le plus utilisé dans la littérature.

## 4.7. Résultats de l'étude paramétrique

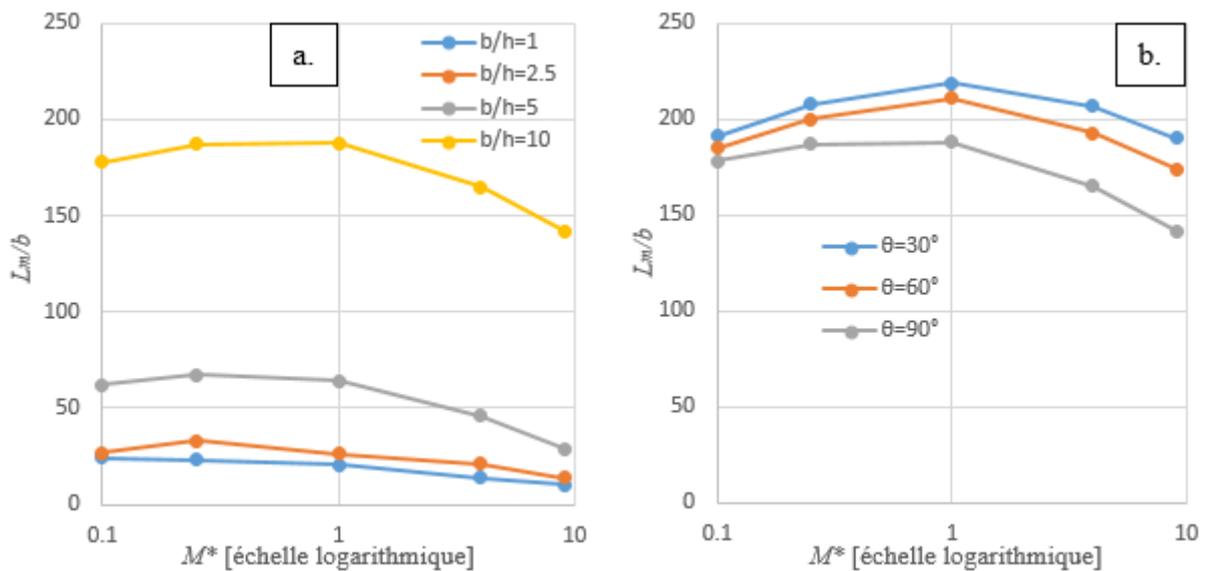
### 4.7.1. Longueur nécessaire au mélange $L_m$

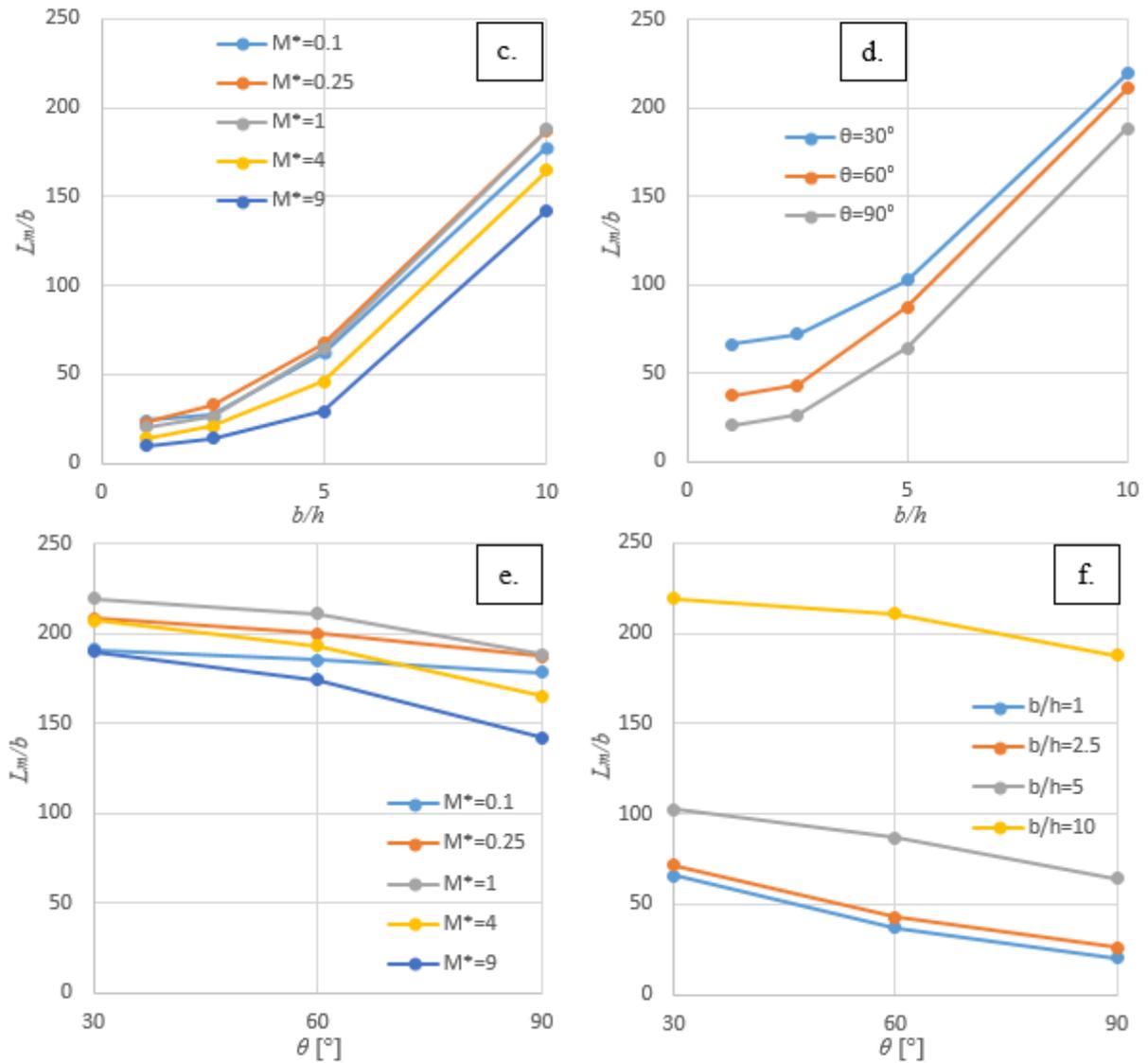
La figure 4.13. présente les résultats en terme de longueur nécessaire au mélange  $L_m$  pour les différents paramètres explorés. Cette figure montre l'influence de chaque paramètre étudié ( $\theta$ ,  $M^*$ ,  $b/h$ ) sur  $L_m/b$ . A noter que les valeurs de  $L_m$  pour le cas  $b/h=50$  ne sont pas représentées sur les figures. En effet, celles-ci excédant les 500 largeurs de canal, elles n'ont pas été calculées jusqu'à homogénéité par manque de temps de calcul disponible. De plus, l'écoulement étant très peu profond dans ce cas, l'exactitude des simulations numériques n'est pas garantie, ces dernières étant basées sur un cas ( $b/h=2.5$ ) où le confinement selon la hauteur n'est pas un problème. Dans le cas  $b/h=50$ , très éloigné géométriquement du cas de référence sur lequel a

été fait une étude de sensibilité au maillage, une étude du même type, via le critère GCI, semble utile pour valider le maillage utilisé.

La figure 4.9. montre qu'au premier ordre,  $L_m/b$  est dominé par la largeur relative du cours d'eau  $b/h$  : plus l'écoulement est compact ( $b/h$  petit), plus  $L_m$  est faible. Les deux autres paramètres ( $\theta$ ,  $M^*$ ) ont une influence moindre.

Concernant l'angle de la confluence, plus l'angle  $\theta$  est grand, plus  $L_m/b$  diminue. Pour un angle de confluence élevé ( $\theta > 60^\circ$ ), plus le rapport de quantité de mouvement  $M^*$  est élevé, plus la longueur nécessaire au mélange  $L_m$  est faible. Sur la figure 4.9c (angle de  $90^\circ$ ), les courbes correspondant à des rapports de quantité de mouvement faibles ( $M^* \leq 1$ ) sont quasiment confondues, alors que pour  $M^* > 1$ , on remarque que le mélange est de plus en plus efficace lorsque  $M^*$  augmente. Pour un angle plus faible ( $\theta \leq 60^\circ$ ),  $L_m$  est maximale lorsque  $M^* = 1$  (Fig. 4.9b).





**Figure 4.13.** Résultats numériques en terme de longueur nécessaire au mélange  $L_m$  adimensionnée par la largeur  $b$  de l'écoulement avec :

- a. Influence de  $M^*$  pour une confluence avec un angle  $\theta=90^\circ$
- b. Influence de  $M^*$  pour une confluence avec une largeur relative  $b/h = 10$  (rivière moyenne)
- c. Influence de  $b/h$  pour une confluence avec un angle  $\theta=90^\circ$
- d. Influence de  $b/h$  pour une confluence avec un rapport de quantité de mouvement  $M^*=1$
- e. Influence de  $\theta$  pour une confluence avec une largeur relative  $b/h = 10$  (rivière moyenne)
- f. Influence de  $\theta$  pour une confluence avec un rapport de quantité de mouvement  $M^*=1$

Pour une confluence donnée, l'angle  $\theta$  entre les deux affluents est très souvent fixe, sauf pour les rivières en tresse ou dans le cas de berges mouvantes. De même, la largeur relative  $b/h$  d'une rivière (de plaine, car en montagne les hauteurs d'eau peuvent varier d'un ordre de grandeur

dans certains cas) garde le même ordre de grandeur : on peut grossièrement estimer que les variations extrêmes de niveau d'eau entre les périodes de crue et d'étiage peuvent modifier ce paramètre  $b/h$  d'un facteur 2 environ. Par conséquent, d'après les résultats présentés en figure 4.13, la connaissance de la géométrie d'une confluence (angle  $\theta$  et rapport  $b/h$  typique) doit permettre d'estimer l'ordre de grandeur de la longueur nécessaire au mélange  $L_m/b$ , sans se soucier des conditions hydrologiques (débits mis en jeu donc valeur de  $M^*$ ).

#### 4.7.2. Coefficient de mélange transverse $\varepsilon_y$

Le coefficient de mélange transverse  $\varepsilon_y$ , permet d'estimer l'efficacité du mélange transverse dû à 3 processus : les courants secondaires, la diffusion moléculaire (négligeable dans les écoulements turbulents) et la diffusion turbulente. Ce paramètre a déjà été présenté dans le chapitre 2 de cette thèse. Il est calculé ici à partir de la relation liant ce paramètre à la longueur nécessaire au mélange  $L_m$ , que l'on rappelle ici :

$$L_m = \alpha \frac{U b^2}{\varepsilon_y} \Rightarrow \varepsilon_y = \alpha \frac{U b}{L_m/b} \quad (\text{Eq. 4.14.})$$

Il est classiquement adimensionnalisé par  $(hu^*)$  :

$$\frac{\varepsilon_y}{hu^*} = \alpha \frac{U b}{(L_m/b)hu^*} = \alpha \frac{b U}{h u^* L_m/b} \quad (\text{Eq. 4.15.})$$

L'équation 4.15 montre la dépendance du rapport  $\varepsilon_y/(hu^*)$  à différents paramètres de l'écoulement :

- le coefficient  $\alpha$ , qui dépend de la géométrie de la source de pollution. Dans le cas d'une confluence, ce paramètre dépend du rapport de quantité de mouvement  $M^*$  (calcul du coefficient  $\alpha$  disponible en annexe de l'article présenté au paragraphe 2.2).
- la largeur relative  $b/h$  des canaux.
- le rapport entre la vitesse débitante  $U$  et la vitesse de cisaillement  $u^*$ . La valeur de  $u^*$  est une donnée de sortie du calcul numérique. Elle est évaluée en prenant la moyenne arithmétique de cette variable sur toutes les mailles situées entre  $x=0$  et  $x=L_m$ .
- la longueur nécessaire au mélange  $L_m$ , adimensionnée par la largeur des canaux  $b$ .

L'équation 4.14. indique que le coefficient de mélange transverse caractérise toute la zone comprise entre les sections  $x=0$  et  $x=L_m$ . La longueur de cette zone de moyennage dépend par conséquent directement des résultats en terme de longueur nécessaire au mélange  $L_m$ , qui est bien plus importante dans le cas  $b/h=10$  que pour les autres largeurs relatives.

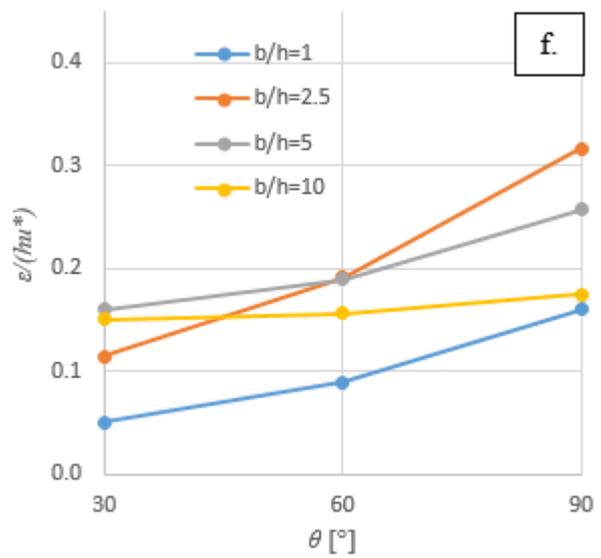
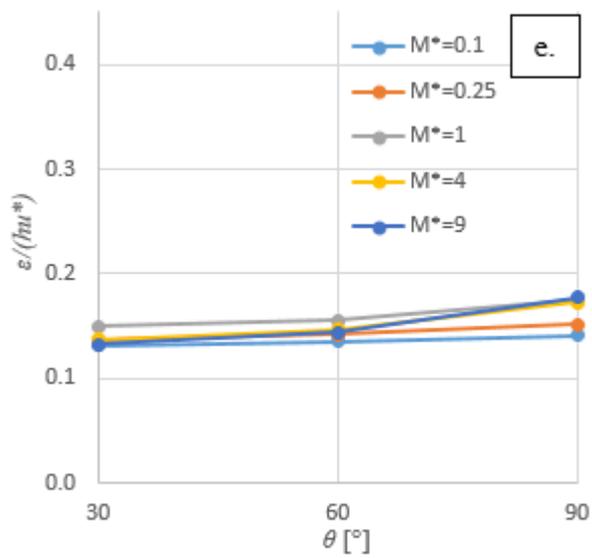
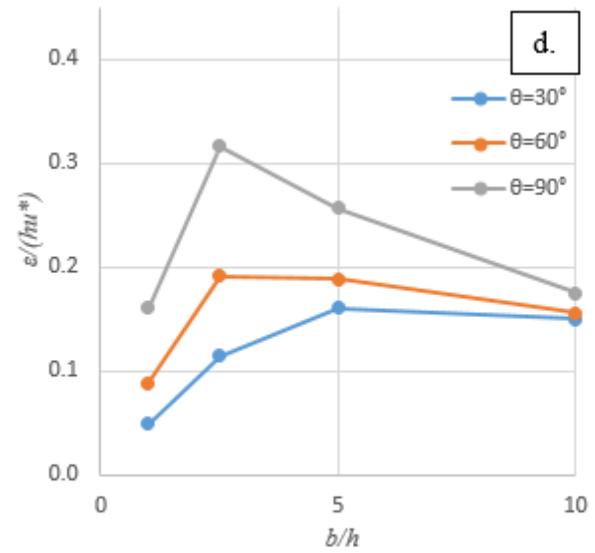
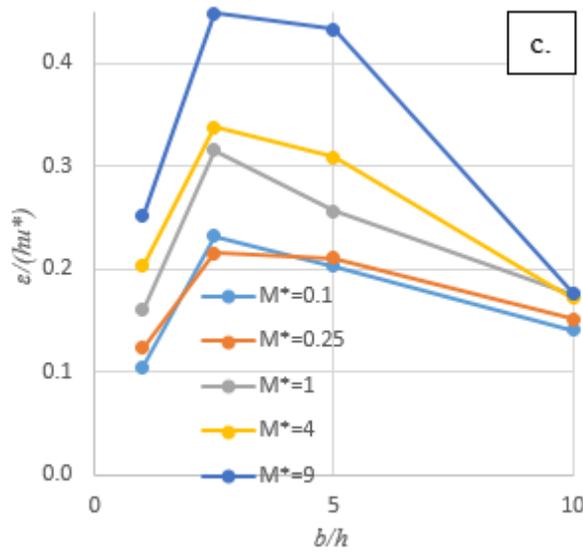
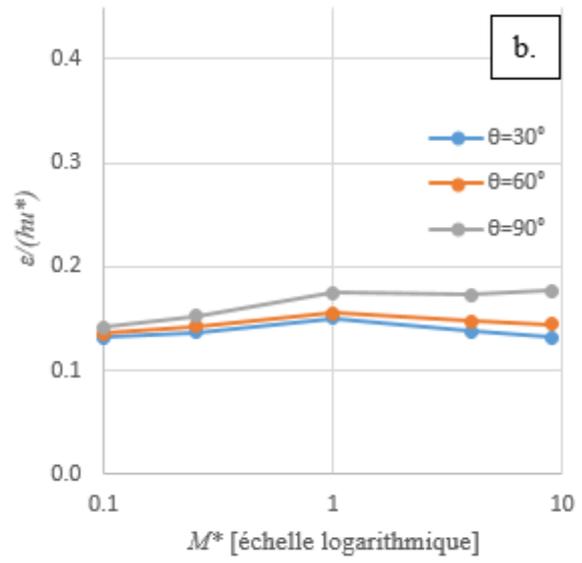
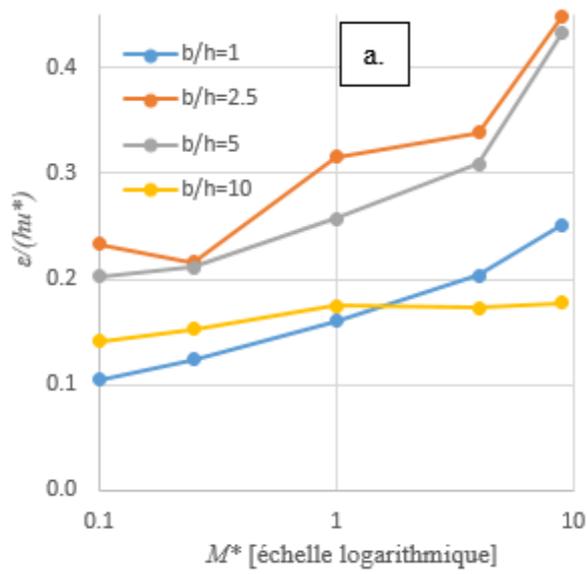
La figure 4.14. présente les résultats en terme de coefficient de mélange transverse  $\varepsilon_y$  pour les différents paramètres explorés. Cette figure montre l'influence de chaque paramètre ( $\theta$ ,  $M^*$ ,  $b/h$ ) sur  $\varepsilon_y/(hu^*)$ .

La figure 4.14. montre qu'au premier ordre, à l'instar des résultats en terme de longueur nécessaire au mélange,  $\varepsilon_y/(hu^*)$  est dominé par la largeur relative du cours d'eau  $b/h$ . Dans le cas  $b/h=10$ , la longueur nécessaire au mélange  $L_m$  étant élevée quelle que soit la configuration, le rapport  $\varepsilon_y/(hu^*)$  est stable et quasi constant selon les différents paramétrages. Les deux autres paramètres ( $\theta$ ,  $M^*$ ) ont une influence significative, hors cas  $b/h=10$ .

Plus le rapport de quantité de mouvement  $M^*$  est élevé, plus  $\varepsilon_y/(hu^*)$  est grand, c'est-à-dire que le mélange transverse est plus efficace. De même, plus l'angle  $\theta$  est grand, plus  $\varepsilon_y/(hu^*)$  est grand, avec une grande efficacité du mélange transverse. L'influence de la largeur relative  $b/h$  est moins intuitive, puisque le maximum de  $\varepsilon_y/(hu^*)$  est atteint pour  $b/h=2.5$  avec un comportement non monotone (Fig.4.14c).

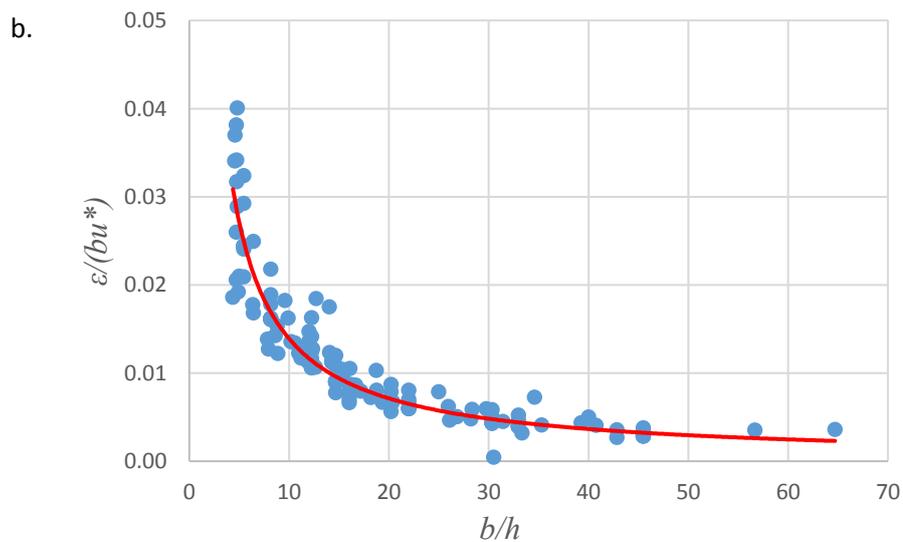
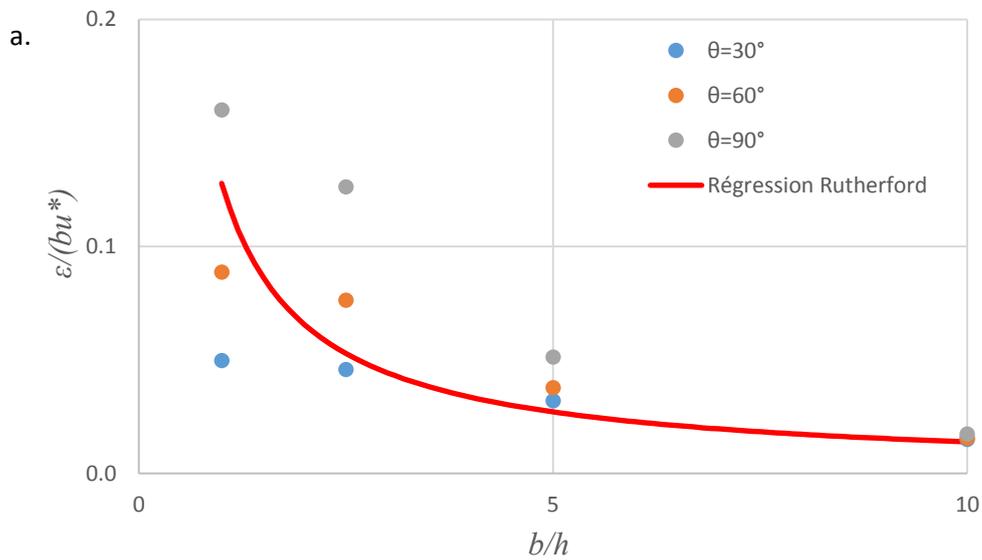
D'un point de vue quantitatif, les valeurs du rapport  $\varepsilon_y/(hu^*)$  sont comprises entre au minimum 0.05 ( $\theta=30^\circ$ ,  $b/h=1$ ,  $M^*=1$ ) et au maximum 0.45 ( $\theta=90^\circ$ ,  $b/h=2.5$ ,  $M^*=9$ ). On rappelle que dans la littérature, en bief de rivière, des valeurs supérieures à 0.3 (obtenues ici pour de forts angles et rapports de quantité de mouvement  $M^*$ , ainsi que des rapports  $b/h$  moyens) correspondent à des cas de rivières avec de légers méandres (voir Fischer *et al.*, 1979 ; Rutherford, 1994), tandis que des valeurs autour de 0.166-0.18 (comme c'est le cas pour l'ensemble des configurations à  $b/h=10$ ) correspondent à des cas de rivières droites, rectilignes (Chau *et al.*, 2000 ; Gualtieri et Mucherino, 2007). Les données obtenues ici en confluences semblent donc en bon accord avec la littérature en bief de rivière.

Chen *et al.* (2017) estiment eux aussi le coefficient de mélange transverse à l'aval de confluences à partir de calculs numériques. Les ordres de grandeur sont comparables aux nôtres, exceptés dans le cas  $M^*=9$  où les valeurs du rapport  $\varepsilon_y/(hu^*)$  selon Chen *et al.* (2017) vont jusqu'à 1.82 dans le cas  $\theta=90^\circ$  ( $b/h=1.79$ ). Cet écart peut venir du mode de calcul, qui diffère entre l'étude de Chen *et al.* et la nôtre : alors qu'ici le calcul s'effectue entre  $x=0$  et  $x=L_m$ , Chen *et al.* effectuent la moyenne arithmétique des rapports  $\varepsilon_y/(hu^*)$  estimés sur 3 biefs ( $x/b=1-2$  ;  $x/b=2-5$  ;  $x/b=5-18$ ).



**Figure 4.14.** Résultats numériques en terme de coefficient de mélange transverse  $\varepsilon_y$  adimensionnalisé par  $(hu^*)$  avec :

- a. Influence de  $M^*$  pour une confluence avec un angle  $\theta=90^\circ$
- b. Influence de  $M^*$  pour une confluence avec une largeur relative  $b/h = 10$  (rivière moyenne)
- c. Influence de  $b/h$  pour une confluence avec un angle  $\theta=90^\circ$
- d. Influence de  $b/h$  pour une confluence avec un rapport de quantité de mouvement  $M^*=1$
- e. Influence de  $\theta$  pour une confluence avec une largeur relative  $b/h = 10$  (rivière moyenne)
- f. Influence de  $\theta$  pour une confluence avec un rapport de quantité de mouvement  $M^*=1$



**Figure 4.15.** a. Evolution du coefficient de diffusion transverse  $\varepsilon_y$  adimensionnalisé par  $(bu^*)$  en fonction de la largeur relative  $b/h$  pour un rapport de quantité de mouvements  $M^*=1$  et pour différents angles de confluence  $\theta$ .

b. Repris de Rutherford (1994). Résumé des mesures expérimentales en canal de laboratoire montrant la relation entre  $\varepsilon_y/(bu^*)$  et  $b/h$ . Approximation graphique en trait plein rouge.

La figure 4.15. a pour but de comparer plus précisément les valeurs du coefficient de mélange transverse  $\varepsilon_y$  avec les données disponibles dans la littérature en bief de rivière sans confluences. Rutherford (1994) rapporte (dans son livre *River mixing*, page 107, figure 3.3.) graphiquement des valeurs du rapport  $\varepsilon_y/(bu^*)$  estimées en canal de laboratoire pour des valeurs de largeurs relatives  $b/h$  entre 5 et 65 à partir des données disponibles dans la littérature de l'époque (à noter le changement d'adimensionnalisation utilisant la largeur du cours d'eau  $b$  au lieu de la profondeur moyenne  $h$ ). Dans notre étude, le rapport  $\varepsilon_y/(bu^*)$  est estimé comme suit :

$$\frac{\varepsilon_{ty}}{bu^*} = \alpha \frac{U}{u^*} \frac{1}{L_m/b} \quad (\text{Eq. 4.16.})$$

Les résultats de Rutherford (1994) montrent que  $\varepsilon_y/(bu^*)$  diminue lorsque le rapport d'aspect du cours d'eau  $b/h$  augmente, avec une dépendance en  $1/(b/h)$ . Néanmoins, les largeurs relatives  $b/h$  étudiées ici sont plus faibles que celles relevées par Rutherford (1994). On peut tout de même comparer les valeurs calculées pour les largeurs relatives  $b/h=10$  et  $b/h=5$ . Pour  $b/h=10$ , dans notre cas on trouve  $\varepsilon_y/(bu^*)=0.013-0.018$  selon l'angle et le rapport de quantité de mouvement. Ceci est en bon accord avec les valeurs rapportées par Rutherford (1994) :  $\varepsilon_y/(bu^*)=0.012-0.018$ . Pour  $b/h=5$ , dans notre cas on trouve  $\varepsilon_y/(bu^*)=0.030-0.087$  (selon l'angle et le rapport de quantité de mouvement), alors que Rutherford rapporte  $\varepsilon_y/(bu^*)=0.019-0.040$  : en confluence, le rapport  $\varepsilon_y/(bu^*)$  est plus grand d'un facteur 2.

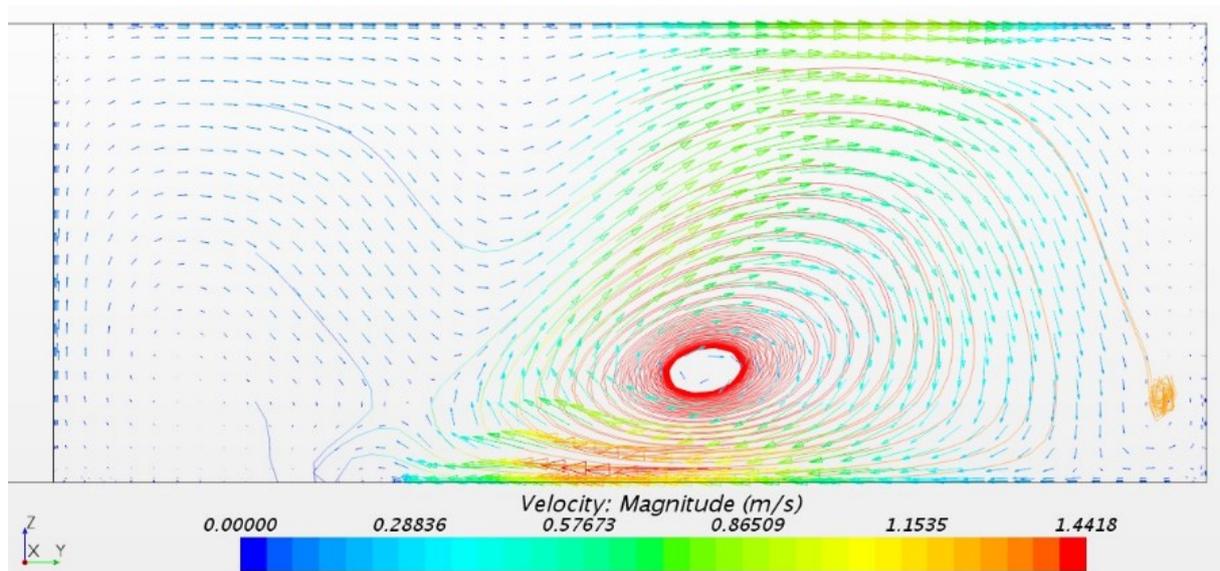
Dans l'ensemble, la comparaison de nos résultats avec ceux rapportés par Rutherford (1994) est cohérente, d'autant plus que la courbe de régression calculée à partir des valeurs rapportées par Rutherford ( $b/h$  entre 5 et 65) semble s'étendre pour des largeurs relatives plus faibles (figure 4.11a).

De plus, on remarque que l'évolution de  $\varepsilon_y/(hu^*)$  n'est pas monotone avec  $b/h$ , alors que c'est le cas pour  $\varepsilon_y/(bu^*)$ . La normalisation proposée par Rutherford en  $\varepsilon_y/(bu^*)$  est donc particulièrement bien adaptée ici.

### 4.7.3. Intensité de la circulation secondaire $I_s$

Afin de connaître les processus de mélange dominants dans l'écoulement, il est nécessaire de quantifier au moins l'un d'entre eux. Dans les champs de vitesse issus des simulations numériques, on observe souvent l'apparition de courants secondaires occupant une bonne partie de la section de passage, aussi appelés courants hélicoïdaux. Ces courants secondaires, en forme d'hélice, se dissipent alors rapidement vers l'aval : ils sont généralement détectables sur l'intervalle de distance  $[2b ; 10b]$  en aval du confluent.

Sur la figure 4.16., est représenté le champ de vitesse transverse à l'abscisse  $x=3b$  pour la configuration  $M^*=9$ ,  $b/h=2.5$ ,  $\theta=90^\circ$ . La branche latérale arrive du côté gauche de la figure, celle-ci étant orientée de façon que le lecteur regarde vers l'amont. On distingue sur la partie gauche de la figure la zone de recirculation, où les vitesses transverses sont assez faibles comparativement au reste de l'écoulement. Sur la partie centrale et droite de la figure, les courants secondaires forment un enroulement très cohérent : l'écoulement de la branche latérale, par l'inertie due à l'angle, passe au-dessus de l'écoulement principal et plonge vers le fond sur la partie droite de la figure. L'enroulement se termine avec des fortes vitesses transverses près du fond dirigées vers la zone de recirculation. Les vitesses transverses sont assez importantes, puisque dans certaines zones elles ont le même ordre de grandeur que la vitesse débitante ( $U=0.8$  m/s), qu'elles peuvent même localement dépasser. Il est alors attendu que ces forts courants secondaires participent fortement au mélange de scalaire dans la branche aval de la confluence (Shakibainia *et al.*, 2010).

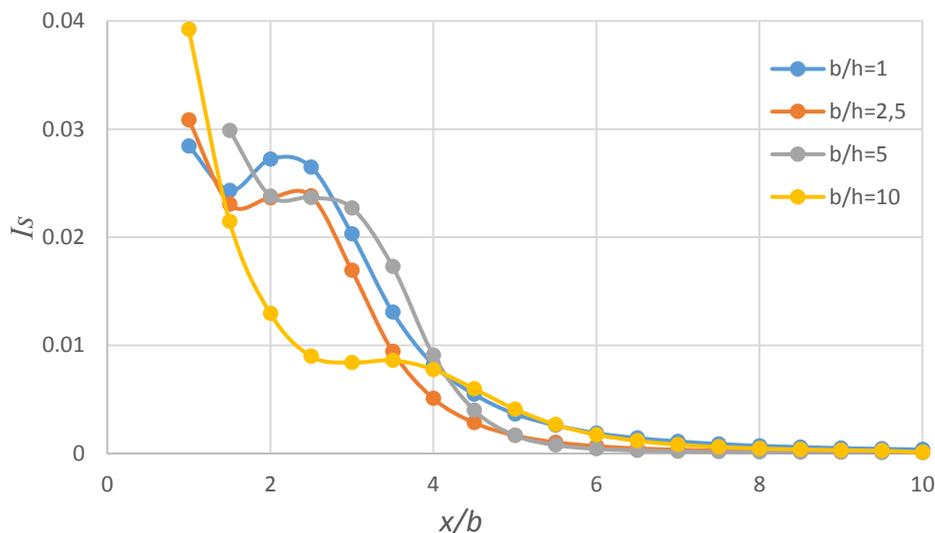


**Figure 4.16.** Tracé des vitesses transverses et verticales avec lignes de courant dans le plan de section à  $x=3b$  pour la configuration  $M^*=9$ ,  $b/h=2.5$  ;  $\theta=90^\circ$

Il est donc intéressant de quantifier ces courants secondaires, afin de pouvoir comparer leur intensité entre les différentes simulations. Pour cela, on utilise un paramètre introduit par Sudo *et al.* (2000), appelé intensité de circulation secondaire  $I_s$  et défini par l'expression :

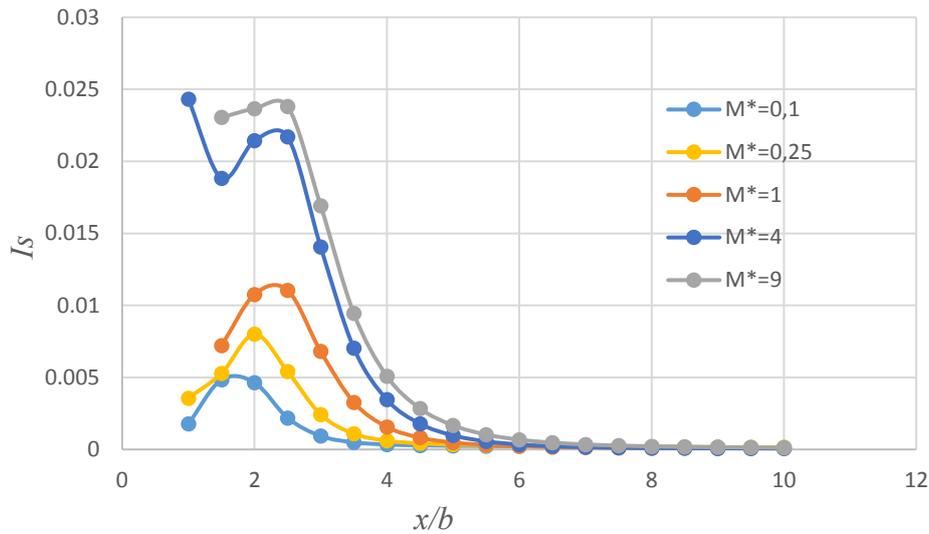
$$I_s = \frac{1}{R_h^2 \times u^2} \iint (v^2 + w^2) dydz \quad (\text{Eq. 4.17.})$$

avec  $R_h$  le rayon hydraulique de l'écoulement à l'abscisse considérée. Ce paramètre  $I_s$ , issu d'études portant sur les courants secondaires induits par des coudes, est sans dimension et basé sur le champ de vitesse transverse et vertical. Plus les vitesses transverses  $v$  et verticales  $w$  sont importantes, plus  $I_s$  augmente. Ce paramètre se calcule sur une section transverse de l'écoulement ; on peut donc tracer son évolution le long de l'abscisse  $x$  à partir du confluent. Les figures 4.17. et 4.18. présentent l'évolution de l'intensité de circulation secondaire à l'aval de la confluence pour différents paramétrages, afin de montrer l'influence des paramètres de l'écoulement sur les courants secondaires.



**Figure 4.17.** Evolution de  $I_s$  pour la configuration  $M^*=9$ ,  $\theta=90^\circ$  selon différents rapports d'aspect  $b/h$

A proximité du confluent ( $x/b < 2$ ),  $I_s$  est grand car dans le cas où  $M^*=9$ , la quantité de mouvement venant de la branche latérale est neuf fois plus importante que celle de la branche principale. Un peu plus loin, autour de  $x/b=2-3$ , un maximum local apparaît, qui est dû aux courants secondaires, très intenses. En s'éloignant de cette zone,  $I_s$  diminue au fur à mesure que l'hélice se dissipe. On note que le maximum local de  $I_s$  autour de  $x/b=2-3$  est comparable pour les largeurs relatives faibles ( $b/h < 5$ ), alors qu'il est beaucoup plus faible pour la configuration  $b/h=10$  où l'écoulement est confiné selon la hauteur. Dans ce dernier cas, les courants secondaires ont plus de difficulté à occuper la totalité de la section de passage.



**Figure 4.18.** Evolution de  $I_s$  pour la configuration  $b/h=2.5$ ,  $\theta=90^\circ$  selon différents rapports de quantité de mouvement  $M^*$

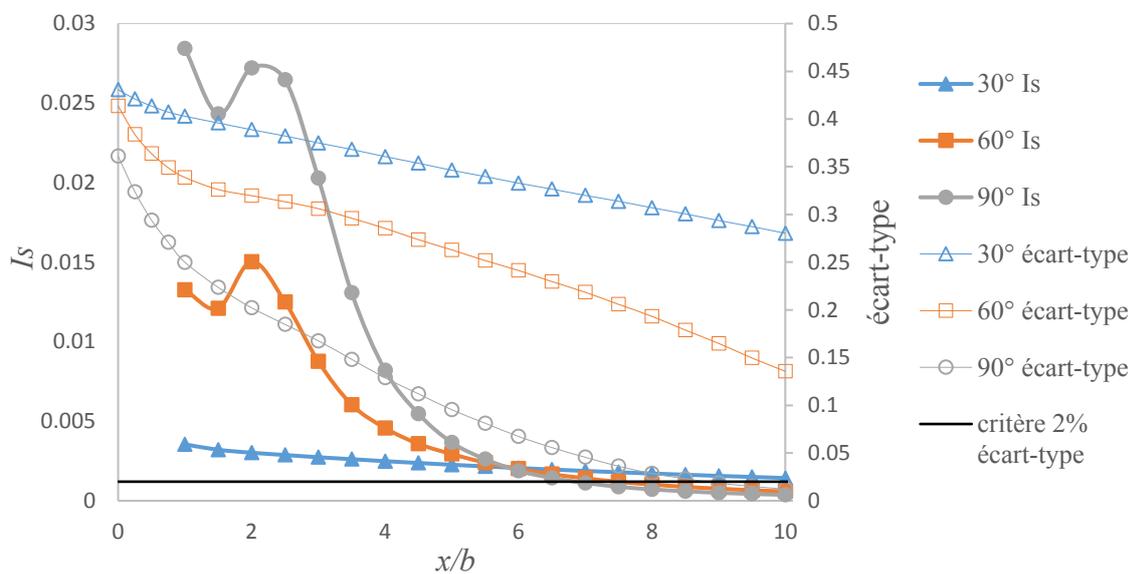
L'influence du rapport de quantité de mouvement  $M^*$  sur l'intensité de la circulation secondaire  $I_s$  est présentée sur la figure 4.18. Il apparaît que le maximum local de l'intensité de circulation secondaire  $I_s$  augmente avec  $M^*$ . Cela semble logique puisqu'un rapport  $M^*$  supérieur à 1 signifie que la quantité de mouvement venant de la branche latérale est plus importante que celle de la branche principale : dans les où  $M^*>1$ , l'écoulement venant de la branche latérale a, près du confluent, une forte composante transverse par rapport à la direction de l'écoulement principal et tend à s'enrouler autour de ce dernier.

L'influence de l'angle  $\theta$  entre les affluents sur l'intensité de la circulation secondaire  $I_s$  est finalement présentée sur la figure 4.19. Sur l'axe de droite de la figure est mise en parallèle l'évolution de l'écart-type en concentration, utilisé comme indicateur de l'efficacité du mélange depuis le confluent jusqu'à cette section (voir partie 4.4). Plus l'angle  $\theta$  est élevé, plus l'intensité de la circulation secondaire  $I_s$  augmente, pour les mêmes raisons que pour le rapport  $M^*$  décrit ci-dessus. De plus, on note que le maximum local de  $I_s$  autour de  $x/b=2-3$  correspond à des zones de forts gradients d'écart-type : plus  $I_s$  est grand, plus l'écart-type en concentration diminue rapidement, c'est-à-dire plus le mélange est efficace. En conclusion, lorsque l'intensité des courants secondaires  $I_s$  est grande, le mélange est très efficace. Pour  $\theta=90^\circ$ , l'écart-type en concentration diminue très rapidement et le mélange est complet à  $x/b=9$  selon le critère à 2% sur l'écart-type. A l'inverse, pour  $\theta=30^\circ$ , les courants secondaires sont peu intenses et l'écart-type diminue lentement : la longueur nécessaire au mélange  $L_m$  est alors de  $38b$  selon le critère à 2% sur l'écart-type.

Par conséquent, en reprenant les résultats de la figure 4.12., les critères sur  $L_m$  ne « réagissent » pas de la même façon selon que les courants secondaires soient intenses ou non. Lorsque les courants secondaires sont faibles ( $M^*<1$  sur la figure 4.12.), le processus dominant le mélange

est la diffusion donc l'écart-type en concentration aura une décroissance selon  $x/b$  lente, si bien que ce critère de mélange est plus strict que le critère à 5%. Lorsque les courants secondaires sont intenses ( $M^* \geq 1$  sur la figure 4.12.), une grosse partie de l'écoulement est rapidement mélangée, sauf dans les coins, où des zones de forte ou faible concentration peuvent persister, faute de courants secondaires dans ces zones. Si bien que l'écart-type de l'ensemble de la section diminue rapidement, malgré des zones de forte et faible concentrations : le critère basé sur l'écart-type est alors plus rapidement atteint que le critère à 5%.

En conclusion, nous remarquons ici un lien particulièrement fort entre l'intensité des courants secondaires (via une valeur de  $I_s$  élevée) et l'efficacité du mélange dans la branche aval de la confluence (via une réduction rapide de l'écart-type de concentration).



**Figure 4.19.** Evolution de  $I_s$  pour la configuration  $b/h=2.5$ ,  $\theta=90^\circ$

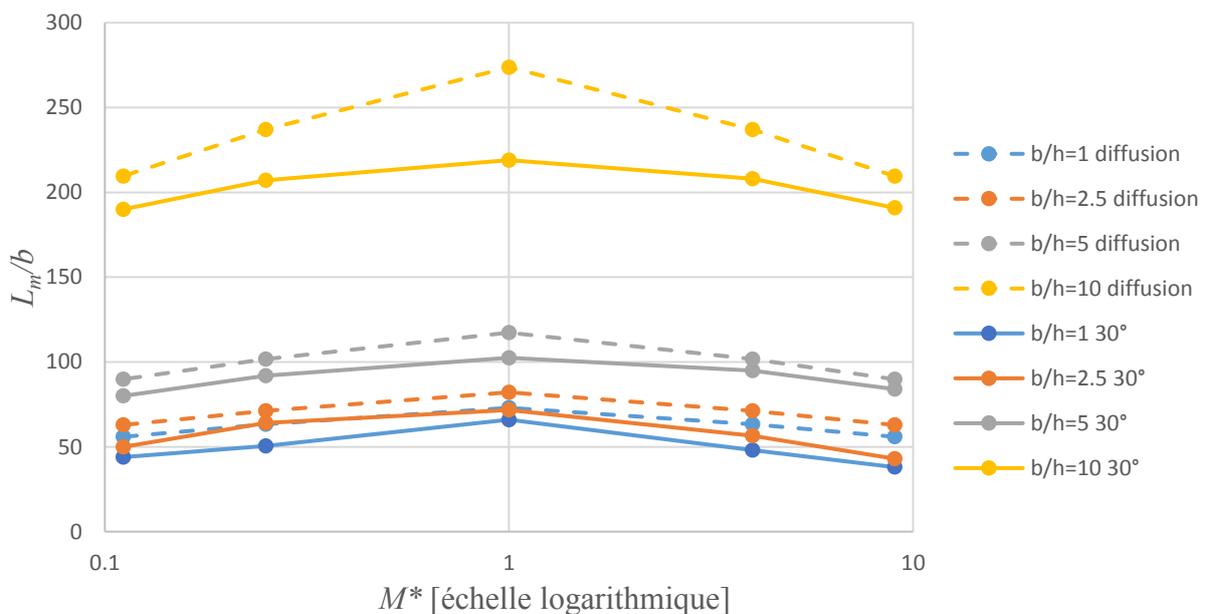
#### 4.7.4. Processus physiques pilotant le mélange

Le paragraphe précédent décrit l'influence des différents paramètres de l'étude sur les courants secondaires, ces derniers pouvant avoir une grande importance sur l'efficacité du mélange selon les configurations. Lorsque l'angle de la confluence est important ( $\theta \geq 60^\circ$ ) et la largeur relative du cours d'eau assez faible ( $b/h \leq 5$ ), les courants secondaires sont le processus dominant le mélange (par rapport à la diffusion turbulente) et par conséquent les longueurs nécessaires au mélange deviennent assez faibles ( $10 \leq L_m/b \leq 100$ ), voir Figure 4.13.

A l'opposé, lorsque les courants secondaires sont de plus faible intensité, c'est-à-dire pour des petits angles ( $\theta \leq 30^\circ$ ) ou des largeurs relatives correspondant à des écoulements peu profond ( $b/h \geq 10$ ), la diffusion turbulente devient le processus dominant le mélange. La figure 4.20. montre l'influence de  $M^*$  pour une confluence à  $30^\circ$  (angle de confluence le plus faible testé

ici). Ont été ajoutées en courbes pointillées les longueurs nécessaires au mélange  $L_m$  dans le cas diffusif pur, c'est-à-dire sans courants secondaires. La solution analytique du cas diffusif pur est issue du modèle de Yotsukura et Sayre (1976) utilisé et décrit dans la partie terrain (chapitre 2) de ce manuscrit. Concrètement, cette configuration correspond à une confluence à  $0^\circ$ , où les deux écoulements des affluents sont parallèles et soudainement mis en contact à  $x=0$  où ils peuvent se mélanger. On remarque que les deux séries de courbes ont les mêmes tendances même si, comme attendu, les longueurs  $L_m$  nécessaires au mélange sont plus faibles (i.e. le mélange est plus efficace) pour le cas  $\theta = 30^\circ$  que dans le cas diffusif pur. Ces similitudes confirment que pour un angle de confluence de  $\theta = 30^\circ$ , le processus de diffusion turbulente domine le processus de mélange des deux affluents.

Néanmoins on peut aussi noter que les courbes  $\theta = 30^\circ$  n'ont pas d'axe de symétrie parfait en  $M^*=1$ , contrairement au cas diffusif pur : en effet, l'asymétrie de la géométrie choisie (en « T » et non en « Y ») fait que les cas  $M^*=0.111$  et  $M^*=9$  ne sont pas des problèmes inverses l'un de l'autre. Dans le cas d'une géométrie de confluence symétrique (en « Y »), les courbes auraient un axe de symétrie en  $M^*=1$ .



**Figure 4.20.** Evolution de  $L_m/b$  pour la configuration  $\theta = 30^\circ$  selon différents rapports d'aspect  $b/h$  : simulations numériques (jonction asymétrique en T) et solution du cas diffusif pur (jonction symétrique en Y)

## 4.8. Conclusion

Une étude numérique paramétrique a été menée afin d'établir une relation prédictive de la longueur nécessaire au mélange  $L_m$  en fonction de trois paramètres d'une confluence (parmi tous ceux cités précédemment) : la largeur relative  $b/h$ , l'angle entre les deux affluents  $\theta$  et le rapport de quantité de mouvement  $M^*$ . L'impact de ces paramètres sur le coefficient de mélange transverse moyen et sur l'intensité de courants secondaires est aussi discutée. Les modèles numériques simulés sous Star-CCM+® s'appuient sur une géométrie de confluence très simplifiée : la confluence est asymétrique, avec un lit plan (toutes les branches ont la même altitude sans différence de niveau de lit) et des sections de passage rectangulaires. Les simulations CFD ont été réalisées en résolvant les équations aux contraintes de Reynolds (RANS - avec un modèle de fermeture dit de Reynolds Stress Model), couplées à une équation d'advection-diffusion en régime turbulent utilisant comme fermeture un nombre de Schmidt turbulent constant. Cette approche est assez économe en puissance de calcul pour permettre de simuler les 75 configurations différentes.

Les principaux résultats de l'étude ont permis de quantifier l'influence de chaque paramètre sur la longueur nécessaire au mélange  $L_m$ , sur le coefficient de mélange transverse  $\varepsilon_y$  et sur l'intensité de circulation secondaire  $I_s$ . Ils ont notamment permis de montrer que dans le cas d'une géométrie simpliste et sans différence de densité entre les affluents, l'ordre de grandeur de la longueur nécessaire au mélange  $L_m$  dépend au premier ordre de sa géométrie, c'est-à-dire de sa largeur relative  $b/h$  et de son angle  $\theta$ . De plus, l'étude a permis d'identifier que les processus hydrodynamiques dominant le mélange dépendent des configurations : la diffusion turbulente lorsque l'angle de la confluence est faible ( $\theta \leq 30^\circ$ ) ou la largeur relative assez importante ( $b/h \geq 10$ ), l'advection (ou dispersion) par les courants secondaires hélicoïdaux sinon.

A ce stade cependant, aucune loi paramétrique donnant  $L_m/b$  en fonction des 3 paramètres n'a été mise en place. En effet, d'une part le nombre de calculs réalisés reste assez faible (75), soit 3 valeurs de  $\theta$ , 4 valeurs de  $b/h$  (pas de données pour  $b/h = 50$ ) et 5 valeurs de  $M^*$ . Statistiquement, il manque donc des données pour établir une loi paramétrique prédictive. D'autre part, l'utilité d'une loi de ce type avec une telle géométrie simplifiée est discutable au vu de ses différences significatives avec la réalité du terrain : formes de fond, différences de densité entre les affluents, rugosité, différence de niveau des lits. Il serait désormais utile d'aboutir à ce type de loi paramétrique applicable directement aux cas réels de confluences de cours d'eaux.

# Chapitre 5. Conclusion et perspectives

## 5.1. Principaux résultats de la thèse

### 5.1.1. Campagnes de mesure terrain

Les trois campagnes de mesure menées en 2018 (mars, mai, octobre) à la confluence Rhône-Saône ont permis de mettre en place un protocole innovant de mesure de l'efficacité du mélange de deux affluents, basé sur la mesure de distribution spatiale de conductivité électrique à l'aval de la confluence. Cette méthode permet de mesurer le mélange en rivière, et plus particulièrement en confluence : l'utilisation de sondes CTD (Conductivité Température Profondeur) permet d'utiliser les traceurs conservatifs naturels que sont la conductivité électrique et la température. Il est cependant nécessaire que les deux affluents aient soit une conductivité électrique, soit une température suffisamment différente l'une de l'autre pour que la mesure de mélange puisse s'effectuer avec une précision suffisante.

L'application de la solution du modèle 2D d'advection-diffusion de Yotsukura et Sayre (1976) à partir de ces mesures, permet d'estimer l'efficacité du mélange à l'aval de cette confluence via une estimation du coefficient de mélange transverse turbulent  $\varepsilon_y$ . Une fois ce coefficient  $\varepsilon_y$  obtenu, il est possible de calculer la longueur nécessaire au mélange  $L_m$ . Ces deux paramètres ( $\varepsilon_y$  et  $L_m$ ) peuvent alors être implémentées dans un modèle hydrosédimentaire, cette fois 1D, de gestion du réseau hydrographique comme Adis-TS pour le Rhône. Nos mesures montrent que l'application de cette solution 2D de Yotsukura et Sayre (1976) fonctionne correctement tant que le phénomène de stratification observé lors des mesures d'octobre 2018 n'apparaît pas.

L'exploration des différentes sections à l'aval de la confluence a montré différents processus pilotant le mélange entre les deux affluents : le Rhône et la Saône. Le premier processus est le développement d'une couche de mélange à l'interface des deux rivières au sein de la confluence; celle-ci a tendance à s'élargir en s'éloignant vers l'aval et participe au mélange des eaux des deux affluents. Le second processus, d'importance variable selon les campagnes de mesure, est la présence de courants secondaires (dans le plan perpendiculaire à l'écoulement) de grande échelle spatiale; ces derniers augmentent alors fortement l'efficacité du mélange comme cela a été montré lors de l'étude numérique. Enfin, un dernier processus, inattendu au début de ces travaux, a été identifié lors de la campagne de mesure d'octobre, et probablement aussi présent à la confluence entre le Rhône et l'Arve: un phénomène de stratification verticale qui a tendance à faire passer l'eau la plus dense en dessous de l'eau la plus légère.

Les résultats des campagnes terrain, que ce soit en terme de processus de mélange ou de quantification de l'efficacité de ce mélange, sont assez complexes à analyser. En effet, le

nombre de paramètres sur le terrain est très important (voir Eq. 1.3) et par conséquent les principaux phénomènes pilotant ce mélange (couche de mélange, courants secondaires, stratification) sont difficilement identifiables. Sur le site de la confluence Rhône-Saône, plusieurs particularités sont présentes :

- une différence de niveau des lits des deux affluents à l'approche de la confluence: celui de la Saône est plus haut de 5 m à cause des vestiges d'un ancien barrage partiellement détruit dans la fin des années 1960.

- les densités des eaux des deux affluents sont indépendantes l'une de l'autre et donc potentiellement différentes : une analyse des données de température et de concentration en sédiments des 10 dernières années a montré que la différence de densité entre les eaux des deux rivières est, en moyenne, de  $0.5 \text{ kg/m}^3$  et peut atteindre jusqu'à  $3 \text{ kg/m}^3$ . La rivière la plus dense n'est pas forcément la Saône, le Rhône pouvant être assez froid (donc dense) lors de la fonte des neiges dans les Alpes.

- des formes de fond sont présentes à proximité du confluent, avec un éperon immergé qui a tendance à séparer les deux affluents et retarder leur mise en contact.

- une exposition au vent importante : l'axe Nord-Sud dans lequel est aligné le Rhône à partir de la confluence est un axe important de vent de Lyon à la Méditerranée. Même si son influence ne concerne que la surface du fleuve, il peut influencer sur les vitesses d'écoulement. Lors de la première expérience, en mars, le vent soufflait à  $50 \text{ km/h}$  en provenance du Sud (soit à contre-courant des fleuves), formant des vagues d'amplitude crête-à-crête de plus de 50cm.

La méthode de mesure a atteint ses limites lors notamment de son application à la campagne de mesure sur la confluence Rhône-Arve, à Genève, du fait d'un fort gradient de température entre les eaux des deux affluents qui rend caduque l'utilisation de nos sondes de conductivité. Une piste d'amélioration serait de trouver des sondes plus réactives en température : un temps de réponse plus rapide permettrait, sur une confluence dont les caractéristiques physiques sont inconnues, d'utiliser comme données de mesure soit la température soit la conductivité électrique, selon le contraste disponible entre les deux affluents. L'échec relatif de la méthode de mesure mise en place dans cette thèse lors de la campagne de mesure à Genève pose aussi la question de son application à d'autres confluences du bassin du Rhône. L'application de la méthode pour une confluence reste de toutes façons assez compliqué, elle nécessite de trouver des rivières dont les apports au Rhône en terme de débit/traceur soient suffisants tout en pouvant naviguer à l'aval du confluent sur plusieurs kilomètres. Sont d'ores et déjà à exclure les confluences type Vieux-Rhône-Canal du Rhône, où les caractéristiques physiques des eaux sont identiques car issues d'une bifurcation quelques kilomètres en amont. La confluence Rhône-Isère, pourtant prometteuse, est trop aménagée et la longueur en aval disponible à la navigation trop courte. Les confluences qui sont susceptibles d'être explorées prochainement sur le bassin

du Rhône sont la confluence Rhône-Ain à Saint-Maurice de Gourdans et la confluence Doubs-Saône à Verdun-sur-le-Doubs. Notons néanmoins que la centrale du Bugey peut rejeter dans le Rhône de l'eau plus chaude 10 km à l'amont de la confluence Rhône-Ain et selon les conditions du rejet et de débit, il est probable que l'eau du Rhône ne soit pas homogène en température au niveau du confluent.

### 5.1.2. Mesures expérimentales en laboratoire

Les mesures expérimentales menées en laboratoire ont la particularité d'utiliser une méthode innovante basée sur la distribution spatiale du pH de l'eau, et qui permet la circulation de l'eau en circuit fermé lors de la mesure. Cette méthode mêle l'emploi d'un canal hydraulique instrumenté (vannes, débitmètres) à plusieurs branches (ici 4 dont trois sont utilisées) et l'utilisation de produits chimiques dangereux mais peu concentrés (acide sulfurique et soude à 0.1N).

Les mesures présentées dans la thèse ont permis d'établir une base de donnée de champ de concentration autour d'une confluence en conditions contrôlées avec un traceur conservatif, ce qui n'existait pas dans la littérature auparavant (à notre connaissance). Néanmoins les incertitudes sur ces mesures non significatives. Les champs de concentration disponibles dans la littérature concernent en effet des configurations de confluences réelles, où les processus pilotant le mélange sont difficilement identifiables, contrairement aux études faites en laboratoire.

Des mesures futures, plus précises, devraient permettre avec cette méthode de produire une base de données de référence pour fournir les champs de concentration pour un écoulement en confluence spécifique : angle de  $90^\circ$ , canaux droits en verre, rapport de quantité de mouvement  $M^*=9$  et largeur relative  $b/h=2.5$  avec une largeur fixe des canaux de 30 cm. Sur ce même canal, d'autres écoulements pourront dans le futur être étudiés afin d'élargir ces données de référence.

Les processus mis en évidence expérimentalement sont ceux décrits dans la littérature, notamment par Weber *et al.* (2001) et Shakibainia *et al.* (2010) : une zone de recirculation à partir du coin aval de la confluence, une zone de contraction côté opposé à celle-ci, une couche de mélange à l'interface et enfin des courants secondaires. Ces derniers sont primordiaux dans l'analyse de nos résultats, car dominant le processus de mélange pour la configuration étudiée ici. En effet, la configuration de l'écoulement (angle de  $90^\circ$ ,  $M^*=9$ ) induit un apport important de quantité de mouvement latérale au niveau du confluent, ce qui génère la formation des courants secondaires en forme d'hélice. Notons cependant que ces courants secondaires sont d'origine purement hydrodynamique, au contraire des résultats terrain où les courants secondaires hélicoïdaux sont- dans le cadre de notre étude - issus de la différence de densité entre les eaux des deux affluents.

Dans le futur, d'autres configurations d'écoulement pourraient être mises en place sur le dispositif expérimental: différents rapports de quantité de mouvement  $M^*$ , différents angles de confluence, différentes largeurs relatives  $b/h$  pourraient être étudiés dans les limites des possibilités du canal. En parallèle, il serait possible d'augmenter le contraste de pH entre les eaux des deux branches amont. Utiliser des solutions plus concentrées serait plus économique que d'injecter un débit plus important, le prix des solutions dépendant surtout des volumes de réactif utilisés plutôt que de leur concentration. A noter qu'utiliser des solutions plus concentrées (par exemple 1N ou 5N) augmente sensiblement la dangerosité de l'expérience, qui se situe dans un hall hydraulique et non dans un laboratoire de chimie. Une dernière amélioration (surtout d'un point de vue de l'opérateur) serait d'automatiser le déplacement des sondes de mesure avec un chariot programmable par exemple, afin que l'expérience soit quasiment autonome à partir de la mise en place de l'écoulement en début de journée.

### 5.1.3. Etude numérique paramétrique

L'étude numérique a permis d'estimer les caractéristiques du mélange en confluence dans une configuration simplifiée analogue à celle utilisée en laboratoire. Cette étude s'est focalisée sur l'estimation de deux paramètres : la longueur nécessaire au mélange  $L_m$  et l'intensité de la circulation secondaire  $I_s$ , pour une large gamme de paramètres différents. L'étude s'est aussi restreint à l'influence de 3 paramètres (parmi un grand nombre identifié dans la thèse) sur ce mélange : le rapport de quantité de mouvement  $M^*$ , l'angle de la confluence  $\theta$  et la profondeur relative  $b/h$ . Néanmoins, la géométrie de confluence modélisée étant simpliste, la comparaison avec des données terrain ou l'inclusion des résultats dans les codes opérationnels de gestion des cours d'eau s'avère compromise.

Dans ces conditions, une loi paramétrique de type  $L_m/b=f(b/h,\theta,M^*)$  est désormais disponible. Cependant, le faible nombre de valeurs de chaque paramètre lors de cette thèse et la transposition des résultats à des confluences réelles sont des points de blocage pour l'intégration de cette loi paramétrique au sein d'un code hydrosédimentaire 1-D comme Adis-TS pour le Rhône. L'étude a tout de même permis de quantifier l'influence de chaque paramètre exploré et le lien entre l'efficacité du mélange et l'intensité des courants secondaires, via  $I_s$ .

Afin d'établir une loi paramétrique numérique statistiquement correcte, il serait désormais nécessaire d'étendre la gamme des paramètres étudiés ou de prendre plus de points intermédiaires. Etendre la gamme du rapport de quantité de mouvement vers des valeurs plus extrêmes (telles que  $M^*=0.01$  ou 100) a déjà été fait par Schindfessel *et al.* (2015) (sans toutefois étudier le mélange des eaux provenant des deux affluents) et pourrait être reproduit avec la géométrie choisie dans l'étude présentée ici. A l'inverse, diminuer l'angle entre les affluents afin de se rapprocher de cas réels - où les angles sont généralement plus faibles que la

limite de 30° considérée dans l'étude numérique– n'est pas réaliste avec la géométrie actuelle (voir paragraphe 4.3). De même, utiliser une géométrie plus réaliste semble compliquée au vu de la grande variabilité des géométries (formes de fonds, alignement des berges, largeurs variables...) des confluences réelles.

## 5.2. Relation entre les différents aspects de la thèse

### 5.2.1. Du terrain au laboratoire

Mener des campagnes de mesure sur le terrain et des expériences en laboratoire sont des travaux très différents mais néanmoins complémentaires. Du côté terrain, les conditions réelles d'expérimentation sont naturelles et beaucoup de paramètres entrent en jeu (voir Eq. 1.3.) sans que l'expérimentateur puisse les contrôler ou influencer dessus. Par exemple, les débits à l'échelle de quelques heures ou d'une journée ne sont pas constants, du fait des lâchers de barrage : c'est notamment le cas pour le Rhône, où des variations de l'ordre de 20% ont été mesurées lors de la campagne de mesure d'octobre, où le débit moyen était très bas. De plus, les dimensions du domaine d'étude sont assez grandes et le temps de mesure doit être pris en compte : avec notre protocole de mesure, chaque traversée du Rhône prend plusieurs minutes et une journée entière était nécessaire pour mesurer au maximum 10 sections transverses (restons modestes cependant, cette confluence reste de taille négligeable face aux confluences des grands fleuves telle que l'Amazone, l'Orénoque, le Mékong...). A l'inverse, côté laboratoire, les conditions d'expérimentation sont (presque) parfaitement contrôlées : les débits sont fixes, la géométrie est parfaitement connue et les dimensions de l'écoulement sont réduites. L'expérimentateur maîtrise donc tous les paramètres d'entrée de son problème, à part peut-être les caractéristiques précises de turbulence (tailles des structures cohérentes par exemple) des écoulements amont traversant les nids d'abeille. Néanmoins, tout contrôler nécessite une rigueur quant aux installations et appareils mis en place. Dans notre cas, l'eau déminéralisée utilisée a tendance à se charger en différents éléments chimiques via l'interface avec l'atmosphère du hall hydraulique, allant jusqu'à développer, à l'échelle de quelques semaines d'expériences, des biofilms sur les parois du canal. Une fois l'eau trop fortement contaminée, celle-ci a tendance à avoir un effet tampon vis-à-vis du pH. Par conséquent, à l'échelle de plusieurs semaines, il est nécessaire de renouveler l'eau déminéralisée, ce qui représente une part non-négligeable du coût des expérimentations. De plus, les débits d'injection des produits chimiques doivent être parfaitement constants lors de la mesure, ce qui nous a amené à mettre en place des vases de Mariotte à l'amont des pompes pour chaque point d'injection.

Par ailleurs, les objectifs des différentes approches sont différents. L'aspect terrain de la thèse permet une utilisation assez directe des résultats obtenus, à travers le développement d'un module de mélange en confluence dans le code Adis-TS appliqué au Rhône du Léman à la

Méditerranée. D'autre part, les mesures en laboratoire donnent accès à une base de données (champs de concentration et de vitesse) du mélange en confluence destinée à la validation de modèles numériques CFD 3D; l'application opérationnelle est alors moins directe.

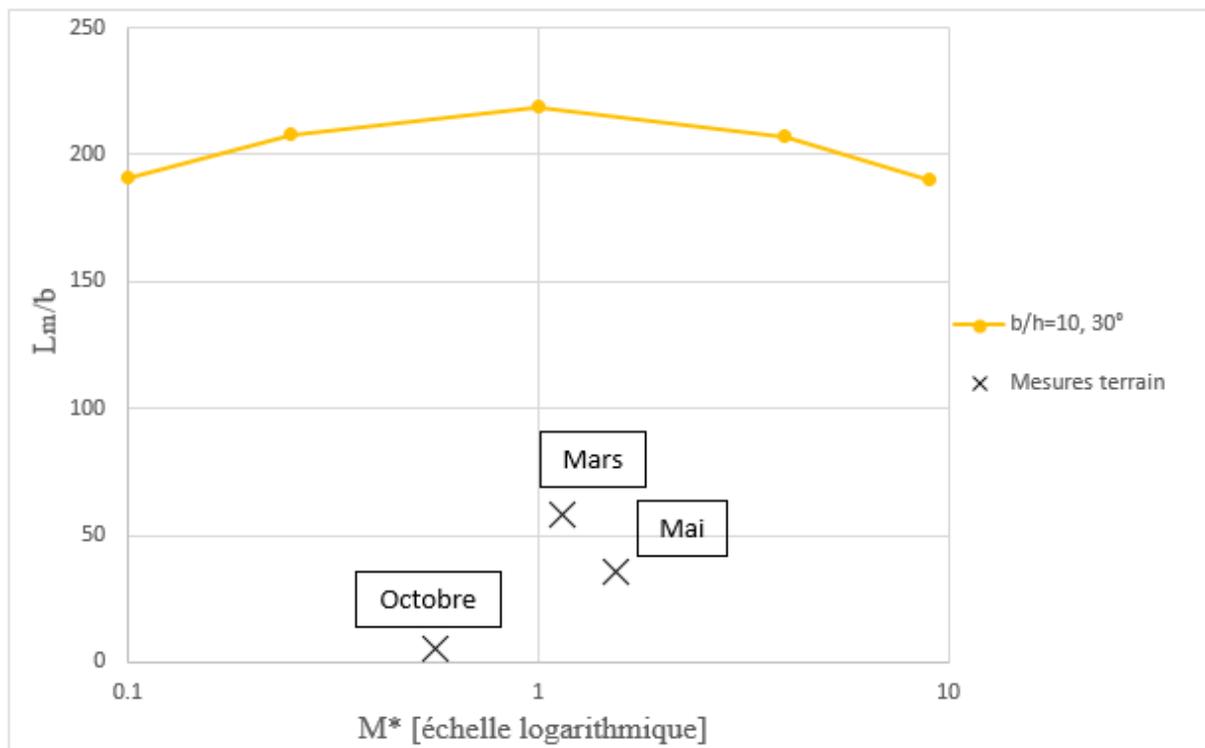
### 5.2.2. Du laboratoire à la modélisation numérique

Le lien entre les parties laboratoire et numérique de la thèse est assez naturel. Même si cette chronologie n'a pas été respectée (les calculs numériques ont été effectués avant l'expérience en laboratoire), les résultats issus des mesures en laboratoire servent directement aux réglages des options de simulation numérique CFD. En effet, la base de données (vitesse et concentration) créée à partir des mesures expérimentales doit servir de référence pour les comparaisons entre les résultats expérimentaux et numériques. Cette comparaison a pour but de déterminer quel modèle de fermeture de turbulence est le mieux adapté à ce type de calculs et surtout quel nombre de Schmidt turbulent  $Sc_t$  correspond le mieux aux conditions de l'expérience. Une meilleure chronologie aurait consisté à produire les résultats expérimentaux en début de thèse, afin de d'optimiser les options du modèle numérique à l'aide de ces données. Malheureusement, la disponibilité des moyens expérimentaux nous a poussé à reporter les mesures expérimentales en fin de thèse et donc à s'appuyer sur d'anciennes données pour paramétrer nos simulations CFD.

D'un point de vue purement technique, il serait possible de faire une étude paramétrique de l'influence des paramètres géométriques et hydraulique sur l'efficacité du mélange des eaux des deux affluents, à l'aide d'une approche expérimentale, à l'instar de ce qui a été fait numériquement. Sur le dispositif expérimental, la hauteur d'eau  $h$  est ajustable de façon continue (donc  $b/h$  aussi), les débits sont aussi continument réglables (donc  $M^*$  aussi) et l'angle de la confluence  $\theta$  peut être modifié après une légère adaptation du dispositif. Cependant, le protocole de mesures expérimentales proposé ici est assez long (seulement 2 sections peuvent être mesurées chaque jour de manip), coûteux (en eau déminéralisée et réactifs) et demande beaucoup de rigueur pendant les manipulations. Côté numérique, les paramètres sont facilement variables, les calculs sont relativement rapides grâce aux serveurs de calcul et, une fois le modèle numérique mis en place (après notamment le choix du Schmidt turbulent), cette approche s'avère bien plus efficace et moins coûteuse que l'approche expérimentale. Néanmoins, malgré les différentes comparaisons faites entre résultats numériques et expérimentaux, le public scientifique a souvent plus d'appétence et de confiance en des résultats issus d'expérience physique que numérique, d'où l'intérêt d'avoir un modèle numérique validé avec des données expérimentales fiables.

### 5.2.3. Du modèle numérique au terrain

Dans cette thèse, la relation entre les résultats de études sur le terrain et numérique n'est pas la plus évidente ; les calculs numériques étant effectués sur la géométrie simpliste du canal du laboratoire. Néanmoins, les deux études ont pour résultats des caractéristiques du mélange en confluence pour plusieurs configurations, notamment la longueur nécessaire au mélange  $L_m$ . Si on cherche à comparer le cas de la confluence Rhône-Saône avec les modélisations numériques présentées dans la thèse, le calcul numérique le plus proche des configurations terrain est celui correspondant aux paramètres  $\theta = 30^\circ$  et  $b/h=10$ . En réalité, la largeur relative moyenne du Rhône en aval de la confluence est plus proche de 30 ( $b/h=29.7$ ) et l'angle de la confluence Rhône-Saône est inférieur à  $30^\circ$ , typiquement environ  $20^\circ$ . Cependant, sur la figure 5.1. ci-dessous, on peut d'ores et déjà comparer les valeurs obtenues pour ces configurations les plus similaires. L'ordre de grandeur obtenu sur le terrain pour la longueur nécessaire au mélange ( $L_m/b=O(50)$ ) est largement inférieur à l'ordre de grandeur obtenu numériquement pour  $b/h=10$  et  $\theta=30^\circ$  ( $L_m/b=O(200)$ ). Il semble que les valeurs seraient encore plus élevées en prenant pour l'étude numérique :  $b/h=30$  et  $\theta=20^\circ$ . L'explication de cette différence d'ordre de grandeur est que des phénomènes physiques observés sur le terrain n'ont pas été pris en compte dans le modèle numérique : formes de fond, effet de marche entre le Rhône et la Saône, différence de densités, rugosité du lit des rivières.



**Figure 5.1.** Comparaison des longueurs nécessaires au mélange  $L_m$  entre le cas numérique  $b/h=10$ ,  $\theta=30^\circ$  et les 3 campagnes de mesure terrain effectuées à la confluence Rhône-Saône à Lyon, en 2018. A noter que les calculs numériques prennent en compte le mélange transverse

et vertical, à l'inverse des données terrain qui ne s'intéressent au mélange que dans la direction transverse.

Par conséquent, l'inclusion d'une loi paramétrique issue des résultats numériques actuels au sein d'un modèle 1D opérationnel paraît délicate, étant donné les écarts relevés. Pour une telle implémentation, l'option que je privilégierais pour la suite serait de multiplier les campagnes de mesure en confluences (sur Rhône-Saône avec d'autres conditions hydrologiques mais aussi sur d'autres confluences du bassin du Rhône) plutôt que d'autres calculs numériques sur géométries simplifiée ne correspondant pas à la réalité du terrain.

Une autre possibilité consisterait à modéliser numériquement la géométrie et la bathymétrie réelles de la confluence Rhône-Saône et de simuler différentes conditions hydrologiques afin d'obtenir plus facilement qu'expérimentalement des données sur le mélange à l'aval de la confluence. Ces types de modélisations à échelle et géométrie réelles sont assez complexes à mettre en place mais donnent des résultats intéressants et aisément interprétables (voir les travaux de Lyubimova *et al.*, 2014 ; Ramon *et al.*, 2013). Des calculs de plus en plus détaillés, permettant notamment d'étudier les structures turbulentes instationnaires, sont maintenant accessibles ; comme par exemple les simulations DES (*Detached Eddy Simulation*) de Constantinescu *et al.* (2016) sur le confluent des rivières Kaskaskia et Copper Slough.

Sur le terrain, les données mesurées ont montré une influence significative de la différence de densité entre les deux affluents sur l'efficacité leur mélange. Dans le futur, il serait pertinent de mettre en place un modèle numérique, semblable à l'actuel, mais pour lequel une différence de densité serait prise en compte afin de voir si les effets de stratification apparaissent numériquement. Dans le cas positif, il serait plus facile numériquement qu'expérimentalement de détecter un seuil (ou un critère) issu d'un nombre de Richardson modifié pour lequel les effets de stratification apparaissent et deviennent prédominants.

## 5.3. Réponses aux questions scientifiques

### 5.3.1. Q1 : La connaissance des paramètres hydrodynamiques d'une confluence permet-elle de prédire les caractéristiques du mélange des deux affluents?

L'étude numérique paramétrique basée sur une géométrie simpliste a permis de montrer qu'avec la connaissance des données géométriques (largeur des branches  $b$ , angle  $\theta$ ) et hydrodynamiques (débits, profondeur d'eau  $h$ ), il est possible de déduire les caractéristiques intégrales du mélange, notamment la longueur nécessaire au mélange  $L_m$ . Cependant, la principale limite de ces résultats est la géométrie utilisée et les hypothèses simplificatrices

utilisées comme par exemple l'absence de sinuosité des différentes branches, des formes de fond, de différence de densité, de rugosité.

Sur la confluence Rhône-Saône, il s'est avéré que la situation est bien plus complexe qu'attendu et que les seules caractéristiques du mélange, à géométrie fixée, peuvent dépendre d'autres paramètres que les conditions hydrodynamiques des affluents, c'est-à-dire principalement de leurs débits respectifs. En effet, le phénomène de stratification vertical observé sur la campagne d'octobre a montré que les propriétés physiques des eaux en présence peuvent influencer, voire piloter, les processus de mélange à la confluence.

Il s'avère donc que la prédiction des caractéristiques (processus et efficacité) du mélange en confluence nécessite non seulement la connaissance des paramètres de la confluence (géométriques et hydrodynamiques) mais aussi des propriétés physiques des eaux des affluents.

### 5.3.2. Q2 : Pourquoi, pour une même confluence, observe-t-on des cas de mélange rapide et de mélange lent ? Dans quelles conditions ?

Les campagnes de mesure terrain ont montré que sur une même confluence, le mélange transverse peut être rapide ( $L_m/b < 10$ ) ou lent ( $L_m/b = 0(50)$ ) selon les conditions hydrologiques. Ces résultats viennent corroborer ceux de Lane *et al.* (2008), qui avaient relevé une longueur nécessaire au mélange  $L_m$  de  $3,3b$  lors d'une mesure et  $127b$  lors d'une autre, sur la même confluence : Rio Paraná-Rio Paraguay. Dans notre cas, ces différences d'efficacité du mélange transverse sont dues à un phénomène semblable à de la stratification : l'eau d'un des affluents passe en dessous de l'autre dès le confluent et y reste. Il faut néanmoins différencier ce phénomène des courants secondaires hélicoïdaux observés en laboratoire ou numériquement (pour lesquels l'affluent de la branche latéral passe au-dessus de l'affluent amont), qui sont eux dus exclusivement à l'hydrodynamique de la confluence et non aux différences de densité des deux affluents. Les courants secondaires hélicoïdaux améliorent l'efficacité du mélange global, alors que la stratification n'améliore que le mélange transverse à une profondeur donnée. Néanmoins, en l'absence de courants hélicoïdaux, rien ne dit (à ce jour) que le mélange global (transversal et vertical) soit plus rapide dans le cas « stratifié » que dans le cas non stratifié. Il faut donc parler de cas de mélange **transverse** lent dans le cas non stratifié, où la longueur nécessaire au mélange **transverse** est de l'ordre de quelques dizaines de largeur, et de cas de mélange **transverse** rapide dans le cas stratifié, où la longueur nécessaire au mélange **transverse** est de l'ordre de quelques unités de largeur.

Pour le modélisateur, d'un point de vue opérationnel, il apparaît indispensable de pouvoir prédire l'apparition du phénomène de stratification, afin de pouvoir prédire si le modèle de diffusion transverse développé en partie 2 est valable ou non (modèle restant à développer). Le critère de stabilité basé sur le nombre de Richardson (Ramon *et al.*, 2013 ; Rohr *et al.*, 1988)

semble une piste intéressante à explorer. Celui-ci s'appuie néanmoins sur des gradients verticaux (comme c'est le cas pour un réservoir, d'où son application dans l'étude de Ramon *et al.* (2013), ou dans le cas d'estuaires) de vitesse perpendiculaire à l'interface et de densité alors que dans le cas d'une confluence, les gradients sont transverses et concernent la vitesse parallèle à l'interface et la densité. Il faudrait donc adapter la formulation du nombre de Richardson afin de pouvoir décrire de façon adéquate les équilibres physiques mis en jeu dans une confluence.

### 5.3.3. Q3 : Est-il possible de paramétrer le mélange à l'aval des confluences dans un modèle hydro-sédimentaire 1-D ?

L'implémentation des résultats de cette thèse dans un modèle opérationnel 1D (Adis-TS, développé par l'OSR) était un objectif clairement affiché dès le début de la thèse. L'analyse des résultats de l'étude numérique et des mesures sur le terrain a montré une certaine divergence de perception, tant dans les processus physiques que dans les résultats chiffrés. En l'état, un module caractérisant le mélange en confluence, basé sur le modèle de diffusion transverse développé en partie 2, est intégrable au modèle opérationnel. Toutefois, il ne prend pas en compte les processus observés de la campagne d'octobre 2018 à la confluence Rhône-Saône, c'est-à-dire le phénomène de stratification. L'implémentation d'un module de mélange transverse requiert donc d'autres campagnes de mesure sur la confluence de référence choisie, Rhône-Saône, sous différentes conditions hydrologiques. Un cas intéressant serait la crue d'un des affluents mais pas du second : cas certes intéressant mais les conditions de navigation peuvent être alors difficiles, voire compromettre les mesures.

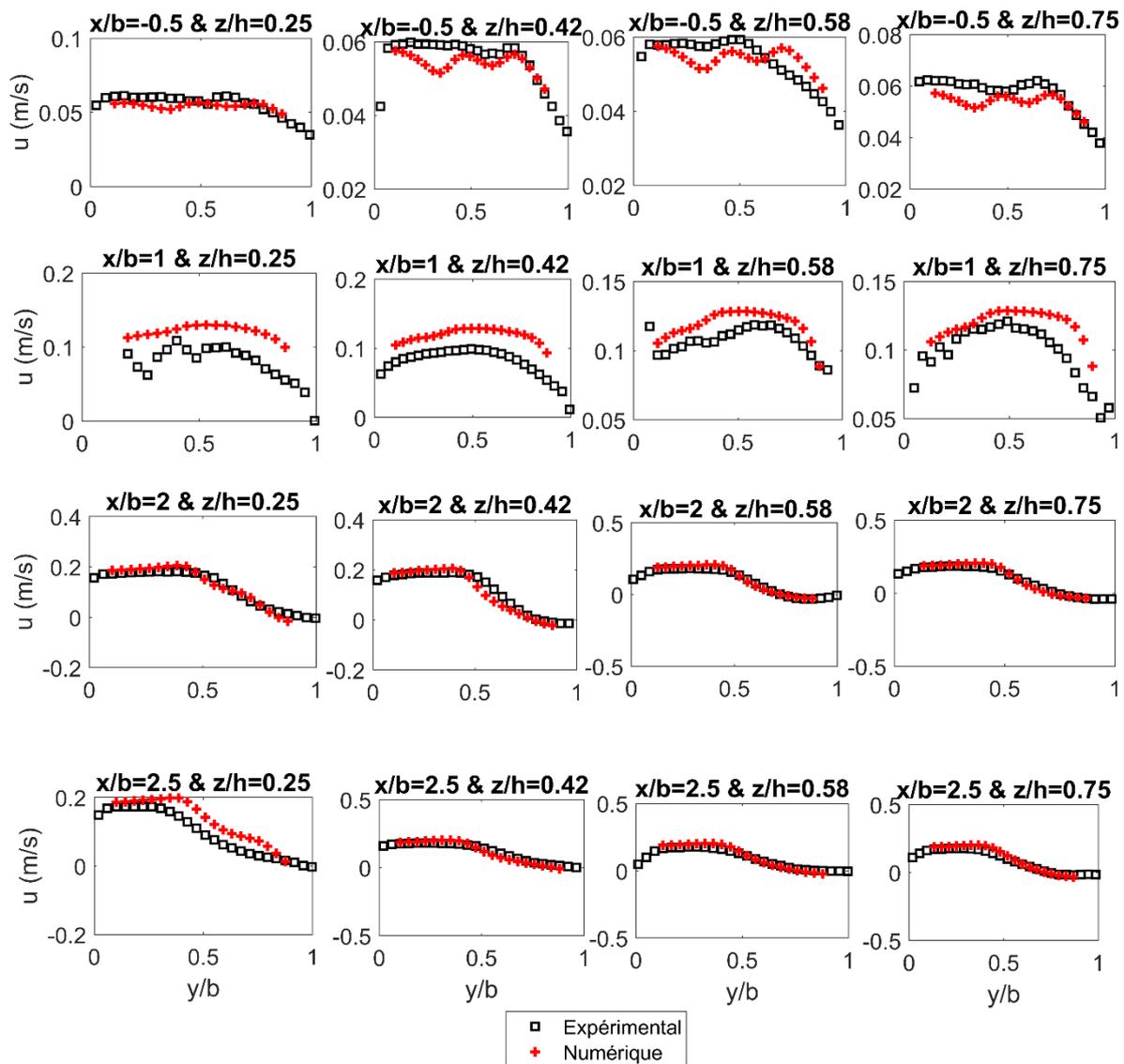
Un autre objectif est de pouvoir prédire l'apparition du phénomène de stratification observé en octobre, via un critère-seuil basé sur un nombre de Richardson modifié. A priori, une fois ce critère défini, les données disponibles sur le Rhône (température et concentration en sédiments pour les eaux, débits des rivières) devraient permettre d'estimer en temps réel ce critère et par conséquent permettre d'adapter les caractéristiques du mélange au sein du modèle. Ceci étant, pour le moment, seule la confluence Rhône-Saône est concernée par ce module. Pour l'élargir à d'autres cas de confluence, il paraît nécessaire d'effectuer des campagnes de mesure similaires aux confluences voulues. Dans un premier temps, les confluences Rhône-Ain et Doubs-Saône semblent les meilleures candidates à de futures prospections.

En résumé, la base du modèle de diffusion transverse est en place, avec comme paramètre principal  $\varepsilon_y$ , qui caractérise l'efficacité du mélange transverse. Son implémentation dans le code Adis-TS est en cours, gérée par IRSTEA, malgré le fait que le phénomène de stratification ne se soit pas pris en compte pour le moment. Néanmoins, pour les applications 1D d'IRSTEA sur les flux de MES, peu d'intérêt est porté aux périodes d'étiage (pas ou peu de MES) et aucun sur les gradients verticaux. Par conséquent, si le modèle de mélange transverse est valide (même

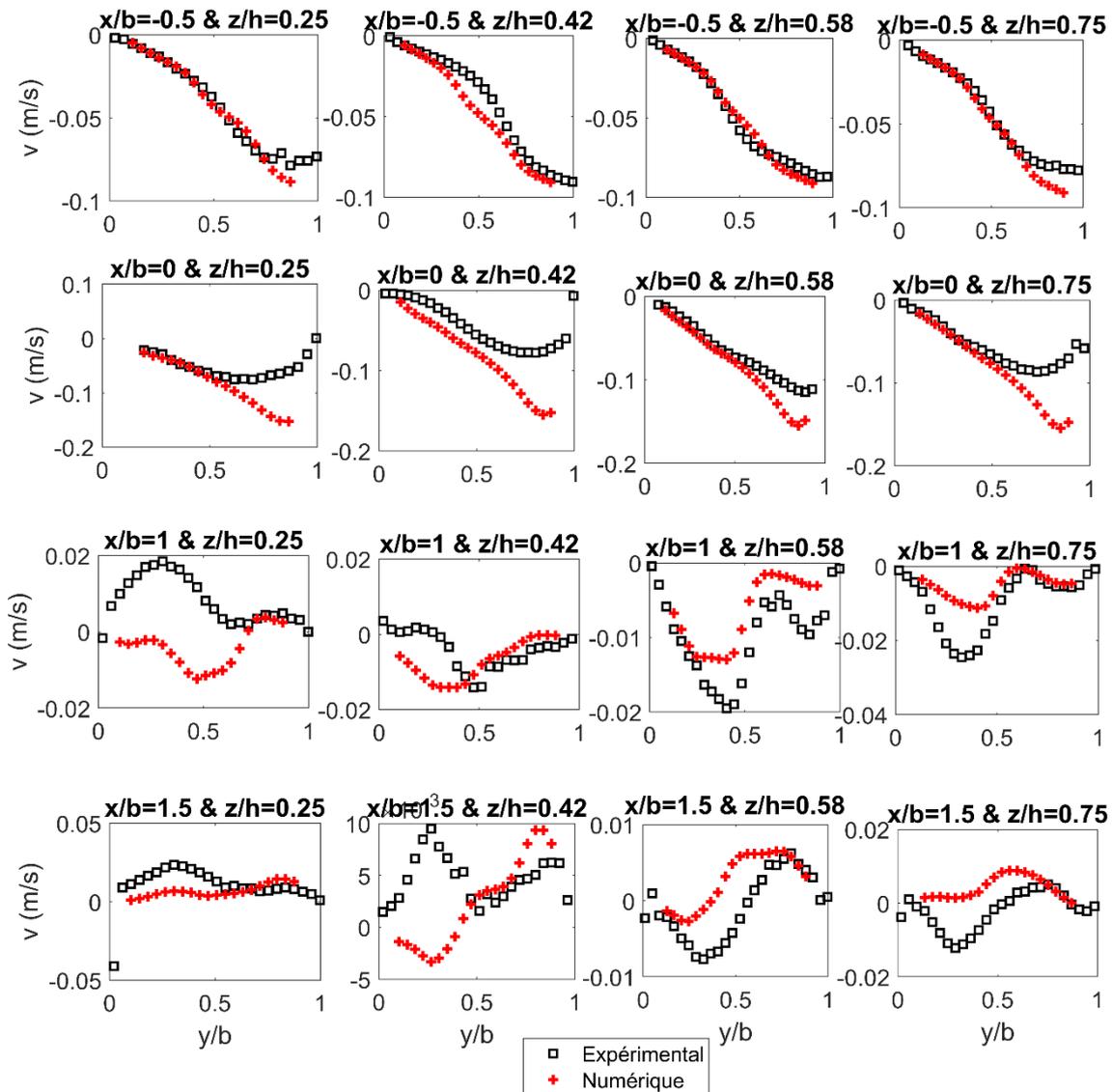
pour de mauvaises raisons physiques), les flux de MES devraient être correctement répartis transversalement. Le progrès sera de toute façon significatif par rapport à l'option actuelle qui consiste à considérer un mélange complet dès le confluent.

## Annexe 1 : Comparaisons expérience/numérique

Cette première annexe présente les figures de comparaison entre les résultats issus des simulations numériques et les champs de vitesse mesurés par PIV dans le cadre du master d'Anne Bessette en 2011. Les données comparées sont les champs de vitesse longitudinaux  $U$  et transverses  $V$ , ainsi que les tenseurs de Reynolds (notés RS pour *Reynolds Stresses*)  $uu$ ,  $vv$  et  $uv$ . Les données numériques sont issues des calculs RANS présentés en chapitre 4.



**Figure A1.** Comparaison expérience/numérique pour la vitesse longitudinale  $U$



**Figure A2.** Comparaison expérience/numérique pour la vitesse transverse  $V$

Pour ces figures, on observe que la reproduction numérique du champ de vitesse longitudinal est correcte (erreur inférieure à 10%), alors qu'en terme de vitesse transverse la comparaison est moins bonne. Pour  $x/b = 1$  et 1.5, l'allure des courbes diffèrent même pour certaines altitudes de mesure ( $z/h = 0.42$  ou 0.25).

## Annexe 2 : Répartition des débits dans les modèles numériques

Cette annexe décrit les répartitions de débit à l'entrée des branches amonts des différents modèles numériques. Elle est rattachée à la partie 4.3. du chapitre numérique.

Pour rappel, les différentes configurations géométriques ( $b/h$ ,  $\theta$ ) et hydrodynamiques ( $M^*$ ) sont conçues de telle façon à conserver un nombre de Reynolds et un nombre de Froude dans la branche aval constants.

### A. $b/h=1$

$M^*$	$Q_u$ [ $m^3/s$ ]	$Q_b$ [ $m^3/s$ ]
0.111	50.6	16.9
0.25	45	22.5
1	33.75	33.75
4	22.5	45
9	16.9	50.6

### B. $b/h=2.5$

$M^*$	$Q_u$ [ $m^3/s$ ]	$Q_b$ [ $m^3/s$ ]
0.111	54	18
0.25	48	24
1	36	36
4	24	48
9	18	54

C.  $b/h=5$

$M^*$	$Q_u$ [m <sup>3</sup> /s]	$Q_b$ [m <sup>3</sup> /s]
0.111	71	23.7
0.25	63.1	31.6
1	47.3	47.3
4	31.6	63.1
9	23.7	71

D.  $b/h=10$

$M^*$	$Q_u$ [m <sup>3</sup> /s]	$Q_b$ [m <sup>3</sup> /s]
0.111	110	36.6
0.25	97.8	48.9
1	73.3	73.3
4	48.9	97.8
9	36.6	110

E.  $b/h=50$

$M^*$	$Q_u$ [m <sup>3</sup> /s]	$Q_b$ [m <sup>3</sup> /s]
0.111	433	144
0.25	385	192
1	289	289
4	192	385
9	144	433

## Liste des références

- Aghababaei, M., Etemad-Shahidi, A., Jabbari, E., & Taghipour, M. (2017). Estimation of transverse mixing coefficient in straight and meandering streams. *Water Resources Management*, 31(12), 3809-3827.
- Babarutsi, S., & Chu, V. H. (1991). Dye-concentration distribution in shallow recirculating flows. *Journal of Hydraulic Engineering*, 117(5), 643-659.
- Baek, K. O., Seo, I. W., & Jeong, S. J. (2006). Evaluation of dispersion coefficients in meandering channels from transient tracer tests. *Journal of Hydraulic Engineering*, 132(10), 1021-1032.
- Beltaos, S. (1979), Transverse mixing in natural streams. *Canadian Journal of Civil Engineering*, 6(6), 575–591. <https://doi.org/10.1139/179-070>.
- Beltaos, S. (1980), Transverse mixing tests in natural streams. *Journal of the Hydraulics Division*, 106(10), 1607-1625.
- Beltaos, S., Arora, V.K. (1988), An explicit algorithm to simulate transient transverse mixing in rivers. *Canadian Journal of Civil Engineering*, 15(6), 964-976
- Best, J. L. and Reid, I. (1984), Separation zone at open-channel junctions. *Journal of Hydraulic Engineering*, vol. 110 no. 11. doi :10.1061/(ASCE)07339429(1984)110:11(1588)
- Best, J. L. (1988). Sediment transport and bed morphology at river channel confluences. *Sedimentology*, 35(3), 481-498.
- Birjukova Canelas, O., Ferreira, R. M., Guillén-Ludeña, S., Alegria, F. C., & Cardoso, A. H. (2019). Three-dimensional flow structure at fixed 70° open-channel confluence with bed discordance. *Journal of Hydraulic Research*, 1-13.
- Biron, P., Best, J. L., & Roy, A. G. (1996a). Effects of bed discordance on flow dynamics at open channel confluences. *Journal of Hydraulic Engineering*, 122(12), 676-682
- Biron, P., Roy, A. G., & Best, J. L. (1996b). Turbulent flow structure at concordant and discordant open-channel confluences. *Experiments in Fluids*, 21(6), 437-446.
- Biron, P. M., Ramamurthy, A. S., & Han, S. (2004). Three-dimensional numerical modeling of mixing at river confluences. *Journal of Hydraulic Engineering*, 130(3), 243-253.
- Bonakdari, H. (2012). Establishment of relationship between mean and maximum velocities in narrow sewers. *Journal of environmental management*, 113, 474-480.

- Bouchez, J., Lajeunesse, E., Gaillardet, J., France-Lanord, C., Dutra-Maia, P., Maurice, L. (2010) Turbulent mixing in the Amazon River: The isotopic memory of confluences. *Earth and Planetary Science Letters*, 290(1-2):37-43
- Boxall, J. B., Guymer, I., & Marion, A. (2003). Transverse mixing in sinuous natural open channel flows. *Journal of Hydraulic Research*, 41(2), 153-165.
- Bradbrook, K. F., Lane, S. N., & Richards, K. S. (2000a). Numerical simulation of three-dimensional, time-averaged flow structure at river channel confluences. *Water resources research*, 36(9), 2731-2746.
- Bradbrook, K. F., Lane, S. N., Richards, K. S., Biron, P. M., & Roy, A. G. (2000b). Large eddy simulation of periodic flow characteristics at river channel confluences. *Journal of Hydraulic Research*, 38(3), 207-215.
- Bradbrook, K. F., S. N. Lane, K. S. Richards, P. Biron, and A. G. Roy (2001), Role of bed discordance at asymmetrical open-channel confluences, *J. Hydraul. Eng.*, 127, 351 – 368, doi:10.1061/(ASCE)0733- 9429(2001)127:5(351).
- Breidenthal, R. (1981). Structure in turbulent mixing layers and wakes using a chemical reaction. *Journal of Fluid Mechanics*, 109, 1-24.
- Brodberger, J. F., Valentin, G., & Storck, A. (1983). A conductimetric method for the study of mixing phenomena in liquids. *Electrochimica Acta*, 28(5), 619-626.
- Cai, W. (2012). Mesure de diffusion dans un carrefour à surface libre par pH-métrie. Master INSA Lyon-LMFA.
- Chanson, H. (2009). Turbulent air–water flows in hydraulic structures: dynamic similarity and scale effects. *Environmental fluid mechanics*, 9(2), 125-142.
- Chau, K.W. (2000), Transverse mixing coefficient measurements in an open rectangular channel. *Advances in Environmental Research*, 287-294. doi:10.1016/S1093-0191(00)00028-9
- Chen, X., Zhu, D. Z., & Steffler, P. M. (2017). Secondary currents induced mixing at channel confluences. *Canadian Journal of Civil Engineering*, 44(12), 1071-1083.
- Cheng, Z., & Constantinescu, G. (2018). Stratification effects on flow hydrodynamics and mixing at a confluence with a highly discordant bed and a relatively low velocity ratio. *Water Resources Research*, 54, 4537–4562. <https://doi.org/10.1029/2017WR022292>
- Chu, V. H., & Babarutsi, S. (1988). Confinement and bed-friction effects in shallow turbulent mixing layers. *Journal of hydraulic engineering*, 114(10), 1257-1274.
- Cokljat, D., & Younis, B. A. (1995). Second-order closure study of open-channel flows. *Journal of hydraulic engineering*, 121(2), 94-107.

- Constantinescu, G., Miyawaki, S., Rhoads, B., & Sukhodolov, A. (2012). Numerical analysis of the effect of momentum ratio on the dynamics and sediment-entrainment capacity of coherent flow structures at a stream confluence. *Journal of Geophysical Research: Earth Surface*, 117(F4).
- Constantinescu, G. (2014). LE of shallow mixing interfaces: A review. *Environmental Fluid Mechanics*, 14(5), 971-996.
- Constantinescu, G., Shinjiro, M., Rhoads, B. & Sukhodolov, A. (2016), Influence of planform geometry and momentum ratio on thermal mixing at a stream confluence with a concordant bed. *Environmental Fluid Mechanics*, 16:845-873. doi:10.1007/s10652-016-9457-0
- Crimaldi, J. P. (2008). Planar laser induced fluorescence in aqueous flows. *Experiments in fluids*, 44(6), 851-863.
- Dalmon, A., Rivière, N., (2015). Dispersion de polluant à la confluence d'écoulements à surface libre. Master MEGA, LMFA, INSA Lyon.
- Dugué, V., Le Coz, J., Camenen, B., Faure, J.-B., Walter, C., Andries, E., and Launay, M. (2015), A 1-D hydro-sedimentary numerical model to improve the understanding of suspended particulate matters and contaminant fluxes in the Rhône River, *IS Rivers 2015*.
- El Kadi Abderrezzak, K., Ata, R., Zaoui, F. (2015), One-dimensional numerical modelling of solute transport in streams: The role of longitudinal dispersion coefficient. *Journal of Hydrology*, 527:978-989
- Fischer, H.B, List, J.E., Koh, C.R., & Imberger, J. (1979), *Mixing in inland and coastal waters*, Elsevier, New York
- Fleury, M., & Lueck, R. G. (1994). Direct heat flux estimates using a towed vehicle. *Journal of physical oceanography*, 24(4), 801-818.
- Gaspar, E. (1987), *Modern trends in tracer hydrology*, CRC Press, Boca Raton
- Gaudet, J. M. & Roy, A. G. (1995), Effect of bed morphology on flow mixing length at river confluences. *Letters to Nature*, vol 373 138-139. doi:10.1038/373138a0
- Graf, W. H., & Altinakar, M. S. (2000). *Hydraulique fluviale: écoulement et phénomènes de transport dans les canaux à géométrie simple* (Vol. 16). PPUR presses polytechniques.
- Gualtieri, C. & Mucherino, C. (2007), Transverse turbulent diffusion in straight rectangular channels. *5<sup>th</sup> international symposium on environmental hydraulics (ISEH 2007)*, Tempe, USA.
- Gualtieri, C., Ianniruberto, M., & Filizola, N. (2019). On the mixing of rivers with a difference in density: the case of the Negro/Solimões confluence, Brazil. *Journal of Hydrology*, 124029.

- Guillén-Ludeña, S., Franca, M. J., Cardoso, A. H., & Schleiss, A. J. (2015). Hydro-morphodynamic evolution in a 90° movable bed discordant confluence with low discharge ratio. *Earth Surface Processes and Landforms*, 40(14), 1927-1938.
- Gurram, S. K., Karki, K. S., & Hager, W. H. (1997). Subcritical junction flow. *Journal of Hydraulic Engineering*, 123(5), 447-455.
- Hager, W. H. (1987). Discussion of "Separation Zone at Open-Channel Junctions" by James L. Best and Ian Reid (November, 1984). *Journal of Hydraulic Engineering*, 113(4), 539-543.
- Han, L., Mignot, E., & Riviere, N. (2016). Shallow mixing layer downstream from a sudden expansion. *Journal of Hydraulic Engineering*, 143(5), 04016105.
- Herrero, H. S., Lozada, J. M. D., García, C. M., Szupiany, R. N., Best, J., & Pagot, M. (2018). The influence of tributary flow density differences on the hydrodynamic behavior of a confluent meander bend and implications for flow mixing. *Geomorphology*, 304, 99-112.
- Hsu, C. C., Lee, W. J., & Chang, C. H. (1998). Subcritical open-channel junction flow. *Journal of Hydraulic Engineering*, 124(8), 847-855.
- Huai, W., Shi, H., Yang, Z. & Zeng, Y. (2018), Estimating the transverse mixing coefficient in Laboratory Flumes and Natural Rivers. *Water Air Soil Pollutions*, 229:252. doi:10.1007/s11270-018-3893-z
- Huang, J., Weber, L. J., & Lai, Y. G. (2002). Three-dimensional numerical study of flows in open-channel junctions. *Journal of hydraulic engineering*, 128(3), 268-280.
- Huerre, P., and M. Rossi (1998), Hydrodynamic instabilities in open flows. *Hydrodynamics and Nonlinear Instabilities*, pp. 81–294.
- Jahanmiri, M. (2011). *Particle image velocimetry: Fundamentals and its applications*. Chalmers University of Technology.
- Kastrinakis, E. G., & Nychas, S. G. (1998). Mixing at high Schmidt numbers in the near wake of a circular cylinder. *Chemical engineering science*, 53(23), 3977-3989.
- Konsoer, K. M., & Rhoads, B. L. (2014). Spatial–temporal structure of mixing interface turbulence at two large river confluences. *Environmental Fluid Mechanics*, 14(5), 1043-1070.
- Lane, S. N., K. F. Bradbrook, K. S. Richards, P. M. Biron, and A. G. Roy (2000), Secondary circulation cells in river channel confluences: Measurement artefacts or coherent flow structures?, *Hydrol. Processes*, 14, 2047 – 2071, doi:10.1002/1099-1085
- Lane, S.N., Parsons, D.R., Best, J.L., Orfeo, O., Kostaschuk, R.A. & Hardy, R.J. (2008), Causes of rapid mixing at a junction of two large rivers: Rio Parana and Rio Paraguay, Argentina. *Journal of Geophysical Research*, vol.113, F02019. doi:10.1029/2006JF000745

- Laraque, A., Guyot, J.L. & Filizola, N. (2009), Mixing processes in the Amazon River at the confluences of the Negro and Solimões Rivers, Encontro das Aguas, Manaus, Brazil. *Hydrological processes*, vol.23, issue 22, 3131-3140. doi:10.1002/hyp.7388
- Larrarte, F. (2015). Velocity and suspended solids distributions in an oval-shaped channel with a side bank. *Urban Water Journal*, 12(2), 165-173.
- Launay, M. (2014). Flux de matières en suspension, de mercure et de PCB particulières dans le Rhône, du Léman à la Méditerranée, Thèse de doctorat.
- Launay, M., Le Coz, J., Camenen, B., Walter, C., Angot, H., Dramais, G., Faure, J.-B. & Coquery, M. (2015). Calibrating pollutant dispersion in 1-D hydraulic models of river networks. *Journal of Hydro-environment Research*, 9(1), 120-132.
- Launay, M., Dugué, V., Faure, J.-B., Coquery, M., Camenen, B., Le Coz, J. (2019), Numerical modelling of the suspended particulate matter dynamics in a regulated river network. *Science of the Total Environment*, 665:591-605
- Lauder, B. E., & Spalding, D. B. (1983). The numerical computation of turbulent flows. In *Numerical prediction of flow, heat transfer, turbulence and combustion* (pp. 96-116). Pergamon.
- Lepot, M., Aubin, J. B., & Bertrand-Krajewski, J. L. (2013). Accuracy of different sensors for the estimation of pollutant concentrations (total suspended solids, total and dissolved chemical oxygen demand) in wastewater and stormwater. *Water Science and Technology*, 68(2), 462-471.
- Lewis, Q. W., & Rhoads, B. L. (2015). Rates and patterns of thermal mixing at a small stream confluence under variable incoming flow conditions. *Hydrological Processes*, 29(20), 4442-4456.
- Liu, X., Li, L., Hua, Z., Tu, Q., Yang, T., & Zhang, Y. (2019). Flow Dynamics and Contaminant Transport in Y-Shaped River Channel Confluences. *International journal of environmental research and public health*, 16(4), 572
- Luo, H., Fytanidis, D. K., Schmidt, A. R., & García, M. H. (2018). Comparative 1D and 3D numerical investigation of open-channel junction flows and energy losses. *Advances in water resources*, 117, 120-139.
- Lyubimova, T., Lepikhin, A., Konovalov, V., Parshakova, Ya. And Tiunov, A. (2014), Formation of the density currents in the zone of confluence of two rivers. *Journal of Hydrology*, 508, 328-342. doi: <http://dx.doi.org/10.1016/j.jhydrol.2013.10.041>
- Maurice-Burgoin, L., Quemerais, B., Moreira-Turcq, P. & Seyler, P. (2003), Transport, distribution and speciation of mercury in the Amazon River at the confluence of black and white

- waters of the Negro and Solimões Rivers. *Hydrological Processes*, vol.17 issue 7, 1405-1417. doi:10.1002/hyp.1292
- Mehta, R. D. (1991). Effect of velocity ratio on plane mixing layer development: Influence of the splitter plate wake. *Experiments in fluids*, 10(4), 194-204
- Mignot, E., Bonakdari, H., Knothe, P., Lipeme Kouyi, G., Bessette, A., Rivière, N., & Bertrand-Krajewski, J. L. (2012). Experiments and 3D simulations of flow structures in junctions and their influence on location of flowmeters. *Water Science and Technology*, 66(6), 1325-1332.
- Mignot, E., Vinkovic, I., Doppler, D., & Rivière, N. (2014). Mixing layer in open-channel junction flows. *Environmental Fluid Mechanics*, 14(5), 1027-1041.
- Moncho-Esteve, I. J., Folke, F., García-Villalba, M., & Palau-Salvador, G. (2017). Influence of the secondary motions on pollutant mixing in a meandering open channel flow. *Environmental Fluid Mechanics*, 17(4), 695-714.
- Momplot, A., Kouyi, G. L., Bertrand-Krajewski, J. L., Mignot, E., & Riviere, N. (2013). Modélisation tridimensionnelle des écoulements multiphasiques en régime instationnaire au droit d'ouvrages spéciaux présents en réseau d'assainissement: performances des modèles et analyse de sensibilité. *La houille blanche*, (4), 16-24.
- Momplot, A., Lipeme Kouyi, G., Mignot, E., Rivière, N., & Bertrand-Krajewski, J. L. (2017). Typology of the flow structures in dividing open channel flows. *Journal of Hydraulic Research*, 55(1), 63-71.
- Moody (Ncube, F., Kastrinakis, E. G., Nychas, S. G., & Lavdakis, K. E. (1991). Drifting behaviour of a conductivity probe. *Journal of Hydraulic Research*, 29(5), 643-654.
- Ouvry, H., Mignot, E., Rivière, N. (2016). Influence des paramètres d'une confluence sur sa capacité de mélange de polluant. Master MEGA, LMFA, INSA Lyon.
- Poulier, G., Launay, M., Le Bescond, C., Thollet, F., Coquery, M., Le Coz, J. (2019). Combining flux monitoring and data reconstruction to establish annual budgets of suspended particulate matter, mercury and PCB in the Rhône River from Lake Geneva to the Mediterranean Sea, *Science of the Total Environment*, 658, 457-473
- Parsons, D. R., Best, J. L., Lane, S. N., Orfeo, O., Hardy, R. J., & Kostaschuk, R. (2007). Form roughness and the absence of secondary flow in a large confluence–difffluence, Rio Paraná, Argentina. *Earth Surface Processes and Landforms: The Journal of the British Geomorphological Research Group*, 32(1), 155-162.
- Perrot-Minot, C., Mignot, E., Riviere, N., & Perkins, R. (2018). Predicting the vortex shedding frequency at the interface of the lateral cavities. In *E3S Web of Conferences* (Vol. 40, p. 05011). EDP Sciences.

- Polomé, P., Mignot, E., Nasri, A., Lipeme Kouyi, G., Campan, L., Hooge, C., & Rivière, N. (2015). Urban domestic wastewater: how to reduce individual injection?. *Water Science and Technology*, 73(1), 144-152.
- Pouchoulin, S., Ramos, P. X., Mignot, E., Schindfessel, L., De Mulder, T., & Riviere, N. (2018). Discussion of “Tang, H., Zhang, H., & Yuan, S.(2018). Hydrodynamics and contaminant transport on a degraded bed at a 90-degree channel confluence. *Environmental Fluid Mechanics*, 18 (2), 443–463”. *Environmental Fluid Mechanics*, 18(5), 1293-1295.
- Proust, S., Fernandes, J.N., Leal, J.B., Rivière, N. and Peltier, Y. (2016), Mixing layer and coherent structures in compound channel flows: effects of transverse flow, velocity ratio and vertical confinement. *Water Resources Research*, 53, 3387–3406. doi:10.1002/2016WR019873.
- Ramon, C.L., Hoyer, A. B., Armengol, J., Dolz, J. and Rueda, F.J. (2013), Mixing and circulation at the confluence of two rivers entering a meandering reservoir. *Water Resources Research*, vol.49, 1429-1445. doi: 10.1002/wrer.20131
- Rathbun, R.E. & Rostad, C.E. (2004), Lateral mixing in the Mississippi River below the confluence with the Ohio River. *Water Resources Research*, vol.40, W05207. doi:10.1029/2003WR002381
- Rhoads, B. L. (2005). Scaling of confluence dynamics in river systems: some general considerations. *River, Coastal and Estuarine Morphodynamics. RCEM*, 379-387.
- Rhoads, B. L., & Kenworthy, S. T. (1995). Flow structure at an asymmetrical stream confluence. *Geomorphology*, 11(4), 273-293.
- Rhoads, B.L. and Sukhodolov, A.N. (2001), Field investigation of three-dimensional flow structure at stream confluences. *Water Resources Research*, vol.37, no9, 2393-2410. doi:10.1029/2001WR000316
- Rice, S., Roy, A., & Rhoads, B. (Eds.). (2008). *River confluences, tributaries and the fluvial network*. John Wiley & Sons.
- Rivière, N., Travin, G., & Perkins, R. J. (2011). Subcritical open channel flows in four branch intersections. *Water Resources Research*, 47(10).
- Rivière, N., Wei, C., Kouyi, G. L., Momplot, A., & Mignot, E. (2015). Mixing downstream a 90° open channel junction.
- Roache, P. J. (1994). Perspective: a method for uniform reporting of grid refinement studies. *Journal of fluids engineering*, 116(3), 405-413.

- Roache, P. J. (1998). *Verification and Validation in computer science and engineering. Albuquerque: Hermosa.*
- Rohr, J.J., Itsweire, E.C., Helland, K.N. and Van Atta, C.W. (1988), Growth and decay of turbulence in a stably stratified flow. *Journal of Fluid Mechanics*, vol 195, 77-111. <https://doi.org/10.1017/S0022112088002332>
- Rutherford, J.C. (1994), *River mixing*, Wiley, Chichester, U.K.
- Schindfessel, L., Creëlle, S., & De Mulder, T. (2015). Flow patterns in an open channel confluence with increasingly dominant tributary inflow. *Water*, 7(9), 4724-4751.
- Sebastian, C., Becouze-Lareure, C., Kouyi, G. L., & Barraud, S. (2015). Event-based quantification of emerging pollutant removal for an open stormwater retention basin—Loads, efficiency and importance of uncertainties. *Water research*, 72, 239-250.
- Shakibainia, A., Tabatai, M.R.M. & Zarrati, A.R. (2010), Three-dimensional numerical study of flow structure in channel confluences. *Canadian Journal of Civil Engineering*, 37: 772-781. doi:10.1139/L10-016
- Shen, X., Li, R., Hodges, B. R., Feng, J., Cai, H., & Ma, X. (2019). Experiment and simulation of supersaturated total dissolved gas dissipation: Focus on the effect of confluence types. In press at *Water Research*.
- Shiono, K., & Feng, T. (2003). Turbulence measurements of dye concentration and effects of secondary flow on distribution in open channel flows. *Journal of Hydraulic Engineering*, 129(5), 373-384.
- Sudo, K., Sumida, M., & Hibara, H. (1998). Experimental investigation on turbulent flow in a circular-sectioned 90-degree bend. *Experiments in Fluids*, 25(1), 42-49.
- Tang, H., Zhang, H., & Yuan, S. (2018). Hydrodynamics and contaminant transport on a degraded bed at a 90-degree channel confluence. *Environmental Fluid Mechanics*, 18(2), 443-463.
- Uijttewaal, W. S. J., & Booij, R. (2000). Effects of shallowness on the development of free-surface mixing layers. *Physics of fluids*, 12(2), 392-402.
- Umar, M., Rhoads, B.L. and Greenberg, J.A. (2017), Use of multispectral satellite remote sensing to assess mixing of suspended sediment downstream of large river confluences. *Journal Of Hydrology* 556, 325-338. <https://doi.org/10.1016/j.jhydrol.2017.11.026>
- Versteeg, H. K., & Malalasekera, W. (2007). *An introduction to computational fluid dynamics: the finite volume method*. Pearson education.

- Walker, C., Manera, A., Niceno, B., Simiano, M., & Prasser, H. M. (2010). Steady-state RANS-simulations of the mixing in a T-junction. *Nuclear Engineering and Design*, 240(9), 2107-2115.
- Weber, L. J., Schumate, E. D., & Mawer, N. (2001). Experiments on flow at a 90 open-channel junction. *Journal of Hydraulic Engineering*, 127(5), 340-350.
- White, B. L., & Helfrich, K. R. (2013). Rapid gravitational adjustment of horizontal shear flows. *Journal of Fluid Mechanics*, 721, 86-117.
- Wolfram, P. J., Fringer, O. B., Monsen, N. E., Gleichauf, K. T., Fong, D. A., & Monismith, S. G. (2016). Modeling intrajunction dispersion at a well-mixed tidal river junction. *Journal of Hydraulic Engineering*, 142(8), 04016019.
- Yotsukura, N., Cobb, E. D., 1972. Transverse diffusion of solutes in natural streams. *Geological Survey Professional Paper* 582-C, 19 p.
- Yotsukura, N., & Sayre, W. W. (1976). Transverse mixing in natural channels. *Water Resources Research*, 12(4), 695-704. 10.1029/WR012i004p00695.
- Yotsukura, N., Fischer, H. B., Sayre, W. W., 1970. Measurement of mixing characteristics of the Missouri river between Sioux city, Iowa, and Plattsmouth, Nebraska. *Geological Survey Water Survey Paper* 1899-G, 29 p.
- Yuan, S., Tang, H., Xiao, Y., Qiu, X., Zhang, H., & Yu, D. (2016). Turbulent flow structure at a 90-degree open channel confluence: Accounting for the distortion of the shear layer. *Journal of hydro-environment research*, 12, 130-147.





## FOLIO ADMINISTRATIF

### THESE DE L'UNIVERSITE DE LYON OPEREE AU SEIN DE L'INSA LYON

NOM : POUCHOULIN  
(avec précision du nom de jeune fille, le cas échéant)

DATE de SOUTENANCE : 02/12/2019

Prénoms : Sébastien Dominique Christian

TITRE : MELANGE DES EAUX A L'AVAIL D'UNE CONFLUENCE – AMELIORATION DE LA MODELISATION DES FLUX DE CONTAMINANT DANS LES COURS D'EAU ET LES RESEAUX D'ASSAINISSEMENT

NATURE : Doctorat

Numéro d'ordre : AAAALYSEIXXXX

Ecole doctorale : ED162 MEGA (Mécanique, Energétique, Génie civil, Acoustique)

Spécialité : Mécanique des fluides

RESUME : La thèse porte sur le mélange de deux écoulements à surface libre à l'aval de leur confluence. La finalité opérationnelle est de mieux paramétrer le mélange dans les modélisations de flux polluants dissous et particulaires dans les cours d'eau et les réseaux d'assainissement. Les objectifs scientifiques sont d'expliquer les grandes disparités observées dans la littérature sur l'efficacité de ce mélange, notamment en proposant une loi incluant les paramètres géométriques et hydrauliques de la confluence. Le travail comporte trois volets. Le premier est basé sur des expérimentations de terrain à la confluence Rhône-Saône. Il met en évidence qu'une brusque stratification verticale peut survenir sous certaines conditions hydrauliques. En l'absence de celle-ci, en revanche, les formulations classiques moyennés sur la verticale et basés sur un coefficient de mélange transverse modélisent correctement le mélange. Le second volet met en œuvre des expériences de laboratoire, avec une technique de mesure de concentrations originale utilisable en circuit fermé, fournissant ainsi une base de données précise. Le troisième volet est une étude paramétrique basée sur des simulations numériques hydrodynamiques 3D. Il met en évidence le rôle des paramètres principaux que sont : le rapport des quantités de mouvement des affluents amont, l'angle de la jonction et le rapport largeur/profondeur. Les résultats permettent d'expliquer les grandes disparités rapportées sur la longueur nécessaire pour atteindre le mélange à l'aval d'une confluence. Une paramétrisation, basée sur un coefficient de mélange transverse, est à présent disponible.

MOTS-CLÉS : confluence, mécanique des fluides, mélange, rivière

Laboratoire (s) de recherche : LMFA (Laboratoire de Mécanique des Fluides et d'Acoustique)  
IRSTEA (Institut national de recherche en sciences et technologies pour l'environnement et l'agriculture)

Directeur de thèse: Nicolas Rivière, Professeur des Universités à l'INSA Lyon (LMFA)  
Co-Directeur de thèse : Jérôme Le Coz, Chercheur ICPEF, HDR à IRSTEA Villeurbanne

Président de jury :

Composition du jury :

El Kadi Abderrezzak, Kamal  
Franca, Mario  
Kateb, Lylia  
Vazquez, José  
Rivière, Nicolas  
Le Coz, Jérôme

Ingénieur-Chercheur, HDR  
Professeur  
Ingénieur  
Professeur des Universités  
Professeur des Universités  
Chercheur ICPEF, HDR

EDF-LNHE  
IHE Delft  
CEA  
ENGEES  
INSA Lyon  
IRSTEA

Rapporteur  
Rapporteur  
Examinatrice  
Examineur  
Directeur de thèse  
Co-directeur de thèse