



Estimation de l'évaporation des réservoirs hydroélectriques boréaux en contexte de données limitées

Mémoire

Judith Fournier

Maîtrise en génie des eaux - avec mémoire
Maître ès sciences (M. Sc.)

Québec, Canada

Estimation de l'évaporation des réservoirs hydroélectriques boréaux en contexte de données limitées

Mémoire

Judith Fournier

Sous la direction de :

Daniel Nadeau, directeur de recherche

François Anctil, codirecteur de recherche

Résumé

De par le monde, la gestion des réservoirs hydroélectriques repose largement sur des modèles hydrologiques qui simulent les entrées et les sorties d'eau du système. L'évaporation sur ces réservoirs est typiquement négligée ou calculée de la même façon que l'évapotranspiration sur l'ensemble du bassin versant, bien que les processus régissant ces deux phénomènes diffèrent. Une meilleure quantification de l'évaporation suscite un intérêt grandissant, dû aux changements climatiques qui provoquent une augmentation des pertes en eau par évaporation sur les réservoirs. Cette étude examine divers modèles d'évaporation, et ce, en tenant compte de la réalité dans laquelle les modèles hydrologiques sont opérés de façon générale, c'est-à-dire avec une faible disponibilité de données d'entrée. L'étude se concentre principalement sur deux réservoirs situés dans la zone boréale canadienne, soit Eastmain-1 et Romaine-2. Un jeu de données observées d'évaporation obtenues grâce à la technique de covariance des tourbillons, est utilisé comme référence. De toutes les approches considérées, le modèle de transfert de masse avec un nombre de Dalton constant de $1,2 \times 10^{-3}$ est le plus performant à un pas de temps horaire. Les cumuls journaliers sont également estimés avec une bonne précision autant lors du réchauffement de la masse d'eau que lors de la période de relâchement d'énergie. Des analyses de sensibilité montrent que l'utilisation de ce modèle avec des données limitées est possible, du moins pour les deux réservoirs étudiés. Ces données limitées consistent en la température de l'air et l'humidité relative prises sur la terre ferme à proximité du réservoir, la température de la surface de l'eau mesurée *in situ* et la vitesse du vent à une hauteur de 10 m prise depuis la berge du réservoir face aux vents dominants. L'application du modèle sur le lac Léman, situé dans une région plus tempérée, donne aussi de bons résultats.

Abstract

Hydroelectric reservoirs around the world are managed using hydrological models to calculate water inflows and outflows. Evaporation on these reservoirs is typically neglected or calculated in the same way as evapotranspiration over the entire watershed, although the processes governing the two phenomena are different. A better quantification of evaporation is of growing interest in Quebec and internationally due to climate change, which is causing an increase in water losses by evaporation on reservoirs. This study therefore examines various evaporation models for open water bodies, taking into account the practical context in which hydrological models are generally operated, that is with low availability of input data. The study focuses mainly on two reservoirs with contrasting morphometries and located in the Canadian boreal zone, Eastmain-1 and Romaine-2. For this purpose, a set of observed evaporation data obtained using a direct measurement technique called eddy covariance, is used as a reference. Of all the approaches considered, the mass transfer model with a constant Dalton number of 1.2×10^{-3} gives the most accurate estimation of evaporation at hourly time steps. Daily totals are also estimated with good accuracy both during the warming of the water body in spring and during the energy release period in fall. Sensitivity analysis show that the use of this model with limited data is possible, at least for the two reservoirs studied. These limited data consist of air temperature and relative humidity taken on land in the vicinity of the reservoir, water surface temperature measured *in situ*, and wind speed at a height of 10 m taken from the bank of the reservoir facing the prevailing winds. The application of the model on Lake Lemane, located in a more temperate region, also gives good results.

Table des matières

Résumé	ii
Abstract	iii
Table des matières	iv
Liste des figures	v
Liste des tableaux	vi
Liste des abréviations, sigles, acronymes	vii
Remerciements	viii
Avant-propos	ix
Introduction	1
Chapitre 1 - Bases théoriques et méthodologie	3
1.1 Cycle de l'évaporation sur les réservoirs boréals	3
1.2 Mesure de l'évaporation par la covariance des tourbillons	5
1.3 Formules d'estimation de l'évaporation	7
1.4 Métriques de performance	9
1.5 Analyses de sensibilité	10
Chapitre 2 - Revue de littérature	11
Chapitre 3 - Evaporation from boreal reservoirs: A comparison between eddy covariance observations and estimations relying on limited data	13
3.1 Résumé	13
3.2 Article	14
Chapitre 4 - Analyse complémentaire sur la longueur de rugosité et le nombre de Dalton	62
Chapitre 5 - Application du modèle de transfert de masse dans un autre environnement climatique	71
Conclusion	75
Bibliographie	77

Liste des figures

Figure 1.1 Représentation du rayonnement net incident sur un plan d'eau.....	3
Figure 1.2 Évolution de la température de l'eau et de l'évaporation durant la période d'eau libre au réservoir Romaine-2 pour l'année 2018	5
Figure 1.3 IRGASON sur une tour à flux.....	6
Figure 1.4 Représentation de la zone d'empreinte du flux détectée par les instruments de mesure par covariance des tourbillons. La flèche beige indique la direction du vent moyen et les flèches circulaires indiquent la présence de tourbillons de tailles diverses dans l'atmosphère.....	7
Figure 1.5 Schématisation des variables influençant l'évaporation sur un plan d'eau libre	8
Figure 3.1 A) Location of the study sites in eastern Canada. Satellite images of B) Eastmain-1 and C) Romaine-2 reservoirs.....	18
Figure 3.2 Flux towers at: A) Eastmain-1; B) Romaine-2.....	19
Figure 3.3 Comparison of the water temperature measured at Eastmain-1 reservoir and the water surface temperature obtained from Terra satellite.....	21
Figure 3.4 Comparison between hourly evaporation observed on site and evaporation simulated with in situ meteorological inputs. A) Eastmain-1 B) Romaine-2.....	28
Figure 3.5 Boxplot of the ratio between evaporation simulated with the Penman model and the observed evaporation for each hour of the day. A) Eastmain-1 B) Romaine-2.....	30
Figure 3.6 Boxplot of the ratio between evaporation simulated with the Penman model and the observed evaporation for each ice-free month of the year. A) Eastmain-1 B) Romaine-2.....	31
Figure 3.7 Daily cumulative evaporation series computed with the bulk transfer equation and hourly averaged in situ meteorological inputs. A) Eastmain-1 (2011) B) Romaine-2 (2018).....	35
Figure 3.8 Relative error on the daily sum of evaporation ([evaporation simulated – evaporation observed] / evaporation observed), mean difference between air and water surface temperatures, and mean difference in near-surface specific humidity at Romaine-2 (2018).....	36
Figure 3.9 Air and water surface temperatures comparison. A) Eastmain-1 B) Romaine-2.....	39
Figure 3.10 Sobol analysis results for the bulk transfer model. A) Eastmain-1 B) Romaine-2.....	39
Figure 3.11 Wind speed gamma distribution fitted to in situ observations for both sites.....	40
Figure 3.12 Comparison between in situ and ex situ meteorological inputs. A) Eastmain-1 B) Romaine-2.....	41
Figure 3.13 Daily cumulative evaporation series computed with bulk transfer and hourly averaged meteorological inputs (constant atmospheric pressure, ex situ air temperature, ex situ relative humidity, in situ wind speed, in situ water surface temperature). A) Eastmain-1 (2011) B) Romaine-2 (2018).....	43
Figure 4.1 Schématisation des processus turbulents dans la couche limite atmosphérique.....	62
Figure 4.2 Schématisation de la longueur de rugosité pour l'humidité spécifique et pour la quantité de mouvement.....	63
Figure 4.3 Relation entre les observations de vitesse du vent et de vitesse de friction. A) Eastmain-1 B) Romaine-2.....	66
Figure 4.4 Relation entre les longueurs de rugosité théoriques et la vitesse de frottement. A) Eastmain-1 B) Romaine-2.....	67
Figure 4.5 Distribution du logarithme du nombre de Dalton théorique. A) Eastmain-1 B) Romaine-2.....	68
Figure 4.6 Relation entre le nombre de Dalton et la vitesse du vent, la stabilité, la vitesse de friction, la hauteur de mesure et le fetch. A) Eastmain-1 B) Romaine-2.....	69
Figure 5.1 Lac Léman A) Image satellite du lac B) Photo de la tour à flux.....	72
Figure 5.2 Comparaison entre l'évaporation horaire observée au lac Léman et l'évaporation simulée avec le modèle de transfert de masse et les intrants météorologiques in-situ.....	73
Figure 5.3 Nuage de points des valeurs horaires de température de l'eau à une profondeur de 1 mètre et température de l'air à une hauteur de 10 m en 2014 au mât de Buchillon. Figure originale tirée de Lemmin (2020).....	74

Liste des tableaux

Tableau 5.1 Localisation du lac Léman, caractéristiques et climat.	71
---	----

Liste des abréviations, sigles, acronymes

CLA : couche limite atmosphérique

CS : couche de surface

MBE : *mean bias error* (biais moyen)

R : coefficient de corrélation

RMSE : *root mean squared error* (erreur quadratique moyenne)

RV : *relative variability* (variabilité relative)

Remerciements

Le dépôt de ce mémoire n'aurait pas été possible sans la participation et le support de plusieurs personnes que j'aimerais mentionner. D'abord, je tiens à remercier mon directeur de maîtrise, Daniel Nadeau. Ta grande disponibilité et ta façon d'aiguiller les étudiants dans les prochaines étapes de leur recherche, et ce toujours avec un entrain absolument infatigable, sont deux traits qui, selon moi, font de toi un super directeur. J'ai aussi beaucoup apprécié ta grande humanité dans les bons comme les moins bons moments. Merci aussi d'en faire toujours plus que le nécessaire pour tes étudiants. C'est grâce à toi si j'ai pu transporter mes travaux de maîtrise de Berlin à Washington D.C. Je dois aussi particulièrement souligner ta patience dans la rédaction de ce mémoire. Aujourd'hui, grâce à cette dernière, j'ai un emploi, bientôt un diplôme de maîtrise et encore toute ma tête!

Merci à toutes les personnes qui ont participé de près ou de loin à la campagne de mesures sur le réservoir Romaine-2. Sans votre bon travail, je n'aurais pas eu de données aussi intéressantes à traiter. Une mention spéciale à Antoine Thibault qui m'a montré que de se casser la tête sur des sujets complexes, c'est toujours plus drôle à deux. Ta correction et tes commentaires sur l'article furent des plus nécessaires et pertinents.

Merci à François Anctil, mon co-directeur, et à tous les autres étudiants qui ont fait partie de l'équipe de Daniel pendant mon passage à la maîtrise. Vos commentaires sur mes travaux lors des diverses rencontres m'ont grandement aidée.

Un merci tout spécial à la correctrice à l'œil de lynx, ma mère, qui a corrigé ce mémoire. Tes encouragements et ton suivi serré de ma progression m'ont permis de garder le cap. À mon père, merci de m'avoir rappelé que dans la vie, il n'y a pas que les études... il y a aussi le ski.

Et finalement, à Benjamin, merci de ton support et pour les bons soupers pendant ces longues soirées de rédaction. Je peux dire que tu es définitivement le gros bonus de ce parcours!

Avant-propos

L'article présenté dans ce mémoire a été soumis à la revue *Hydrological Processes* le 19 octobre 2020. Il porte le titre suivant : *Evaporation from boreal reservoirs: A comparison between eddy covariance observations and estimations relying on limited data*. La première auteure de l'article est Judith Fournier. L'étudiante a réalisé les analyses et la rédaction de l'article. Une importante révision a été réalisée par les principaux coauteurs, soient Antoine Thibault et Daniel Nadeau. Des commentaires supplémentaires de la part de François Anctil, Nikki Vercauteren et Ian Strachan ont aussi été intégrés.

Introduction

L'hydroélectricité représente presque 17% de la production électrique mondiale et arrive en tête des énergies renouvelables (71% de la production totale). La capacité hydroélectrique mondiale a augmenté de 30% depuis 2007 (*World Energy Resources - 2016*, 2016). De cette capacité hydroélectrique mondiale, 15% est installée dans la forêt boréale (*Alaska Energy Statistics Final Report*, 2015; *World Energy Resources - 2016*, 2016), une vaste zone climatique située dans les hautes latitudes de l'hémisphère nord à la limite sud de la zone arctique (Brandt, 2009). Cette zone s'étire sur plusieurs pays : le Canada, la Russie, les États-Unis (Alaska), la Norvège, la Finlande, la Suède et quelques autres de façon moins importante (Brandt, 2009).

Afin de gérer les réservoirs hydroélectriques, autant dans la zone boréale qu'ailleurs, des modèles représentant les processus hydrologiques à l'échelle du bassin versant (précipitations, évapotranspiration, évaporation, fonte de la neige, apports des tributaires et ruissellement de surface, hypodermique et souterrain) sont généralement employés pour estimer les gains et les pertes en eau du réservoir (Ancil et al., 2012). Ces modèles, pour des raisons évidentes, doivent être opérés dans un contexte de données limitées, soit un contexte où les données météorologiques ou autres données mesurées sur le terrain sont rudimentaires et peu abondantes (Lowe et al., 2009).

L'évaporation sur le plan d'eau est typiquement négligée dans ces modèles, comme dans le modèle HEC-HMS, ou représentée sans distinction par rapport à l'évapotranspiration sur la terre ferme, comme dans les modèles WATFLOOD, Mike-SHE, Hydrotel, CRHM et HSAMI (Slota, 2013). Or, les processus physiques régissant l'évaporation sur un plan d'eau diffèrent de ceux régissant l'évapotranspiration sur le sol environnant. En effet, la grande capacité thermique de l'eau permet l'emmagasinement de l'énergie nécessaire au passage de la phase liquide à gazeuse. Ainsi, l'évaporation peut se produire autant de jour comme de nuit et autant à l'été qu'à l'automne même si l'énergie solaire est absente ou moindre durant ces périodes. De plus, contrairement à la terre ferme, l'évaporation sur un réservoir n'est pas limitée par la quantité d'eau disponible dans le sol (Granger & Hedstrom, 2011; Heikinheimo et al., 1999; Nordbo et al., 2011; Strachan et al., 2016; Venäläinen et al., 1999).

Les conclusions de plusieurs études tendent vers une augmentation future de l'évaporation des plans d'eau continentaux pour l'ensemble du globe dû aux changements climatiques (Hanrahan et al., 2010; Hondzo & Stefan, 1993; Manabe, 1997; Motiee & McBean, 2009; Schmid et al., 2014; Verburga & Hecky, 2009). Pour les réservoirs boréaux, cette hausse est largement attribuable à l'étirement de la période d'eau libre, c'est à dire la période durant laquelle le plan d'eau est libre de glace (Magnuson et al., 2000; Wang et al., 2018). Une meilleure

quantification de l'évaporation sur les réservoirs dans les modèles hydrologiques suscite donc un intérêt grandissant (Friedrich et al., 2018).

Ce mémoire présente les résultats d'un projet de recherche visant à identifier la meilleure façon d'estimer l'évaporation des réservoirs boréaux durant la saison d'eau libre, sur une base quotidienne, avec des mesures météorologiques limitées. Pour ce faire, des mesures directes de l'évaporation par covariance des tourbillons, sur deux réservoirs boréaux avec des morphométries contrastées, sont utilisées. Il s'agit des réservoirs Eastmain-1 et Romaine-2. Plusieurs modèles permettant d'estimer l'évaporation sont considérés. Leur performance respective est d'abord évaluée en utilisant des mesures météorologiques *in situ* en entrée, c'est-à-dire des mesures prises directement sur le réservoir ou sur ses berges, au même endroit où les mesures d'évaporation sont récoltées. Ensuite, une analyse de sensibilité de même qu'une analyse de Sobol sont réalisées sur l'équation la plus performante. Ces analyses permettent d'identifier certaines variables d'entrée ayant peu d'influence sur le résultat et pouvant être fixées ou mesurées par des stations météorologiques *ex situ*, soit des stations sur la terre ferme à proximité du réservoir, dans le but de simplifier l'application de l'équation retenue.

La méthodologie générale du projet et quelques bases théoriques sont présentées au chapitre 1. Une revue de littérature sur les études similaires ou connexes passées suit au chapitre 2. L'article "*Evaporation from boreal reservoirs: A comparison between eddy covariance measurements and estimation methods relying on limited data*", qui synthétise les analyses et résultats du projet, est inséré au chapitre 3. Le chapitre 4 offre, quant à lui, une analyse complémentaire sur la longueur de rugosité et le nombre de Dalton. Finalement, le chapitre 5 propose l'application de l'approche retenue sur un plan d'eau à l'extérieur de la zone boréale, soit le lac Léman en Suisse, afin d'en évaluer la robustesse.

Chapitre 1 - Bases théoriques et méthodologie

Cette section se veut un complément d'informations sur le phénomène de l'évaporation et la méthodologie du projet telle que présentée dans l'article du chapitre 3.

1.1 Cycle de l'évaporation sur les réservoirs boréaux

L'évaporation sur un réservoir se produit lorsque l'énergie contenue à la surface de l'eau est suffisante pour provoquer le passage de la phase liquide à gazeuse d'une partie des molécules (Anctil et al., 2012). Cette énergie provient du rayonnement net incident sur le plan d'eau. Selon l'état thermique de la masse d'eau, ce rayonnement contribue au flux d'évaporation en cours ou s'ajoute à l'énergie déjà stockée dans la masse d'eau, qui sera relâchée ultérieurement en partie sous forme d'évaporation (Figure 1.1). Lors du passage de la phase liquide à gazeuse de l'eau, l'énergie est libérée sous forme de chaleur dite latente, ce qui explique que le flux d'évaporation (E), lorsque multiplié par la chaleur latente de vaporisation (λ), soit dénommé flux de chaleur latente.

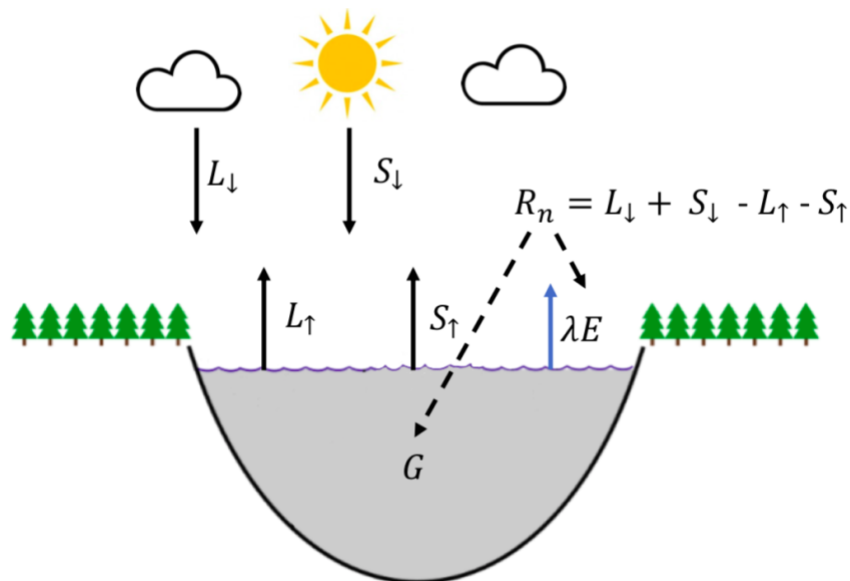


Figure 1.1 Représentation du rayonnement net incident sur un plan d'eau.

L_{\downarrow} est le rayonnement long incident, S_{\downarrow} est le rayonnement court incident, L_{\uparrow} est le rayonnement long émis par la masse d'eau et S_{\uparrow} est le rayonnement court réfléchi par la surface de l'eau. G est l'énergie stockée dans la masse d'eau et λE le flux de chaleur latente.

Certaines conditions météorologiques contribuent à amplifier ou atténuer ce phénomène. D'abord, une masse d'air qui possède une grande demande évaporative favorisera l'évaporation. La demande évaporative peut être

définie comme la capacité de la masse d'air à contenir davantage de vapeur d'eau. Elle dépend de la différence de tension de vapeur saturante entre la surface de l'eau et la tension de vapeur de la masse d'air. La vitesse du vent influence aussi positivement le taux d'évaporation. En effet, le vent permet de renouveler la masse d'air au-dessus du réservoir, qui autrement tend à se saturer en vapeur d'eau. Cette nouvelle masse d'air provenant du territoire adjacent est typiquement plus sèche, contribuant ainsi à maintenir la demande évaporative au-dessus du plan d'eau (Anctil et al., 2012). De manière similaire, l'instabilité atmosphérique intervient aussi sur le taux d'évaporation. En conditions instables, le transport vertical de la vapeur d'eau est plus efficace qu'en conditions stables, ce qui permet de remplacer les parcelles d'air humide près de la surface du plan d'eau par d'autres plus sèches et ainsi favoriser l'évaporation (Arya, 1988).

Au printemps et au début de l'été, une part importante de l'énergie du rayonnement net réchauffe les plans d'eau boréaux et peu d'évaporation est alors observée (Rouse et al., 2003). Cette période de réchauffement peut durer plusieurs mois pour les réservoirs plus profonds qui possèdent une inertie thermique élevée grâce à la combinaison de leur important volume et à la grande capacité thermique de l'eau (Blanken et al., 2011). Ils atteignent typiquement leur température maximale de un à quatre mois après le solstice d'été (Bailey et al., 1997; Oswald & Rouse, 2004; Rouse et al., 2003; Strachan et al., 2016). Suite à cette pointe de température du réservoir, l'énergie contenue dans la masse d'eau est relâchée en partie sous forme d'évaporation. Le taux d'évaporation est alors plus important qu'au début de la période d'eau libre (Rouse et al., 2003). De plus, les conditions météorologiques à l'automne contribuent à amplifier l'évaporation. En effet, le vent est typiquement plus fort à l'automne et la différence de température importante entre le réservoir et l'air ambiant contribue à l'instabilité atmosphérique et à l'augmentation de demande évaporative (Bailey et al., 1997; Blanken et al., 2011; Strachan et al., 2016). À mesure que l'énergie est relâchée, la température du plan d'eau diminue et un couvert de glace se forme. La figure 1.2 présente l'évolution de la température de l'eau du réservoir Romaine-2 de même que l'évaporation journalière à ce site. Tel que discuté, on remarque que l'évaporation est faible au début de l'été et augmente progressivement pour devenir maximale en automne.

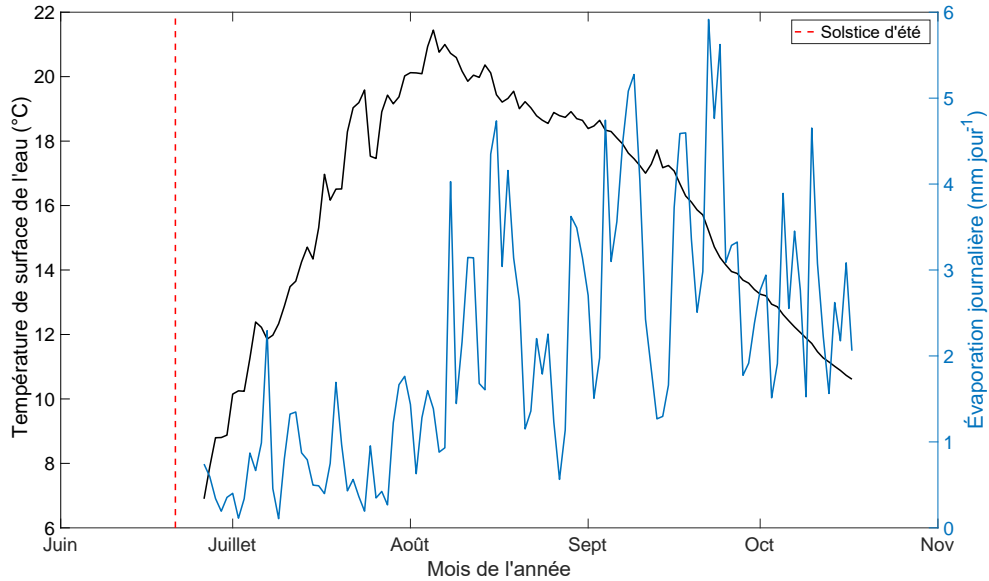


Figure 1.2 Évolution de la température de l'eau et de l'évaporation durant la période d'eau libre au réservoir Romaine-2 pour l'année 2018

Cette capacité des plans d'eau à stocker l'énergie pour la relâcher ultérieurement se traduit aussi par des épisodes d'évaporation nocturne malgré l'absence de rayonnement solaire (Boudreau & Rouse, 1995; Nordbo et al., 2011).

1.2 Mesure de l'évaporation par la covariance des tourbillons

Afin d'évaluer la performance des divers modèles d'estimation de l'évaporation, il est nécessaire de disposer de données observées. La méthode de covariance des tourbillons est une façon directe de mesurer l'évaporation (Moncrieff et al., 1997a) qui est largement reconnue comme la plus exacte (Assouline & Mahrer, 1993; Assouline et al., 2008; Friedrich et al., 2018; Tanny et al., 2008; Winter, 1981).

Le flux d'évaporation peut être représenté par la moyenne sur un intervalle de temps fixe du produit entre la vitesse verticale du vent (w) et la concentration de vapeur d'eau dans l'air (ρ_v) :

$$F = \overline{w \rho_v} \quad [1.1]$$

Ces deux variables peuvent être décomposées en une moyenne et une partie qui fluctue par rapport à cette moyenne selon le principe de décomposition de Reynolds :

$$F = \overline{w \rho_v} + \overline{w' \rho_v'} \quad [1.2]$$

Sur une période de temps adéquate (typiquement 30 min), l'hypothèse d'une absence de mouvement de masse dans la colonne d'air est faite et le flux moyen est donc considéré comme négligeable ($\overline{w \rho_v} \approx 0$). Seule la portion turbulente du flux demeure alors :

$$F \approx \overline{w' \rho_v'} \quad [1.3]$$

Afin de mesurer ces deux variables, w et ρ_v , les installations de covariance des tourbillons, typiquement nommées « tours à flux », sont composées d'un anémomètre sonique et d'un analyseur de gaz qui mesurent respectivement la vitesse verticale du vent et la concentration de vapeur d'eau dans l'air (Figure 1.3). Les mesures sont prises à une fréquence très élevée, typiquement 10 Hz, pour capter la contribution des tourbillons de petites tailles au flux turbulent total (Moncrieff et al., 1997a).



Figure 1.3 IRGASON sur une tour à flux.

Cet instrument, utilisé pour la mesure de l'évaporation par covariance des tourbillons, comporte un anémomètre sonique et un analyseur de gaz par infrarouge. Source : Hydro-Québec.

Les mesures d'évaporation sur le réservoir sont représentatives seulement d'une certaine région en amont de la tour à flux, appelée la « zone d'empreinte » (Figure 1.4). Bien que le flux d'évaporation soit vertical, la composante horizontale du vent permet aux instruments de détecter un panache de vapeur d'eau émanant d'une zone beaucoup plus grande que la zone directement au pied de la tour (Burba, 2013). Le modèle de Schuepp et al. (1990) permet de quantifier la contribution cumulative au flux total (CCF, %) selon la distance depuis la tour à flux (x , en mètres) :

$$CCF(x) = e^{-\frac{U(z-d_0)}{u_* \kappa x_L}} \quad [1.4]$$

où U est la vitesse du vent (m s^{-1}), z la hauteur de mesure (m), d_0 la hauteur de déplacement (m, nulle pour les plans d'eau), u_* la vitesse de frottement (m s^{-1}) et κ la constante de von Kármán (= 0.4).

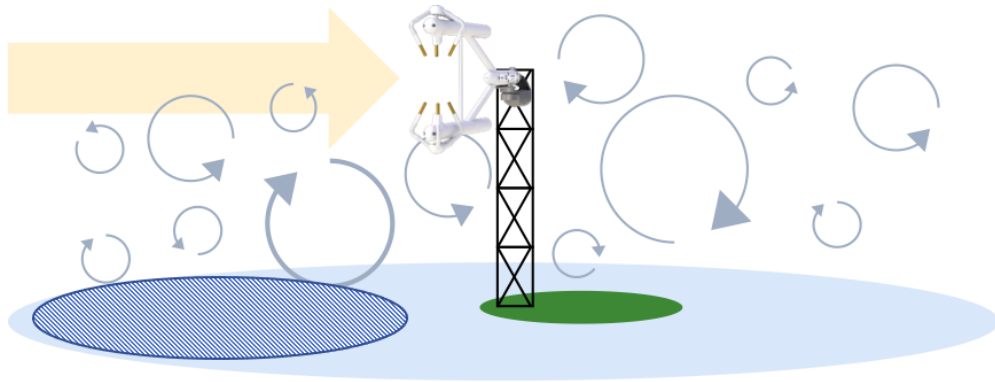


Figure 1.4 Représentation de la zone d’empreinte du flux détectée par les instruments de mesure par covariance des tourbillons. La flèche beige indique la direction du vent moyen et les flèches circulaires indiquent la présence de tourbillons de tailles diverses dans l’atmosphère.

Pour mesurer l’évaporation des plans d’eau, les tours à flux sont typiquement installées sur la berge ou sur la pointe d’une île, avec les capteurs faisant face au plan d’eau. Or, si le vent souffle depuis l’arrière de la tour, les données ne peuvent être utilisées puisqu’elles représentent l’évaporation de la rive du réservoir (si la tour est installée en rive, comme à Romaine-2) ou de l’île (si la tour est installée sur une île sur le réservoir, comme à Eastmain-1). Cet aspect constitue le principal désavantage de cette méthode de mesure.

1.3 Formules d’estimation de l’évaporation

Plusieurs modèles d’estimation de l’évaporation existent, mais la plupart sont difficilement applicables dans un contexte de données d’entrée limitées. Cette variété de modèles peut certainement s’expliquer par la complexité du phénomène. Les quatre principaux éléments influençant l’évaporation, décrits à la section 1.1 (énergie, vent, humidité et stabilité atmosphérique), sont eux-mêmes dépendants de plusieurs autres variables qui sont parfois incluses dans des modèles d’évaporation (voir Figure 1.5). Cette section présente les modèles existants et la section 3.2.2.6 de l’article précise les détails d’application de ceux retenus pour cette étude.

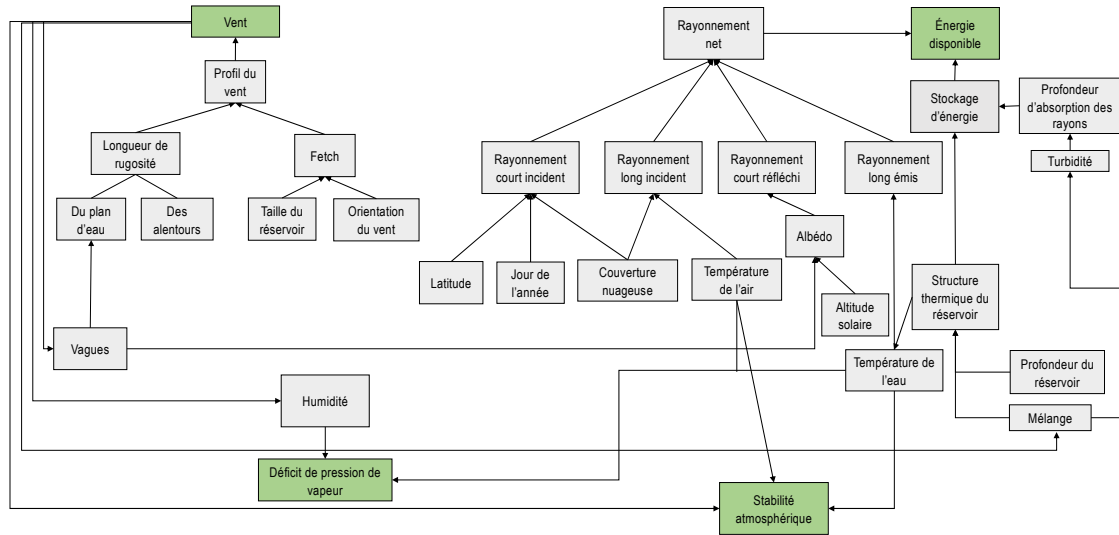


Figure 1.5 Schématisation des variables influençant l'évaporation sur un plan d'eau libre

L'approche du bilan hydrique consiste en un calcul de toutes les entrées (débit des tributaires, précipitations) et sorties du système (taux d'infiltration de l'eau dans le sol, débit des exutoires) ainsi que du changement du volume d'eau stocké dans le réservoir. La quantité d'eau permettant de fermer le bilan correspond à la masse d'eau évaporée ou condensée sur le réservoir (Finch & Calver, 2008). Toutes ces composantes ne sont typiquement pas mesurées, rendant le bilan hydrique théoriquement intéressant, mais difficilement applicable (Singh & Xu, 1997).

De son côté, l'approche du bilan d'énergie, dans la même veine que le bilan hydrique, consiste à mesurer tous les intrants et extrants d'énergie (rayonnement long incident et réfléchi, rayonnement court incident et réfléchi, le flux de chaleur sensible, le flux de chaleur associé à la pluie, aux tributaires et aux exutoires et la conduction de la chaleur entre le réservoir et le sol) et la variation du stock d'énergie présent dans le réservoir. L'énergie permettant de fermer le bilan est associée au processus d'évaporation (flux de chaleur latente). Les mesures nécessaires sont complexes, particulièrement pour la quantification de la variation d'énergie stockée dans la masse d'eau (Finch & Calver, 2008).

Les formules dites aérodynamiques, basées sur la loi de Dalton (1802), lient l'évaporation sur un plan d'eau à la vitesse du vent et à la différence de pression de vapeur entre l'air et l'eau. Dans la forme originale du modèle, le pouvoir asséchant de l'air est exprimé avec une fonction de vent empirique dont les constantes sont idéalement calibrées pour le site à l'étude (Finch & Calver, 2008). Cette fonction prend typiquement la forme suivante :

$$f(U) = a + b(U) \quad [1.5]$$

où a et b sont des constantes empiriques qui dépendent notamment de la hauteur de mesure, de la taille et la forme du lac et de la rugosité du terrain adjacent au réservoir (McJannet et al., 2012). Des formules plus générales, permettant d'éviter cette étape de calibration, ont été proposées par le passé, dont celle de Sweers (1976) utilisée dans cette étude et présentée à la section 3.2.2.7.1. Dans la forme plus théorique, dite de transfert de masse (« bulk transfer »), un terme supplémentaire, le nombre de Dalton, décrit la contribution de l'instabilité atmosphérique au flux d'évaporation (Heikinheimo et al., 1999). Il est décrit à la section 3.2.2.7.3.

Les équations dites combinatoires regroupent à la fois un terme d'énergie et un terme de transfert de masse. Le terme d'énergie, plus simple qu'un bilan d'énergie complet, est composé du rayonnement net auquel on soustrait la variation de stockage d'énergie dans la masse d'eau (Finch & Calver, 2008). Toutefois, comme il est mentionné plus haut, la mesure de cette variation est difficile à obtenir et elle est typiquement négligée dans les applications pratiques des modèles combinatoires, limitant ainsi leur précision (Giadrossich et al., 2015).

Finalement, les modèles empiriques lient certaines variables (Figure 1.5) à l'évaporation grâce à des régressions statistiques. Ils sont faciles d'utilisation, mais ne peuvent être appliqués en dehors des conditions pour lesquelles ils ont été développés (Singh & Xu, 1997).

1.4 Métriques de performance

Afin de vérifier la performance des différents modèles d'évaporation, des graphiques et des métriques sont utilisés. Des nuages de points comparant les données horaires observées aux données simulées sont créés. De plus, pour le modèle donnant les meilleurs résultats au pas de temps horaire, des séries du cumul journalier pour les données observées et simulées sont présentées. Ces vérifications visuelles permettent de détecter les problématiques spécifiques à certaines classes d'évaporation (pour les nuages de points) ou bien à certaines périodes (pour les séries) qui ne seraient pas identifiables en utilisant seulement des scores mathématiques. Ces derniers servent, quant à eux, à comparer la performance des modèles de façon objective et non seulement de façon subjective avec les inspections visuelles (Dawson et al., 2007). L'utilisation de plusieurs scores est nécessaire afin de mieux circonscrire l'erreur produite par un modèle (Dawson et al., 2007; Gupta et al., 1998). D'abord, l'erreur quadratique moyenne (RMSE, "*root-mean squared error*") exprime l'erreur générale de la modélisation, et ce avec les mêmes unités que les données d'entrée, permettant ainsi une compréhension simple de l'erreur typique. Sa valeur cible est de zéro. Le biais moyen (MBE, "*mean bias error*") permet de constater la tendance d'un modèle à sous-estimer ou à surestimer l'évaporation. Sa valeur cible est aussi de zéro. Toutefois, les surestimations et les sous-estimations peuvent s'annuler entre elles. Le biais moyen est alors faible ce qui ne signifie toutefois pas que le modèle performe bien (Dawson et al., 2007). La variabilité relative (RV, "*relative variability*") permet de capter ce type d'erreur. Elle quantifie la dispersion des données simulées par rapport à la dispersion des données observées. Finalement, le coefficient de corrélation (R,

"*correlation coefficient*") quantifie la corrélation temporelle entre le modèle et les observations (Gupta et al., 2009). Les équations de ces métriques sont présentées en détail à la section 3.2.2.8.

1.5 Analyses de sensibilité

Deux types d'analyses de sensibilité sont effectués sur le modèle le plus performant lorsqu'appliqué au pas de temps horaire avec les mesures météorologiques *in situ*. Ces analyses permettent d'identifier des variables d'entrée du modèle pouvant être mesurées *ex situ* ou pouvant être fixées. Ceci réduit la complexité d'application du modèle afin de l'utiliser dans un contexte de données limitées. Les conclusions de ces analyses sont toutefois valides seulement pour nos deux sites à l'étude.

D'abord, une analyse de sensibilité classique est effectuée. Les données *in situ* sont remplacées par des mesures *ex situ*. Une variable d'entrée à la fois est ainsi modifiée. La variation dans la performance du modèle pour chacune de ces modifications est examinée.

Ensuite, une analyse de Sobol est réalisée afin de quantifier l'influence relative de chaque variable entrante du modèle sur son extrant et ainsi expliquer en partie les variations de performance obtenues avec l'analyse de sensibilité classique. Dans ce type d'analyse de sensibilité, la variance de l'exrant du modèle (ici l'évaporation) est associée à la variance des intrants sous forme de ratio nommé indice de sensibilité (Saltelli, 2008).

Chapitre 2 - Revue de littérature

Par le passé, plusieurs études se sont penchées sur les performances de diverses formules d'estimation de l'évaporation sur les réservoirs et lacs. Malheureusement, la grande majorité de ces études disposaient seulement de mesures indirectes de l'évaporation pour évaluer la performance des modèles. Les bacs d'évaporation ont été largement utilisés comme référence dans ces études (Delclaux et al., 2007; Jarvinen & Huttula, 1982; Rimmer et al., 2009; Singh & Xu, 1997; Warnaka & Pochop, 1988). La perte en eau de ces bacs est obtenue par une jauge et ramenée à l'échelle du réservoir par un facteur de correction empirique (Finch & Calver, 2008). Ce type de mesure est reconnu comme étant très inexact puisque la colonne d'eau du bac ne peut reproduire le stockage d'énergie d'un réservoir (Lowe et al., 2009; Tanny et al., 2008; Winter, 1981). Le bilan d'énergie fut aussi utilisé dans diverses études comme référence (Delclaux et al., 2007; Giadrossich et al., 2015; Rosenberry et al., 2007; Winter et al., 1995). La précision de ce type de mesure est aussi discutable puisque l'évaporation y est obtenue de façon résiduelle en évaluant tous les autres termes du bilan, provoquant ainsi une accumulation des erreurs de mesure (Finch & Calver, 2008). Le stockage d'énergie, un des termes du bilan, est particulièrement difficile à obtenir de façon précise, spécialement pour des pas de temps sous-journaliers ou journaliers, puisque ce phénomène est influencé par plusieurs interactions à diverses échelles temporelles, soit le rayonnement net sur la surface de l'eau, le mélange vertical dans la colonne d'eau et la stratification du plan d'eau (Anderson, 1954; Assouline & Mahrer, 1993; Stannard & Rosenberry, 1991; Vercauteren et al., 2011).

Le concept de covariance des tourbillons, permettant une mesure directe de l'évaporation, a été proposé dans les années 1950, mais la technologie permettant des mesures continues à très haute fréquence ne fut disponible qu'au début des années 1990 (Aubinet et al., 2012). De plus, la difficulté d'utilisation de cette technique, dû aux coûts et à la maintenance nécessaire (Andreasen et al., 2017; Ikebuchi et al., 1988; Metzger et al., 2018), ont limité son utilisation à grande échelle et plusieurs campagnes de mesure sur des plans d'eau se sont donc concentrées sur de courtes durées (Assouline & Mahrer, 1993; Heikinheimo et al., 1999; Ikebuchi et al., 1988; Stannard & Rosenberry, 1991; Tanny et al., 2008). Comme le mentionnent Sene et al. (1991), pour les environnements à de basses latitudes, ces courtes campagnes sont suffisantes, dû à la constance des conditions météorologiques et à l'absence de variation importante dans le stockage d'énergie de la masse d'eau. Toutefois, pour tous les réservoirs et lacs hors de cette zone, une courte campagne de mesures ne permet pas de saisir les différentes conditions d'évaporation présentes au cours de l'année.

Quelques études seulement ont présenté des campagnes annuelles ou interannuelles sur des lacs ou des réservoirs. McGloin et al. (2014) et Metzger et al. (2018) ont respectivement analysé la séquence d'évaporation d'un petit réservoir en Australie et de la mer Morte, située à la frontière entre la Jordanie et Israël, grâce à une

année complète de données de flux de chaleur latente obtenues avec la technique de la covariance des tourbillons. Leur étude respective dressait aussi un portrait de la performance de divers modèles pour estimer l'évaporation. En zone boréale, quelques campagnes importantes ont eu lieu. D'abord, Vesala et al. (2006), Nordbo et al. (2011) de même que Mammarella et al. (2015) ont respectivement effectué des campagnes de mesures sur une, deux et quatre saisons d'eau libre de lacs en Finlande. Toutefois, les analyses effectuées avec les données portaient sur la caractérisation générale des flux et la fermeture du bilan d'énergie plutôt que sur la performance des modèles d'évaporation. Au Canada, quelques campagnes de mesures de l'évaporation par covariance des tourbillons ont été réalisées en zone boréale. Blanken et al. (2003) se sont intéressés aux conditions météorologiques régissant les périodes d'évaporation à court et à long terme sur le Grand lac des Esclaves grâce à une campagne de mesures effectuées durant trois périodes complètes d'eau libre. Cette étude a permis de révéler l'influence importante d'épisodes d'évaporation élevée de 2 à 3 jours provoquée par le passage de masses d'air sec sur le lac. Par la suite, Blanken et al. (2011) ont réalisé un bilan d'énergie de surface du Lac Supérieur grâce à deux ans de données continues révélant un grand déphasage saisonnier entre le rayonnement net maximal et l'évaporation maximale dû à la grande capacité thermique de l'eau et au volume du lac. Granger and Hedstrom (2011), en s'appuyant sur une évaluation des conditions climatiques régissant l'évaporation sur une base quotidienne, ont développé une relation empirique entre l'évaporation, la vitesse du vent, la longueur effective, c'est-à-dire la longueur du lac dans la direction du vent, et la différence de température entre l'eau et l'air ambiant du sol adjacent. Le tout fut réalisé grâce à des données d'évaporation par covariance des tourbillons prises sur trois lacs pour une période variant entre un et trois ans. Cette relation est testée dans cette étude. Rouse et al. (2008) ont effectué une comparaison de bilan d'énergie et de régime thermique entre le Grand lac des Esclaves et le Grand lac de l'Ours grâce à des campagnes de mesures de cinq et deux ans, respectivement. Finalement, Strachan et al. (2016) ont mesuré l'évaporation du réservoir Eastmain-1 de 2008 à 2012 afin de vérifier l'augmentation de l'évaporation nette suite à l'enneigement du territoire pour des applications hydroélectriques.

Ces études ont présenté des avancées importantes sur la compréhension du phénomène de l'évaporation des lacs et réservoirs boréaux, mais aucune, à notre connaissance, ne s'attardait à la comparaison des résultats de différents modèles d'estimation de l'évaporation aux données de mesure directe par covariance des tourbillons. Ce mémoire vise donc à combler cette lacune, en présentant une comparaison entre des données d'évaporation des réservoirs Eastmain-1 et Romaine-2 et les résultats de six modèles d'estimation pouvant être appliqués avec des mesures météorologiques limitées.

Chapitre 3 - Evaporation from boreal reservoirs: A comparison between eddy covariance observations and estimations relying on limited data

3.1 Résumé

Cet article présente les principaux résultats de l'étude. Deux approches combinées, deux approches de transfert de masse et deux équations empiriques sont testées sur les réservoirs Eastmain-1 et Romaine-2. De toutes les approches, l'équation de transfert de masse, avec un nombre de Dalton constant de $1,2 \times 10^{-3}$, donne l'estimation la plus précise de l'évaporation horaire (RMSE de $0,06 \text{ mm heure}^{-1}$ à Eastmain-1 et RMSE de $0,04 \text{ mm heure}^{-1}$ à Romaine-2). Les cumuls journaliers sont également estimés avec une bonne précision (RMSE de $1,38 \text{ mm jour}^{-1}$ à Eastmain-1 et RMSE de $0,62 \text{ mm jour}^{-1}$ à Romaine-2) autant durant le réchauffement de la masse d'eau que durant le relâchement d'énergie. Guidé par des analyses de sensibilité, l'utilisation, comme données d'entrée, de mesures météorologiques mesurées sur la terre ferme à proximité du réservoir est examinée afin de simplifier l'application de l'équation dans un contexte de données limitées.

3.2 Article

Evaporation from boreal reservoirs: A comparison between eddy covariance observations and estimations relying on limited data

Judith Fournier^{1,2}, Antoine Thiboult^{1,2}, Daniel F. Nadeau^{1,2}, Nikki Vercauteren³, François Anctil^{1,2}, Annie-Claude Parent^{1,2}, Ian B. Strachan⁴, Alain Tremblay⁵

¹ Department of Civil and Water Engineering, Université Laval, Quebec City, Canada

² CentrEau, Water Research Center, Université Laval, Quebec City, Canada

³ Department of Mathematics and Computer Science, Freie Universität, Berlin, Germany

⁴ Department of Natural Resource Sciences, McGill University, Montreal, Canada

⁵ Direction Environnement, Hydro-Québec, Montreal, Canada

Manuscript id at Hydrological Processes: HYP-20-0971

Keywords

evaporation, eddy covariance, boreal reservoirs, bulk transfer, scarce data

Abstract

Hydrological models used for reservoir management typically lack an accurate representation of open water evaporation and have to be run in a scarce data context. This study aims to identify an accurate means to estimate reservoir evaporation with simple meteorological inputs during the open water season, using long-term eddy covariance observations from two boreal hydropower reservoirs with contrasting morphometry as reference. Unlike the temperate water bodies on which the majority of other studies have focused, northern reservoirs are governed by three distinct periods: ice cover in the cold season, warming in the summer and energy release in the fall. The reservoirs of interest are Eastmain-1 (52°N, mean depth of 11 m) and Romaine-2 (51°N, mean depth of 42 m). A combination approach, a mass transfer approach and empirical equations are considered herein. Of all the approaches, the bulk transfer equation with a constant Dalton number of 1.2×10^{-3} gave the most accurate estimation of evaporation at hourly time steps (RMSE of 0.06 mm hour⁻¹ at Eastmain-1 and RMSE of 0.04 mm hour⁻¹ at Romaine-2). The daily cumulative series also showed good accuracy (RMSE of 1.38 mm day⁻¹ at Eastmain-1 and RMSE of 0.62 mm day⁻¹ at Romaine-2) both in the warming and energy release phase of the open water season. This approach, on the other hand, was incapable of reproducing condensation episodes that occurred soon after ice breakup. Basic and variance-based sensitivity analyses were conducted, in particular to measure the variation in performance when the bulk transfer model was applied with meteorological observations collected at a distance (~10-30 km) from the reservoir. This case study illustrated that spatial variability in wind speed caused the greatest loss in performance. Therefore, it is important to have representative measurements of wind speed and water surface temperature.

3.2.1. Introduction

Of the 1.2 TW worldwide installed hydropower capacity, 15% is found in the boreal region (Alaska Energy Authority, 2015; World Energy Council, 2016). This important bioclimatic environment is located at high latitudes and is characterized by long, cold, and dry winters with short, cool and wet summers (Brandt, 2009; Brandt et al., 2013). Globally, most reservoirs are managed with hydrological models that estimate water inputs and outputs. Generally, these models lack an accurate representation of open water evaporation (Slota, 2013). The outgoing vapor flux from the reservoir is either not calculated (i.e., as in the HEC-HMS model, (see Feldman, 2000), or no distinction with terrestrial evapotranspiration is made (as in WATFLOOD, Mike-SHE, CRHM – see Kouwen and Mousavi (2002), Graham and Butts (2006), and Pomeroy et al. (2007), respectively). Obviously, physical processes involved in open water evaporation are different from those observed over land surfaces, as water availability is unlimited and energy storage in the water column is substantial due to the high thermal capacity of water. These features produce distinctive diurnal and annual patterns of evaporation (Granger & Hedstrom, 2011; Heikinheimo et al., 1999; Irambona et al., 2018; Nordbo et al., 2011; Strachan et al., 2016; Venäläinen et al., 1999).

There is a growing interest in better quantifying reservoir evaporation (Friedrich et al., 2018). Even if the impact of climate change on reservoir evaporation is hard to determine since feedback loops may either be positive or negative, many studies point toward an increase of evaporation from inland water bodies across the globe (Hanrahan et al., 2010; Hondzo & Stefan, 1993; Manabe, 1997; Motiee & McBean, 2009; Schmid et al., 2014; Verburga & Hecky, 2009). For northern lakes and reservoirs, a large part of this increased evaporation is attributed to the extension of the open water season (Magnuson et al., 2000; Wang et al., 2018).

Thanks to past extensive field campaigns, we know that the annual cycle of evaporation from boreal inland water bodies features three main periods (Bailey et al., 1997; Blanken et al., 2000; Blanken et al., 2011; Strachan et al., 2016). The first period is defined by the presence of an ice cover preventing evaporation and limiting water vapor losses to snow and ice sublimation (Bailey et al., 1997; Rouse et al., 2005). The ice break-up marks the beginning of the second period, during which a high fraction of the incoming radiation warms the water column, resulting in low evaporation fluxes (Rouse et al., 2003). The third period, characterized by greater evaporation fluxes, starts when the near-surface water temperature reaches its annual peak (Rouse et al., 2003). For deep lakes and reservoirs (≥ 3 m), this typically happens from one to four months after the summer solstice (Bailey et al., 1997; Oswald & Rouse, 2004; Rouse et al., 2003; Strachan et al., 2016). During this last phase, the release of stored energy through latent heat fluxes (evaporation) is enhanced by strong near-surface vertical temperature gradients that promote convective turbulence and an increase of the vapor pressure deficit. Also, higher winds, associated with strong fall synoptic systems, favor evaporation through shear-driven turbulence

and the renewal of air masses with dryer ones from adjacent land (Bailey et al., 1997; Blanken et al., 2011; Strachan et al., 2016).

The great thermal inertia of water does not only allow inland water bodies to act as an energy source to fuel evaporation during fall but also during nighttime throughout the ice-free season (Boudreau & Rouse, 1995; Nordbo et al., 2011).

In order to estimate evaporation from remote reservoirs, for practical hydrological applications, it is necessary to use methods requiring easily available meteorological observations (Lowe et al., 2009). Commonly used approaches include the aerodynamic (mass transfer) method based on Dalton's law (Dalton, 1802), which links open water evaporation to wind speed and vapor pressure difference between the air and the water surface. In the Dalton form, the drying power of the air is described by an empirical wind function (Friedrich et al., 2018). The bulk transfer form is also based on Dalton's law but includes an additional factor, the Dalton number, that quantifies the contribution of atmospheric turbulence to the efficiency of water vapor transport (Heikinheimo et al., 1999). It is based on the widely accepted Monin-Obukhov similarity theory for surface-layer turbulence (Arya, 1988). Another family of models, termed combination equations, use the available energy and a mass transfer term. The final group are empirical models which are typically developed by performing a statistical regression between some local meteorological variables and evaporation. They are usually easy to apply, but their validity is restricted to the range of conditions for which they were developed, and must therefore be used with care (Singh & Xu, 1997).

The vast majority of studies evaluating the performance of evaporation models have relied on indirect measurements of the flux, such as evaporation pans installed over land or residual energy budget calculations (Andreasen et al., 2017; Delclaux et al., 2007; Rimmer et al., 2009; Warnaka & Pochop, 1988; Winter et al., 1995). Evaporation pans are widely recognized as being the least accurate measurement method, mainly due to a shallow water column that cannot replicate the heat storage of a lake (Tanny et al., 2008; Winter, 1981). As a result, evaporation can be overestimated by as much as 30 to 40% (Arya, 1988; Lowe et al., 2009). The residual energy budget approach is more precise than the evaporation pan, but by design it suffers from the accumulation of measurement errors from all the terms of the budget (Finch & Calver, 2008). One of these terms, the heat storage, is particularly hard to obtain precisely at sub-daily or even daily intervals, as it results from complex interactions between energy and outputs, vertical mixing and lake stratification (Anderson, 1954; Assouline & Mahrer, 1993; Stannard & Rosenberry, 1991; Vercauteren et al., 2011). An alternative is to use direct measurements of evaporation through the eddy covariance method, now considered by many as the most accurate way to measure evaporation (Assouline & Mahrer, 1993; Assouline et al., 2008; Friedrich et al., 2018; Tanny et al., 2008; Winter, 1981). Unfortunately, this technique has been rarely applied near or over water bodies because of its higher costs and maintenance needs (Nordbo et al., 2011; Vercauteren, 2011; Vercauteren et al.,

2008). Some comparative studies on evaporation models did use eddy covariance data as reference, but never in the boreal zone (Metzger et al., 2018; Sene et al., 1991; Stannard & Rosenberry, 1991; Tanny et al., 2008; Wang et al., 2015). In summary, the lack of direct water vapor fluxes measurements over northern reservoirs has so far prevented the evaluation of simple evaporation models for hydrological applications.

In this study, we aim to determine the most efficient approach to estimate evaporation during the open water season from boreal reservoirs in a context of limited data availability. Eddy covariance observations taken over two Canadian hydropower reservoirs with contrasting surface-area-to-volume ratio are used as a baseline dataset. The evaporation models are first evaluated when driven with local meteorological data collected at the flux tower site. Guided by a sensitivity study, we then test the application of the best formulation when driven by observations from a meteorological station located at a significant distance from the flux tower. The aim of this sensitivity study is to explore the relevance of the approach in an operational context, where data are not always available on site.

3.2.2. Methods

3.2.2.1 Study Sites

The water bodies of interest are two Canadian boreal hydropower reservoirs (Figure 1). The main characteristics of each reservoir are presented in Table 1. The ice breakup and freeze-up dates were estimated by visually inspecting satellite images from the NASA Worldview application.

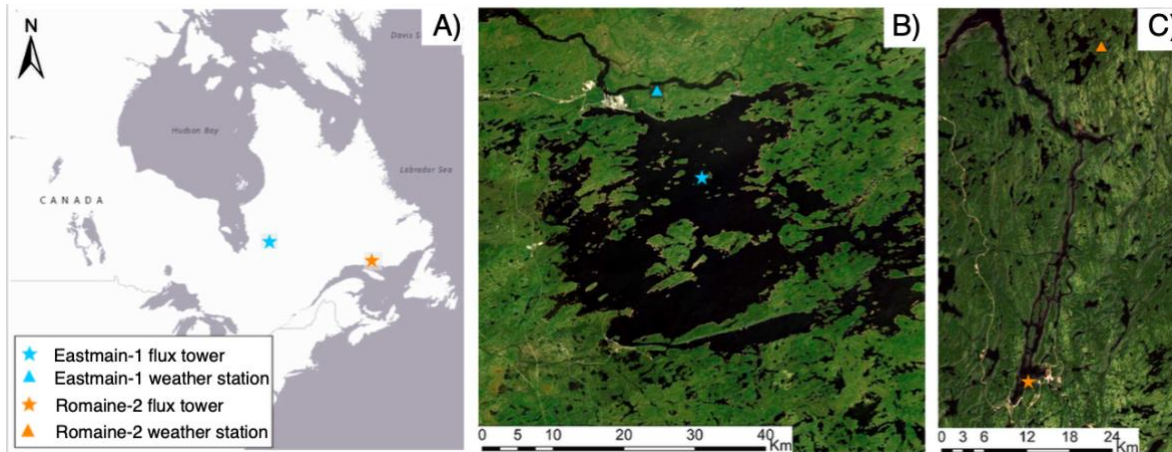


Figure 3.1 A) Location of the study sites in eastern Canada. Satellite images of B) Eastmain-1 and C) Romaine-2 reservoirs.

Table 1: Reservoirs location, characteristics, climatology and length of open water season for the years under study (Hutchinson et al., 2009; Kottek et al., 2006; Teodoru et al., 2011; Wang et al., 2013) and data from Baie Joahn Beetz station of Environment and Climate Change Canada).

		Study sites	
		Eastmain-1	Romaine-2
Coordinates	(°N, °E)	52.13, -75.93	50.67, -63.25
Mean depth	(m)	11	42
Surface area to volume ratio	(km ⁻¹)	87	23
Open water mean duration	(days)	166	173
Köppen climate classification		Dfc	Dfc
Mean air temperature	(°C)	-2.3	1.3
Annual evapotranspiration	(mm)	325	350
Annual precipitation	(mm)	735	990

The Eastmain-1 and Romaine-2 reservoirs are approximately 1000 km apart within the Boreal region of Québec, Canada. They both experience a subarctic climate with cold and long winters, and short and mild summers. They are both managed by Hydro-Quebec, one of the largest hydro utilities in the world. The Eastmain-1 region is slightly colder and drier than Romaine-2. While the Eastmain-1 reservoir is spatially large and relatively shallow, the Romaine-2 reservoir is narrow, steep-sided and deep. These differences influence the timing of ice formation and melting. During the field campaigns, Eastmain-1 was typically frozen from mid-November to early June, whereas the Romaine-2 freeze-up date occurred around early December and break-up around early June.

3.2.2.2 Field instrumentation

3.2.2.2.1 Flux towers

Both sites were equipped with eddy covariance systems designed to measure evaporation (Figure 2). Common meteorological variables were measured as well, including atmospheric pressure, wind speed, wind direction, air temperature, relative humidity, and downward radiation. Water surface temperature was measured at Romaine-2 but not at Eastmain-1.



Figure 3.2 Flux towers at: A) Eastmain-1; B) Romaine-2.

At the Eastmain-1 site, field observations were collected on a small island from January 2008 to October 2012. Year 2010 had to be discarded because of the exceptionally low reservoir level which had the effect of contaminating the footprint area of the measurements. More details on the experimental setup can be found in Strachan et al. (2016).

At the Romaine-2 site, observations were taken by a flux tower on the southern shore of the reservoir from late June 2018 to November 2019. The eddy covariance setup consisted of a combined gas analyzer and sonic anemometer (Irgason, Campbell Scientific) installed at 11.5 m above the mean water level, measuring three-dimensional wind speed and water vapor concentration at a frequency of 10 Hz, as well as air temperature and atmospheric pressure. Wind speed and direction were recorded with a wind monitor (05103, R.M.Young) at 10.3 m above mean water level and downward shortwave radiation was measured with a net radiometer (CNR4, Kipp and Zonen) at 12.3 m. To measure water temperature, two redundant vertical chains of temperature data loggers (UTBI-001, TidbiT) were deployed in the southern section of the reservoir.

3.2.2.2.2 Weather stations

Two weather stations operated by Hydro-Quebec and deployed in the vicinity of the reservoirs were used in this study (Figure 1). They both measured relative humidity and air temperature at 2.5 m and wind speed at 10 m above ground. The weather stations and the flux towers are separated by 30 km at Eastmain-1 and 9 km at Romaine-2.

3.2.2.3 Data processing

Raw 10-Hz eddy covariance data from Romaine-2 were processed at 30-min time steps with the EddyPro® software (LI-COR Biosciences, USA). The following operations were performed: double rotation, linear detrending, correction of low-pass (Moncrieff et al., 1997b) and high-pass filtering effects (Moncrieff et al., 2004), covariance maximization and compensation for air density fluctuations (Webb et al., 1980). The statistical tests of Vickers and Mahrt (1997) were used to remove the following artifacts : spikes, amplitude resolution artifacts, unrealistic drop-outs, outliers and discontinuities, skewness and kurtosis.

Following the EddyPro® processing, remaining unrealistic latent heat fluxes and spikes were removed with the method proposed by Papale et al. (2006). Furthermore, using the 0-1-2 criteria of Mauder and Foken (2006), poor quality data (quality flag 2) were rejected. In total, 13% of the data were missing due to instrument malfunction or discarded after being quality controlled. Data when the wind was not blowing from the reservoir (azimuth angles 65° to 325°) were also removed from the analysis. The remaining high-quality observations represented 37% of the global dataset.

Eddy covariance data from Eastmain-1 were processed following a similar procedure (see Strachan et al. (2016), for details). The resulting time series was similar to Romaine-2 with approximately 65% of data removed through quality checks and wind direction restrictions, leaving 35% for the analyses.

Since some of the analyses focus on evaporation at the seasonal scale, we filled in the gaps in the time series using the marginal distribution sampling technique proposed by Reichstein et al. (2005) and recommended by Moffat et al. (2007). Originally designed for carbon fluxes, it had to be modified for application to latent heat fluxes. Briefly, this technique applies a lookup table on a window around the missing data period to find a measured flux value under similar meteorological conditions elsewhere in the series. The window is progressively increased if no similar meteorological conditions are found. This allows the temporal autocorrelation of the fluxes to be considered. This technique, the modifications applied for latent heat flux, the estimation of the resulting error, and the gap-filling of other meteorological data are all extensively described in Appendix A.

3.2.2.4 Remote-sensing of water surface temperature

Since water surface temperatures were not continuously monitored on the Eastmain-1 reservoir, satellite data were used as a substitute for *in situ* measurements. The MODIS land surface temperature dataset produced by the Terra satellites (Wan et al., 2015) provides imagery of the region of interest twice daily with a 1-km spatial resolution. We chose the aggregated 8-day product to prevent missing data due to the presence of clouds. Comparison between MODIS and occasional *in situ* near-surface water temperature measurements at

Eastmain-1 shows a good agreement (Figure 3), in line with the performance of the satellite product presented in some past studies (Liu et al., 2015; Reinart & Reinhold, 2008; Schneider & Hook, 2010).

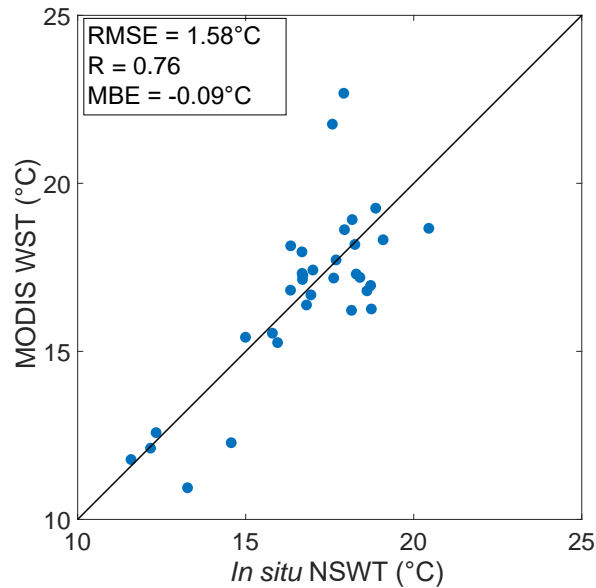


Figure 3.3 Comparison of the water temperature measured at Eastmain-1 reservoir and the water surface temperature obtained from Terra satellite.

WST is water surface temperature and NSWT is near surface water temperature. RMSE is the root-mean squared error, R is the correlation coefficient, and MBE is the mean bias error.

According to Schneider and Hook (2010), for a satellite resolution of 1 km, an area with a radius of 5 km composed of water is needed to prevent contamination from adjacent land. This condition is satisfied at Eastmain-1.

The MODIS pixels falling within the footprint of the Eastmain-1 flux tower were extracted and subsequently averaged. The footprint was computed with the model developed by Schuepp et al. (1990). In the remainder of this paper, remotely sensed water temperature estimates for Eastmain-1 are considered as *in situ* data.

3.2.2.5 Sensitivity analysis

A sensitivity study was conducted on the evaporation estimation method that gave the best results for all methods when used with *in situ* observations. This case study was designed to identify which variables of the models could be either fixed, or measured *ex situ* in order to use the models in a limited data context.

To begin, a basic sensitivity analysis was performed on the selected model. The change in performance when using *ex situ* data from the surrounding weather stations as inputs (except for water surface temperature) was examined. *In situ* data were replaced alternatively with *ex situ* data to see which variable in the model caused the greatest loss in performance when *ex situ* measurements were used as input.

Next, a Sobol analysis (Sobol, 2001) was applied to the model to better understand the influence that inputs have on the output and thus potentially explain the change in performance seen in the basic sensitivity analysis. In a Sobol analysis, the variance of the output is decomposed into ratios, so-called sensitivity indices, associated to the variance of the inputs and their interactions. This technique relies on a Monte Carlo approach to generate random combinations of model's inputs where each variable is randomly and independently sampled from its theoretical distribution. In our case, input densities were represented either by a Gaussian or gamma distribution when possible, or by a non-parametric kernel distribution (Bowman & Azzalini, 1997). The MATLAB toolbox SAFE (Pianosi et al., 2015) was used.

3.2.2.6 Evaporation estimation methods

Table 2 presents the six evaporation models evaluated in this study. They were selected to represent a diversity of approaches while ensuring their applicability in a context of limited data availability. The intermediate equations needed to compute some of the model variables are detailed in Appendix B.

Table 2: List of evaporation models for this study.

E is the evaporation mass flux ($\text{kg s}^{-1} \text{m}^{-2}$); Δ is the slope of the saturated vapor-pressure temperature curve (Pa K^{-1}); γ is the psychometric constant; A is the available energy (W m^{-2}); $f(U)$ is the wind function ($\text{W m}^{-2} \text{Pa}^{-1}$); U is the wind speed (m s^{-1}); $e_{sat.a}$ is the saturated vapor pressure at air temperature (Pa); e_a is the air vapor pressure (Pa); L_e is the latent heat of vaporization (J kg^{-1}); R_N is the net radiation (W m^{-2}); S is rate of energy storage in the water column (W m^{-2}); α is the Priestley-Taylor parameter (taken here as 1.26); U_{lake} is the wind speed above the lake taken as the wind speed measured over the surrounding land U_{land} (m s^{-1}); $T_{a.land}$ is the air temperature above land ($^{\circ}\text{C}$); T_w is the water surface temperature ($^{\circ}\text{C}$); $e_{sat.w}$ is the saturated vapor pressure at water surface temperature (Pa); $e_{sat.land}$ is the saturated vapor pressure at air temperature above land (Pa); PET is the potential evapotranspiration (cm day^{-1}); ET is the evapotranspiration (cm day^{-1}); ε is the weighting coefficient used to obtain ET from PET ($=1$ for water bodies); T_{max} is the maximum daily temperature ($^{\circ}\text{C}$); T_{min} is the minimum daily temperature ($^{\circ}\text{C}$); p is the hourly distribution of the daily evapotranspiration starting from midnight (%); ET_h is the hourly ET (cm h^{-1}); C_E is the Dalton number; ρ is the humid air density (kg m^{-3}); q_{sfc} is the specific humidity at the water surface (kg kg^{-1}); q is the air specific humidity (kg kg^{-1}).

Category	Method	Equation	Reference
Combination	Penman	$E = \left(\frac{\Delta}{\Delta + \gamma} A + \frac{\gamma f(U)(e_{sat.a} - e_a)}{\Delta + \gamma} \right) / L_e$	[1] Penman (1948)
	Priestley-Taylor	$E = \left(\alpha \frac{\Delta}{\Delta + \gamma} A \right) / L_e$	[2] Priestley and Taylor (1972)
Empirical	Granger-Hedstrom	$E = (\alpha \cdot U_{lake}) / L_e$ $\alpha = b + m \cdot \Delta T + n \cdot \Delta e$ $\Delta T = T_{a.land} - T_w$ $\Delta e = (e_{sat.w} - e_{sat.land}) / 1000$ $U_{lake} = U_{land} (b + c \cdot (\Delta T))$ <p>see reference for coefficients calculations</p>	[3] Granger and Hedstrom (2011)
	Hydro-Quebec	$PET = 0.0029718 (T_{max} - T_{min}) \exp(0.0342(T_{max} + T_{min}) + 1.216)$ $ET = \varepsilon (PET)$ $p = [0.5; 0.5; 0.5; 0.5; 0.5; 0.5; 0.6; 1.1; 2.4; 4; 5.4; 7; 8.4; 9.6; 10.4; 10.9; 10.8; 9.9; 7.8; 5; 2; 0.7; 0.5; 0.5];$ $ET_h = p \cdot ET$	[4] Fortin (2000)
Mass transfer	Dalton	$E = f(U)(e_{sat.w} - e_a) / L_e$	[5] Dalton (1802)
	Bulk Transfer	$E = C_E \rho U (q_{sfc} - q)$	[6] Arya (1988)

3.2.2.7.1 Combination

The combination equations (Eqs. 1 and 2) include available energy, i.e. net radiation minus energy storage. For applications over remote water bodies, energy storage measurements are seldom available so it is taken as zero such that $A \approx R_N$. Details on the computation of R_N are presented in Appendix B. At both sites, incoming radiation is measured and outgoing radiation is estimated using a constant albedo of 0.09 (Nunez et al., 1972) for shortwave radiation and Stefan-Boltzmann law for longwave radiation. Note that at the Eastmain-1 site, incoming radiation is measured some 20 km east of the flux tower. The parameter α included in the Priestley-Taylor model (Eq. 2) has an average value of 1.26 for saturated surfaces (Priestley & Taylor, 1972) and was used here given that this value has been confirmed for lakes by several studies (Stewart & Rouse, 1976; Winter et al., 1995).

The Penman and Dalton methods (Eqs. 1 and 5) use a wind function to describe the drying power of the air. This function is generally adapted to the measuring height and morphometry of the water body (McJannet et al., 2012). To this end, Sweers (1976) proposed the following general formulation:

$$f(U) = 100 \left(\left(\frac{S}{S} \right)^{0.05} C_1 (3.6 + 2.5 C_2 U) \right) \quad [7]$$

where C_1 ($W m^2 Pa^{-1}$) and C_2 ($s m^{-1}$) are constants depending on the measurement height of wind speed, and S is the representative area of the water body (km^2).

Since the Eastmain-1 reservoir is of regular shape, the representative area (S) used is taken as the actual surface area ($603 km^2$). The value of constants C_1 and C_2 are 0.95 and 0.89, respectively, given a mean measurement height of 8 m above water. For the Romaine-2 site, as suggested by Sweers (1976), S is taken as the square of the mean width ($0.16 km^2$) to account for the elongated form of the reservoir, while C_1 and C_2 are set to 0.95 and 0.87, respectively given a mean measurement height of 10 m above water.

3.2.2.7.2 Empirical

The Granger empirical method (Eq. 3) uses wind speed, air temperature, and relative humidity measured at the Hydro-Quebec weather stations adjacent to the reservoirs.

The Hydro-Quebec approach (Eq. 4) is included in the analysis since it is part of the lumped hydrological model HSAMI (Fortin, 2000) used for the management of the Eastmain-1 and Romaine-2 reservoirs. In the model, this equation is used for evapotranspiration but also for evaporation on the reservoir. The evaporation is assumed

to be at the potential rate (a weighting coefficient (ε) of one) and is modelled using the temperatures and hourly weighting factors.

3.2.2.7.3 Mass transfer

The Dalton number or transfer coefficient, present in the bulk transfer method (Eq. 6), is calculated as (Arya, 1988):

$$C_E = \frac{\kappa^2}{\ln\left(\frac{z-d_0}{z_{0v}} - \psi_v\right)\ln\left(\frac{z-d_0}{z_{0m}} - \psi_m\right)} \quad [8]$$

where ψ_v and ψ_m are the stability correction functions (see Appendix B) for water vapor and momentum, respectively, and z_{0v} and z_{0m} are the roughness lengths for water vapor (v) and momentum (m).

z_{0v} and z_{0m} in Eq. 8 are linked to the Monin-Obukhov similarity theory:

$$U = \frac{u_*}{\kappa} \left[\ln \left(\frac{z-d_0}{z_{0m}} \right) - \psi_m \right] \quad [9]$$

$$q_{sfc} - q = \frac{E}{\kappa u_* \rho} \left[\ln \left(\frac{z-d_0}{z_{0v}} \right) - \psi_v \right] \quad [10]$$

As stability corrections and roughness lengths are complex to compute and require flux measurements, an estimation of the Dalton number is used. The median Dalton numbers obtained using Eqs. 8 to 10 for the Eastmain-1 and Romaine-2 reservoirs are 1.5×10^{-3} and 1.0×10^{-3} , respectively. Both are close to the value of 1.2×10^{-3} recommended by Brutsaert (2005) for wind measurements taken at 10 m and medium size lakes with fetches between 1 and 10 km. The Dalton numbers found for the experimental sites were poorly correlated to measurement height, stability conditions, and wind velocities, therefore for simplicity, the value suggested by Brutsaert (2005) was used.

3.2.2.7 In situ vs ex situ inputs

The six evaporation estimation methods were first computed with flux tower meteorological data. These inputs are referred throughout the paper as being measured *in situ*. Data from the Hydro-Quebec weather stations, located some distance from the water bodies, were used in the sensitivity analysis section and are considered to be *ex situ* observations.

3.2.2.8 Performance metrics

The performance of the different evaporation estimation methods was examined with four metrics. The root mean square error (*RMSE*) is an expression of the general agreement of the simulated evaporation with the observed evaporation:

$$RMSE = \left[\frac{1}{n} \sum_{j=1}^n (x_j - o_j)^2 \right]^{1/2} \quad [11]$$

where x is the simulated data, o is the observed data, and j the time index of the series of length n . This metric should be minimized (target value of zero). The squaring in Eq. 11 associates higher weights to large errors. It is thus important to use other metrics in order to refine the performance analysis (Dawson et al., 2007). The correlation coefficient (R) quantifies the capability of simulated evaporation to fluctuate similarly to the observed evaporation through time (Gupta et al., 2009):

$$R = \frac{\frac{1}{n} \sum_{j=1}^n [(x_j - \bar{x})(o_j - \bar{o})]}{\sigma_x \sigma_o} \quad [12]$$

where a R of one represents a perfect correlation.

The mean bias error (*MBE*) provides the tendency of an estimation method to overestimate or underestimate evaporation (Dawson et al., 2007):

$$MBE = \frac{1}{n} \sum_{j=1}^n (x_j - o_j) \quad [13]$$

This metric should be minimized (target value of zero).

Finally, the relative variability (*RV*) assesses the ability of the estimation method to represent evaporation with a variability similar to that of the observations (Gupta et al., 2009):

$$RV = \frac{\sigma_x}{\sigma_o} \quad [14]$$

A RV of one represents an identical relative variability between simulated and observed data.

3.2.3. Results and discussion

3.2.3.1 Estimation of hourly evaporation with *in situ* meteorological inputs

Table 3 and Figure 4 present the performance for the six evaporation estimation methods computed with hourly averaged *in situ* meteorological inputs. Only non-gap-filled observations were used.

Table 3: Performance of the evaporation models computed with hourly *in situ* meteorological inputs: A) Eastmain-1; B) Romaine-2. Cell colors describe the performance in a subjective way, ranging from green (best) to red (worst). The subjective discrimination for the tree colors is given below the table.

A)

Equation	RMSE (mm h ⁻¹)	R	MBE (mm h ⁻¹)	RV
Penman	0.23	0.22	0.09	2.38
Priestley-Taylor	0.27	0.18	0.11	2.84
Granger-Hedstrom	0.20	0.52	0.11	2.38
Hydro-Quebec	0.15	-0.03	-0.09	1.03
Dalton	0.07	0.71	-0.03	0.77
Bulk Transfer	0.06	0.72	-0.02	0.93

B)

Equation	RMSE (mm h ⁻¹)	R	MBE (mm h ⁻¹)	RV
Penman	0.24	0.13	0.06	2.59
Priestley-Taylor	0.28	0.06	0.04	3.03
Granger-Hedstrom	0.16	0.79	0.10	2.00
Hydro-Quebec	0.13	0.09	-0.05	0.93
Dalton	0.08	0.94	0.07	1.26
Bulk Transfer	0.04	0.92	0.02	1.06

RMSE ≤ 0.1 is green; 0.1 < RMSE ≤ 0.2 is yellow; RMSE > 0.2 is red

R ≥ 0.8 is green; 0.5 ≤ R < 0.8 is yellow; R < 0.5 is red

ABS(MBE) ≤ 0.05 is green; 0.05 < ABS(MBE) ≤ 0.1 is yellow; ABS(MBE) > 0.1 is red

0.8 ≤ RV ≤ 1.2 is green; 0.5 ≤ RV < 0.8 is yellow; 1.2 < RV ≤ 1.5 is also yellow; RV < 0.5 & RV > 1.5 is red

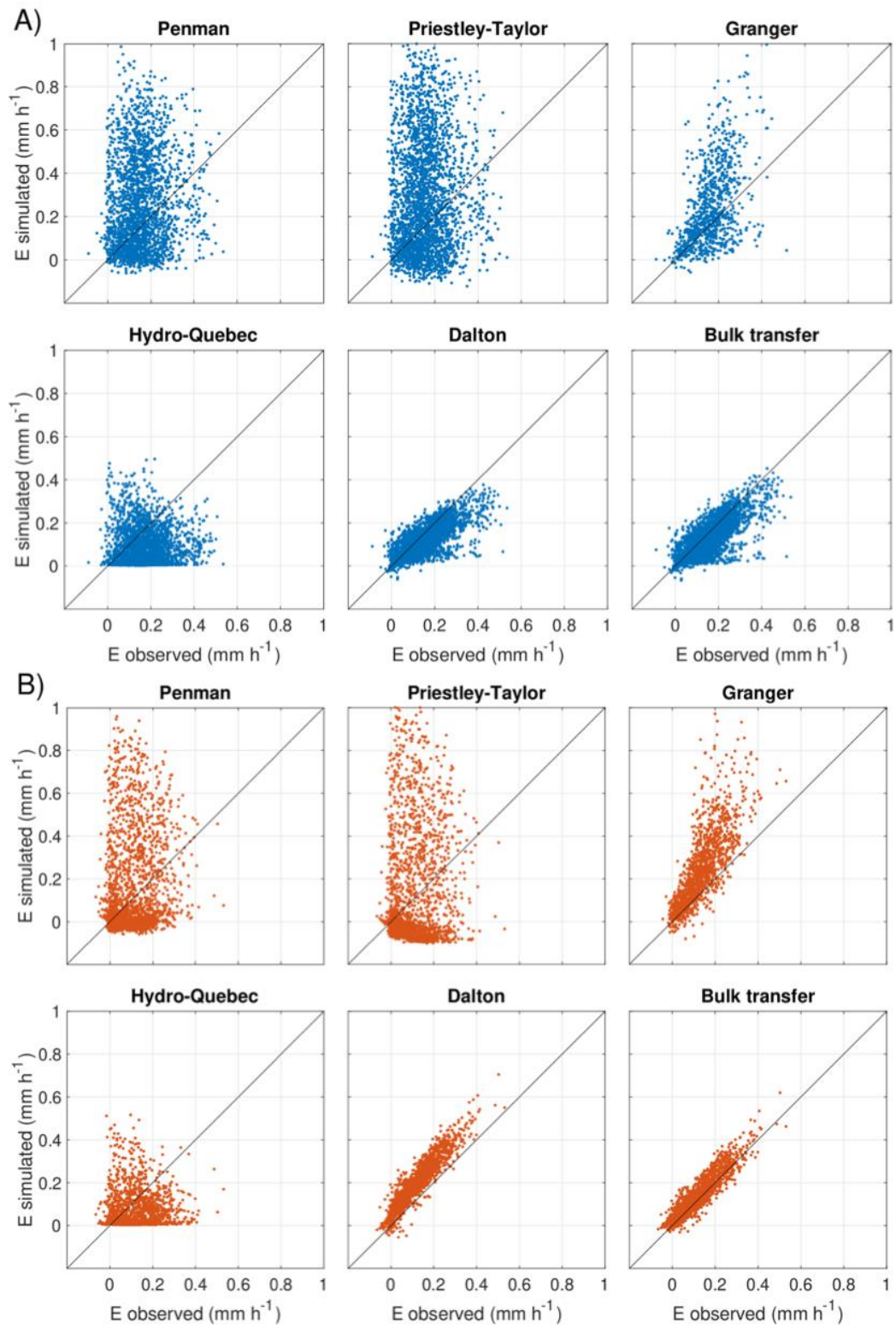


Figure 3.4 Comparison between hourly evaporation observed on site and evaporation simulated with in situ meteorological inputs. A) Eastmain-1 B) Romaine-2.

3.2.3.1.1 Combination

The combination models (Penman and Priestley-Taylor), applied without including energy storage/release, yield poor general performance. The relative variability of simulated evaporation is large as too much energy is available during the day, producing unrealistically high evaporation rates, while not enough energy is available at night, leading to underestimated evaporation rates. As illustrated in Figure 5, the median of the ratio between simulated and observed evaporation is below one at night and above one during the day. Although only Penman results are represented in Figure 5, a similar pattern is detected with the Priestley-Taylor model. For both models, the mean bias error is positive because the daytime overestimation is larger than the nighttime underestimation.

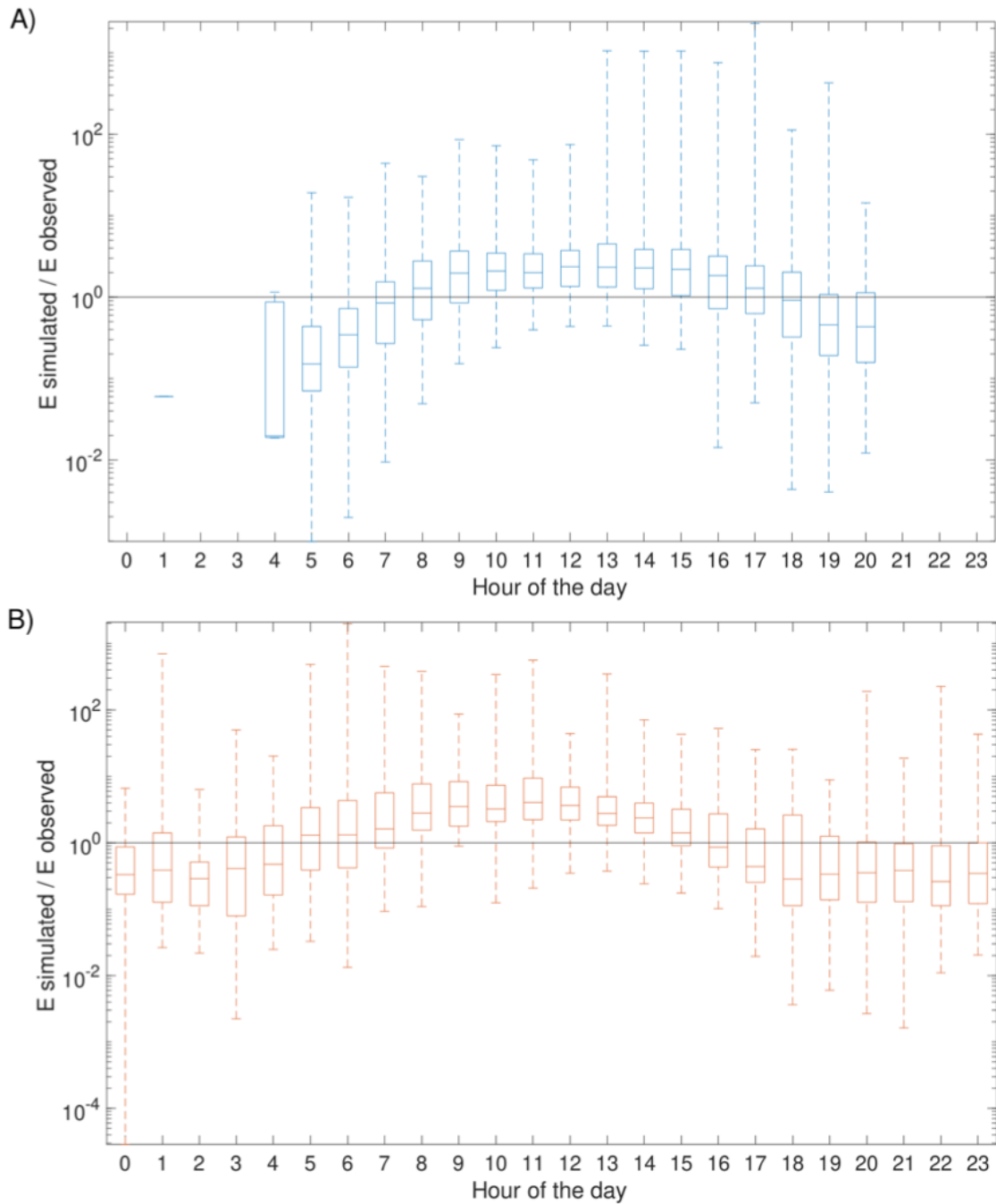


Figure 3.5 Boxplot of the ratio between evaporation simulated with the Penman model and the observed evaporation for each hour of the day. A) Eastmain-1 B) Romaine-2. Similar results are obtained for Priestley-Taylor.

In the Penman equation, the mass transfer component (the second term in Eq. 1, Table 2) contributes to the overestimation of evaporation during the day, but compensates partially for the lack of evaporation at night. The

same behavior is observed with Priestley-Taylor, in which the α term accounts for evaporation due to humidity deficit (Finch & Calver, 2008).

The lack of energy storage in both models induces a misrepresentation of the annual pattern of evaporation as well. During the first part of the ice-free season, the incoming energy is mainly stored in the reservoir as heat, resulting in low evaporation rates. Conversely, during fall, the energy stored is released partly through latent heat fluxes, producing high evaporation rates. The Penman and Priestley-Taylor models globally overestimate the evaporation at both sites during the warming period, from May to August, while underestimating it during energy release period, from October to November (Figure 6).

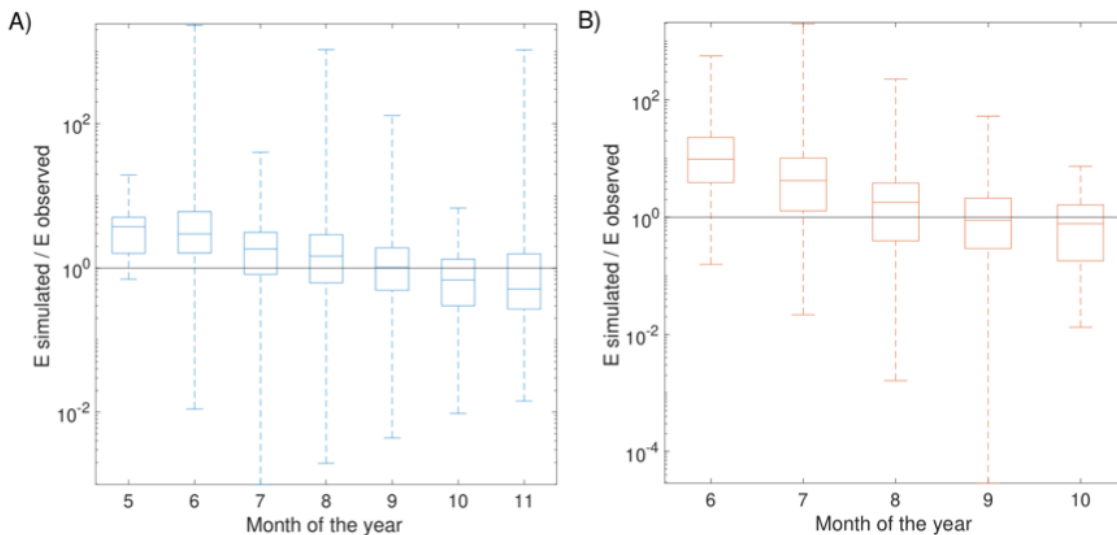


Figure 3.6 Boxplot of the ratio between evaporation simulated with the Penman model and the observed evaporation for each ice-free month of the year. A) Eastmain-1 B) Romaine-2. Similar results are obtained for Priestley-Taylor.

These results obtained under boreal conditions are in accordance with other studies carried out in more temperate or arid climates such as in the Middle East (Metzger et al., 2018; Rimmer et al., 2009), the Mediterranean region (Giadrossich et al., 2015) and Northeastern United States (Winter et al., 1995). This confirms that there exists a systematic seasonal bias when using combination models without energy storage reckoning, except for tropical lakes where energy storage shows little variation over a year (Sene et al., 1991).

3.2.3.1.2 Empirical

The performances of the two empirical models tested here are very low (Table 3 and Figure 4). Although the exact reasons behind their lower performance are hard to pinpoint because of the empirical character of the equations, some plausible explanations are presented.

The fetch conditions during the flux measurements on the two reservoirs were within the range of applicability of the Granger-Hedstrom model most of the time. More specifically, this equation was derived using hourly flux measured on three boreal lakes with fetches ranging from 0.15 to 11 km (Granger & Hedstrom, 2011). The fetch on Eastmain-1 varied from 3.5 to 15 km, depending on the wind direction and was beyond the 11 km range only 17% of the time. For Romaine-2, the fetch was between 0.2 to 0.95 km, depending on the wind direction. For both sites, the Granger-Hedstrom model overestimates moderate and high values of evaporation (Figure 4). Granger and Hedstrom (2011) did not specify the wind and temperature sensor heights, nor the surface roughness for their measurements. Consequently, the measurement characteristics used in this study may differ from the ones used in the original study. Nonetheless, systematic poor performances values obtained on the two contrasted reservoirs, in addition to similar findings made by McGloin et al. (2014), suggest that discrepancies between observations and simulations are more profound than the condition of application and involve deficiencies in the model itself.

Part of the reason for the poor correlation using the Hydro-Quebec model is linked to its fixed hourly partition of evaporation (see Eq. 4, Table 2), which is closer to the diurnal pattern seen on land than on a reservoir (Venäläinen et al., 1999). Originally designed for daily estimates, the modification to the model forces very low fluxes at night, while corresponding observed evaporation rates can remain high. Sub-daily evaporation fluxes are more correlated with wind speed and vapor pressure deficit than with hour of the day (Blanken et al., 2011; Granger & Hedstrom, 2011; Heikinheimo et al., 1999; Nordbo et al., 2011). Certainly, the choice of daily maximum and minimum temperature as input variables also contributed to the poor correlation since those variables are not particularly influent on the sub-daily evaporation (Blanken et al., 2011; Granger & Hedstrom, 2011; Heikinheimo et al., 1999; Nordbo et al., 2011).

3.2.3.1.3 Mass transfer

The mass transfer approach that uses wind speed and humidity deficit as primary inputs yield the best performance among the three types of models. This reinforces findings from previous studies stating that these two input variables are important drivers of daily and sub-daily evaporation fluxes (Blanken et al., 2011; Granger & Hedstrom, 2011; Heikinheimo et al., 1999; Nordbo et al., 2011). The water surface temperature driving both models, through the saturated vapor pressure at water surface temperature ($e_{sat.w}$) for the Dalton equation and the surface specific humidity (q_{sfc}) for the bulk transfer equation, provides insight on the energy available for evaporation.

The bulk transfer model is more accurate than the Dalton one. All four metrics indicate an overall good performance at both sites, with only a more modest score for the correlation coefficient for Eastmain-1. Other comparative studies on water bodies in contrasting climates also found this approach to be the best in simulating

evaporation (Ikebuchi et al., 1988; Metzger et al., 2018). The accuracy of the bulk transfer would benefit from a calibrated Dalton number but, in a context of limited data availability, this parameter cannot be calibrated as more extensive eddy covariance flux measurements are required. Note that McGloin et al. (2014) tested the bulk transfer equation with a time-dependent Dalton number following Eq. 8. In order to keep the number independent of eddy covariance measurements, they quantified the atmospheric stability with the bulk Richardson number. In comparison with having a fixed Dalton number, the gain in performance of using a time-dependent Dalton number was minor.

The application of the bulk transfer model at Romaine-2 leads to better results than at Eastmain-1, probably owing to the use of *in situ* measurements of surface water temperature rather than remote sensing estimates. As the bulk transfer sensitivity analysis later shows (Section 3.3), this variable has a large influence on the output.

3.2.3.2 Daily cumulative evaporation series obtained with the bulk transfer approach driven by *in situ* meteorological inputs

In order to detect potential error patterns in the bulk transfer estimates with a constant Dalton number (1.2×10^{-3}), the daily cumulative evaporation results obtained by driving the model with *in situ* meteorological inputs are presented in Figure 7. Only the ice-free months over a given year at the two sites are shown, as similar patterns are observed from one year to another. The performance metrics for all years are presented in Table 4. The shaded area is the daily cumulation of the mean absolute error on gap-filled data. The quantification of that error is described in detail in Appendix A.

Table 4: Performance of the daily cumulative evaporation estimation obtained with the bulk transfer equation and hourly averaged in situ meteorological inputs for each year. A) Eastmain-1 B) Romaine-2.

A)

Year	RMSE (mm day ⁻¹)	R	MBE (mm day ⁻¹)	RV
2008	1.50	0.80	-1.12	0.88
2009	1.07	0.81	-0.72	1.08
2011	1.41	0.78	-0.94	1.27
2012	1.53	0.64	-0.85	1.23
All years	1.38	0.76	-0.92	1.08

B)

Year	RMSE (mm day ⁻¹)	R	MBE (mm day ⁻¹)	RV
2018	0.50	0.94	-0.21	0.96
2019	0.72	0.94	0.30	1.32
All years	0.62	0.92	0.05	1.13

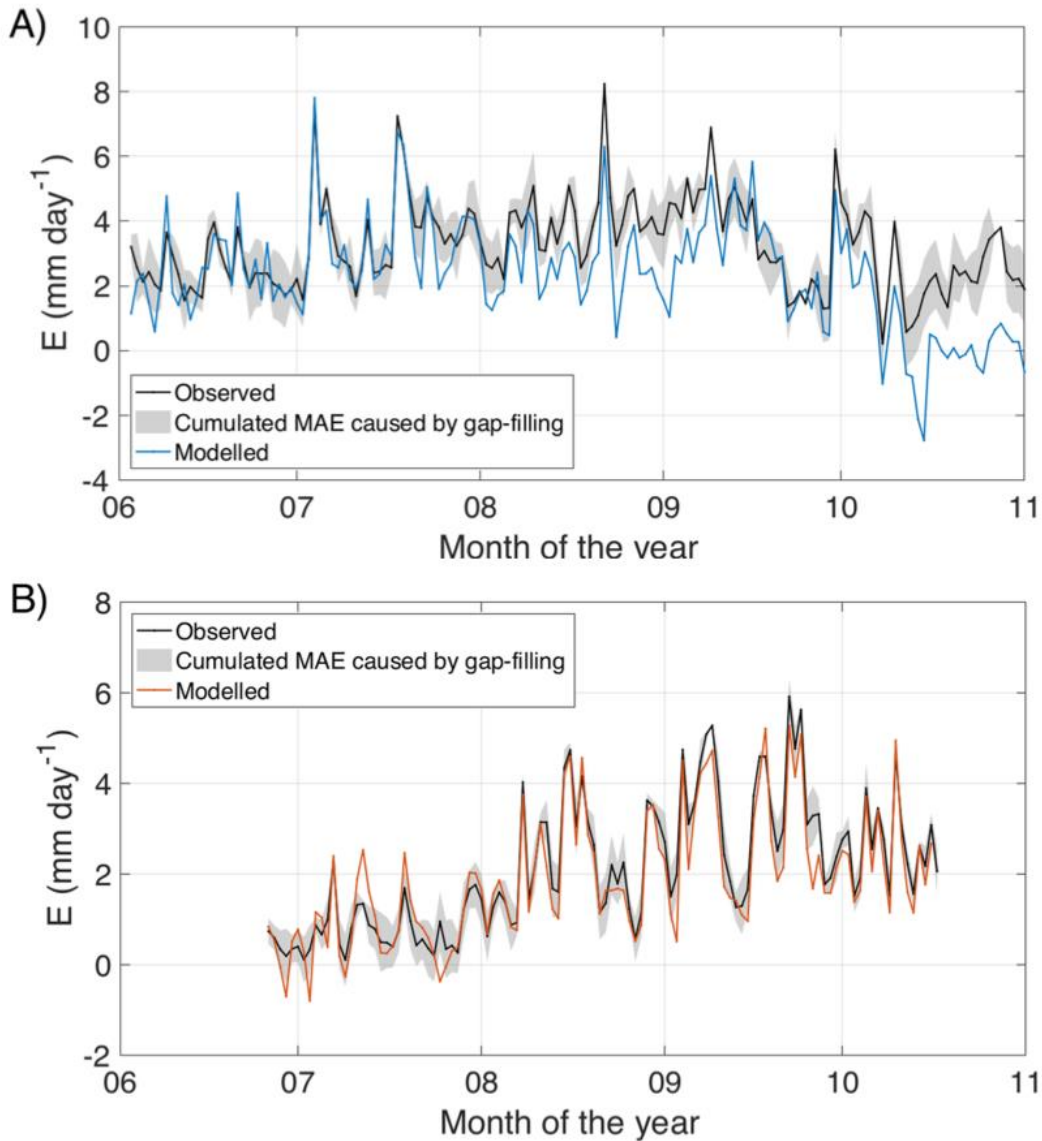


Figure 3.7 Daily cumulative evaporation series computed with the bulk transfer equation and hourly averaged in situ meteorological inputs. A) Eastmain-1 (2011) B) Romaine-2 (2018).

Evaporation patterns are well represented by the bulk transfer method for both sites. The correlation is good, the bias low and the variability respected with no major error pattern.

Yet, there is a noteworthy underestimation of evaporation in the autumn at the Eastmain-1 site. We hypothesize that this could be due to the fixed Dalton number that is too low for this period of higher atmospheric instability (warm surface temperature, cold air temperature above). An underestimation of the water surface temperature via satellite sensing is also probable. Lower water temperature implies a smaller specific humidity difference in the bulk transfer formulation, which in turn results in lower evaporation rate. October and November are typically

cloudy months, where 69% of the days had at least an occurrence of rain. As Williamson et al. (2013) stated in their study, the presence of clouds may remain unidentified by the MODIS cloud mask, triggering a negative surface temperature bias. This underestimation is not perceptible in Figure 3 as none of the occasional *in situ* temperature measurements were taken during the fall.

At Romaine-2, no similar underestimation is seen, possibly because the period of data availability ends in mid-October and water temperature was measured *in situ*. Some discrepancies can be observed during early summer, at the beginning of the open water season. The simulation variability is too high as it alternatively underestimates and overestimates observed evaporation. A closer look at this period (Figure 8) shows that the air is generally warmer than the water, resulting in stable atmospheric conditions that reduces the efficiency of the vapor transport by turbulence (Blanken et al., 2003; Rouse et al., 2003). The constant Dalton number used is thus too large for this period and leads to overestimation. Similarly, Heikinheimo et al. (1999) and McGloin et al. (2014) found that a lower Dalton coefficient is usually required during stable conditions.

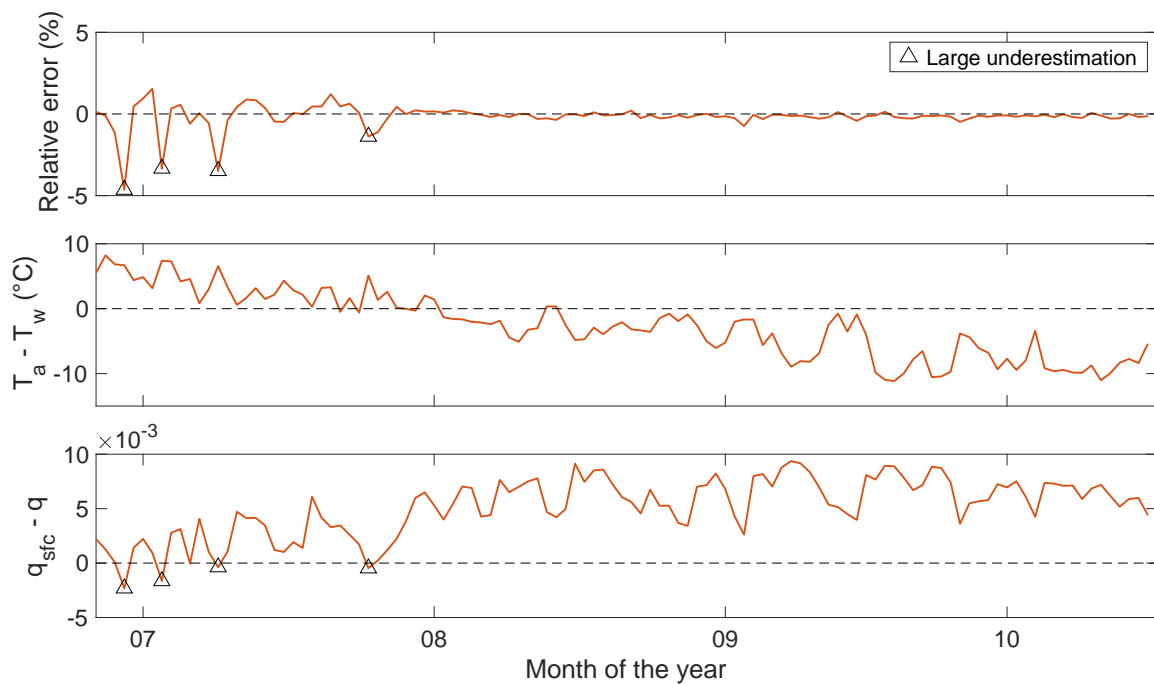


Figure 3.8 Relative error on the daily sum of evaporation ($[\text{evaporation simulated} - \text{evaporation observed}] / \text{evaporation observed}$), mean difference between air and water surface temperatures, and mean difference in near-surface specific humidity at Romaine-2 (2018).

The largest underestimation occurs when the daily evaporation calculated with the bulk transfer model is negative (condensation), while the observations show a positive flux (evaporation). Condensation on northern water bodies is plausible at the beginning of the open water season (Blanken et al., 2000; Blanken et al., 2011), and was indeed occasionally observed at the two reservoirs under study (Figure 4). However, these events are

usually short in duration so the daily sum of observed fluxes remains positive. Negative fluxes are obtained with the bulk transfer equation when the difference of specific humidity is negative. The constant Dalton number gives disproportional negative fluxes, which results in a negative daily sum and large underestimation. Its fixed value is thus unsuited for this period.

3.2.3.3 Sensitivity analysis of the bulk transfer equation and use of *ex situ* meteorological inputs

Basic and variance-based (Sobol) sensitivity analyses are performed to explore the possibility of substituting local measurements for remote ones in the bulk transfer equation.

A basic sensitivity analysis helps quantify the performance loss or gain of using *ex situ* meteorological inputs (Table 5). The following *in situ* data are replaced alternatively with *ex situ* measurements from the adjacent Hydro-Quebec weather stations: relative humidity, wind speed, and air temperature. A fixed standard value of 101.3 kPa is used for atmospheric pressure. *In situ* data are kept for water surface temperature. Two years out of four are used for Eastmain-1 since the *ex situ* inputs are available only from 2011. All years are used for Romaine-2.

Table 5: Performance of the daily cumulative evaporation estimation obtained with the bulk transfer model and different combinations of in/ex situ meteorological inputs. Red is the worst loss in performance in comparison with the reference case of using “Only in situ inputs”. A) Eastmain-1 B) Romaine-2.

A)

	RMSE	R	MBE	RV
	(mm day ⁻¹)		(mm day ⁻¹)	
Only <i>in situ</i> inputs	1.46	0.73	-0.90	1.25
<i>Ex situ</i> atmospheric pressure	1.46	0.73	-0.90	1.25
<i>Ex situ</i> relative humidity	1.57	0.67	-1.04	1.27
<i>Ex situ</i> air temperature	1.51	0.70	-0.98	1.33
<i>Ex situ</i> wind speed	1.90	0.66	-1.58	0.89
All <i>ex situ</i> inputs	2.04	0.67	-1.73	0.90

B)

	RMSE	R	MBE	RV
	(mm day ⁻¹)		(mm day ⁻¹)	
Only <i>in situ</i> inputs	0.62	0.92	0.05	1.13
<i>Ex situ</i> atmospheric pressure	0.62	0.92	0.04	1.13
<i>Ex situ</i> relative humidity	0.57	0.67	-0.28	0.96
<i>Ex situ</i> air temperature	0.66	0.66	0.12	1.26
<i>Ex situ</i> wind speed	0.74	0.65	0.30	1.22
All <i>ex situ</i> inputs	0.56	0.66	0.12	1.08

A Sobol analysis is also performed on the bulk transfer equation to assess its sensitivity to input variables. For this analysis, sample distributions representing inputs needed to be created. Gamma, Gaussian and Kernel densities were fitted to the meteorological observations. The length of the field campaign at both sites was sufficiently long to include representative conditions experienced during the open water season.

The Sobol analysis is applicable on independent inputs (Saltelli, 2008). Thus, each variable was plotted against each other and visually examined to ensure that there were no large dependencies. As expected, a relation between air temperature and water surface temperature exists (Figure 9). However, the variance of air temperature for a given water temperature value is large, and as such, the two variables are sufficiently poorly correlated to be considered independent.

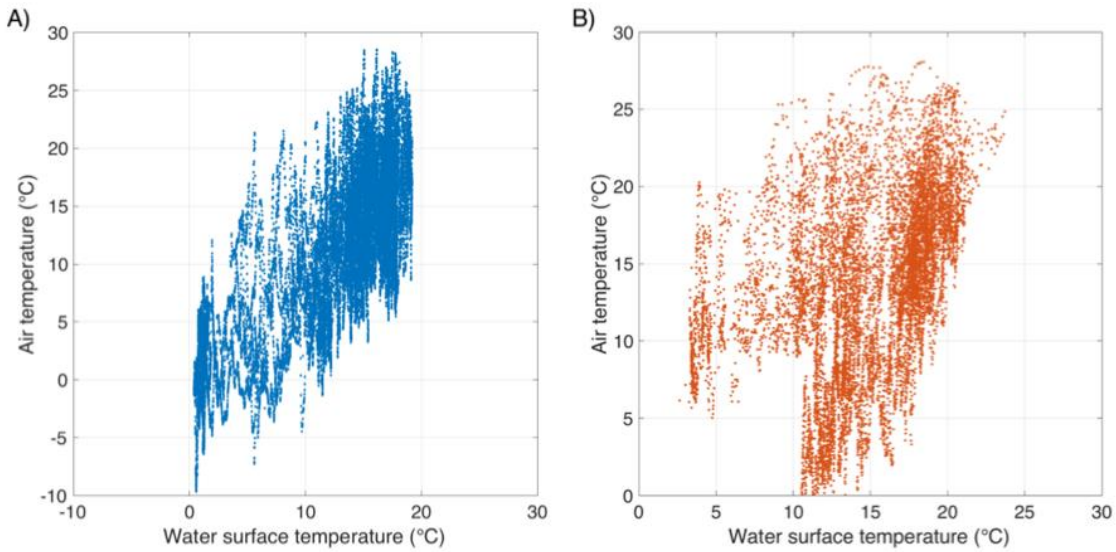


Figure 3.9 Air and water surface temperatures comparison. A) Eastmain-1 B) Romaine-2.

Figure 10 illustrates the results of the Sobol analysis. The ‘main effect’ sensitivity index is the ratio of output variance associated to the variance of the input, whereas the ‘total effect’ sensitivity index is the ratio of the output variance associated to the variance of the input and its interactions with the other variables (Saltelli, 2008). A total effect sensitivity index of 1 means that the variance of the variable and its interactions is responsible for the total variance of the output.

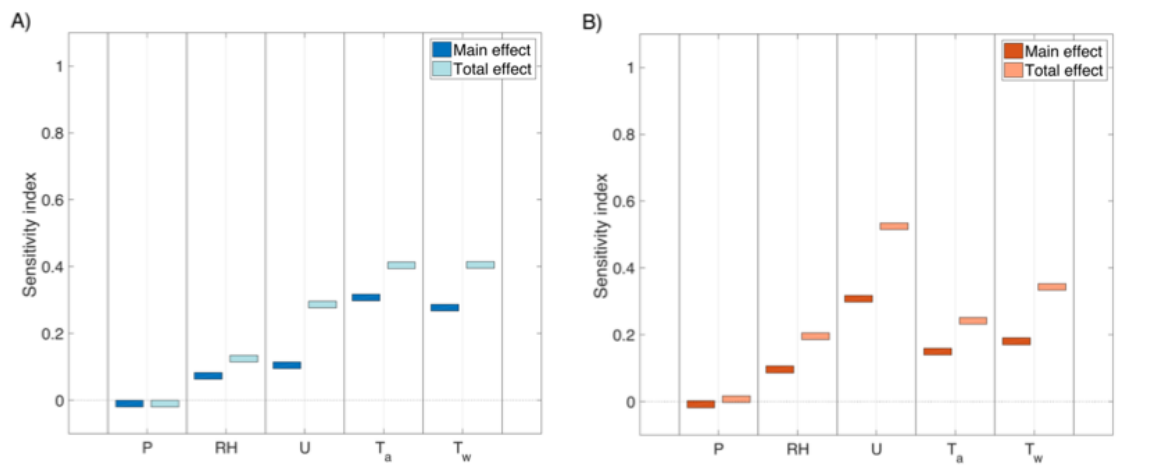


Figure 3.10 Sobol analysis results for the bulk transfer model. A) Eastmain-1 B) Romaine-2.

P is the atmospheric pressure, *RH* is the relative humidity, *U* is the wind speed, *T_a* is the air temperature and *T_w* is the water temperature.

The use of a constant atmospheric pressure does not cause any performance loss at both sites (Table 5). The Sobol analysis (Figure 10) indicates that this variable has a very small impact on the model output. It is thus possible, in our case study and probably in a more general application in boreal environment, to obtain accurate evaporation simulations from the bulk transfer without any measurement of the atmospheric pressure.

For both sites, wind speed, air temperature and water temperature are the driving variables of the bulk transfer model according to the Sobol analysis. The exact ranking for those three variables differs between the study sites. The higher sensitivity of the bulk transfer model to wind speed at Romaine-2 site is certainly due to the wind speed distribution that has a higher density towards low values (skewness value of 0.93 and kurtosis value of 2.35) instead of a more equally distributed distribution (skewness value of 0.63 and kurtosis value of 1.86) at Eastmain-1 (Figure 11).

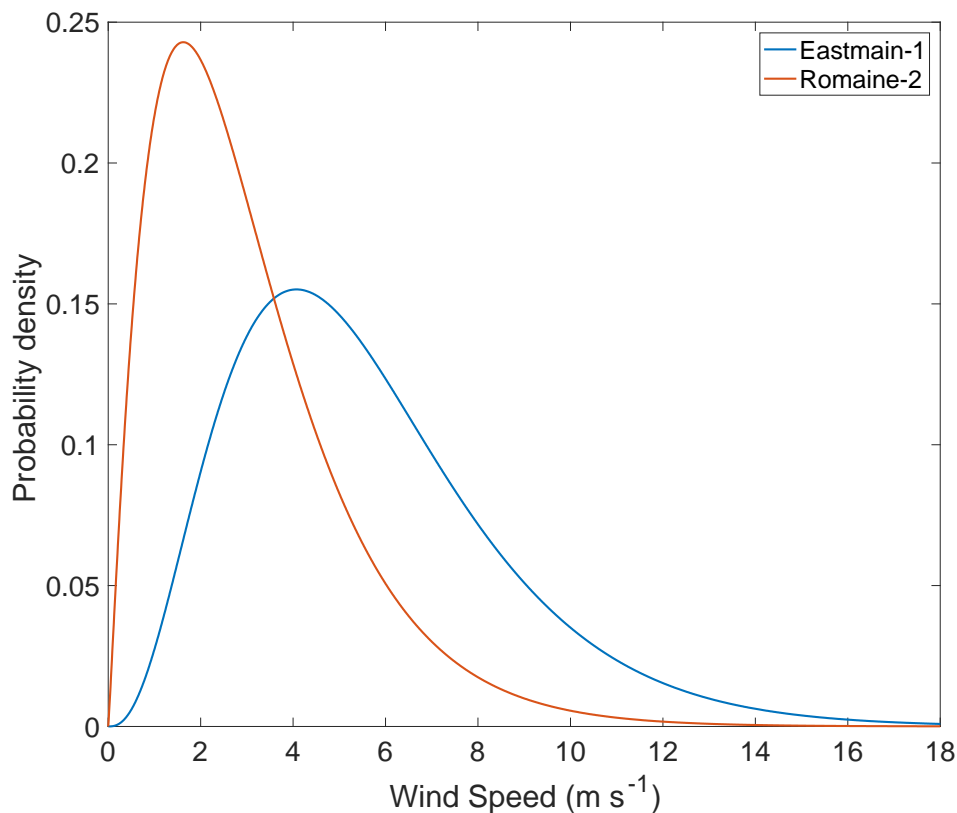


Figure 3.11 Wind speed gamma distribution fitted to in situ observations for both sites.

The use of *ex situ* wind observations in the bulk transfer model causes the largest performance loss at both sites even if it technically has less impact on the model output than air and water temperatures for Eastmain-1 (Table 5; Figure 10). In comparing *ex situ* and *in situ* sources, air temperature data are more tightly confined around the 1:1 line than are wind speed data at both sites (Figure 12). This is due to the more local character of wind

speed data than air temperature data. Wind speed varies spatially due to local topography effects and changes in surface roughness (Oke, 1987). Hence, measuring a wind speed representative of the open water surface is critical.

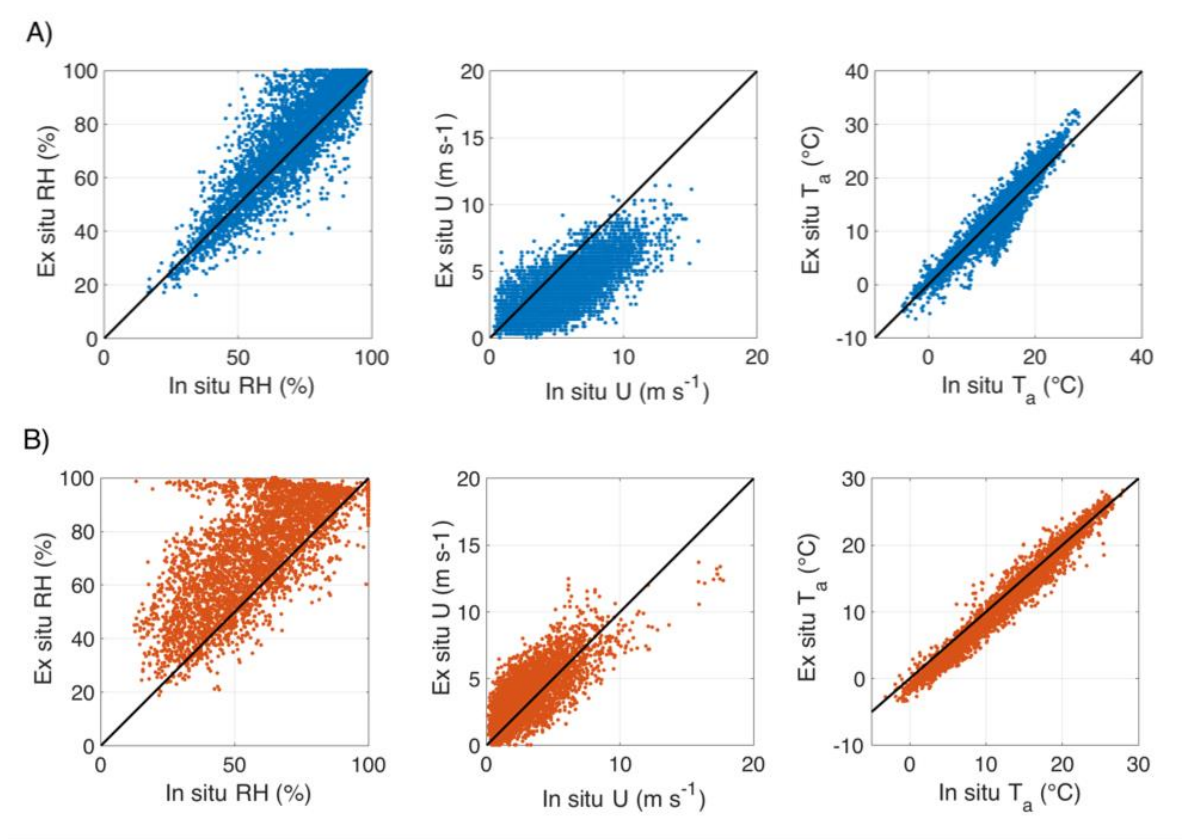


Figure 3.12 Comparison between in situ and ex situ meteorological inputs. A) Eastmain-1 B) Romaine-2.

Relative humidity also varies substantially between the *in situ* and *ex situ* sources (Figure 12). However, this variable ranks fourth in the Sobol analysis (Figure 10). Following this result, it is reasonable to assume that the use of *ex situ* relative humidity measurements in the computation of bulk transfer does not alter the performance. In fact, Table 5 shows only a small decay in performance when using *ex-situ* relative humidity.

There is good agreement between *ex situ* and *in situ* air temperature data (Figure 12), indicating that the variable varies little between the two sites. Thus, even if this variable has a great impact on the output according to the Sobol analysis (Figure 10), it is reasonable to assume that the use of the *ex situ* air temperature in the bulk transfer computation will provide good results. Indeed, Table 5 shows only a small decline of performance for the use of *ex situ* air temperature in the bulk transfer equation.

Due to the influence of water surface temperature on the modeled evaporation (Figure 10), remote-sensing data should be used with caution even if there is a good agreement between MODIS data and occasional *in situ* measurements at Eastmain-1 (Figure 3). The results of the Sobol analysis and the low performance of the bulk transfer model at Eastmain-1 (section 3.1 and 3.2) where remote-sensing data were used, indicate that even a slight error on this variable can be problematic.

Knowing that measurements near (or on) water bodies are more difficult to achieve than over adjacent land, we focus here on the optimal combination of *in situ* vs. *ex situ* measurements to run the bulk transfer equation. Guided by the results of the sensitivity analysis, air temperature and relative humidity are measured *ex situ*, while wind speed and water temperature are both taken as *in situ* measurements (satellite data are used for T_s at Eastmain-1). The atmospheric pressure is assumed constant at 101.3 kPa. The resulting daily cumulative evaporation series over a given year are shown in Figure 13 and the performance results for all years presented in Table 6.

Table 6: Performance of the daily cumulative evaporation estimation obtained with the bulk transfer model and hourly averaged meteorological inputs (constant atmospheric pressure, *ex situ* air temperature, *ex situ* relative humidity, *in situ* wind speed, *in situ* water surface temperature). *In situ* inputs case is showed on the first line for comparison. A) Eastmain-1 B) Romaine-2.

A)

	RMSE (mm day ⁻¹)	R	MBE (mm day ⁻¹)	RV
All years (2011, 2012), <i>in situ</i> inputs	1.46	0.73	-0.90	1.25
All years fixed P, RH and T_a <i>ex situ</i> , T_w and U <i>in situ</i>	1.60	0.69	-1.10	1.30

B)

	RMSE [mm day ⁻¹]	R	MBE [mm day ⁻¹]	RV
All years, <i>in situ</i> inputs	0.62	0.92	0.05	1.13
All years fixed P, RH and T_a <i>ex situ</i> , T_w and U <i>in situ</i>	0.62	0.91	-0.20	1.04

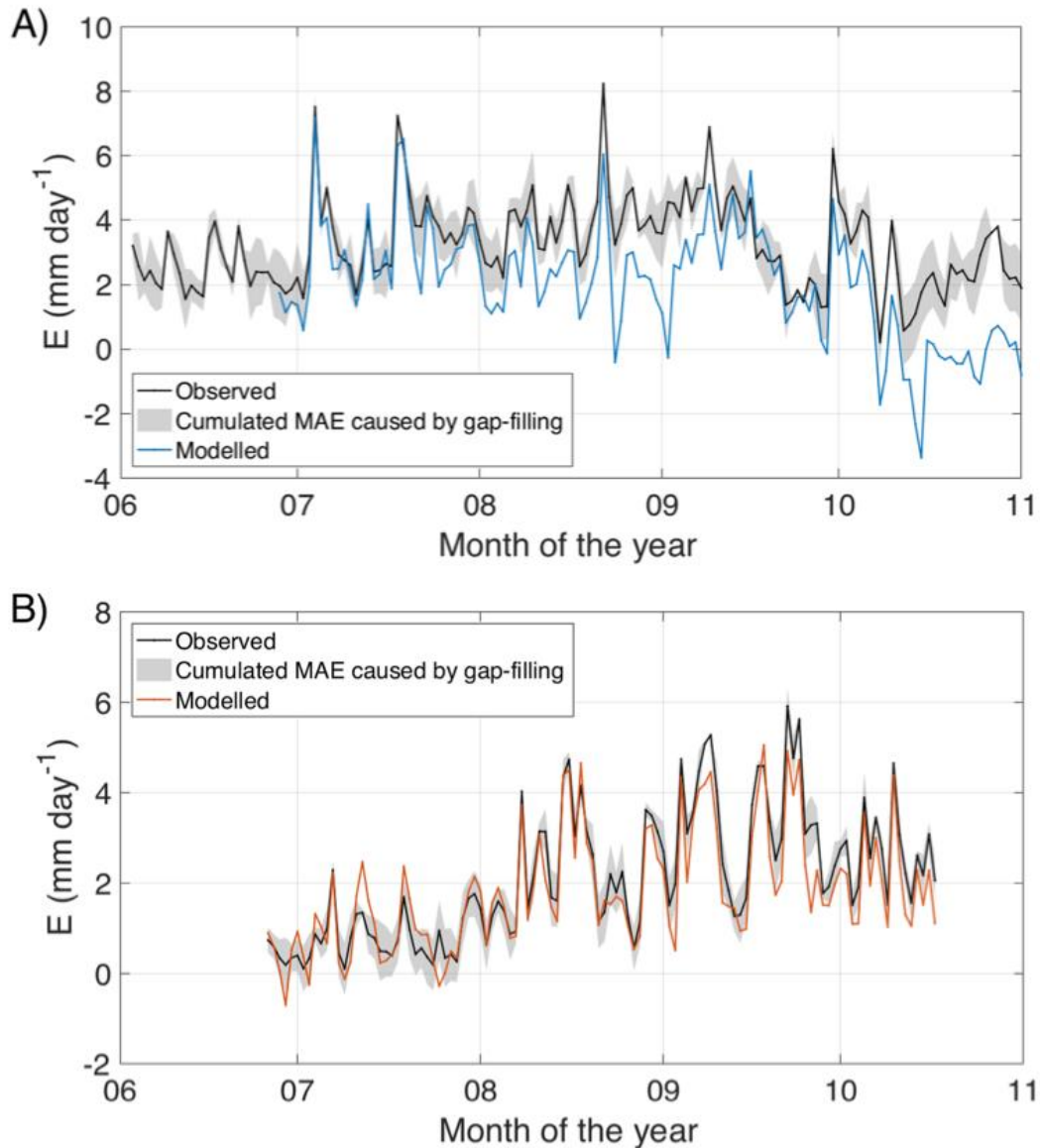


Figure 3.13 Daily cumulative evaporation series computed with bulk transfer and hourly averaged meteorological inputs (constant atmospheric pressure, *ex situ* air temperature, *ex situ* relative humidity, *in situ* wind speed, *in situ* water surface temperature). A) Eastmain-1 (2011) B) Romaine-2 (2018).

This final test suggests that the performance loss associated with this combination of *in situ* vs. *ex situ* measurements is negligible compared with the case where all variables are measured *in situ*. In other words, measurements of air temperature and relative humidity can be made at some distance from the reservoir, however, it is critical to accurately measure the surface temperature (ideally with a buoy) and wind speed downstream of the reservoir in order to properly estimate evaporation. Even though the two reservoirs of different morphometry led us to the same conclusion, we are well aware that these conclusions are site-specific and that

a different location of the *ex situ* weather stations may possibly lead to different results. The ideal remains to acquire the most accurate possible measurements of the prevailing conditions over the reservoir.

3.2.4. Conclusion

The objective of this study was to identify a proper approach for estimating boreal reservoir evaporation during the open water season, considering that these water bodies are in remote areas with low data availability. To do so, multi-year direct observations of evaporation collected with eddy covariance instrumentations over two reservoirs of contrasting depths and areal configurations were used as a reference dataset, allowing two combination models, two mass transfer models, and two empirical models to be tested at hourly time steps.

The bulk transfer model with a constant Dalton coefficient of 1.2×10^{-3} (Brutsaert, 2005), was shown to be the most accurate estimation method. Combination models failed to represent daily and seasonal patterns well, while empirical models proved to be the least successful. For Romaine-2, daily cumulative series obtained with the bulk transfer approach, revealed that the constant Dalton number was too high at the beginning of the open water season when stable atmospheres resulted in warm air being advected over cold water. Still, the general performance was high (RMSE of 0.62 mm day^{-1} , R of 0.92). At the Eastman-1 site, the performance of the bulk transfer approach was more modest (RMSE of 1.38 mm day^{-1} , R of 0.76), particularly in late fall, likely due to the lack of *in situ* measurements of the water surface temperature.

A Sobol analysis of the bulk transfer model showed that it was mostly sensitive to air temperature, water temperature and wind speed. Relative humidity had a smaller impact, while atmospheric pressure had almost none. We also examined the drop in performance associated with the application of the bulk transfer approach when fed with meteorological data measured at a distance (~10-30 km) from the water body (*ex situ*) compared to those measured in close vicinity (*in situ*). The greatest decline in performance happened when *ex situ* wind speed was used. We therefore considered a case where air temperature and relative humidity were measured *ex situ*, while wind speed and water temperature were measured *in situ*. We found that this approach did not cause any significant loss of performance compared to one where all input variables were taken *in situ*. We emphasize the importance of making representative measurements of water temperature and wind speed in order to optimize the estimation of evaporation from northern reservoirs.

Even though eddy covariance measurements spatially integrate evaporation from over large portions of the reservoir surface, it is not representative of the evaporation across the whole reservoir. Variations in evaporation drivers (wind speed, water surface temperature, vapor pressure gradients, or atmospheric stability) may exist across these large water bodies (Spence & Hedstrom, 2015). Further studies should focus on the applicability

of the bulk transfer model when data are sparse while considering the spatial variability of the evaporation flux on the reservoir.

References

- Alaska Energy Statistics Final Report. (2015). Retrieved from <http://library.akenergyauthority.org/Portals/0/Publications/2012AlaskaEnergyStatisticsFinalReport.pdf?ver=2016-10-05-133221-547>
- Anderson, E. (1954). *Water loss investigations: Lake Hefner studies, Technical Report*. Retrieved from Washington D.C.: <https://pubs.usgs.gov/pp/0269/report.pdf>
- Andreasen, M., Rosenberry, D. O., & Stannard, D. I. (2017). Estimating daily lake evaporation from biweekly energy-budget data. *Hydrological Processes*, 31(25), 4530-4539. doi:10.1002/hyp.11375
- Arya, P. S. (1988). *Introduction to micrometeorology*. San Diego, CA: Academic Press.
- Assouline, S., & Mahrer, Y. (1993). Evaporation from Lake Kinneret: 1. Eddy correlation system measurements and energy budget estimates. *Water Resources Research*, 29(4), 901-910. doi:10.1029/92WR02432
- Assouline, S., Tyler, S. W., Tanny, J., Cohen, S., Bou-Zeid, E., Parlange, M. B., & Katul, G. G. (2008). Evaporation from three water bodies of different sizes and climates: Measurements and scaling analysis. *Advances in Water Resources*, 31(1), 160-172. doi:10.1016/j.advwatres.2007.07.003
- Bailey, W. G., Oke, T. R., & Rouse, W. R. (1997). *The surface climates of Canada*. Montreal, Canada: McGill-Queen's University Press.
- Blanken, P. D., Rouse, W. R., Culf, A. D., Spence, C., Boudreau, L. D., Jasper, J. N., . . . Verseghy, D. (2000). Eddy covariance measurements of evaporation from Great Slave Lake, Northwest Territories, Canada. *Water Resources Research*, 36(4), 1069-1077. doi:10.1029/1999wr900338
- Blanken, P. D., Rouse, W. R., & Schertzer, W. M. (2003). Enhancement of evaporation from a large northern lake by the entrainment of warm, dry air. *Journal of Hydrometeorology*, 4(4), 680-693. doi:10.1175/1525-7541(2003)004<0680:eoefal>2.0.co;2
- Blanken, P. D., Spence, C., Hedstrom, N., & Lenters, J. D. (2011). Evaporation from Lake Superior: 1. Physical controls and processes. *Journal of Great Lakes Research*, 37(4), 707-716. doi:10.1016/j.jglr.2011.08.009
- Boudreau, L. D., & Rouse, W. R. (1995). The role of individual terrain units in the water balance of wetland tundra. *Climate Research*, 5(1), 31-47. doi:10.3354/cr005031
- Bowman, A. W., & Azzalini, A. (1997). *Applied smoothing techniques for data analysis: the kernel approach with S-Plus illustrations*. Oxford, UK: Oxford University Press.
- Box, G. E. P., Jenkins, G. M., & Reinsel, G. C. (1994). *Time series analysis : forecasting and control* (3rd ed.). Englewood Cliffs, NJ: Prentice Hall.
- Brandt, J. P. (2009). The extent of the North American boreal zone. *Environmental Reviews*, 17(1), 101-161. doi:10.1139/A09-004
- Brandt, J. P., Flannigan, M. D., Maynard, D. G., Thompson, I. D., & Volney, W. J. A. (2013). An introduction to Canada's boreal zone: ecosystem processes, health, sustainability, and environmental issues. *Environmental Reviews*, 21(4), 207-226. doi:10.1139/er-2013-0040

Brutsaert, W. (1982). *Evaporation into the atmosphere : theory, history, and applications*. Dordrecht, Holland: D. Reidel Publishing Compagny.

Brutsaert, W. (2005). *Hydrology: An Introduction*. Cambridge, UK: Cambridge University Press.

Dalton, J. (1802). Experimental essays on the constitution of mixed gases ; on the force of steam or vapour from water and other liquids in different temperatures, both in a Torricellian vacuum and in air ; on evaporation ; and on the expansion of gases. *Memoirs of the Literary and Philosophical Society of Manchester*, 5, 535-602.

Dawson, C. W., Abrahart, R. J., & See, L. M. (2007). HydroTest: A web-based toolbox of evaluation metrics for the standardised assessment of hydrological forecasts. *Environmental Modelling and Software*, 22(7), 1034-1052. doi:10.1016/j.envsoft.2006.06.008

Delclaux, F., Coudrain, A., & Condom, T. (2007). Evaporation estimation on Lake Titicaca: a synthesis review and modelling. *Hydrological Processes*, 21(13), 1664-1677. doi:10.1002/hyp.6360

Feldman, A. D. E. (2000). *Hydrologic modeling system HEC-HMS: technical reference manual*. Retrieved from Davis, CA: [https://www.hec.usace.army.mil/software/hec-hms/documentation/HEC-HMS_Technical%20Reference%20Manual_\(CPD-74B\).pdf](https://www.hec.usace.army.mil/software/hec-hms/documentation/HEC-HMS_Technical%20Reference%20Manual_(CPD-74B).pdf)

Finch, J., & Calver, A. (2008). *Methods for the quantification of evaporation from lakes*. Retrieved from Wallingford, UK: http://nora.nerc.ac.uk/id/eprint/14359/1/wmoevap_271008.pdf

Fortin, V. (2000). *Le modèle météo-apport HSAMI: historique, théorie et application*. Retrieved from Varennes, Canada: N/A

Friedrich, K., Grossman, R. L., Huntington, J., Blanken, P. D., Lenters, J., Holman, K. D., . . . Kowalski, T. (2018). Reservoir evaporation in the Western United States. *Bulletin of the American Meteorological Society*, 99(1), 167-187. doi:10.1175/BAMS-D-15-00224.1

Giadrossich, F., Niedda, M., Cohen, D., & Pirastru, M. (2015). Evaporation in a Mediterranean environment by energy budget and Penman methods, Lake Baratz, Sardinia, Italy. *Hydrology and Earth System Sciences Discussions*, 12(2), 1901-1940. doi:10.5194/hessd-12-1901-2015

Graham, D. N., & Butts, M. B. (2006). Flexible, integrated watershed modelling with MIKE SHE. In V. P. Singh & D. K. Frevert (Eds.), *Watershed models* (pp. 245-272). Boca Raton, FL: Taylor & Francis.

Granger, R. J., & Hedstrom, N. (2011). Modelling hourly rates of evaporation from small lakes. *Hydrology and Earth System Sciences*, 15(1), 267-277. doi:10.5194/hess-15-267-2011

Gupta, H. V., Kling, H., Yilmaz, K. K., & Martinez, G. F. (2009). Decomposition of the mean squared error and NSE performance criteria; implications for improving hydrological modelling. *Journal of Hydrology*, 377(1-2), 80-91. doi:10.1016/j.jhydrol.2009.08.003

Hanrahan, J. L., Kravtsov, S. V., & Roebber, P. J. (2010). Connecting past and present climate variability to the water levels of Lakes Michigan and Huron. *Geophysical Research Letters*, 37(1), 1-6. doi:10.1029/2009GL041707

Heikinheimo, M., Kangas, M., Tourula, T., Venalainen, A., & Tattari, S. (1999). Momentum and heat fluxes over lakes Tamnaren and Raksjo determined by the bulk-aerodynamic and eddy-correlation methods. *Agricultural and Forest Meteorology*, 98-99, 521-534. doi:10.1016/S0168-1923(99)00121-5

Hondzo, M., & Stefan, H. G. (1993). Regional water temperature characteristics of lakes subjected to climate change. *Climatic Change*, 24, 187-211. doi:10.1007/BF01091829

Hutchinson, M. F., McKenney, D. W., Lawrence, K., Pedlar, J. H., Hopkinson, R. F., Milewska, E., & Papadopol, P. (2009). Development and testing of Canada-wide interpolated spatial models of daily minimum-maximum temperature and precipitation for 1961-2003. *Journal of Applied Meteorology and Climatology*, 48(4), 725-741. doi:10.1175/2008JAMC1979.1

Ikebuchi, S., Seki, M., & Ohtoh, A. (1988). Evaporation from Lake Biwa. *Journal of Hydrology*, 102(1-4), 427-449. doi:10.1016/0022-1694(88)90110-2

Irambona, C., Music, B., Nadeau, D. F., Mahdi, T. F., & Strachan, I. B. (2018). Impacts of boreal hydroelectric reservoirs on seasonal climate and precipitation recycling as simulated by the CRCM5: a case study of the La Grande River watershed, Canada. *Theoretical and Applied Climatology*, 131(3), 1529-1544. doi:10.1007/s00704-016-2010-8

Kottek, M., Grieser, J., Beck, C., Rudolf, B., & Rubel, F. (2006). World map of the Koppen-Geiger climate classification updated. *Meteorologische Zeitschrift*, 15(3), 259-263. doi:10.1127/0941-2948/2006/0130

Kouwen, N., & Mousavi, S. F. (2002). WATFLOOD/SPL9 hydrological model and flood forecasting system. In V. P. Singh & D. K. Frevert (Eds.), *Mathematical models of large watershed hydrology* (pp. 649-685). Highlands Ranch, CO: Water Resources Publications, LLC.

Liu, G., Ou, W., Zhang, Y., Wu, T., Zhu, G., Shi, K., & Qin, B. (2015). Validating and mapping surface water temperatures in Lake Taihu: Results from MODIS Land Surface Temperature Products. *IEEE Journal of Selected Topics In Applied Earth Observations And Remote Sensing*, 8(3), 1230-1244. doi:10.1109/JSTARS.2014.2386333

Lowe, L. D., Webb, J. A., Nathan, R. J., Etchells, T., & Malano, H. M. (2009). Evaporation from water supply reservoirs: An assessment of uncertainty. *Journal of Hydrology*, 376(1-2), 261-274. doi:10.1016/j.jhydrol.2009.07.037

Magnuson, J. J., Robertson, D. M., Benson, B. J., Wynne, R. H., Livingstone, D. M., Arai, T., . . . Vuglinski, V. S. (2000). Historical trends in lake and river ice cover in the northern hemisphere. *Science*, 289(5485), 1743-1746. doi:10.1126/science.289.5485.1743

Manabe, S. (1997). Early development in the study of greenhouse warming: the emergence of climate models. *Ambio*, 26(1), 47-51.

Mauder, M., & Foken, T. (2006). Impact of post-field data processing on eddy covariance flux estimates and energy balance closure. *Meteorologische Zeitschrift*, 15(6), 597-609. doi:10.1127/0941-2948/2006/0167

McGloin, R., McGowan, H., McJannet, D., & Burn, S. (2014). Modelling sub-daily latent heat fluxes from a small reservoir. *Journal of Hydrology*, 519(PB), 2301-2311. doi:10.1016/j.jhydrol.2014.10.032

McJannet, D. L., Webster, I. T., & Cook, F. J. (2012). An area-dependent wind function for estimating open water evaporation using land-based meteorological data. *Environmental Modelling & Software*, 31, 76-83. doi:10.1016/j.envsoft.2011.11.017

Metzger, J., Nied, M., Corsmeier, U., Kleffmann, J., & Kottmeier, C. (2018). Dead Sea evaporation by eddy covariance measurements vs. aerodynamic, energy budget, Priestley-Taylor, and Penman estimates. *Hydrology and Earth System Sciences*, 22(2), 1135-1155. doi:10.5194/hess-22-1135-2018

- Moffat, A. M., Papale, D., Reichstein, M., Hollinger, D. Y., Richardson, A. D., Barr, A. G., . . . Stauch, V. J. (2007). Comprehensive comparison of gap-filling techniques for eddy covariance net carbon fluxes. *Agricultural and Forest Meteorology*, 147(3-4), 209-232. doi:10.1016/j.agrformet.2007.08.011
- Moncrieff, J., Clement, R., Finnigan, J., & Meyers, T. (2004). Averaging, detrending, and filtering of eddy covariance time series. In X. Lee, W. Massman, & B. Law (Eds.), *Handbook of micrometeorology* (pp. 7-31). Dordrecht, Holland: Springer Science & Business Media.
- Moncrieff, J. B., Massheder, J. M., de Bruin, H., Elbers, J., Friborg, T., Heusinkveld, B., . . . Verhoef, A. (1997). A system to measure surface fluxes of momentum, sensible heat, water vapour and carbon dioxide. *Journal of Hydrology*, 188-189, 589-611. doi:10.1016/S0022-1694(96)03194-0
- Motiee, H., & McBean, E. (2009). An assessment of long-term trends in hydrologic components and implications for water levels in Lake Superior. *Hydrology Research*, 40(6), 564-579. doi:10.2166/nh.2009.061
- Nordbo, A., Launiainen, S., Mammarella, I., Lepparanta, M., Huotari, J., Ojala, A., & Vesala, T. (2011). Long-term energy flux measurements and energy balance over a small boreal lake using eddy covariance technique. *Journal of Geophysical Research*, 116, D02119 doi:10.1029/2010JD014542
- Nunez, M., Davies, J. A., & Robinson, P. J. (1972). Surface albedo at a tower site in Lake Ontario. *Boundary-Layer Meteorology*, 3, 77-86. doi:10.1007/BF00769108
- Oke, T. R. (1987). *Boundary layer climates* (2nd ed.). London, UK: Routeledge.
- Oswald, C. J., & Rouse, W. R. (2004). Thermal characteristics and energy balance of various-size Canadian Shield lakes in the Mackenzie River basin. *Journal of Hydrometeorology*, 5(1), 129-144. doi:10.1175/1525-7541(2004)005(0129:TCAEBO)2.0.CO;2
- Papale, D., Reichstein, M., Aubinet, M., Canfora, E., Bernhofer, C., Kutsch, W., . . . Yakir, D. (2006). Towards a standardized processing of Net Ecosystem Exchange measured with eddy covariance technique: algorithms and uncertainty estimation. *Biogeosciences*, 3, 571-583. doi:10.5194/bg-3-571-2006
- Penman, H. L. (1948). Natural evaporation from open water, bare soil and grass. *Proceedings of the Royal Society of London. Series A. Mathematical and Physical Sciences*, 193(1032), 120-145. doi:10.1098/rspa.1948.0037
- Pianosi, F., Sarrazin, F., & Wagener, T. (2015). A Matlab toolbox for global sensitivity analysis. *Environmental Modelling & Software*, 70, 80-85. doi:10.1016/j.envsoft.2015.04.009
- Pomeroy, J. W., Gray, D. M., Brown, T., Hedstrom, N. R., Quinton, W. L., Granger, R. J., & Carey, S. K. (2007). The cold regions hydrological model: a platform for basing process representation and model structure on physical evidence. *Hydrological Processes*, 21(19), 2650-2667. doi:10.1002/hyp.6787
- Priestley, C. H. B., & Taylor, R. (1972). On the assessment of surface heat flux and evaporation using large-scale parameters. *Monthly weather review*, 100(2), 81-92. doi:10.1175/1520-0493(1972)100<0081:OTAOSH>2.3.CO;2
- Reichstein, M., Falge, E., Baldocchi, D., Papale, D., Aubinet, M., Berbigier, P., . . . Valentini, R. (2005). On the separation of net ecosystem exchange into assimilation and ecosystem respiration: Review and improved algorithm. *Global Change Biology*, 11(9), 1424-1439. doi:10.1111/j.1365-2486.2005.001002.x

- Reinart, A., & Reinhold, M. (2008). Mapping surface temperature in large lakes with MODIS data. *Remote Sensing of Environment*, 112(2), 603-611. doi:10.1016/j.rse.2007.05.015
- Rimmer, A., Samuels, R., & Lechinsky, Y. (2009). A comprehensive study across methods and time scales to estimate surface fluxes from Lake Kinneret, Israel. *Journal of Hydrology*, 379(1-2), 181-192. doi:10.1016/j.jhydrol.2009.10.007
- Rouse, W. R., Oswald, C. J., Binyamin, J., Spence, C., Schertzer, W. M., Blanken, P. D., . . . Duguay, C. R. (2005). The role of northern lakes in a regional energy balance. *Journal of Hydrometeorology*, 6(3), 291-305. doi:10.1175/jhm421.1
- Rouse, W. R., Oswald, C. M., Binyamin, J., Blanken, P. D., Schertzer, W. M., & Spence, C. (2003). Interannual and seasonal variability of the surface energy balance and temperature of central Great Slave Lake. *Journal of Hydrometeorology*, 4(4), 720-730. doi:10.1175/1525-7541(2003)004<0720:iasvot>2.0.co;2
- Saltelli, A. (2008). *Global sensitivity analysis the primer*. Chichester, England: John Wiley.
- Schmid, M., Hunziker, S., & Wuest, A. (2014). Lake surface temperatures in a changing climate: a global sensitivity analysis. *Climatic Change*, 124, 301-315. doi:10.1007/s10584-014-1087-2
- Schneider, P., & Hook, S. J. (2010). Space observations of inland water bodies show rapid surface warming since 1985. *Geophysical Research Letters*, 37(22), L22405. doi:10.1029/2010GL045059
- Schroeder, L. D., Sjoquist, D. L., & Stephan, P. E. (1986). *Understanding regression analysis : an introductory guide*. Newbury Park, CA: Sage Publications.
- Schuepp, P. H., Leclerc, M. Y., MacPherson, J. I., & Desjardins, R. L. (1990). Footprint prediction of scalar fluxes from analytical solutions of the diffusion equation. *Boundary-Layer Meteorology*, 50, 355-373. doi:10.1007/BF00120530
- Sene, K. J., Gash, J. H. C., & McNeil, D. D. (1991). Evaporation from a tropical lake: comparison of theory with direct measurements. *Journal of Hydrology*, 127(1-4), 193-217. doi:10.1016/0022-1694(91)90115-X
- Shuttleworth, W. J. (2012). *Terrestrial hydrometeorology*. Hoboken, NJ: Wiley-Blackwell.
- Singh, V. P., & Xu, C. Y. (1997). Evaluation and generalization of 13 mass-transfer equations for determining free water evaporation. *Hydrological Processes*, 11(3), 311-323. doi:10.1002/(SICI)1099-1085(19970315)11:3<311::AID-HYP446>3.0.CO;2-Y
- Slota, P. M. A. (2013). *Evaluation of operational lake evaporation methods in a Canadian Shield landscape*. (Master Thesis), University of Manitoba, Winnipeg. Retrieved from <http://hdl.handle.net/1993/22103>
- Sobol, I. M. (2001). Global sensitivity indices for nonlinear mathematical models and their Monte Carlo estimates. *Mathematics and computers in simulation*, 55(1-3), 271-280. doi:10.1016/S0378-4754(00)00270-6
- Spence, C., & Hedstrom, N. (2015). Attributes of Lake Okanagan evaporation and development of a mass transfer model for water management purposes. *Canadian Water Resources Journal / Revue canadienne des ressources hydriques*, 40(3), 250-261. doi:10.1080/07011784.2015.1046140
- Stannard, D. I., & Rosenberry, D. O. (1991). Comparison of short-term measurements of lake evaporation using eddy correlation and energy budget methods. *Journal of Hydrology*, 122(1-4), 15-22. doi:10.1016/0022-1694(91)90168-H

- Stewart, R. B., & Rouse, W. R. (1976). A simple method for determining the evaporation from shallow lakes and ponds. *Water Resources Research*, 12(4), 623-628. doi:10.1029/WR012i004p00623
- Strachan, I. B., Tremblay, A., Pelletier, L., Tardif, S., Turpin, C., & Nugent, K. A. (2016). Does the creation of a boreal hydroelectric reservoir result in a net change in evaporation? *Journal of Hydrology*, 540, 886-899. doi:10.1016/j.jhydrol.2016.06.067
- Sweers, H. E. (1976). A nomogram to estimate the heat-exchange coefficient at the air-water interface as a function of wind speed and temperature; a critical survey of some literature. *Journal of Hydrology*, 30(4), 375-401. doi:10.1016/0022-1694(76)90120-7
- Tanny, J., Cohen, S., Assouline, S., Lange, F., Grava, A., Berger, D., . . . Parlange, M. B. (2008). Evaporation from a small water reservoir: Direct measurements and estimates. *Journal of Hydrology*, 351(1-2), 218-229. doi:10.1016/j.jhydrol.2007.12.012
- Teodoru, C. R., Prairie, Y. T., & del Giorgio, P. A. (2011). Spatial heterogeneity of surface CO₂ fluxes in a newly created Eastmain-1 reservoir in northern Quebec, Canada. *Ecosystems*, 14, 28-46. doi:10.1007/s10021-010-9393-7
- Venalainen, A., Frech, M., Heikinheimo, M., & Grelle, A. (1999). Comparison of latent and sensible heat fluxes over boreal lakes with concurrent fluxes over a forest: Implications for regional averaging. *Agricultural and Forest Meteorology*, 98-9, 535-546. doi:10.1016/s0168-1923(99)00100-8
- Verburga, P., & Hecky, R. E. (2009). The physics of the warming of Lake Tanganyika by climate change. *Limnology and Oceanography*, 54(6part2), 2418-2430. doi:10.4319/lo.2009.54.6_part_2.2418
- Vercauteren, N. (2011). *Water vapor and heat exchanges over lakes*. (Doctoral Thesis), Ecole Polytechnique Fédérale de Lausanne, Lausanne. Retrieved from https://library.epfl.ch/beast?record=ebi01_prod006224216
- Vercauteren, N., Bou-Zeid, E., Parlange, M. B., Lemmin, U., Huwald, H., Selker, J., & Meneveau, C. (2008). Subgrid-scale dynamics of water vapour, heat, and momentum over a lake. *Boundary-Layer Meteorology*, 128(2), 205-228. doi:10.1007/s10546-008-9287-9
- Vercauteren, N., Huwald, H., Bou-Zeid, E., Selker, J. S., Lemmin, U., Parlange, M. B., & Lunati, I. (2011). Evolution of superficial lake water temperature profile under diurnal radiative forcing. *Water Resources Research*, 47(9). doi:10.1029/2011WR010529
- Vickers, D., & Mahrt, L. (1997). Quality control and flux sampling problems for tower and aircraft data. *Journal of Atmospheric and Oceanic Technology*, 14(3), 512-526. doi:10.1175/1520-0426(1997)014<0512:QCAFSP>2.0.CO;2
- Wan, Z., Hook, S., & Hulley, G. (2015). MOD11A2 MODIS/Terra Land Surface Temperature/Emissivity 8-Day L3 Global 1km SIN Grid V006. *NASA EOSDIS Land Processes DAAC*. doi:10.5067/MODIS/MOD11A2.006
- Wang, B., Yaoming, M., Xuelong, C., Weiqiang, M., Zhongbo, S., & Menenti, M. (2015). Observation and simulation of lake-air heat and water transfer processes in a high-altitude shallow lake on the Tibetan Plateau. *Journal of Geophysical Research: Atmospheres*, 120(24), 12327-12344. doi:10.1002/2015JD023863
- Wang, S., Yang, Y., Luo, Y., & Rivera, A. (2013). Spatial and seasonal variations in evapotranspiration over Canada's landmass. *Hydrology and Earth System Sciences*, 17(9), 3561-3575. doi:10.5194/hess-17-3561-2013

Wang, W., Lee, X., Xiao, W., Liu, S., Schultz, N., Wang, Y., . . . Zhao, L. (2018). Global lake evaporation accelerated by changes in surface energy allocation in a warmer climate. *Nature Geoscience*, *11*, 410-414. doi:10.1038/s41561-018-0114-8

Ward, A. D., & Trimble, S. W. (2004). *Environmental hydrology* (2nd ed.). Boca Raton, FL: Lewis Publishers.

Warnaka, K., & Pochop, L. (1988). Analyses of equations for free water evaporation estimates. *Water Resources Research*, *24*(7), 979-984. doi:10.1029/WR024i007p00979

Webb, E. K., Pearman, G. I., & Leuning, R. (1980). Correction of flux measurements for density effects due to heat and water vapour transfer. *Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society*, *106*(447), 85-100. doi:10.1002/qj.49710644707

Williamson, S. N., Hik, D. S., Gamon, J. A., Kavanaugh, J. L., & Koh, S. (2013). Evaluating cloud contamination in clear-sky MODIS Terra Daytime Land Surface Temperatures using ground-based meteorology station observations. *Journal of Climate*, *26*(5), 1551-1560. doi:10.1175/JCLI-D-12-00250.1

Winter, T. C. (1981). Uncertainties in estimating the water balance of lakes *JAWRA Journal of the American Water Resources Association*, *17*(1), 82-115. doi:10.1111/j.1752-1688.1981.tb02593.x

Winter, T. C., Rosenberry, D. O., & Sturrock, A. M. (1995). Evaluation of 11 equations for determining evaporation for a small lake in the north central United States. *Water Resources Research*, *31*(4), 983-993. doi:10.1029/94WR02537

World Energy Resources - 2016. (2016). Retrieved from <https://www.worldenergy.org/assets/images/imported/2016/10/World-Energy-Resources-Full-report-2016.10.03.pdf>

Appendix A : Gap-filling

Meteorological data gap-filling

The initial step was to gap-fill wind speed, relative humidity, air temperature, and atmospheric pressure series. There was no gap in the water temperature series.

The variables were gap-filled according to the following workflow:

- 1) When data were missing for one or two time steps, they were obtained by linear interpolation.
- 2) For longer gaps, we filled with measurements coming from other instruments installed on the towers. At both sites (Eastmain-1 and Romaine-2), some meteorological variables were measured by up to three instruments.
- 3) For Eastmain-1 only, two other similarly equipped towers located in proximity of the reservoir were considered reliable for gap-filling. One was located in a forest (≈ 20 km west of the reservoir tower) and another in a bog (≈ 20 km north of the reservoir tower). The measurements from those instruments were used to fill remaining gaps in relative humidity, air temperature, and atmospheric pressure series. It was not possible to directly use wind speed measurements from these sites to fill remaining gaps in the reservoir wind speed series as wind speed changes with the roughness of the surface below (Oke, 1987).

The root mean square errors between measurements from the main instruments at the reservoir's site and from the additional instruments were calculated to confirm the relevance of gap-filling with those supplementary measurements. At Eastmain-1, the worst RMSE for wind speed, relative humidity, temperature and atmospheric pressure were 0.89 m s^{-1} , 9.77%, 2.11°C and 0.55 kPa respectively. At Romaine-2, the RMSE was equal to 0.46 m s^{-1} for wind speed and negligible for the temperature. No alternative instrument was available for relative humidity and atmospheric pressure measurements.

When using the workflow third option, the remaining gaps in the wind speed series were substituted by using a lookup table on friction velocity series at forest and bog sites. This table aims to find similar wind conditions while wind speed measurement are available at the reservoir. Three hypotheses are made when applying this technique. First, all three sites are affected by the same wind conditions at the same time. Second, atmospheric stability is assumed neutral. Finally, based on the wind profile under neutral atmospheric conditions, wind speed U is defined as follow:

$$U = \frac{u_*}{k} \ln \left(\frac{z}{z_0} \right)$$

where u_* is the friction velocity, k is the von Kármán constant, z is the measurement height and z_0 is the roughness length. Wind conditions are expected to change only according to the friction velocity since the measurement height on the towers and the roughness length of a forest and of a bog are constant. In other words, we assumed that for a given friction velocity at the bog site corresponds a given friction velocity at the forest site and a given wind speed on the reservoir. The correlation between these variables is presented in Table A1.

Table A1: Correlation between wind speed observed at the reservoir and the friction velocities measured at the stations situated in the bog and in the forest.

	Friction velocity at bog	Friction velocity at forest	Wind speed at reservoir
Friction velocity at bog		0.68	0.62
Friction velocity at forest	0.68		0.67
Wind speed at reservoir	0.62	0.67	

The process is described in Figure A1.

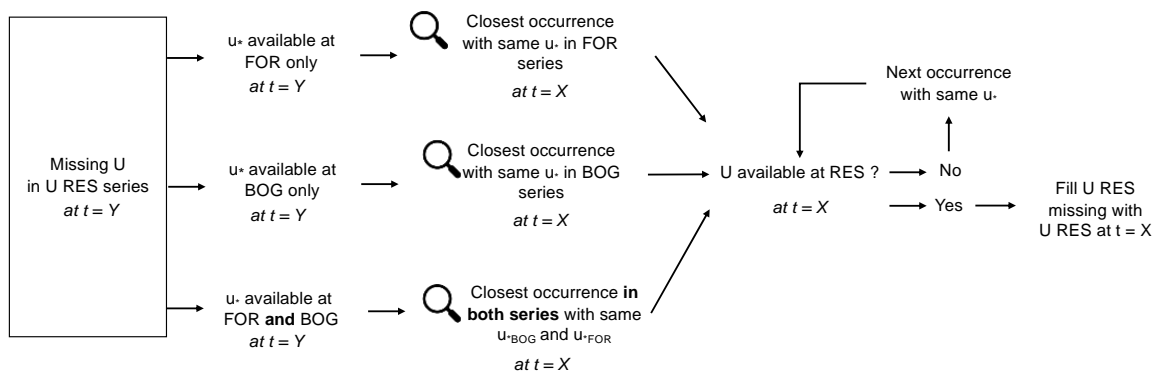


Figure A1: Flow diagram of the lookup table for the filling of remaining gaps in wind measurements at Eatmain-1. RES is reservoir, FOR is forest and BOG is bog.

Latent heat flux gap-filling

The moving lookup table technique, first described by Reichstein et al. (2005) for the filling of carbon flux, was adapted here for latent heat flux. The original version relied on three meteorological variables: air temperature, global radiation, and vapor pressure deficit, with priority given to global radiation.

As evaporation on a water body is typically driven by a different combination of meteorological variables, we applied a generalized least squares regression on the Eastmain-1 data to rank meteorological variables in order of importance. This type of regression was chosen because it is suitable for time series (Box et al., 1994). The variables were classified based on their absolute standardized regression coefficient (Schroeder et al., 1986) as shown in Table A2. The variables considered are air and water temperature difference, relative humidity, wind speed and net radiation as they are broadly considered drivers to evaporation flux (Bailey et al., 1997; Blanken et al., 2000; Blanken et al., 2011; Rouse et al., 2003; Strachan et al., 2016). Only unfilled data were used. As Table A2 shows, temperature difference, relative humidity, and wind speed are the most important variables and are therefore used in the gap-filling technique, with priority given to the temperature difference.

Table A2: Results of the generalized least squared error regression on the unfilled meteorological data at Eastmain-1.

	P-value	Standardized Coefficient
Temperature difference between air and water	9.83E-125	-0.53
Relative humidity	6.42E-104	-0.46
Wind speed	5.02E-156	0.39
Net radiation	1.10E-15	0.12

Figure A2 describes the gap-filling process adapted for latent heat flux. Meteorological conditions are considered similar when the difference in the wind speed, relative humidity and temperature does not exceed 1 m/s, 3% and 4.5 °C respectively.

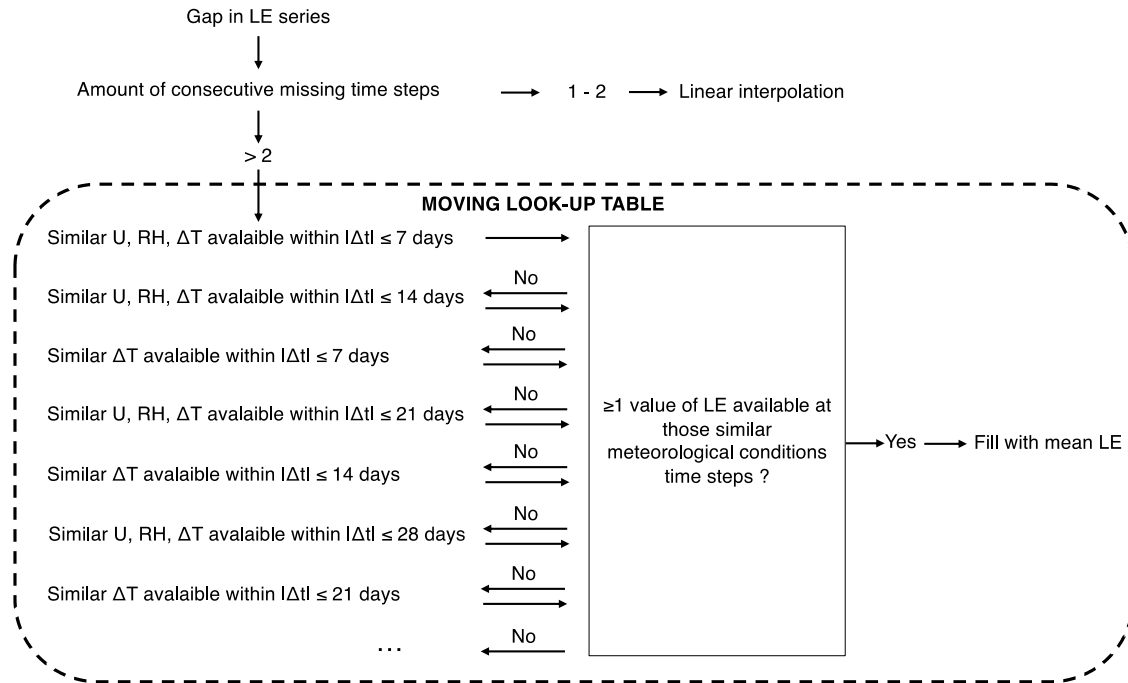


Figure A2: Flow-diagram of the gap-filling technique use on latent heat flux series (adapted from Reichstein et al. (2005). ΔT is the temperature difference between the water surface and the air and Δt is the size of the moving window.

At Eastmain-1, $\approx 4\%$ of the data were filled with linear interpolation, $\approx 65\%$ were filled with the first attempt (similar U, RH, and delta T available in a 7-day window), $\approx 12\%$ with the second attempt (similar U, RH, and delta T available in a 14-day window), $\approx 17\%$ with the third attempt (similar delta T available in a 7-day window) and $\approx 2\%$ with subsequently attempts (bigger window).

At Romaine-2, $\approx 8\%$ of the data were filled with linear interpolation, $\approx 70\%$ were filled with the first attempt (similar U, RH, and delta T available in a 7-day window), $\approx 9\%$ with the second attempt (similar U, RH, and delta T available in a 14-day window), $\approx 11\%$ with the third attempt (similar delta T available in a 7-day window) and $\approx 2\%$ with subsequently attempts (bigger window).

Latent heat flux gap-filling error quantification

An approximation of the typical error resulting from the filling technique was made for both sites. To do so, 5% random gaps were added in the already incomplete latent heat flux series. Once the fake gaps were induced, the gap-filling technique was applied and the filled values of the artificial gaps were compared to the original values. A mean absolute error was then obtained between the original data and the artificially punctured gap-

filled data. This process was repeated 500 times to obtain more robust estimates and convergence of the mean error.

The quantity of 5% of fake gaps was deemed sufficient as the mean absolute error increased with growing number of gaps (10, 15, and 20% were tested). Logically, with more gaps, the quantity of information available for gap-filling decreases. Thus, the error calculated with 5% supplementary gaps is a conservative estimate of the error due to gap-filling as it is a more challenging situation for the gap-filling application than when simply applying it to the original incomplete latent heat flux series.

The resulting mean absolute error is 18.3 and 14.4 W m^{-2} for linear interpolation at Eastmain-1 and Romaine-2 respectively. For the moving lookup table, the mean absolute error is 30.6 and 18.6 W m^{-2} at Eastmain-1 and Romaine-2 respectively. The error is larger at Eastmain-1 probably because of the remotely sensed water temperature.

Appendix B : Basic equations for the computation of the evaporation model inputs

Slope of the saturated vapor-pressure temperature curve (Ward & Trimble, 2004):

$$\Delta = 1000 \cdot 0.2 \cdot (0.00738 \cdot T_a + 0.8072)^7 - 0.000116 \text{ [Pa K}^{-1}\text{]}$$

where T_a is the air temperature (°C).

Psychometric constant (Arya, 1988):

$$\gamma = \frac{c_{pm} P}{0.622 L_e} \text{ [Pa K}^{-1}\text{]}$$

where P is the atmospheric pressure (Pa).

Specific heat for moist air (Brutsaert, 1982):

$$c_{pm} = q \cdot 1846 + (1 - q) 1005 \text{ [J kg}^{-1} \text{K}^{-1}\text{]}$$

Latent heat of vaporization (Shuttleworth, 2012):

$$L_e = 1\,000\,000 (2.501 - 0.002361 T_w) \text{ [J kg}^{-1}\text{]}$$

where T_w is the water temperature (°C).

Specific humidity (Brutsaert, 1982):

$$q = \frac{\rho_v}{(\rho_v + \rho_d)} \text{ [kg kg}^{-1}\text{]}$$

Density of dry air (Brutsaert, 1982):

$$\rho_d = \frac{P - e}{287.04 \cdot T_{a.K}} \text{ [kg m}^{-3}\text{]}$$

where $T_{a.K}$ is the air temperature (K).

Density of water vapor (Brutsaert, 1982):

$$\rho_v = \frac{0.622 \cdot e}{287.04 \cdot T_{a.K}} \text{ [kg m}^{-3}\text{]}$$

Unsaturated vapor pressure :

$$e = \frac{RH}{100} \cdot e_{sat}$$

where RH is the relative humidity (%).

Saturated vapor pressure (Shuttleworth, 2012):

$$e_{sat} = 610.8 \cdot e^{\left(\frac{17.27T}{T+237.3}\right)} \text{ [Pa]}$$

where T is the air or water temperature ($^{\circ}\text{C}$).

Net radiation:

$$R_N = S_{\downarrow} (1 - \alpha) + L_{\downarrow} + L_{\uparrow} \text{ [W m}^{-2}\text{]}$$

where S_{\downarrow} is the incoming shortwave radiation (W m^{-2}), α is the water surface albedo and L_{\downarrow} is the incoming longwave radiation (W m^{-2}).

Outgoing longwave radiation with Stephan-Boltzmann Law (Oke, 1987):

$$L_{\uparrow} = 5.67 \times 10^{-8} (T_{w,K})^4 \varepsilon \quad [\text{W m}^{-2}]$$

where $T_{w,K}$ is the water temperature (K) and ε is the emissivity of water.

Stability parameter (Brutsaert, 2005):

$$\zeta = \frac{z}{\left(\frac{-(u_*^3)}{\frac{\kappa g}{T_{a,K} \rho_m} \left(\frac{H}{c_{pm}} + 0.61 E T_{a,K} \right)} \right)}$$

where g is the gravitational constant (9.81 m s^{-2}) and H is the sensible heat flux (W m^{-2}).

Density of humid air (Brutsaert, 1982):

$$\rho_m = \rho_d + \rho_v \quad [\text{kg m}^{-3}]$$

Stability correction function for water vapor and momentum for neutral and stable situation, $\zeta \geq 0$ (Brutsaert, 2005):

$$\psi_m = \psi_v = -a \ln \left[\zeta + (1 + \zeta)^{\frac{1}{b}} \right]$$

where $a = 6.1$ and $b = 2.5$.

Stability correction function for momentum for unstable situation, $\zeta < 0$ (Brutsaert, 2005):

for $-\zeta \leq b^{-3}$

$$\psi_m(-y) = \ln(a + y) - 3(b)(y)^{1/3} + \frac{b(a^{1/3})}{2} \ln \left[\frac{(1 + x)^2}{(1 - x + x^2)} \right] + 3^{1/2} b(a^{1/3}) \tan^{-1}[(2x - 1)/(3^{1/2})] + \psi_0$$

for $-\zeta > b^{-3}$

$$\psi_m(-y) = \psi_m(b^{-3})$$

where $y = -\zeta$, $x = (y/a)^{1/3}$, $\psi_0 = (-\ln a + 3^{1/2} b a^{1/3} \pi/6)$, $a = 0.33$, $a = 0.41$ and $c = 0.33$.

Stability correction function for water vapor for unstable situation, $\zeta < 0$ (Brutsaert, 2005):

$$\psi_h(-y) = \left[\frac{1 - d}{n} \right] \ln[(c + y^n)/c]$$

where $d = 0.057$ and $n = 0.78$.

Chapitre 4 - Analyse complémentaire sur la longueur de rugosité et le nombre de Dalton

La couche limite atmosphérique (CLA) correspond à la couche inférieure de l'atmosphère qui est directement en contact avec la surface de la Terre. L'influence de la surface se fait sentir dans l'ensemble de la CLA grâce à la turbulence d'origine thermique et mécanique qui provoque d'importants échanges de quantité de mouvement, de chaleur, de vapeur d'eau et de masse entre la surface et l'atmosphère. La turbulence thermique est le résultat de la différence de flottabilité des parcelles d'air causée par la variation de chaleur entre les différentes couches d'air. La turbulence mécanique est le résultat du frottement de l'air transporté par le vent sur la surface parsemée d'obstacles et de la contrainte de cisaillement qui en résulte. L'épaisseur de la CLA peut atteindre quelques km lors d'une journée ensoleillée où le rayonnement solaire sur la surface provoque un réchauffement qui entraîne l'expansion progressive de cette couche sous l'action des tourbillons d'origine thermique. La nuit, sur les milieux terrestres, le refroidissement de la surface causé par l'absence de rayonnement solaire et les pertes par rayonnement infrarouge de la surface, entraînent la contraction progressive de cette couche jusqu'à 20 m (Arya (1988); (Vercauteren, 2011). Les échanges sont principalement concentrés à la couche de surface (CS) qui correspond environ au dixième inférieur de la hauteur de la CLA (Arya, 1988). La figure 4.1 schématise ces deux couches et les échanges entre la surface et l'atmosphère.

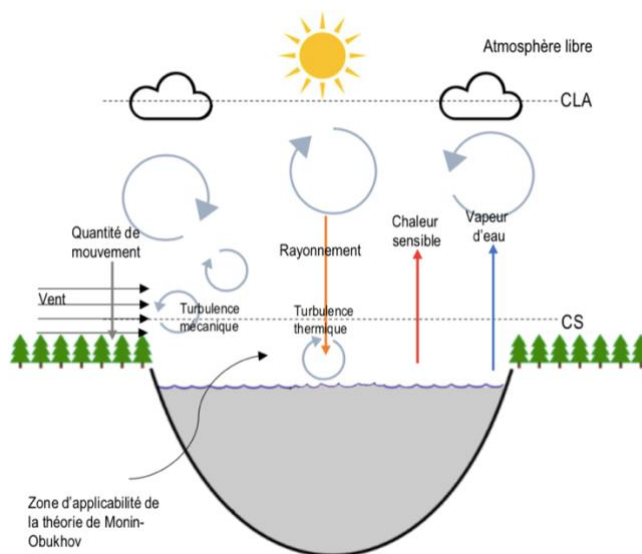


Figure 4.1 Schématisation des processus turbulents dans la couche limite atmosphérique. Adaptée de la figure 1 de Vercauteren (2011).

La théorie de similarité de Monin-Obukhov (Monin & Obukhov, 1954), un modèle largement accepté, décrit de façon quantitative la structure de la turbulence dans la couche de surface. C'est sur ce modèle que s'appuie l'équation d'évaporation par transfert de masse (*bulk transfer*, équation 6 de l'article au chapitre 3). En effet, le nombre de Dalton (C_E), contenu dans cette équation, quantifie la contribution de la turbulence atmosphérique à l'efficacité du transport de la vapeur d'eau (Heikinheimo et al., 1999). La forme théorique de ce nombre est (Arya, 1988) :

$$C_E = \frac{\kappa^2}{\ln\left(\frac{z-d_0}{z_{0v}} - \psi_v\right)\ln\left(\frac{z-d_0}{z_{0m}} - \psi_m\right)} \quad [4.1]$$

où κ est la constante de von Kármán (0.4), z est la hauteur des instruments de mesure (m), ψ_v et ψ_m sont des termes de correction pour la vapeur d'eau (v) et la quantité de mouvement (m), calculés en fonction de la stabilité atmosphérique (ζ , voir l'Annexe B de l'article au chapitre 3 pour leur calcul respectif), et z_{0v} et z_{0m} sont les longueurs de rugosité pour la vapeur d'eau et la quantité de mouvement. Le terme d_0 est un déplacement appliqué aux profils de vent et d'humidité pour les surfaces particulièrement rugueuses comme les forêts ou les villes. Pour un plan d'eau, cette constante est nulle. Les longueurs de rugosité correspondent à la hauteur depuis la surface pour laquelle la vitesse du vent et l'humidité spécifique, deux variables décrites par des profils logarithmiques dans la théorie de Monin-Obukhov, ont la même valeur qu'à la surface (Brutsaert, 1982). Ces longueurs sont schématisées à la figure 4.2.

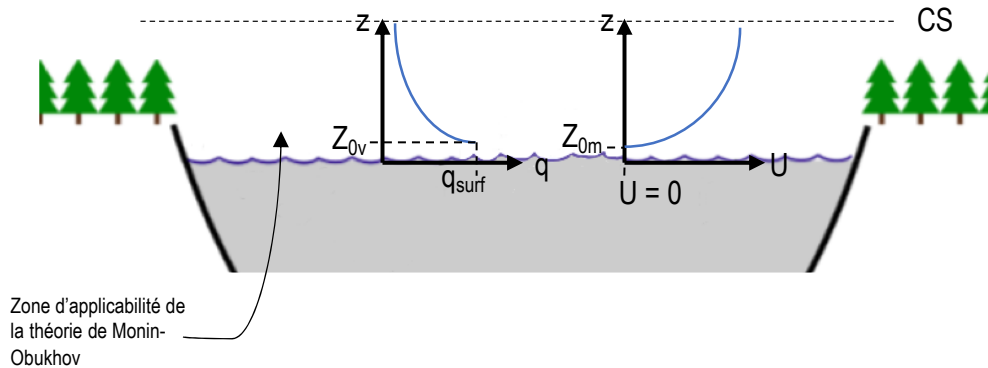


Figure 4.2 Schématisation de la longueur de rugosité pour l'humidité spécifique et pour la quantité de mouvement

Des mesures de variables complexes (flux de chaleur sensible, flux de chaleur latente et vitesse de frottement) sont essentielles pour calculer la stabilité atmosphérique nécessaire au calcul des termes de corrections (ψ_v et ψ_m). De telles mesures nécessitent d'avoir recours à l'approche de la covariance des tourbillons. Évidemment, avec une telle installation, le flux de chaleur latente est disponible et l'intérêt d'une estimation par transfert de masse ne tient plus.

La forme théorique du nombre de Dalton (équation 4.1) ne peut donc pas être employée dans l'équation de transfert de masse pour estimer l'évaporation en contexte de données limitées. Diverses options d'estimation et de simplification du nombre de Dalton ont été considérées dans le cadre de cette étude. Puisque cette partie de l'analyse n'a pu être incluse dans l'article au chapitre 3, elle est présentée ici.

Afin d'évaluer la qualité de ces simplifications, les longueurs de rugosité théoriques ont été calculées avec les équations de la théorie de Monin-Obukhov (équations 9 et 10 du chapitre 3) et grâce aux données de covariance des tourbillons. Le nombre de Dalton théorique a par la suite été calculé avec l'équation 4.1 et les équations pour ψ_v et ψ_m présentées à l'annexe B de l'article inséré au chapitre 3.

Une des simplifications employées dans l'application de l'équation de transfert de masse consiste à quantifier un nombre de Dalton moyen par régression linéaire entre l'évaporation mesurée par covariance des tourbillons et le reste de la formule de transfert de masse, soit $\rho U (q_{sfc} - q)$ (Finch & Calver, 2008; McGloin et al., 2014). Ce nombre moyen est par la suite utilisé une fois les installations de covariance des tourbillons retirées. Bien que cette technique aurait pu être considérée dans le cadre de cette étude, il était souhaitable de plutôt envisager des méthodes de simplification du nombre de Dalton permettant de s'affranchir totalement de l'utilisation de données de covariance des tourbillons pour espérer éventuellement appliquer l'équation de transfert de masse à d'autres réservoirs.

Une autre simplification consiste à utiliser la formule simplifiée du nombre de Dalton faisant abstraction du terme de correction pour la stabilité atmosphérique (Brutsaert, 2005), soit en supposant des conditions atmosphériques neutres :

$$C_E = \frac{\kappa^2}{\ln\left(\frac{z-d_0}{z_{0v}}\right)\ln\left(\frac{z-d_0}{z_{0m}}\right)} \quad [4.2]$$

Cependant, cette équation nécessite tout de même la connaissance des longueurs de rugosité (z_{0v} et z_{0m}). Pour certaines surfaces, ces longueurs peuvent être estimées grâce à la hauteur des obstacles s'y trouvant (par exemple, la hauteur de la canopée d'une forêt). Toutefois, de telles estimations ne sont pas possibles sur un plan d'eau. En effet, contrairement à d'autres surfaces, les longueurs de rugosité y sont changeantes, dû à l'absence ou à la présence de vagues de taille variable (Bailey et al., 1997). L'estimation de ces longueurs de rugosité pour l'application de la formule 4.2 est donc complexe. Quatre relations sont tout de même testées.

Selon Brutsaert (1982), pour de faibles vitesses de vent, la relation suivante peut être utilisée pour estimer z_{0m} sur un plan d'eau :

$$z_{0m} = 0.135 \nu / u_* \quad [4.3]$$

où ν est la viscosité cinématique de l'air ($\approx 14 \times 10^{-6} \text{ m}^2 \text{ s}^{-1}$) et u_* est la vitesse de frottement (m s^{-1}). Celle-ci exprime la contrainte mécanique appliquée parallèlement à la surface de l'eau par le vent en unités de vitesse.

L'équation suivante décrit z_{0v} pour les plans d'eau et les milieux terrestres (Brutsaert, 1982):

$$z_{0v} = 0.624 \nu / u_* \quad [4.4]$$

Lorsque les vitesses de vent sont plus importantes et que des vagues sont présentes, Brutsaert (1982) suggère plutôt l'utilisation de la relation de Charnock (1955) pour z_{0m} :

$$z_{0m} = a \frac{u_*^2}{g} \quad [4.5]$$

où g est la constante d'accélération gravitationnelle (9.81 m s^{-2}) et a , une constante empirique. Plusieurs auteurs, suite à la proposition de Charnock, ont quantifié la valeur de la constante empirique grâce à des campagnes de mesures (Garratt, 1992; Hicks, 1972; Smith & Banke, 1975). La valeur de a proposée par Charnock (1958) est de 0,012.

Une autre approche pour z_{0v} , elle aussi proposée par Brutsaert (1982) lorsque les vitesses de vent sont plus importantes, prend la forme:

$$z_{0v} = z_{0m} 7.4 \exp\left(-2.25 \left(\frac{u_* z_{0m}}{\nu}\right)^{1/4}\right) \quad [4.6]$$

Les relations 4.3 à 4.6 nécessitent la connaissance de la vitesse de frottement. Comme l'ont suggéré quelques auteurs, la vitesse de frottement peut elle-même être estimée par une relation linéaire avec la vitesse du vent, U (Camuffo, 2013; Hicks, 1972; Weber, 1999) :

$$u_* = \frac{U}{N} \quad [4.7]$$

Pour une mesure de vent à 10 m au-dessus d'un plan d'eau (soit la hauteur approximative à laquelle se situent les instruments à Eastmain-1 et à Romaine-2), Hicks (1972) propose un coefficient N de 26. La figure 4.3 présente la qualité de cette relation pour les deux sites. Pour Eastmain-1, une régression linéaire, en forçant une valeur nulle à l'origine, donne un coefficient N de 25.84, suggérant donc que la valeur avancée par Hicks (1972) est acceptable pour ce site. Pour Romaine-2, une relation linéaire claire n'est pas identifiable dû à l'étendue du nuage de points. Une certaine concentration de points se situe plutôt autour de la droite pour laquelle la valeur de N est de 8.

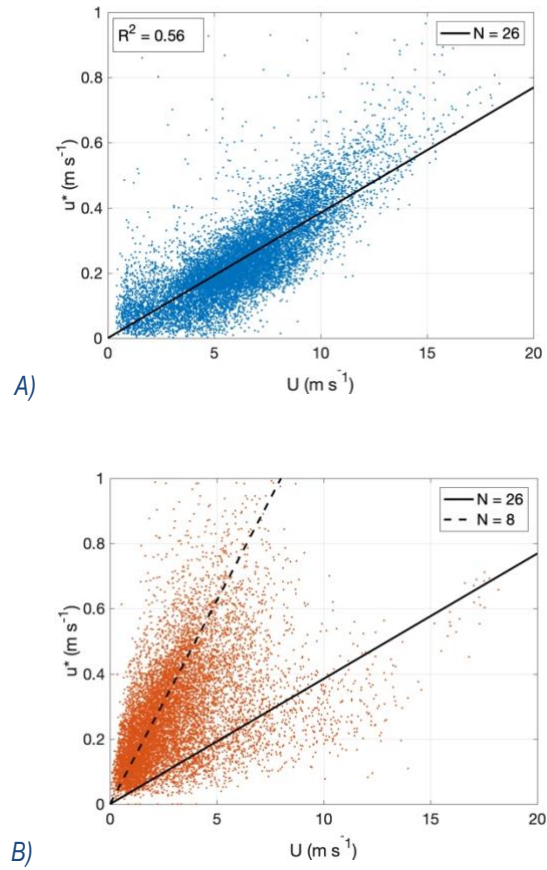


Figure 4.3 Relation entre les observations de vitesse du vent et de vitesse de friction. A) Eastmain-1 B) Romaine-2.

La figure 4.4 présente les valeurs théoriques de longueur de rugosité en fonction de la vitesse de frottement mesurée. Les quatre relations proposées par Brutsaert (1982) y sont illustrées.

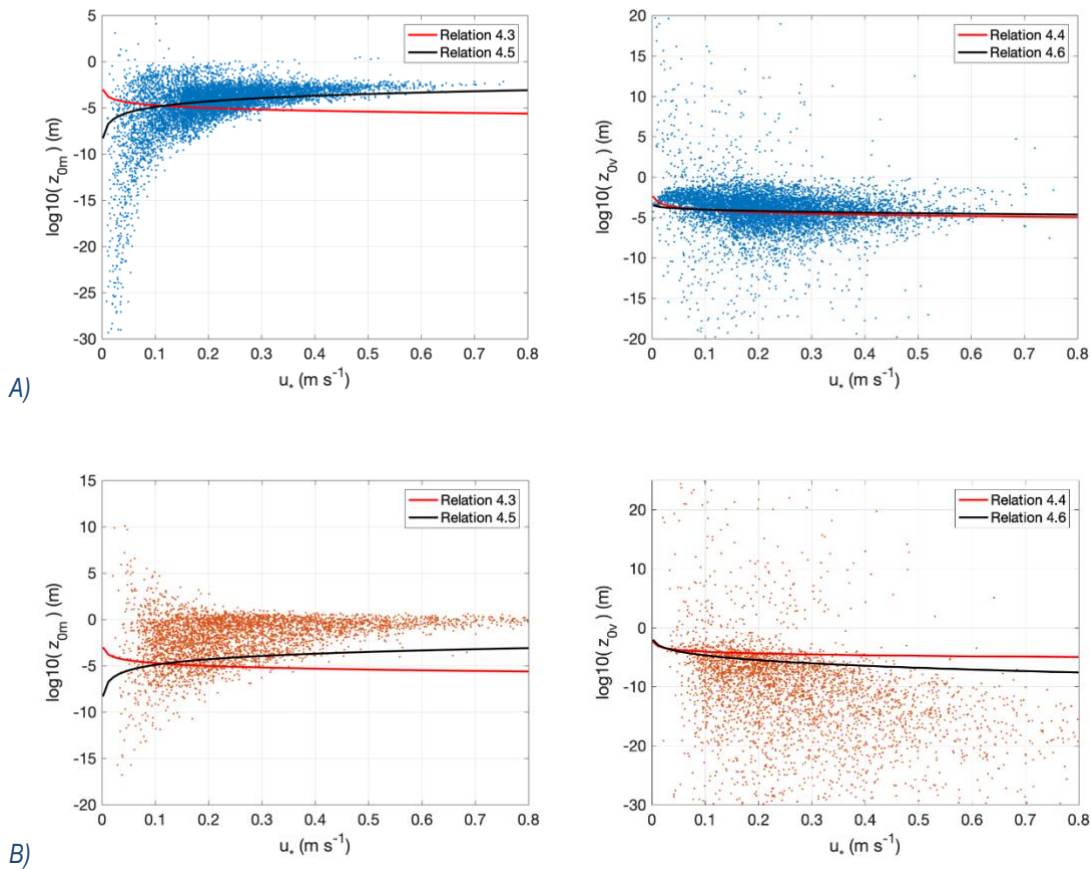


Figure 4.4 Relation entre les longueurs de rugosité théoriques et la vitesse de frottement. A) Eastmain-1 B) Romaine-2.

Aucune des quatre relations ne parvient à représenter adéquatement la relation entre la longueur de rugosité et la vitesse de frottement aux deux sites. La valeur de z_{0m} est largement surestimée pour de faibles valeurs de vitesse de frottement par la relation 4.3 sensée représenter z_{0m} lors de faibles conditions de vent. Brutsaert (1982) a souligné que lors de certaines études, des valeurs extrêmement faibles de z_{0m} ont été observées pour des conditions calmes. La relation 4.5 décrit bien la valeur de z_{0m} à Eastmain-1 pour des vitesses de frottement au-delà de 0,15 m s⁻¹. Bien que la relation arrive à décrire la tendance générale, le nuage de points est toutefois très étendu (les axes des ordonnées à la figure 4.4 sont logarithmiques). De plus, il semblerait que la valeur de 0,012 pour la constante empirique α soit trop faible pour Romaine-2. En effet, la courbe représentant la relation 4.5 se situe sous le nuage de points. Une valeur plus élevée pour α , comme l'ont suggéré d'autres auteurs (Garratt, 1992; Hicks, 1972; Smith & Banke, 1975), serait plus adéquate. De telles relations pour décrire z_{0v} fonctionnent bien pour les observations de Eastmain-1. La dispersion du nuage de points est cependant encore une fois assez élevée. À Romaine-2, le nuage de points est très dispersé et aucune relation claire entre z_{0v} et la vitesse de frottement n'est apparente.

Puisque les relations 4.3 à 4.7 ne sont pas concluantes et que le nombre de Dalton ne peut pas être estimé avec l'équation 4.2, une autre simplification est envisagée.

Quelques auteurs proposent l'utilisation dans l'équation de transfert d'un nombre de Dalton fixe quantifié lors d'études précédentes (Brutsaert, 2005; Heikinheimo et al., 1999; McGloin et al., 2014). Brutsaert (2005), sur la base d'une compilation d'études passées, propose une valeur typique de $1,2 \times 10^{-3}$ pour l'utilisation du transfert de masse avec des mesures de vent prises à 10 m sur des lacs et réservoirs de taille moyenne (fetch de 1 à 10 km). Les valeurs théoriques médianes du nombre de Dalton obtenues pour Eastmain-1 et Romaine-2 sont très proches de cette valeur typique proposée par Brutsaert (2005). En effet, le nombre médian de Dalton est de $1,5 \times 10^{-3}$ et de $1,0 \times 10^{-3}$ pour les réservoirs Eastmain-1 et Romaine-2 respectivement (figure 4.5).

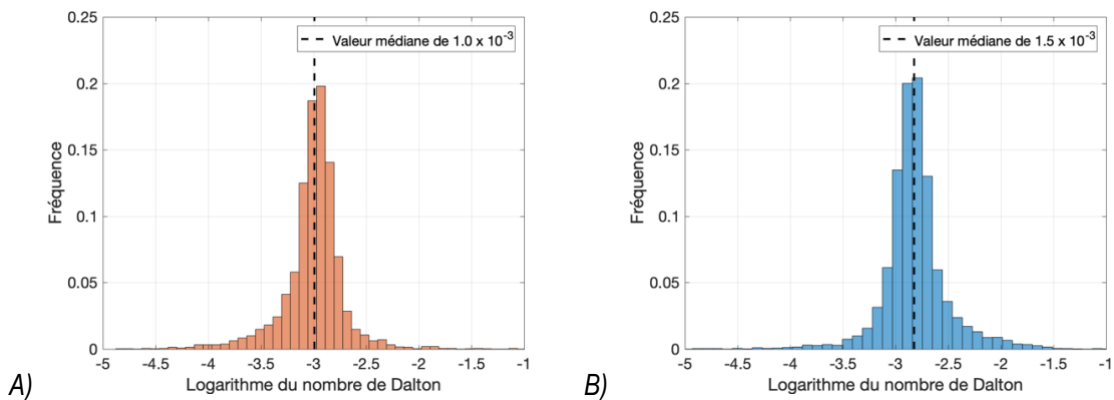


Figure 4.5 Distribution du logarithme du nombre de Dalton théorique. A) Eastmain-1 B) Romaine-2.

De plus, la corrélation entre le nombre de Dalton et la hauteur de mesure, ou les conditions de stabilité, ou les conditions de vent, ou le fetch est faible ou inexistante (figure 4.6).

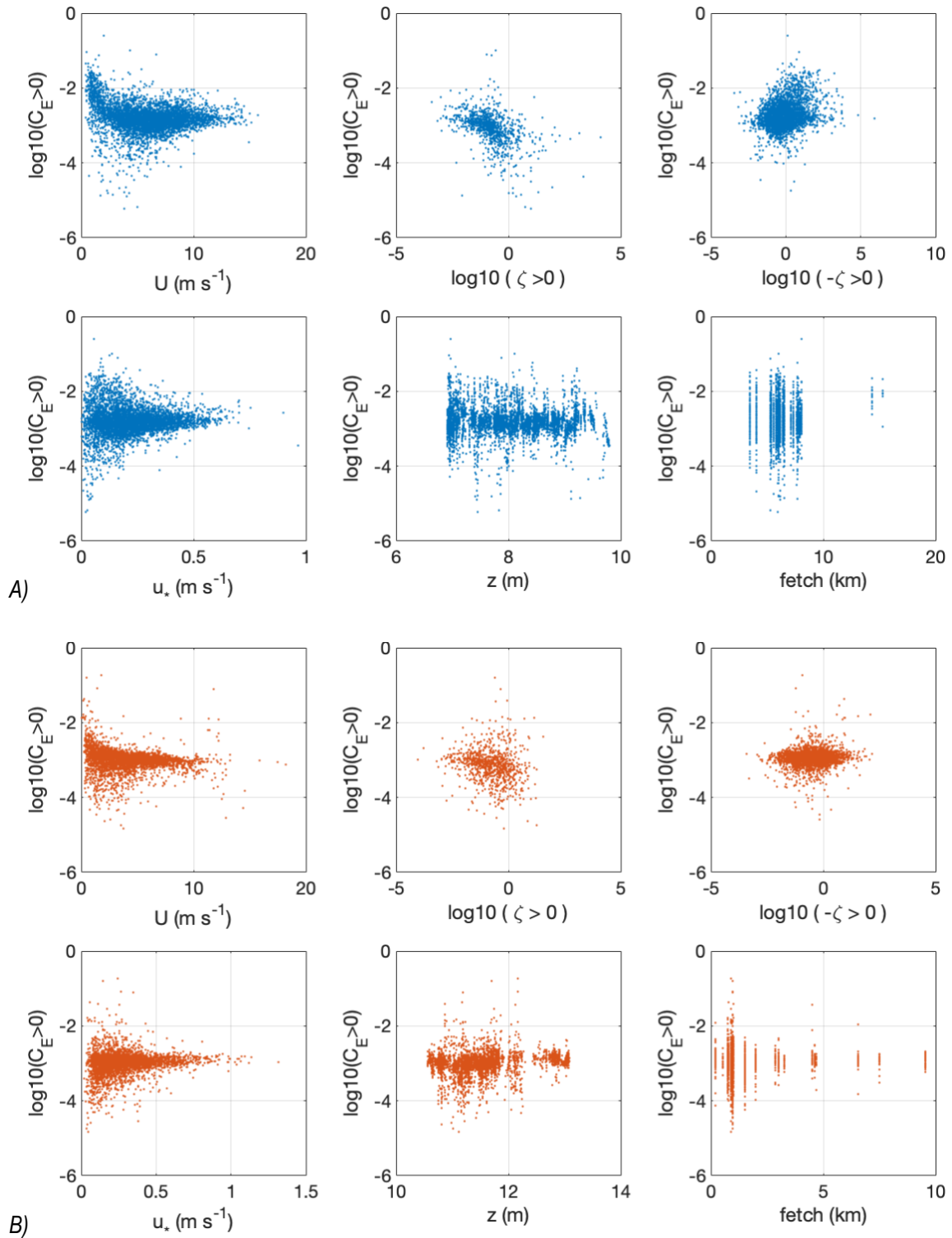


Figure 4.6 Relation entre le nombre de Dalton et la vitesse du vent, la stabilité, la vitesse de friction, la hauteur de mesure et le fetch. A) Eastmain-1 B) Romaine-2.

Par conséquent, devant l'impossibilité d'estimer autrement le nombre de Dalton et par souci de simplicité, le nombre de Dalton moyen suggéré par Brutsaert (2005) est utilisé dans l'application de l'équation de transfert de masse dans cette étude.

Chapitre 5 - Application du modèle de transfert de masse dans un autre environnement climatique

Afin de tester son applicabilité dans un environnement climatique autre que boréal, la performance du modèle de transfert de masse dans l'estimation de l'évaporation au-dessus du lac Léman est examinée. Le lac Léman est situé à la frontière entre la Suisse et la France. Le climat y est tempéré avec des températures moyennes légèrement au-dessus de 0°C pour les mois les plus froids et légèrement au-dessus de 20°C pour les mois les plus chauds. Les précipitations y sont plus élevées en été qu'en hiver. Contrairement aux lacs et réservoirs en milieu boréal, il n'y a pas de formation d'un couvert de glace durant l'hiver. Le lac Léman est aussi beaucoup plus profond que les réservoirs Eastmain-1 et Romaine-2. Le tableau 5.1 présente les principales caractéristiques du lac Léman.

Tableau 5.1 Localisation du lac Léman, caractéristiques et climat. (Kottek et al., 2006; Spreafico & Weingartner, 2005). Les caractéristiques des réservoirs boréales y sont aussi incluses à des fins de comparaison.

		Lac Léman	Eastmain-1	Romaine-2
Coordonnées	(°N, °E)	46.46, 6.42	52.13, -75.93	50.67, -63.25
Profondeur moyenne	(m)	150	11	42
Rapport surface/volume	(km ⁻¹)	7	87	23
Classification climatique de Köppen		Cfb	Dfc	Dfc
Température moyenne	(°C)	11	-2.3	1.3
Évapotranspiration annuelle	(mm)	618	325	350
Précipitation annuelle	(mm)	1200	735	990

Des données d'évaporation mesurées par covariance des tourbillons sont utilisées comme référence dans l'examen de la performance du modèle de transfert de masse. Une tour à flux a été déployée sur une petite plate-forme ancrée à 100 m au sud de la rive nord du lac Léman, durant une campagne de mesures dénommée LATEX, de la mi-août à la fin octobre 2006 (Vercauteren et al., 2008). La figure 5.1 présente la localisation de la tour à flux sur le lac.

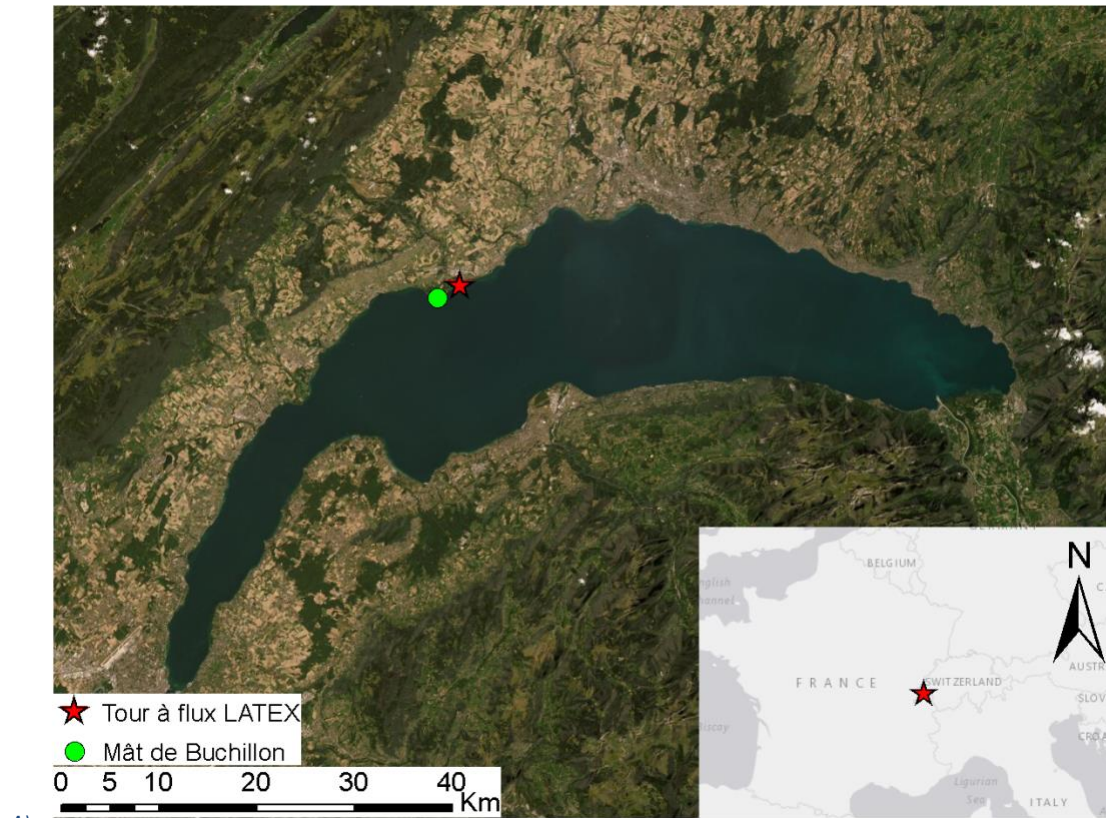


Figure 5.1 Lac Léman A) Image satellite du lac B) Photo de la tour à flux.
 Source : Laboratoire de mécanique des fluides de l'environnement de l'EPFL.

Pour plus de détails sur la campagne de mesures, l'instrumentation, et le traitement des données, le lecteur peut se référer à Vercauteren et al. (2008). Le jeu de données ne contient que 10% de mesures valides dû à la direction du vent qui était souvent problématique. En effet, les vents étaient principalement en provenance du nord et donc dos à la tour. Le comblement des données n'est alors pas possible et aucune série de cumul journalier ne peut ainsi être examinée. Par conséquent, la performance est évaluée seulement par un nuage de

points (figure 5.2) présentant la comparaison entre l'évaporation horaire observée et l'évaporation horaire obtenue de la formule de transfert de masse avec un nombre de Dalton de 0,0012 pour des mesures de vent à 10 mètres, tel que suggéré par Brutsaert (2005). Puisque les mesures de vent ont été prises à une hauteur largement plus basse que 10 m (2,95 m, z_1), celles-ci sont transposées à cette hauteur (z_2) grâce à une formule issue de la théorie de Monin-Obukhov décrivant le profil de vent en conditions neutres (Oke, 1987) :

$$U_{z_2} = U_{z_1} \frac{\ln\left(\frac{z_1}{z_{0m}}\right)}{\ln\left(\frac{z_2}{z_{0m}}\right)} \quad [5.1]$$

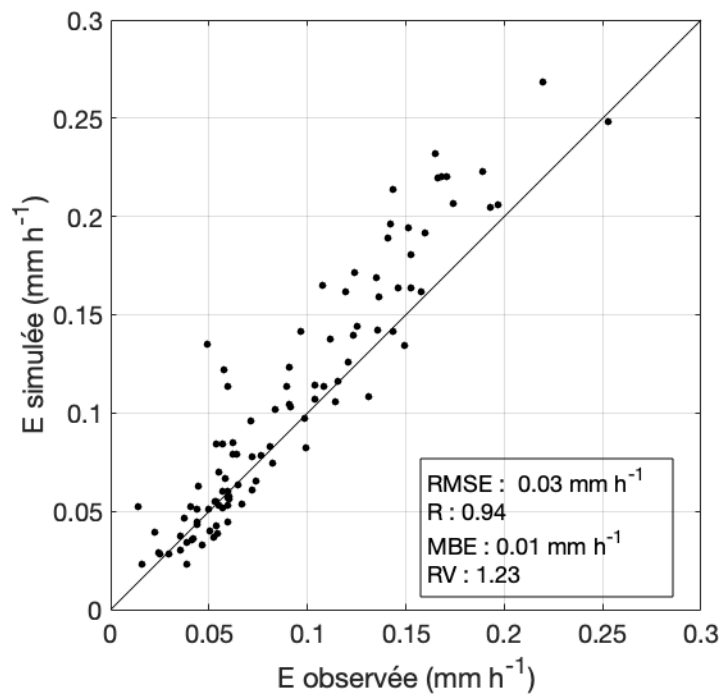


Figure 5.2 Comparaison entre l'évaporation horaire observée au lac Léman et l'évaporation simulée avec le modèle de transfert de masse et les intrants météorologiques *in-situ*.

Malgré le besoin d'utiliser cette simplification, les performances du modèle de transfert de masse sont élevées (figure 5.2) et similaires aux performances obtenues à Eastmain-1 et Romaine-2 pour la modélisation horaire avec des intrants météorologiques *in-situ* (voir le tableau 3 de l'article inséré au chapitre 3). Les scores RMSE et MBE sont même légèrement inférieurs à ceux rapportés pour les deux sites boréaux. Le score RV est légèrement plus élevé dû aux épisodes d'évaporation importante (0.15 mm h⁻¹ et plus) qui sont légèrement surestimés par le modèle (voir la figure 5.2). Bien sûr, cette évaluation de la performance est très sommaire et une série plus complète et plus longue de données d'évaporation observées aurait permis d'évaluer la performance du modèle de façon plus exhaustive et peut-être déceler des périodes pour lesquelles le modèle

est moins performant. En effet, il est fort probable que, tout comme il a été constaté pour les réservoirs boréaux, des périodes de stabilité atmosphérique dû une température de l'air supérieure à celle de l'eau limite l'efficacité de l'évaporation (Blanken et al., 2003; Rouse et al., 2003). Dans cette situation, le nombre de Dalton de 0,0012 peut être trop élevé et entraîner une légère surestimation de l'évaporation (voir la figure 8 de l'article inséré au chapitre 3). Il n'est pas possible d'examiner des données de températures de l'air et de l'eau pour l'année 2006 dans son entièreté pour identifier la présence de telles périodes de stabilité puisque la campagne fut de courte durée. Toutefois, un mât installé de façon permanente à 100 m de la rive de la ville de Buchillon (Graf et al., 1984), mesure la température de l'eau à une profondeur de 1 mètre et la température de l'air à 10 m depuis le milieu des années 1980 (voir la figure 5.1 pour la localisation de ce mât). La figure 5.3 tirée de Lemmin (2020) montre la température de l'air et de l'eau pour une année complète (2014). On remarque que des périodes de stabilité, lorsque la température de l'air est supérieure à la température de l'eau, sont possibles et ce, principalement au printemps et à l'été. Il est probable donc que le modèle de transfert de masse avec un nombre de Dalton de 0,0012 fonctionne moins bien durant cette période de l'année.

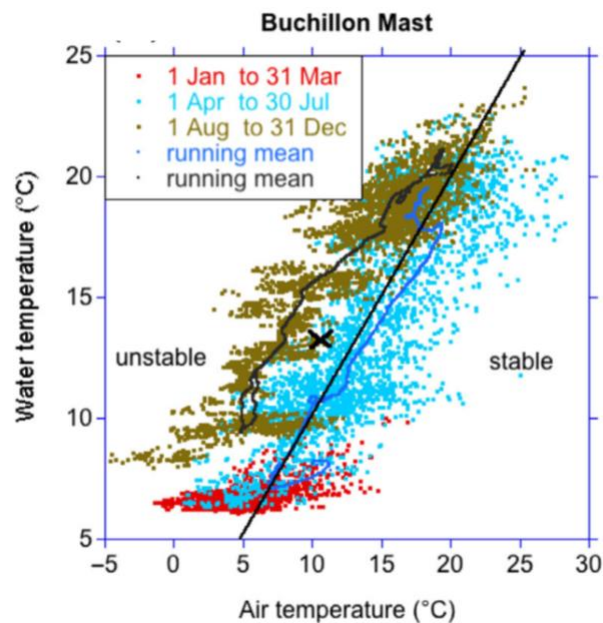


Figure 5.3 Nuage de points des valeurs horaires de température de l'eau à une profondeur de 1 mètre et température de l'air à une hauteur de 10 m en 2014 au mât de Buchillon. Figure originale tirée de Lemmin (2020).

Conclusion

La quantification des gains et pertes en eau des réservoirs hydroélectriques par des modèles hydrologiques est essentielle à leur gestion. Toutefois, ces modèles ne tiennent typiquement pas compte de la perte en eau par évaporation ou la quantifient de la même façon que l'évapotranspiration sur l'ensemble du bassin versant. Afin de combler cette lacune, ce mémoire s'est penché sur la performance de six équations d'estimation de l'évaporation sur les plans d'eau libre et sur la possibilité d'appliquer ces équations avec des données d'entrée limitées. Pour ce faire, des mesures directes d'évaporation, obtenues grâce à la technique de mesure par covariance des tourbillons, ont été utilisées comme référence.

Le premier chapitre a introduit quelques éléments essentiels à la compréhension du projet, tels que les caractéristiques du cycle de l'évaporation sur les réservoirs boréaux, le fonctionnement des mesures par covariance des tourbillons et les équations existantes pour l'estimation de l'évaporation.

Le deuxième chapitre a, quant à lui, résumé des études effectuées par le passé sur le sujet, afin de souligner la pertinence des travaux présentés dans ce mémoire. De façon générale, ces études utilisaient des mesures indirectes comme référence pour évaluer la performance des modèles d'estimation. Peu de campagnes de mesures directes de l'évaporation sur des plans d'eau libre ont été effectuées dû à la maintenance et aux coûts reliés à la technique de mesure par covariance des tourbillons. Les seules campagnes existantes étaient en général de courte durée. Quelques campagnes interannuelles ou annuelles ont été effectuées sur des lacs et des réservoirs. Les quelques campagnes effectuées en zone boréale ont surtout servi à décrire le phénomène en détail et la séquence d'évaporation sur les réservoirs mais aucune, à notre connaissance, ne s'attardait à la performance de différents modèles d'estimation.

Ces deux premiers chapitres sont essentiels à la compréhension de l'article *Evaporation from boreal reservoirs: A comparison between eddy covariance observations and estimations relying on limited data* présenté au chapitre 3. Ce chapitre, qui constitue le cœur du mémoire, a décrit la démarche et les résultats du projet de recherche. La performance de deux modèles combinatoires, de deux modèles empiriques et de deux modèles de transfert de masse dans l'estimation de l'évaporation à un pas de temps horaire a été examinée. Le modèle de transfert de masse (« bulk transfer ») avec un nombre de Dalton constant de $1,2 \times 10^{-3}$ est ressorti comme étant le plus adéquat. La série d'évaporation cumulée journalière a aussi été bien simulée par ce modèle. Toutefois, les quelques épisodes de condensation survenus après la fonte des glaces sur le réservoir n'ont pas été modélisés adéquatement. Afin d'explorer la possibilité d'appliquer ce modèle avec des installations de mesures météorologiques simples autour des deux réservoirs à l'étude, une analyse de sensibilité classique et une analyse de sensibilité de Sobol ont été effectuées. Ces analyses ont révélé l'importance d'utiliser des

mesures de vent et de température de l'eau représentatives des conditions sur les réservoirs. Les mesures de pression atmosphérique, d'humidité relative et de température de l'air obtenues depuis une station météorologique à proximité des réservoirs (~10-30 km) étaient suffisantes pour obtenir une bonne performance.

Une analyse complémentaire n'ayant pas été présentée dans l'article forme le chapitre 4. Elle décrit la démarche aillant mené au choix du nombre de Dalton de $1,2 \times 10^{-3}$ dans l'application du modèle de transfert de masse.

Le chapitre 5 a présenté une analyse additionnelle portant sur l'application du modèle de transfert de masse sur un lac situé dans un environnement climatique différent, soit le lac Léman. Cette analyse, beaucoup plus simple que celles réalisées pour les deux réservoirs boréals, visait à explorer la possibilité d'appliquer le modèle retenu ailleurs qu'en milieu boréal. L'absence de données observées d'évaporation sur une longue période a limité grandement l'analyse des performances du modèle, mais les résultats sur les quelques données disponibles ont montré une bonne performance.

En somme, il est possible d'estimer les pertes en eau par évaporation sur les réservoirs hydroélectriques boréales avec l'utilisation du modèle de transfert de masse, un nombre de Dalton constant et des mesures météorologiques limitées comme entrées au modèle. Ces données limitées consistent en la température de l'air et l'humidité relative prises sur la terre ferme à proximité du réservoir, la température de la surface de l'eau mesurée *in situ* et la vitesse du vent à une hauteur de 10 m prise depuis la berge du réservoir située face aux vents dominants afin que les mesures soient représentatives des conditions de vent sur le réservoir.

Bien sûr, plusieurs éléments de recherche supplémentaires sont nécessaires pour appuyer les conclusions de ce mémoire. D'abord, le fait d'effectuer une recherche similaire sur d'autres réservoirs hydroélectriques boréals permettrait de valider et raffiner les conclusions obtenues sur les réservoirs Romaine-2 et Eastmain-1. Plus particulièrement, les limites de l'utilisation d'un nombre constant de Dalton de $1,2 \times 10^{-3}$ devraient être approfondies puisque les résultats à Romaine-2 ont montré que ce nombre serait trop élevé pour les périodes avec des épisodes de condensation. Ceux à Eastmain-1 ont montré une valeur potentiellement trop faible pour les périodes de forte instabilité atmosphérique. De plus, une meilleure compréhension de la variabilité spatiale des mesures de température de l'air et de l'humidité relative sur le territoire à proximité d'un réservoir serait nécessaire pour spécifier les distances et conditions limites de la prise de mesures de ces deux variables sur la terre ferme. Il est toutefois possible qu'une telle généralisation soit difficile à établir. Finalement, bien que les mesures de covariance par tourbillons soient représentatives de l'évaporation sur une large portion de la surface du réservoir, elles ne sont pas représentatives de l'évaporation sur l'ensemble du réservoir. Sur de grandes étendues d'eau, les conditions d'évaporation peuvent varier spatialement. Des recherches subséquentes pourraient porter sur ce dernier élément et se concentrer sur l'application du modèle de transfert de masse en considérant la variation spatiale de l'évaporation d'un bout à l'autre du réservoir.

Bibliographie

Alaska Energy Statistics Final Report. (2015). Alaska Energy Authority. <http://library.akenergyauthority.org/Portals/0/Publications/2012AlaskaEnergyStatisticsFinalReport.pdf?ver=2016-10-05-133221-547>

Antil, F., Rousselle, J., & Lauzon, N. (2012). *Hydrologie : cheminements de l'eau* (2e ed.). Montréal, Canada: Presses internationales Polytechnique.

Anderson, E. (1954). *Water loss investigations: Lake Hefner studies, Technical Report*. US Department of the Interior, Geological Survey. Washington D.C. <https://pubs.usgs.gov/pp/0269/report.pdf>

Andreasen, M., Rosenberry, D. O., & Stannard, D. I. (2017). Estimating daily lake evaporation from biweekly energy-budget data. *Hydrological Processes*, 31(25), 4530-4539. doi:10.1002/hyp.11375

Arya, P. S. (1988). *Introduction to micrometeorology*. San Diego, CA: Academic Press.

Assouline, S., & Mahrer, Y. (1993). Evaporation from Lake Kinneret: 1. Eddy correlation system measurements and energy budget estimates. *Water Resources Research*, 29(4), 901-910. doi:10.1029/92WR02432

Assouline, S., Tyler, S. W., Tanny, J., Cohen, S., Bou-Zeid, E., Parlange, M. B., & Katul, G. G. (2008). Evaporation from three water bodies of different sizes and climates: Measurements and scaling analysis. *Advances in Water Resources*, 31(1), 160-172. doi:10.1016/j.advwatres.2007.07.003

Aubinet, M., Vesala, T., & Papale, D. (2012). *Eddy covariance : a practical guide to measurement and data analysis*. New York, NY: Springer.

Bailey, W. G., Oke, T. R., & Rouse, W. R. (1997). *The surface climates of Canada*. Montreal, Canada: McGill-Queen's University Press.

Blanken, P. D., Rouse, W. R., Culf, A. D., Spence, C., Boudreau, L. D., Jasper, J. N., . . . Versegny, D. (2000). Eddy covariance measurements of evaporation from Great Slave Lake, Northwest Territories, Canada. *Water Resources Research*, 36(4), 1069-1077. doi:10.1029/1999WR900338

Blanken, P. D., Rouse, W. R., & Schertzer, W. M. (2003). Enhancement of evaporation from a large northern lake by the entrainment of warm, dry air. *Journal of Hydrometeorology*, 4(4), 680-693. doi:10.1175/1525-7541(2003)004<0680:eoefal>2.0.co;2

Blanken, P. D., Spence, C., Hedstrom, N., & Lenters, J. D. (2011). Evaporation from Lake Superior: 1. Physical controls and processes. *Journal of Great Lakes Research*, 37(4), 707-716. doi:10.1016/j.jglr.2011.08.009

Boudreau, L. D., & Rouse, W. R. (1995). The role of individual terrain units in the water balance of wetland tundra. *Climate Research*, 5(1), 31-47. doi:10.3354/cr005031

Bowman, A. W., & Azzalini, A. (1997). *Applied smoothing techniques for data analysis: the kernel approach with S-Plus illustrations*. Oxford, United Kingdom: Oxford University Press.

Box, G. E. P., Jenkins, G. M., & Reinsel, G. C. (1994). *Time series analysis : forecasting and control* (3rd ed.). Englewood Cliffs, NJ: Prentice Hall.

- Brandt, J. P. (2009). The extent of the North American boreal zone. *Environmental Reviews*, 17(1), 101-161. doi:10.1139/A09-004
- Brandt, J. P., Flannigan, M. D., Maynard, D. G., Thompson, I. D., & Volney, W. J. A. (2013). An introduction to Canada's boreal zone: ecosystem processes, health, sustainability, and environmental issues. *Environmental Reviews*, 21(4), 207-226. doi:10.1139/er-2013-0040
- Brutsaert, W. (1982). *Evaporation into the atmosphere : theory, history, and applications*. Dordrecht, Holland: D. Reidel Publishing Compagny.
- Brutsaert, W. (2005). *Hydrology: An Introduction*. Cambridge, United Kingdom: Cambridge University Press.
- Burba, G. (2013). *Eddy covariance method for scientific, industrial, agricultural, and regulatory applications : a field book on measuring ecosystem gas exchange and areal emission rates*. Lincoln, NE: LI-COR Biosciences.
- Camuffo, D. (2013). *Microclimate for cultural heritage : conservation and restoration of indoor and outdoor monuments* (2nd ed.). Amsterdam, Netherlands: Elsevier Science.
- Charnock, H. (1955). Wind stress on a water surface. *Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society*, 81(350), 639-640. doi:10.1002/qj.49708135027
- Charnock, H. (1958). Wind, temperature and humidity gradients near the ground. *Science Progress*, 46, 470-487.
- Dalton, J. (1802). Experimental essays on the constitution of mixed gases ; on the force of steam or vapour from water and other liquids in different temperatures, both in a Torricellian vacuum and in air ; on evaporation ; and on the expansion of gases. *Memoirs of the Literary and Philosophical Society of Manchester*, 5, 535-602.
- Dawson, C. W., Abraham, R. J., & See, L. M. (2007). HydroTest: A web-based toolbox of evaluation metrics for the standardised assessment of hydrological forecasts. *Environmental Modelling and Software*, 22(7), 1034-1052. doi:10.1016/j.envsoft.2006.06.008
- Delclaux, F., Coudrain, A., & Condom, T. (2007). Evaporation estimation on Lake Titicaca: a synthesis review and modelling. *Hydrological Processes*, 21(13), 1664-1677. doi:10.1002/hyp.6360
- Feldman, A. D. E. (2000). *Hydrologic modeling system HEC-HMS: technical reference manual*. US Army Corps of Engineers, Hydrologic Engineering Center. Davis, CA. [https://www.hec.usace.army.mil/software/hechms/documentation/HEC-HMS_Technical%20Reference%20Manual_\(CPD-74B\).pdf](https://www.hec.usace.army.mil/software/hechms/documentation/HEC-HMS_Technical%20Reference%20Manual_(CPD-74B).pdf)
- Finch, J., & Calver, A. (2008). *Methods for the quantification of evaporation from lakes*. NERC/Centre for Ecology & Hydrology. Wallingford, UK. http://nora.nerc.ac.uk/id/eprint/14359/1/wmoevap_271008.pdf
- Fortin, V. (2000). *Le modèle météo-apport HSAMI: historique, théorie et application*. Institut de recherche d'Hydro-Québec. Varennes, Canada. N/A
- Friedrich, K., Grossman, R. L., Huntington, J., Blanken, P. D., Lenters, J., Holman, K. D., . . . Kowalski, T. (2018). Reservoir evaporation in the Western United States. *Bulletin of the American Meteorological Society*, 99(1), 167-187. doi:10.1175/BAMS-D-15-00224.1
- Garratt, J. R. (1992). *The atmospheric boundary layer*. Cambridge, United Kingdom: Cambridge University Press.

- Giadrossich, F., Niedda, M., Cohen, D., & Pirastru, M. (2015). Evaporation in a Mediterranean environment by energy budget and Penman methods, Lake Baratz, Sardinia, Italy. *Hydrology and Earth System Sciences Discussions*, 12(2), 1901-1940. doi:10.5194/hessd-12-1901-2015
- Graf, W. H., Merzi, N., & Perrinjaquet, C. (1984). Aerodynamic drag: Measured at a nearshore platform on lake of Geneva. *Archives for meteorology, geophysics, and bioclimatology, Series A*, 33(2), 151-173. doi:10.1007/BF02257722
- Graham, D. N., & Butts, M. B. (2006). Flexible, integrated watershed modelling with MIKE SHE. In V. P. Singh & D. K. Frevert (Eds.), *Watershed models* (pp. 245-272). Boca Raton, FL: Taylor & Francis.
- Granger, R. J., & Hedstrom, N. (2011). Modelling hourly rates of evaporation from small lakes. *Hydrology and Earth System Sciences*, 15(1), 267-277. doi:10.5194/hess-15-267-2011
- Gupta, H. V., Kling, H., Yilmaz, K. K., & Martinez, G. F. (2009). Decomposition of the mean squared error and NSE performance criteria; implications for improving hydrological modelling. *Journal of Hydrology*, 377(1-2), 80-91. doi:10.1016/j.jhydrol.2009.08.003
- Gupta, H. V., Sorooshian, S., & Yapo, P. O. (1998). Toward improved calibration of hydrologic models: Multiple and noncommensurable measures of information. *Water Resources Research*, 34(4), 751-763. doi:10.1029/97WR03495
- Hanrahan, J. L., Kravtsov, S. V., & Roebber, P. J. (2010). Connecting past and present climate variability to the water levels of Lakes Michigan and Huron. *Geophysical Research Letters*, 37(1), 1-6. doi:10.1029/2009GL041707
- Heikinheimo, M., Kangas, M., Tourula, T., Venalainen, A., & Tattari, S. (1999). Momentum and heat fluxes over lakes Tamnaren and Raksjo determined by the bulk-aerodynamic and eddy-correlation methods. *Agricultural and Forest Meteorology*, 98-99, 521-534. doi:10.1016/S0168-1923(99)00121-5
- Hicks, B. B. (1972). Some evaluations of drag and bulk transfer coefficients over water bodies of different sizes. *Boundary-Layer Meteorology*, 3(2), 201-213. doi:10.1007/BF02033919
- Hondzo, M., & Stefan, H. G. (1993). Regional water temperature characteristics of lakes subjected to climate change. *Climatic Change*, 24, 187-211. doi:10.1007/BF01091829
- Hutchinson, M. F., McKenney, D. W., Lawrence, K., Pedlar, J. H., Hopkinson, R. F., Milewska, E., & Papadopol, P. (2009). Development and testing of Canada-wide interpolated spatial models of daily minimum-maximum temperature and precipitation for 1961-2003. *Journal of Applied Meteorology and Climatology*, 48(4), 725-741. doi:10.1175/2008JAMC1979.1
- Ikebuchi, S., Seki, M., & Ohtoh, A. (1988). Evaporation from Lake Biwa. *Journal of Hydrology*, 102(1-4), 427-449. doi:10.1016/0022-1694(88)90110-2
- Irambona, C., Music, B., Nadeau, D. F., Mahdi, T. F., & Strachan, I. B. (2018). Impacts of boreal hydroelectric reservoirs on seasonal climate and precipitation recycling as simulated by the CRCM5: a case study of the La Grande River watershed, Canada. *Theoretical and Applied Climatology*, 131(3), 1529-1544. doi:10.1007/s00704-016-2010-8
- Jarvinen, J., & Huttula, T. (1982). Estimation of lake evaporation by using different aerodynamical equations. *Geophysica*, 19(1), 87-99.

Kottek, M., Grieser, J., Beck, C., Rudolf, B., & Rubel, F. (2006). World map of the Koppen-Geiger climate classification updated. *Meteorologische Zeitschrift*, 15(3), 259-263. doi:10.1127/0941-2948/2006/0130

Kouwen, N., & Mousavi, S. F. (2002). WATFLOOD/SPL9 hydrological model and flood forecasting system. In V. P. Singh & D. K. Frevert (Eds.), *Mathematical models of large watershed hydrology* (pp. 649-685). Highlands Ranch, CO: Water Resources Publications, LLC.

Lemmin, U. (2020). Insights into the dynamics of the deep hypolimnion of Lake Geneva as revealed by long-term temperature, oxygen, and current measurements. *Limnology and Oceanography*, 65(9), 2092-2107. doi:10.1002/lno.11441

Liu, G., Ou, W., Zhang, Y., Wu, T., Zhu, G., Shi, K., & Qin, B. (2015). Validating and mapping surface water temperatures in Lake Taihu: Results from MODIS Land Surface Temperature Products. *IEEE Journal of Selected Topics in Applied Earth Observations and Remote Sensing*, 8(3), 1230-1244. doi:10.1109/JSTARS.2014.2386333

Lowe, L. D., Webb, J. A., Nathan, R. J., Etchells, T., & Malano, H. M. (2009). Evaporation from water supply reservoirs: An assessment of uncertainty. *Journal of Hydrology*, 376(1-2), 261-274. doi:10.1016/j.jhydrol.2009.07.037

Magnuson, J. J., Robertson, D. M., Benson, B. J., Wynne, R. H., Livingstone, D. M., Arai, T., . . . Vuglinski, V. S. (2000). Historical trends in lake and river ice cover in the northern hemisphere. *Science*, 289(5485), 1743-1746. doi:10.1126/science.289.5485.1743

Mammarella, I., Nordbo, A., Rannik, Ü., Haapanala, S., Levula, J., Laakso, H., . . . Pumpanen, J. (2015). Carbon dioxide and energy fluxes over a small boreal lake in Southern Finland. *Journal of Geophysical Research: Biogeosciences*, 120(7), 1296-1314. doi:10.1002/2014JG002873

Manabe, S. (1997). Early development in the study of greenhouse warming: the emergence of climate models. *Ambio*, 26(1), 47-51.

Mauder, M., & Foken, T. (2006). Impact of post-field data processing on eddy covariance flux estimates and energy balance closure. *Meteorologische Zeitschrift*, 15(6), 597-609. doi:10.1127/0941-2948/2006/0167

McGloin, R., McGowan, H., McJannet, D., & Burn, S. (2014). Modelling sub-daily latent heat fluxes from a small reservoir. *Journal of Hydrology*, 519(PB), 2301-2311. doi:10.1016/j.jhydrol.2014.10.032

McJannet, D. L., Webster, I. T., & Cook, F. J. (2012). An area-dependent wind function for estimating open water evaporation using land-based meteorological data. *Environmental Modelling & Software*, 31, 76-83. doi:10.1016/j.envsoft.2011.11.017

Metzger, J., Nied, M., Corsmeier, U., Kleffmann, J., & Kottmeier, C. (2018). Dead Sea evaporation by eddy covariance measurements vs. aerodynamic, energy budget, Priestley–Taylor, and Penman estimates. *Hydrology and Earth System Sciences*, 22(2), 1135-1155. doi:10.5194/hess-22-1135-2018

Moffat, A. M., Papale, D., Reichstein, M., Hollinger, D. Y., Richardson, A. D., Barr, A. G., . . . Stauch, V. J. (2007). Comprehensive comparison of gap-filling techniques for eddy covariance net carbon fluxes. *Agricultural and Forest Meteorology*, 147(3-4), 209-232. doi:10.1016/j.agrformet.2007.08.011

Moncrieff, J., Clement, R., Finnigan, J., & Meyers, T. (2004). Averaging, detrending, and filtering of eddy covariance time series. In X. Lee, W. Massman, & B. Law (Eds.), *Handbook of micrometeorology* (pp. 7-31). Dordrecht, Holland: Springer Science & Business Media.

- Moncrieff, J., Valentini, R., Greco, S., Guenther, S., & Ciccioli, P. (1997a). Trace gas exchange over terrestrial ecosystems: methods and perspectives in micrometeorology. *Journal of Experimental Botany*, 48(5), 1133-1142. doi:10.1093/jxb/48.5.1133
- Moncrieff, J. B., Massheder, J. M., de Bruin, H., Elbers, J., Friborg, T., Heusinkveld, B., . . . Verhoef, A. (1997b). A system to measure surface fluxes of momentum, sensible heat, water vapour and carbon dioxide. *Journal of Hydrology*, 188-189, 589-611. doi:10.1016/S0022-1694(96)03194-0
- Monin, A. S., & Obukhov, A. M. (1954). Basic laws of turbulent mixing in the surface layer of the atmosphere. *Contrib. Geophys. Inst. Acad. Sci. USSR*, 151(163), e187.
- Motiee, H., & McBean, E. (2009). An assessment of long-term trends in hydrologic components and implications for water levels in Lake Superior. *Hydrology Research*, 40(6), 564-579. doi:10.2166/nh.2009.061
- Nordbo, A., Launiainen, S., Mammarella, I., Lepparanta, M., Huotari, J., Ojala, A., & Vesala, T. (2011). Long-term energy flux measurements and energy balance over a small boreal lake using eddy covariance technique. *Journal of Geophysical Research*, 116. doi:10.1029/2010JD014542
- Nunez, M., Davies, J. A., & Robinson, P. J. (1972). Surface albedo at a tower site in Lake Ontario. *Boundary-Layer Meteorology*, 3, 77-86. doi:10.1007/BF00769108
- Oke, T. R. (1987). *Boundary layer climates* (2nd ed.). London, United Kingdom: Routledge.
- Oswald, C. J., & Rouse, W. R. (2004). Thermal characteristics and energy balance of various-size Canadian Shield lakes in the Mackenzie River basin. *Journal of Hydrometeorology*, 5(1), 129-144. doi:10.1175/1525-7541(2004)005(0129:TCAEBO)2.0.CO;2
- Papale, D., Reichstein, M., Aubinet, M., Canfora, E., Bernhofer, C., Kutsch, W., . . . Yakir, D. (2006). Towards a standardized processing of Net Ecosystem Exchange measured with eddy covariance technique: algorithms and uncertainty estimation. *Biogeosciences*, 3, 571-583. doi:10.5194/bg-3-571-2006
- Penman, H. L. (1948). Natural evaporation from open water, bare soil and grass. *Proceedings of the Royal Society of London. Series A. Mathematical and Physical Sciences*, 193(1032), 120-145. doi:10.1098/rspa.1948.0037
- Pianosi, F., Sarrazin, F., & Wagener, T. (2015). A Matlab toolbox for global sensitivity analysis. *Environmental Modelling & Software*, 70, 80-85. doi:10.1016/j.envsoft.2015.04.009
- Pomeroy, J. W., Gray, D. M., Brown, T., Hedstrom, N. R., Quinton, W. L., Granger, R. J., & Carey, S. K. (2007). The cold regions hydrological model: a platform for basing process representation and model structure on physical evidence. *Hydrological Processes*, 21(19), 2650-2667. doi:10.1002/hyp.6787
- Priestley, C. H. B., & Taylor, R. (1972). On the assessment of surface heat flux and evaporation using large-scale parameters. *Monthly weather review*, 100(2), 81-92. doi:10.1175/1520-0493(1972)100<0081:OTAOSH>2.3.CO;2
- Reichstein, M., Falge, E., Baldocchi, D., Papale, D., Aubinet, M., Berbigier, P., . . . Valentini, R. (2005). On the separation of net ecosystem exchange into assimilation and ecosystem respiration: Review and improved algorithm. *Global Change Biology*, 11(9), 1424-1439. doi:10.1111/j.1365-2486.2005.001002.x
- Reinart, A., & Reinhold, M. (2008). Mapping surface temperature in large lakes with MODIS data. *Remote Sensing of Environment*, 112(2), 603-611. doi:10.1016/j.rse.2007.05.015

- Rimmer, A., Samuels, R., & Lechinsky, Y. (2009). A comprehensive study across methods and time scales to estimate surface fluxes from Lake Kinneret, Israel. *Journal of Hydrology*, 379(1-2), 181-192. doi:10.1016/j.jhydrol.2009.10.007
- Rosenberry, D. O., Winter, T. C., Buso, D. C., & Likens, G. E. (2007). Comparison of 15 evaporation methods applied to a small mountain lake in the northeastern USA. *Journal of Hydrology*, 340(3), 149-166. doi:10.1016/j.jhydrol.2007.03.018
- Rouse, W. R., Blanken, P. D., Bussi eres, N., Oswald, C. J., Schertzer, W. M., Spence, C., & Walker, A. E. (2008). An Investigation of the Thermal and Energy Balance Regimes of Great Slave and Great Bear Lakes. *Journal of Hydrometeorology*, 9(6), 1318-1333. doi:10.1175/2008JHM977.1
- Rouse, W. R., Oswald, C. J., Binyamin, J., Spence, C., Schertzer, W. M., Blanken, P. D., . . . Duguay, C. R. (2005). The role of northern lakes in a regional energy balance. *Journal of Hydrometeorology*, 6(3), 291-305. doi:10.1175/jhm421.1
- Rouse, W. R., Oswald, C. M., Binyamin, J., Blanken, P. D., Schertzer, W. M., & Spence, C. (2003). Interannual and seasonal variability of the surface energy balance and temperature of central Great Slave Lake. *Journal of Hydrometeorology*, 4(4), 720-730. doi:10.1175/1525-7541(2003)004<0720:IASVOT>2.0.CO;2
- Saltelli, A. (2008). *Global sensitivity analysis the primer*. Chichester, England: John Wiley.
- Schmid, M., Hunziker, S., & Wuest, A. (2014). Lake surface temperatures in a changing climate: a global sensitivity analysis. *Climatic Change*, 124, 301-315. doi:10.1007/s10584-014-1087-2
- Schneider, P., & Hook, S. J. (2010). Space observations of inland water bodies show rapid surface warming since 1985. *Geophysical Research Letters*, 37(22), L22405. doi:10.1029/2010GL045059
- Schroeder, L. D., Sjoquist, D. L., & Stephan, P. E. (1986). *Understanding regression analysis : an introductory guide*. Newbury Park, CA: Sage Publications.
- Schuepp, P. H., Leclerc, M. Y., MacPherson, J. I., & Desjardins, R. L. (1990). Footprint prediction of scalar fluxes from analytical solutions of the diffusion equation. *Boundary-Layer Meteorology*, 50, 355-373. doi:10.1007/BF00120530
- Sene, K. J., Gash, J. H. C., & McNeil, D. D. (1991). Evaporation from a tropical lake: comparison of theory with direct measurements. *Journal of Hydrology*, 127(1-4), 193-217. doi:10.1016/0022-1694(91)90115-X
- Shuttleworth, W. J. (2012). *Terrestrial hydrometeorology*. Hoboken, NJ: Wiley-Blackwell.
- Singh, V. P., & Xu, C. Y. (1997). Evaluation and generalization of 13 mass-transfer equations for determining free water evaporation. *Hydrological Processes*, 11(3), 311-323. doi:10.1002/(SICI)1099-1085(19970315)11:3<311::AID-HYP446>3.0.CO;2-Y
- Slota, P. M. A. (2013). *Evaluation of operational lake evaporation methods in a Canadian Shield landscape*. (Master Thesis), University of Manitoba, Winnipeg. Retrieved from <http://hdl.handle.net/1993/22103>
- Smith, S. D., & Banke, E. G. (1975). Variation of the sea surface drag coefficient with wind speed. *Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society*, 101(429), 665-673. doi:10.1002/qj.49710142920
- Sobol, I. M. (2001). Global sensitivity indices for nonlinear mathematical models and their Monte Carlo estimates. *Mathematics and computers in simulation*, 55(1-3), 271-280. doi:10.1016/S0378-4754(00)00270-6

- Spence, C., & Hedstrom, N. (2015). Attributes of Lake Okanagan evaporation and development of a mass transfer model for water management purposes. *Canadian Water Resources Journal / Revue canadienne des ressources hydriques*, 40(3), 250-261. doi:10.1080/07011784.2015.1046140
- Spreafico, M., & Weingartner, R. (2005). *The Hydrology of Switzerland - Selected aspects and results*. https://www.bafu.admin.ch/dam/bafu/en/dokumente/hydrologie/uw-umwelt-wissen/hydrologie_der_schweizausgewaehlteaspekteundresultate.pdf.download.pdf/the_hydrology_inswitzerlandselectedaspectsandresults.pdf
- Stannard, D. I., & Rosenberry, D. O. (1991). Comparison of short-term measurements of lake evaporation using eddy correlation and energy budget methods. *Journal of Hydrology*, 122(1-4), 15-22. doi:10.1016/0022-1694(91)90168-H
- Stewart, R. B., & Rouse, W. R. (1976). A simple method for determining the evaporation from shallow lakes and ponds. *Water Resources Research*, 12(4), 623-628. doi:10.1029/WR012i004p00623
- Strachan, I. B., Tremblay, A., Pelletier, L., Tardif, S., Turpin, C., & Nugent, K. A. (2016). Does the creation of a boreal hydroelectric reservoir result in a net change in evaporation? *Journal of Hydrology*, 540, 886-899. doi:10.1016/j.jhydrol.2016.06.067
- Sweers, H. E. (1976). A nomogram to estimate the heat-exchange coefficient at the air-water interface as a function of wind speed and temperature; a critical survey of some literature. *Journal of Hydrology*, 30(4), 375-401. doi:10.1016/0022-1694(76)90120-7
- Tanny, J., Cohen, S., Assouline, S., Lange, F., Grava, A., Berger, D., . . . Parlange, M. B. (2008). Evaporation from a small water reservoir: Direct measurements and estimates. *Journal of Hydrology*, 351(1-2), 218-229. doi:10.1016/j.jhydrol.2007.12.012
- Teodoru, C. R., Prairie, Y. T., & del Giorgio, P. A. (2011). Spatial heterogeneity of surface CO₂ fluxes in a newly created Eastmain-1 reservoir in northern Quebec, Canada. *Ecosystems*, 14, 28-46. doi:10.1007/s10021-010-9393-7
- Venäläinen, A., Frech, M., Heikinheimo, M., & Grelle, A. (1999). Comparison of latent and sensible heat fluxes over boreal lakes with concurrent fluxes over a forest: implications for regional averaging. *Agricultural and Forest Meteorology*, 98-99, 535-546. doi:10.1016/S0168-1923(99)00100-8
- Verburga, P., & Hecky, R. E. (2009). The physics of the warming of Lake Tanganyika by climate change. *Limnology and Oceanography*, 54(6part2), 2418-2430. doi:10.4319/llo.2009.54.6_part_2.2418
- Vercauteren, N. (2011). *Water vapor and heat exchanges over lakes*. (Doctoral Thesis), Ecole Polytechnique Fédérale de Lausanne, Lausanne. Retrieved from https://library.epfl.ch/beast?record=ebi01_prod006224216
- Vercauteren, N., Bou-Zeid, E., Parlange, M. B., Lemmin, U., Huwald, H., Selker, J., & Meneveau, C. (2008). Subgrid-scale dynamics of water vapour, heat, and momentum over a lake. *Boundary-Layer Meteorology*, 128(2), 205-228. doi:10.1007/s10546-008-9287-9
- Vercauteren, N., Huwald, H., Bou-Zeid, E., Selker, J. S., Lemmin, U., Parlange, M. B., & Lunati, I. (2011). Evolution of superficial lake water temperature profile under diurnal radiative forcing. *Water Resources Research*, 47(9). doi:10.1029/2011WR010529

- Vesala, T., Huotari, J., Rannik, Ü., Suni, T., Smolander, S., Sogachev, A., . . . Ojala, A. (2006). Eddy covariance measurements of carbon exchange and latent and sensible heat fluxes over a boreal lake for a full open-water period. *Journal of Geophysical Research - Atmospheres*, 111, D11101. doi:10.1029/2005jd006365
- Vickers, D., & Mahrt, L. (1997). Quality control and flux sampling problems for tower and aircraft data. *Journal of Atmospheric and Oceanic Technology*, 14(3), 512-526. doi:10.1175/1520-0426(1997)014<0512:QCAFSP>2.0.CO;2
- Wan, Z., Hook, S., & Hulley, G. (2015). MOD11A2 MODIS/Terra Land Surface Temperature/Emissivity 8-Day L3 Global 1km SIN Grid V006. *NASA EOSDIS Land Processes DAAC*. doi:10.5067/MODIS/MOD11A2.006
- Wang, B., Yaoming, M., Xuelong, C., Weiqiang, M., Zhongbo, S., & Menenti, M. (2015). Observation and simulation of lake-air heat and water transfer processes in a high-altitude shallow lake on the Tibetan Plateau. *Journal of Geophysical Research: Atmospheres*, 120(24), 12327-12344. doi:10.1002/2015JD023863
- Wang, S., Yang, Y., Luo, Y., & Rivera, A. (2013). Spatial and seasonal variations in evapotranspiration over Canada's landmass. *Hydrology and Earth System Sciences*, 17(9), 3561-3575. doi:10.5194/hess-17-3561-2013
- Wang, W., Lee, X., Xiao, W., Liu, S., Schultz, N., Wang, Y., . . . Zhao, L. (2018). Global lake evaporation accelerated by changes in surface energy allocation in a warmer climate. *Nature Geoscience*, 11, 410-414. doi:10.1038/s41561-018-0114-8
- Ward, A. D., & Trimble, S. W. (2004). *Environmental hydrology* (2nd ed.). Boca Raton, FL: Lewis Publishers.
- Warnaka, K., & Pochop, L. (1988). Analyses of equations for free water evaporation estimates. *Water Resources Research*, 24(7), 979-984. doi:10.1029/WR024i007p00979
- Webb, E. K., Pearman, G. I., & Leuning, R. (1980). Correction of flux measurements for density effects due to heat and water vapour transfer. *Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society*, 106(447), 85-100. doi:10.1002/qj.49710644707
- Weber, R. O. (1999). Remarks on the definition and estimation of friction velocity. *Boundary-Layer Meteorology*, 93, 197-209. doi:10.1023/A:1002043826623
- Williamson, S. N., Hik, D. S., Gamon, J. A., Kavanaugh, J. L., & Koh, S. (2013). Evaluating cloud contamination in clear-sky MODIS Terra Daytime Land Surface Temperatures using ground-based meteorology station observations. *Journal of Climate*, 26(5), 1551-1560. doi:10.1175/JCLI-D-12-00250.1
- Winter, T. C. (1981). Uncertainties in estimating the water balance of lakes JAWRA *Journal of the American Water Resources Association*, 17(1), 82-115. doi:10.1111/j.1752-1688.1981.tb02593.x
- Winter, T. C., Rosenberry, D. O., & Sturrock, A. M. (1995). Evaluation of 11 equations for determining evaporation for a small lake in the north central United States. *Water Resources Research*, 31(4), 983-993. doi:10.1029/94WR02537
- World Energy Resources - 2016*. (2016). World Energy Council. <https://www.worldenergy.org/assets/images/imported/2016/10/World-Energy-Resources-Full-report-2016.10.03.pdf>