



Interactions entre tectonique, érosion, altération des roches silicatées et climat à l'échelle des temps géologiques: rôle des chaînes de montagnes

Pierre Maffre

► To cite this version:

Pierre Maffre. Interactions entre tectonique, érosion, altération des roches silicatées et climat à l'échelle des temps géologiques: rôle des chaînes de montagnes. Océan, Atmosphère. Université Toulouse III Paul Sabatier, 2018. Français. NNT: . tel-02059359

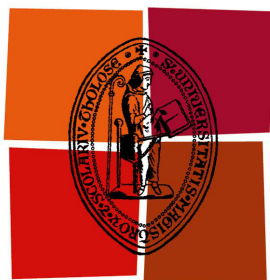
HAL Id: tel-02059359

<https://theses.hal.science/tel-02059359>

Submitted on 6 Mar 2019

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

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



Université
de Toulouse

THÈSE

En vue de l'obtention du

DOCTORAT DE L'UNIVERSITÉ DE TOULOUSE

Délivré par: Université Toulouse III Paul Sabatier (UT3 Paul Sabatier)

présentée et soutenue publiquement par

Pierre Maffre

le 5 décembre 2018

Titre:

**Interactions entre tectonique, érosion,
altération des roches silicatées et climat
à l'échelle des temps géologiques:
rôle des chaînes de montagnes**

Directeur de thèse : Yves Goddérès

École doctorale: Sciences de l'univers, de l'environnement et de l'espace (SDU2E)

Discipline ou spécialité: Surfaces et interfaces continentales, hydrologie

JURY:

Stéphane Bonnet,
Jean Braun,
Jérôme Gaillardet,
Dimitri Lague,
Gilles Ramstein,
Laurie Reisberg,
Yves Goddérès,
Yannick Donnadiou,
Nathalie Vigier,

Pr., GET, Toulouse
Pr., GFZ, Potsdam
Pr., IPGP, Paris
DR, Géosciences Rennes
DR, LSCE, Gif-sur-Yvette
DR, CRPG, Nancy
DR, GET, Toulouse
DR, CEREGE, Aix-en-Provence
DR, LOV, Villefranche-sur-mer

Président du jury
Rapporteur
Rapporteur
Examineur
Examineur
Examineur
Directeur de thèse
Invité
Invité

« Quant à moi, je considère les archives géologiques, selon la métaphore de Lyell, comme une histoire du globe incomplètement conservée, écrite dans un dialecte toujours changeant, et dont nous ne possédons que le dernier volume traitant de deux ou trois pays seulement. Quelques fragments de chapitres de ce volume, et quelques lignes éparses de chaque page sont seuls parvenus jusqu'à nous. Chaque mot de ce langage changeant lentement, plus ou moins différent dans les chapitre successifs, peut représenter les formes qui ont vécu, qui sont ensevelies dans les formations successives, et qui nous paraissent à tort avoir été brusquement introduite. »

CHARLES DARWIN, *On the Origin of Species (l'origine des espèces)*

« — La physique est celle qui explique les principes des choses naturelles, et les propriétés du corps ; qui discourt de la nature des éléments, des métaux, des minéraux, des pierres, des plantes, et des animaux, et nous enseigne les causes de tous les météores, l'arc-en-ciel, les feux volants, les comètes, les éclairs, le tonnerre, la foudre, la pluie, la neige, la grêle, les vents, et les tourbillons.

— Il y a trop de tintamarre là dedans, trop de brouillamini. »

Maître de philosophie – Monsieur Jourdain, in MOLIERE, *Le bourgeois gentilhomme*,
acte II, scène 4

« Voyons professeur Miloch, vous n'allez pas me dire que vous êtes capables de modifier le temps à votre guise. Alors que nul n'ignore en effet qu'à l'heure actuelle, malgré cent théories différentes, on ne sait même pas encore POURQUOI IL PLEUT!?.... »

Professeur Mortimer, in EDGARD P. JACOBS, *SOS Météores*

« Maudit schiste glissant et lisse ! »

Albérich, in RICHARD WAGNER, *Das Rheingold (l'Or du Rhin)*, acte I scène 1



FIGURE 1 – Allégorie orogénique de la thèse

Remerciements

Les remerciements sont la dernière partie de cette thèse à avoir été écrite, et probablement celle où l'on peut prendre le plus de recul sur la thèse.

Je souhaiterais remercier ici tous ceux qui ont réussi à faire de cette thèse une merveilleuse aventure, dans un contexte où toutes ne le sont pas autant. Il est très difficile (voire impossible) de ne pas commettre d'oubli, mais je vais tenter d'être exhaustif.

Procédons par ordre chronologique. Les premières personnes dont je me rend compte de l'influence qu'elles ont eu sur mes études, jusqu'à ma thèse, sont mes professeurs de lycée, et tout particulièrement Valérie Verstraeten pour m'avoir fait aimer la biologie et la géologie, et la méthode scientifique de façon plus générale. Un grand merci également à mes camarades de lycée qui m'ont fait découvrir la programmation — découverte qui aura changé ma vie — je pense notamment à Julien Rossi (Python, c'est la vie), Maël Nison et Guillaume Gonnaud.

Dans la continuité, je remercie chaleureusement mes professeurs de prépa qui ont continué à me faire aimer la science, Laurent Bras, Catherine Bertrand, Cédric Hortholary, Marc Fardoux, Lionel Vignon, et un remerciement particulier à Thierry Soubaya pour ne pas avoir réussi à me dégouter de la biologie et la géologie malgré tous ses efforts. Un merci supplémentaire à Marc et Laurent pour les cours de programmation, expérience inoubliable !

Merci aussi aux amitiés qui se sont forgées pendant cette période et qui ont été indispensables à ces deux années, certaines encore aujourd'hui : Clément Ichanson, Amandine Sartégou, Jean-Pierre Breysse, Nicolas Joukoff, Florane Ployard, Vincent Guiraud, Salomé Blain. . .

Je souhaite également remercier les professeurs, chercheurs, étudiants, que j'ai rencontré à l'École Normale Supérieure et qui m'ont fait découvrir le monde de la recherche, des domaines des sciences dont j'ignorais totalement l'existence et qui me passionnent aujourd'hui, et surtout m'ont aidé et soutenu dans mes choix ; Je pense tout particulièrement à Amaury Lambert, Pierre Barré, Patrick Meunier, et mention spéciale pour Fanny Brun qui m'a convaincu de rallier les géosciences et m'a introduit au LSCE, auprès de

Remerciements

Gilles Ramstein, que je remercie du fond du cœur, pour le stage sur l’oxygène (et sa soutenance), le monde des paléoclimats, du cycle du carbone géologique, et surtout pour son soutien au cours de ces années jusqu’à ma thèse, et même pendant ma thèse, et puis tout simplement pour m’avoir introduit auprès de Yves.

Il m’est impossible de ne pas remercier aussi ceux qui m’ont passionné par leurs cours ou leurs exposés : Nicolas Chamot-Rooke, Bernard le Gras, Soumaya Latour, François Lott, Didier Paillard, Gwendal Rivière, Julia de Sigoyer, encadrante du seul terrain que j’ai effectué jusqu’à aujourd’hui — mais il est temps que cela change. J’adresse un remerciement tout particulier à Lionel Guez pour m’avoir fait découvrir le Fortran, et un encore plus chaleureux à Laurent Li pour ma « confirmation » dans ce langage, pour sa rigueur, et l’utilisation du NetCDF, qui m’ont permis quelques années plus tard d’impressionner mon directeur de thèse.

Je ne peux oublier non plus ceux qui m’ont accompagné pendant mon stage de master 2 au LSCE, Yannick Donnadiou et Jean-Baptiste Ladant, formidables encadrants et amis, et l’inoubliable trio du bureau, Alexandre Pohl, Sébastien Le Clec’h et Svetlana Bostyun, je vous ai beaucoup regrettés en partant en thèse.

Plus largement, merci à tous les amis que j’ai rencontrés pendant ces années d’études à Paris, les géologues (TAO pour toujours!), les non-géologues, les incontournables camarades du B4 (au boulot bande de gnous velus! Le B4 est immortel!), et merci à Sabrina.

Viennent enfin toutes les personnes qui ont directement influencé ma thèse. Je commencerais par remercier tous les membres de mon jury de thèse d’avoir accepté de relire et d’examiner mon manuscrit, et pour cette belle discussion pendant la soutenance, que j’ai réussi à trouver trop courte; Jean Braun et Jérôme Gaillardet pour leurs rapports élogieux, et les examinateurs Stéphane Bonnet, Dimitri Lague, Gilles Ramstein et Laurie Reisberg.

Je remercie également tous ceux qui m’ont accompagné scientifiquement pendant ma thèse, chercheurs du GET ou d’autres laboratoires, titulaires ou précaires, merci pour ces discussions, ces moments partagés en conférence, aux séminaires ou en cafétéria, restaurants et autres machines à café. Je pense notamment à Paul Angrand, Flora Bajolet, Stéphane Bonnet, Guillaume Dera, Valérie Chavagnac, Laure Guerit, Salomé Hennequin, Guillaume Le Hir, Carine Lézin, Odin Marc, Merlin Méheut, Élise Nardin, Catherine Noiriél, Laurent Orgogozo, Marc de Rafélis, Delphine Rouby, Michel de Saint Blanquat, Jacques Schott. Merci à l’équipe LOA, aux « sous-équipes » paléo et géomorpho pour ces moments scientifiquement chaleureux. J’adresse des remerciements particuliers à David Labat pour son aide précieuse et ses discussions tournant parfois en débats, Yannick Donnadiou pour son suivi depuis le master (sans rancunes pour les

simulations Éocène), Nathalie Vigier pour le temps passé à me faire découvrir toute cette partie isotopique que je connaissais à peine, Vincent Regard pour son aide, son écoute à mes nombreuses questions et sa tentative infructueuse de me faire connaître la juste valeur des SIG, et Sébastien Carretier qui mériterait le titre de co-encadrant tant on ne peut compter les discussions, questions de science, de code, et moments de convivialité que nous avons eu.

Merci bien sûr à ma famille qui m’a soutenu pendant cette thèse, mes parents, mes grand-parents, mes frères, particulièrement Henri pour ces trois ans de colocation à Ramonville, la thèse ça ne maintient pas une bonne humeur permanente tous les soirs. . . Merci à ceux qui ont fait le déplacement pour ma soutenance. Merci à Carine Baritaud et à Sylvie de la cantine.

Et surtout, merci de tout cœur à toutes ces amitiés nouées pendant la thèse, au nom des pauses déjeuner, des pauses terrasse de 8h (ou 10h), de 16h, du volley, de la rivière, de la pétanque, du Flower’s, du tricot (et de la vieille rousse), du Mulli, de l’Astronef. . . Je ne crois pas qu’il soit possible vivre cette aventure sans tout cela. Merci à Paul Antonio, Simon Barbot, Anissa Benmammar, Victoria Bichaud, Alexandre Boutin (vive l’ACDC!), Annick Cathala, Clément Conand, Carlos Conejero, Kévin Gillet, Florent Hodel, Antonin Laurent, Léopold de Lavaissière, Baptiste Lemirre, Sofia El Meknassi, Martin Motus, Manon Négrel, Camila Novoa, Mathilde Poirier, Léandre Ponthus, Alice Prudhomme, Juliette Rat, Mathieu Rospabé, Caroline Sanchez, Julien Serrano, Franziska Stamm, Jing Ye, Valeria Zavala. Merci à Wilson pour le volley. Merci à Maxime Daudet, Odin Marc, Loïs Monnier, Audrey Taillefer pour nos aventures escalades-randonnées-alpinisme-camping et bien plus encore (on ne dort jamais aussi bien qu’à trois dans une tente deux places). Merci à Guillaume Clément, Thomas Leleu, Gilles Wautelet et Nail Zagertdenov pour nos moments musicaux, mais aussi pour nos autres délires, Audiard, Édouardo et Kurosawa. . . Un merci spécial à mes camarades de bureau, Dahédrey Payandi-Rolland, Artiom Loparev, et tout particulièrement Mélody Prémaillon qui m’a supporté le plus longtemps, camarade horizontale d’érosion, de Shell, de LaTeX, d’orientation objet et de colorimétrie ([#048B9A](#)), qui m’a beaucoup appris, entre autres que l’on pouvait détester les objets ainsi que leur donner des noms.

Un avant-dernier paragraphe pour adresser mes sincères remerciements à Yves Goddériss, mon directeur de thèse. Plus qu’une aventure scientifique et universitaire, c’était une aventure humaine, et je mesure aujourd’hui la chance que j’ai eu d’avoir cette entente et cette complicité. Merci aussi pour le mot de fin de soutenance qui m’a beaucoup ému.

Pour finir, merci à Linus Torvalds, créateur de Linux ([#!/bin/bash](#)), à Guido van Rossum inventeur du Python, et merci infiniment à John Backus, père du Fortran.

Table des matières

Dédicaces	iii
Remerciements	v
1 Introduction Générale	1
1.1 Stabilité et instabilité du climat de la Terre	3
1.1.1 Pourquoi la Terre est-elle viable ?	3
1.1.2 Cycle du carbone et hypothèse de Walker	4
1.1.3 Comment faire varier le climat ?	9
1.2 Objectifs généraux et questions scientifiques de cette thèse	11
1.3 Organisation du manuscrit	15
2 Comprendre et modéliser l'altération : un état de l'art	17
2.1 Modéliser la rétroaction climatique	19
2.2 Notion-clef de l'altération : la zone critique	20
2.3 État de l'art des modèles de régolithe	21
2.3.1 Modèles centrés sur les roches	21
2.3.2 Modèles hydrologiques	26
2.3.3 Modèles à minéralogie explicite	29
2.3.4 Évaluer la complexité des modèles	30
2.4 Connexion avec le cycle géologique	32
2.5 Vers un point de vue plus intégratif	35
2.5.1 Bref aperçu des modèles de climat	36
2.5.2 Retour à l'hypothèse Gaïa ?	38
3 Conséquences du relief sur la dynamique du climatique à l'actuel	41
Aperçu	43
Abstract	44
3.1 Introduction	45
3.2 Model and experiments	46
3.3 Results	47
3.3.1 Main climatologic features	47

TABLE DES MATIÈRES

3.3.2	Surface temperature	47
3.3.3	Precipitations	50
3.3.4	Meridional overturning circulation	52
3.3.5	Processes explaining the switch in MOC	54
3.4	Discussion	58
3.5	Conclusion	62
	Résumé et généralisation	63
4	Effets climatiques et érosifs des montagnes sur l'altération à l'actuel	65
	Aperçu	67
	Abstract	68
4.1	Introduction	69
4.2	Method and model description	70
4.2.1	General framework	70
4.2.2	Linking physical erosion, climate and weathering: the West law .	71
4.2.3	Climate	72
4.2.4	The physical erosion	72
4.3	Weathering model performances at high resolution	74
4.3.1	Weathering databases	74
4.3.2	W-calibration	75
4.3.3	G-, Gi- and H-calibration	76
4.4	Results	80
4.4.1	Climate simulations	80
4.4.2	Erosion rates	81
4.4.3	Weathering rates — W-calibration	82
4.4.4	Param. sensitivity of the weath. response to continent flattening .	83
4.4.5	G- and Gi-calibrations	83
4.4.6	H-calibration	85
4.5	Discussion	86
4.5.1	Sensitivity to the erosion model	86
4.5.2	Erosion rate in FLAT simulation	86
4.5.3	Processes neglected by the weathering model	88
4.6	Conclusions	89
4.7	Appendix A. Slope and erosion computation	91
4.8	Appendix B. Weathering databases	91
4.9	Appendix C. Parameter space exploration and regression method	92
5	Dynamique transitoire des régolithes	93
5.1	Objectifs du chapitre	95

5.2	Étude du comportement transitoire du modèle de Gabet & Mudd	97
5.2.1	Concepts de base	97
5.2.2	Facteur d'échelle	101
	À l'état stationnaire	101
	En régime transitoire	101
5.2.3	Résolution numérique de l'évolution transitoire	105
	Influence de la résolution verticale	106
	influence de la résolution temporelle	110
5.2.4	Altération lors de la croissance du régolithe	111
	Influence de l'épaisseur d'équilibre	111
	Influence de l'exposant σ	114
	Influence du taux d'érosion	117
5.2.5	Résumé	118
5.3	Réponse transitoire à un dégazage type trapp	121
5.3.1	Calibration	121
5.3.2	Expérience	122
5.3.3	Résultats	127
5.3.4	Conclusion	133
6	Le lithium, un traceur isotopique de l'altération ?	135
	Aperçu	137
	Abstract	138
6.1	Introduction	139
6.2	River water $\delta^7\text{Li}$ in the Amazon Basin	141
6.3	Model description	143
6.3.1	Modeling Li isotopes in <i>hillslopes</i>	143
6.3.2	Modeling Li isotopes in <i>floodplain</i>	144
6.3.3	Coupling <i>hillslope</i> and <i>floodplain</i> components	148
6.3.4	Boundary conditions and parameterizations.	149
	Soil Production Function and regolith thickness	150
	Weathering model, major cations and lithium dissolution rates	151
	Lithium in source rock:	152
	Lithium fractionation factor:	152
	Parameterization of lithium <i>floodplain</i> model (Eq. 6.3 and 6.4):	153
	Spatial localization of <i>floodplain</i> model	154
6.4	Results	155
6.4.1	Hillslopes	155
6.4.2	Coupling “hillslope” and “floodplain”	156

TABLE DES MATIÈRES

6.4.3	Local optimizations:	159
6.5	Discussion	161
6.5.1	At the scale of the Amazon basin.	161
6.5.2	The Solimoes particularity	162
6.5.3	Assessing large scale implications	164
6.6	Conclusions	164
7	Conclusion et perspectives	167
7.1	Conclusions générales	169
7.1.1	Synthèse	169
7.1.2	Limites de cette étude	172
7.2	Perspectives	175
7.2.1	Le lithium comme traceur isotopique global de l'altération	175
7.2.2	Érosion, altérabilité et climat au cours du Cénozoïque	176
7.2.3	Cycle organique du carbone et érosion	176
7.2.4	Transport horizontal de sédiments	177
7.2.5	Lithologie	178
7.2.6	Relation tectonique-érosion-topographie-climat	179
A	<i>Supp. Mat.</i> de l'article montagnes et climat	181
A.1	Oceanic heat transport	183
A.2	Seasonality of water cycle	183
A.2.1	Indian and South-East Asian summer monsoon	183
A.2.2	Evaporation upon oceanic convection sites	184
A.3	Atlantic-Pacific-Indian water divide and atm. moisture fluxes	186
A.4	Reorganization of atmospheric circulation in South America	188
A.4.1	Moisture transport	188
A.4.2	Atmospheric convection	189
A.5	Windstress and Aghulas leakage	190
B	Régolithe, concepts mathématiques	193
	Profil fini	195
	Profil infini	195
B.1	Préliminaire : analyse dimensionnelle	196
B.2	Première démonstration par changement de variable	196
B.2.1	Sans dénudation chimique	197
	Régolithe fini	198
	Régolithe infini	199
	Soulèvement tectonique	200

B.2.2	Avec dénudation chimique	200
	Démonstration des équations des profils	202
	Changement de variable	204
B.3	Deuxième démonstration par bilan de masse	205
B.3.1	Sans dénudation chimique	206
B.3.2	Avec dénudation chimique	207
B.4	Discussion à partir de cas particuliers	208
B.4.1	Comparaison régolithe fini/infini sans dénudation chimique	208
	Évolution transitoire sans érosion	209
	État stationnaire avec érosion, modèle de Gabet & Mudd	214
	Conclusion	218
B.4.2	Approximation de la dénud. chimique à l'état stationnaire	218
C	résolution numérique du modèle de Gabet et Mudd	223
C.1	Démonstration analytique	225
C.1.1	Équations de base	225
C.1.2	Passage en coordonnées de masse :	226
C.1.3	Condition de surface	229
C.1.4	Paramétrisation des constantes et des flux au bord	230
C.2	Discrétisation	231
C.2.1	schéma numérique	231
C.2.2	calcul du taux de dissolution	232
C.2.3	condition en surface	233
	h en surface	234
	calcul du profil de h et τ	236
	τ et x en surface	236
	ajout/suppression des points de discrétisation	237
C.2.4	stabilité du schéma implicite-upstream	237
C.3	Flux de masse et flux d'altération	240
C.3.1	masse des phases primaires	240
C.3.2	flux d'altération	241
D	Annexes de l'article lithium	245
D.1	App. A: HYBAM stations and correction method	247
D.2	App. B: numerical resolution of lithium models	249
D.3	App. C: lithium fractionation factor	251
D.4	App. D: parameter exploration and optimizations	251
	Bibliographie	255

TABLE DES MATIÈRES

Table des figures	277
Liste des tableaux	281
Liste des équations	283

Chapitre 1

Introduction Générale

Sommaire

1.1	Stabilité et instabilité du climat de la Terre	3
1.1.1	Pourquoi la Terre est-elle viable ?	3
1.1.2	Cycle du carbone et hypothèse de Walker	4
1.1.3	Comment faire varier le climat ?	9
1.2	Objectifs généraux et questions scientifiques de cette thèse	11
1.3	Organisation du manuscrit	15

1.1 Stabilité et instabilité du climat de la Terre

1.1.1 Pourquoi la Terre est-elle viable ?

Les premières théories sur la Terre et l'Univers décrivaient un monde immuable, ou tout ce que l'on connaît aujourd'hui avait toujours existé, voire depuis l'éternité sans aucune notion de création ou d'origine (Aristote, 350 av. J.-C.). Depuis, les découvertes scientifiques ont radicalement changé cette conception en montrant à quel point notre monde est évolutif, y compris à l'échelle d'un futur qui nous concerne. Le paradigme s'est à ce point inversé qu'on en est venu à se demander pourquoi les conditions terrestres n'ont pas changé davantage ? Notamment, comment depuis l'apparition de la vie sur Terre — il y a 3.8 milliards d'années selon les plus récentes estimations — des conditions d'habitabilité se sont maintenues à la surface de la Terre ? Alors même que les archives climatiques de la Terre ont montré que son climat peut changer drastiquement en des temps bien plus courts.

Par exemple, la transition glaciaire-interglaciaire voit la surface de la Terre se réchauffer de 6 °C en moyenne géographique (Schneider von Deimling et al., 2006) en 10 000 ans, soit 1 °C tous les 1500 ans ; de l'optimum climatique de l'Éocène¹ il y a environ 55Ma² au début de la glaciation actuelle il y a environ 5Ma, on estime que la surface de Terre s'est refroidie d'environ 15 °C (Zachos, 2001; Muttoni & Kent, 2007), soit 1 °C tous les 3 millions d'années. . . À ces rythmes-là, il n'est pas irréaliste d'envisager qu'en 4 milliards d'années, la Terre ait pu connaître une accumulation de gaz à effet de serre conduisant à une atmosphère comme celle de Vénus, une disparition de l'eau à la surface de la Terre, ou à l'inverse une suppression de tout effet de serre qui aurait généré un refroidissement jusqu'à environ −15 °C.

Un excellent exemple de cette étonnante stabilité du climat terrestre est ce que l'on a appelé le paradoxe du soleil jeune (Sagan & Mullen, 1972). La production d'énergie du soleil par ses réactions nucléaires est en constante augmentation depuis la création du système solaire ; on estime qu'il était 25% moins puissant au début de l'Histoire de la Terre (Gough, 1981). Étant donné le climat terrestre d'aujourd'hui, un soleil 25% moins actif aurait dû générer un climat incompatible avec la présence d'eau liquide et l'apparition de la vie. Or cela n'a pas été le cas, et on ne voit dans les enregistrements géologiques aucune tendance à un réchauffement continu depuis la création de la Terre. On observe plutôt de grandes perturbations (*greenhouse* et *icehouse* en anglais, Frakes et al., 2005) : glaciation Cénozoïque (actuelle), optimum climate de l'Éocène à 55Ma et optimum climatique du Crétacé à 100Ma, maximums thermique au Trias (250Ma) et au

1. EECO, pour *Early Eocene Climate Optimum*.

2. Millions d'années.

Permien (280Ma), glaciation Permo-Carbonifère (env. 350Ma), glaciation de l'Ordovicien (env. 450Ma), glaciations globales — ou Terre boule de neige — au Néoprotérozoïque (entre 650 et 720Ma, [Jenkins et al., 2004](#))... Et toutes ses perturbations se résorbent systématiquement, plus ou moins rapidement, et le climat reste toujours dans une gamme compatible avec la présence d'eau liquide.

Une telle stabilité du climat ne pourrait avoir lieu sans l'existence d'une rétroaction négative qui ramène le climat vers son état de base à chaque fois qu'il s'en éloigne. Les possibilités d'une telle rétroaction ne sont pas très nombreuses, c'est vraisemblablement l'effet de serre de la Terre qui s'adapte pour compenser les perturbations.

1.1.2 Cycle du carbone et hypothèse de Walker

En 1981, [Walker et al.](#) proposent l'hypothèse selon laquelle cette rétroaction est due au cycle géologique du carbone, lequel est présent dans deux des principaux gaz à effet de serre : le méthane et le dioxyde de carbone. Le cycle *géologique* du carbone se définit comme le cycle du carbone entre la surface de la Terre et les roches de la Terre interne. De nombreux éléments de la surface de la Terre sont capables de stocker du carbone — on parle de « réservoirs » de carbone : végétation, sols, océans... mais leur capacité est en fait très limitée ([Kump et al., 2000](#)). On estime l'ordre de grandeur du temps de mélange¹ de l'ensemble des « réservoirs de surface de la Terre » — c'est-à-dire tout sauf les roches — à une dizaine de milliers d'années (en divisant les contenus de carbone des réservoirs de surface par les flux entre ces réservoirs, voir note 1). On peut interpréter ce chiffre de la manière suivante : si on stocke un atome de carbone atmosphérique dans un réservoir de surface, dans 10 000 ans en moyenne, il sera retourné dans l'atmosphère, en étant potentiellement passé par tous les réservoirs de surface (biosphère, océans...)

Ainsi, sans stocker de carbone dans les roches, c'est-à-dire sans évoquer le cycle géologique du carbone, on ne peut encaisser une perturbation de plus de quelques centaines de milliers d'années, ce qui est quasi-instantané par rapport à l'échelle des temps géologiques². Le réservoir « interne » de carbone, c'est-à-dire l'ensemble des roches de la

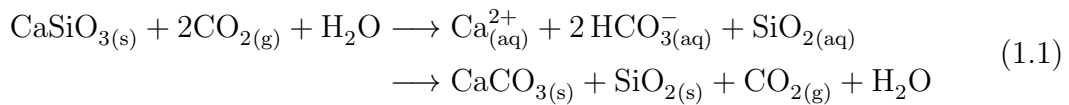
1. Nous utilisons ici les notions de temps de résidence et de temps de mélange empruntées à la théorie des réservoirs. Il s'agit de deux notions bien distinctes qu'il ne faut pas confondre. Le temps de résidence d'un élément X dans un réservoir est le temps moyen passé par cet élément entre son entrée et sa sortie du réservoir. Il est égal à la somme des flux sortants de X divisé par la masse totale de X dans le réservoir. Il dépend donc des flux *extérieurs* du réservoir. Le temps de mélange d'un réservoir (qui peut être différent selon les éléments X considérés qui n'ont pas forcément la même mobilité) dépend lui uniquement des flux *à l'intérieur* de ce réservoir, on peut le voir comme la somme des temps de résidence de X de tous les sous-réservoirs internes.

2. Échelle de temps des variations enregistrées et observées dans les roches, notamment sédimentaires. C'est aussi l'échelle de temps des événements géologiques comme la dérive des continents, la surrection et l'effondrement de chaînes de montagnes, la mise en place de trapps... L'ordre de grandeur typique est le million d'années.

Terre, croûte, manteau et noyau terrestre, possède lui un temps de résidence¹ de l'ordre du million au milliard d'années, ce qui est compatible avec la durée de l'Histoire de la Terre.

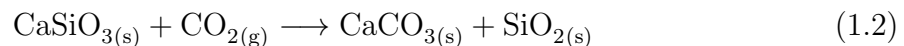
L'hypothèse fondamentale de Walker et al. (1981) stipule que le flux de carbone entre les réservoirs superficiels et la Terre interne est lié au climat de la Terre : plus le climat est chaud, plus ce flux sera important. Ainsi, une perturbation climatique (réchauffement ou refroidissement) affectera forcément ce flux de carbone (l'augmentant ou le diminuant), provoquant un changement d'effet de serre qui compense cette perturbation. C'est ce qu'on appelle une rétroaction négative, c'est-à-dire stabilisante.

Le mécanisme avancé par Walker et al. (1981) concerne le cycle dit *inorganique* du carbone, c'est-à-dire ne faisant pas intervenir le carbone réduit (matière organique) ni l'oxygène atmosphérique. Ce mécanisme est l'altération chimique des silicates continentaux. Les roches de la Terre — manteau et croûte — sont essentiellement silicatées. La plupart des roches qui affleurent à la surface de la Terre se sont formées en profondeur, et ne sont pas stables vis-à-vis des conditions rencontrées à la surface de la Terre. L'exemple simple d'un silicate CaSiO_3 (wollastonite) illustre la réaction que subissent les roches silicatées à la surface de la Terre (Urey, 1952) :



La première réaction a lieu sur les continents, et engendre des espèces chimiques dissoutes qui, via les rivières, se concentrent dans les océans. La deuxième a précisément lieu dans les océans, elle précipite des phases minérales qui elles sont stables vis-à-vis des conditions océaniques (carbonates CaCO_3 et silice amorphe SiO_2 , comme le silex). Ces roches se retrouvent sur le fond des océans et forment les réservoirs sédimentaires ; une partie est enfouie dans le manteau terrestre par subduction, mais une autre se retrouve sur les continents ou dans les prismes d'accrétion.

Le bilan des ces deux réactions est :



Ce qui a bien consommé un CO_2 atmosphérique qui se retrouve dans les réservoirs sédimentaires. Le cycle est complet car les roches formées en surface (carbonates, silice. . .)

1. voir note 1 page précédente.

ne sont plus stables dans les conditions profondes (zones de subduction ou prismes d'accrétion continentaux), la réaction inverse a lieu, qui reforme des silicates et libère du CO_2 à l'état gazeux. Ce dernier retourne dans l'atmosphère (ou les réservoirs superficiels en général) via le volcanisme (volcanisme d'arc ou plutonisme) qui apporte en même temps des nouvelles roches à la surface de la Terre.

Le processus d'altération est en réalité bien plus complexe à cause de la très grande diversité de silicates crustaux, dont le degré d'altérabilité varie énormément, mais aussi parce que tous les éléments des silicates ne se dissolvent pas, une grande partie précipite sur place dans ce qu'on nomme les *roches résiduelles* (Drever, 1997). Ces phases minérales sont aussi très diverses, certaines peuvent s'altérer à nouveau, il y a donc plusieurs étapes d'altérations. On peut citer par exemple la « chaîne » feldspath (minéral crustal) $\rightarrow$ smectite $\rightarrow$ kaolinite $\rightarrow$ gibbsite. De plus, ces étapes peuvent être court-circuitées, la kaolinite par exemple peut se former directement, en fonction des conditions environnementales.

Enfin, si, dans l'exemple cité, le seul cation considéré dans le cycle du carbone est le calcium, quatre cations — appelés cations majeurs — sont en réalité présent de façon significative dans les silicates : calcium, magnésium, sodium et potassium. Leur abondance est relativement variable, et ils n'ont pas le même comportement lors de l'altération à cause de leurs différentes affinités vis-à-vis des processus biologiques ou des phases minérales secondaires. Cependant, seuls le calcium et le magnésium permettent la précipitation océanique de carbonates ; les deux autres (sodium et potassium) ne précipitent pas, ou de façon négligeable, sous forme de carbonate. Donc, ils ne contribuent à priori pas à la consommation à long terme de CO_2 , bien que leur altération continentale constitue un flux de carbone de l'atmosphère vers l'océan (cf éq. 1.1). Notons toutefois que les échanges de cations au niveau des systèmes hydrothermaux sous-marins peuvent jouer un rôle important dans ce bilan. Par hydrothermalisme, l'océan est appauvri en magnésium et enrichi en calcium (Elderfield & Schultz, 1996), ce qui apporte une justification supplémentaire au fait de considérer le magnésium comme participant à la séquestration long-terme de CO_2 . Mais l'hydrothermalisme est également un puits de sodium, ce qui pourrait participer à cette séquestration si il est compensé par une source de calcium. Un bilan complet des échanges par hydrothermalisme — incluant le fer, et son devenir dans l'océan — reste à accomplir pour déduire les effets des produits d'altération sur le cycle du carbone, mais nous n'entrerons pas dans ces considérations au cours de cette thèse.

Revenons à l'hypothèse de Walker : une rétroaction négative existe parce que le processus d'altération dépend du climat. Les réactions chimiques nécessitent la présence

d'eau, et un « flux continu » de réaction nécessite un renouvellement de cette eau sur les continents : le cycle hydrologique continental est donc déterminant pour l'altération ; et ce dernier est d'autant plus « efficace » que le climat moyen de la Terre est chaud (Probst & Tardy, 1989), donc que l'effet de serre est élevé. Par ailleurs, la température influence également l'altération puisque la cinétique de réaction augmente avec la température (loi d'Arrhenius, Dessert et al., 2003; Oliva et al., 2003), et que dès que la température descend en-dessous de 0 °C, l'eau ne peut plus jouer son rôle de solvant pour les réactions. Enfin, la concentration du CO₂ lui-même dans l'eau continentale — directement liée à sa concentration atmosphérique, mais aussi, et surtout, à l'activité biologique — peut influencer les réactions d'altération par déplacement de l'équilibre chimique (Winnick & Maher, 2018).

En résumé, l'altération des silicates aboutit à un flux de CO₂ de l'atmosphère vers les réservoirs sédimentaires, d'autant plus important que le niveau CO₂ atmosphérique est élevé.

D'autres processus peuvent jouer un rôle important mais ne peuvent pas former une rétroaction négative sur toute l'histoire de la Terre :

Le dégazage de CO₂ par volcanisme. Il est tout aussi important que l'altération des silicates dans le maintien du CO₂ atmosphérique. En fait, le niveau de CO₂ atmosphérique est dicté par l'équilibre entre ces deux flux (Berner, 2004). Cependant, le volcanisme n'a à priori aucun lien avec le climat car dépendant des processus magmatiques, donc ne peut constituer une rétroaction. L'hypothèse de Walker est que le climat s'ajuste afin que le flux d'altération des silicates s'adapte pour équilibrer le volcanisme.

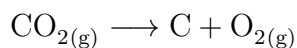
L'altération des carbonates. Bien que formées en milieu océanique (éventuellement lacustre), les roches carbonatées affleurent également à la surface des continents (environ 8% des roches de surface, Hartmann & Moosdorf, 2012). Si les carbonates sont globalement stables en milieu océanique (malgré des exceptions), ils ne le sont pas vis-à-vis de la majorité des eaux de ruissellement continental, et sont sujets à l'altération (Berner, 2004) :



Comme plus haut, la première réaction a lieu en milieu continental, et consomme du CO₂ atmosphérique, mais la précipitation des carbonates en milieu océanique annule cet effet. L'altération des carbonates peut donc avoir un effet à court terme pour le réservoir atmosphérique (du temps de résidence de HCO₃⁻ dans l'hydrosphère, de l'ordre

de cinq à dix mille ans, [François & Goddérès, 1998](#)), mais n'a aucun effet à long terme.

Le cycle organique du carbone. La production de carbone organique, c'est-à-dire de carbone réduit, est uniquement due aux activités biologiques, plus précisément aux espèces vivantes ayant une activité photosynthétique ([Berner, 2004](#)) :



Nous avons vu que, à cause du temps de résidence très court du carbone dans la biosphère — par rapport à l'échelle des temps géologiques — la photosynthèse ne peut avoir à elle seule de conséquence à long terme sur le climat de la Terre. En revanche, un effet long-terme est possible si une partie du carbone organique échappe aux réservoirs superficiels et se retrouve dans les roches. C'est ce que l'on appelle la matière organique fossile. Comme précédemment, à partir du moment où il y a stockage dans les roches, le temps de résidence de ce carbone organique fossile devient compatible avec une modulation à long terme du climat de la Terre. Ainsi, le cycle organique du carbone *géologique* n'est pas — directement — piloté par la photosynthèse, mais par l'enfouissement et la préservation de matière organique dans les sédiments océaniques. Comme précédemment, le cycle est complet car l'oxydation de la matière organique fossile remise à l'affleurement — entre autre par les processus de surrection des montagnes — équilibre l'enfouissement de matière organique. Cette oxydation peut également avoir lieu à l'intérieur de la Terre si la matière organique fossile est enfouie suffisamment profond, au quel cas cela s'accompagne de dégazage de CO_2 ([Evans et al., 2008](#); [Gaillardet & Galy, 2008](#)).

Le cycle organique du carbone pourrait être un contrôle majeur du climat de la Terre, mais les choses se compliquent car contrairement à l'altération des silicates, il influence la quantité d'oxygène dans l'atmosphère. C'est-à-dire que ce cycle contrôle à la fois le niveau atmosphérique de CO_2 et d' O_2 . Plusieurs arguments montrent que le niveau d'oxygène atmosphérique ne peut pas varier autant que le niveau de CO_2 sans affecter la biosphère ([Catling & Claire, 2005](#)), notamment la végétation continentale, sujette aux incendies. Ainsi, le cycle organique du carbone exerce vraisemblablement une rétroaction plutôt sur le niveau d'oxygène, et moins sur l'effet de serre. Ceci dit, cela n'a pas forcément été toujours le cas dans l'Histoire de la Terre, puisque le niveau d'oxygène actuel n'a été atteint que vers 600Ma ([Berner, 2004](#)), ce qui est relativement récent. De plus, la biosphère continentale telle que nous la connaissons n'est apparue qu'aux alentours de 400Ma ([Hao et al., 2010](#)), et plus généralement, la biosphère précambrienne (avant 540Ma) différait suffisamment de l'actuelle pour remettre en question cette sensibilité à l'oxygène. Enfin, le temps de résidence de l'oxygène dans les réservoirs de surface étant relativement long (de l'ordre de 10 millions d'années), des perturbations du cycle organique du carbone peuvent affecter significativement le CO_2 à moyen terme.

Le cycle organique du carbone n'est que très peu abordé dans cette thèse, les travaux présentés portent presque exclusivement sur le cycle inorganique du carbone. Cependant, une perspective importante de ces travaux est l'étude du lien entre érosion, sédimentation et cycle organique du carbone, ceci est discuté au chapitre 7.

1.1.3 Comment faire varier le climat ?

Nous avons vu qu'il existait une rétroaction permettant de maintenir le climat de la Terre, peut-on alors expliquer les variations climatiques que la Terre a connues ? Suivant l'hypothèse de Walker et al. (1981), le climat s'ajuste afin que l'altération des silicates équilibre le dégazage de CO_2 par volcanisme. Donc, le climat changera d'une part, si le volcanisme global change. La Terre a vraisemblablement connu des pics d'activité volcanique tout comme des périodes de moindre activité. Des études ont montré une influence importante des variations d'activité volcanique à certaines périodes (par exemple McKenzie et al., 2016; Goddérès & Donnadieu, 2017). Cependant, les paléo-variations de l'activité volcanique globale restent mal contraintes, il serait audacieux d'expliquer toutes les variations paléoclimatiques par des variations de volcanisme, bien qu'en absence de donnée, on ne puisse pas catégoriquement exclure cette hypothèse.

D'autre part, le climat changera si l'efficacité de l'altération des silicates change. Nous arrivons à la notion capitale pour cette thèse qui est *l'altérabilité*. L'altérabilité se définit comme la « facilité » avec laquelle les silicates s'altèrent, ou encore la capacité de la Terre à altérer les silicates continentaux à un climat donné (Kump & Arthur, 1997). En termes mathématiques, on pourrait la définir comme le rapport entre le flux total d'altération des silicates et la concentration de CO_2 atmosphérique : $\text{Altérabilité} = F_{\text{tot}}(\text{Alt. Sil.})/[\text{CO}_2]_{\text{atm}}$. Plus l'altérabilité est forte, plus les silicates s'altéreront facilement, plus le climat devra être froid pour maintenir le même flux d'altération, et inversement si l'altérabilité est faible. Nous parlerons ici (presque) toujours d'altérabilité et non pas d'altération parce que l'altération s'ajuste en permanence pour équilibrer le volcanisme, et le temps qu'il lui faut pour atteindre cet équilibre peut être estimé comme le temps de résidence du carbone dans les réservoirs superficiels, soit environ 100 000 ans (François & Goddérès, 1998). Ce temps est très court par rapport à l'échelle de temps à laquelle nous nous plaçons qui est l'échelle des temps géologiques (typiquement, 1 million d'années). Pour les travaux menés dans cette thèse, qui s'intéresse à des échelles de l'ordre de 10 millions d'années, on pourra toujours considérer que l'altération est égale au volcanisme. C'est donc bien l'altérabilité qui fait varier le climat, et non l'altération.

Un point très important est que, à cause de cette rétroaction, tout phénomène autre que le volcanisme et l'altérabilité est incapable de changer le climat à long terme. Toute

perturbation, source de gaz à effet de serre autre que le CO_2 , changement de l'albédo terrestre, changement de circulation atmosphérique ou océanique, va provoquer *temporairement* un changement climatique, ce qui va déséquilibrer le cycle géologique du carbone, donc le climat s'ajustera, via le niveau de CO_2 , pour revenir au même état initial (anté-perturbation) afin que l'altération des silicates équilibre à nouveau le volcanisme. *Temporairement* signifie ici de l'ordre de quelques centaines de milliers d'années au plus. Encore une fois, c'est instantané à l'échelle des temps géologiques, mais relativement long par rapport à d'autres processus, comme les cycles glaciaires-interglaciaires ou le changement climatique anthropique.

Rappelons toutefois que à cause du long temps de résidence de l' O_2 dans les réservoirs superficiels (de l'ordre de 10 millions d'années), les perturbations du cycle organique du carbone peuvent provoquer des changements climatiques relativement longs.

Si on laisse de côté le volcanisme, c'est en comprenant comment l'altérabilité de la Terre a varié au cours de son Histoire que l'on comprendra ses variations climatiques — au moins une partie.

À cause de la complexité du processus d'altération évoquée plus haut, de nombreux facteurs peuvent changer l'altérabilité : la nature des silicates à l'affleurement (lithologie, Meybeck, 1989; Bluth & Kump, 1994; Gibbs & Kump, 1994), l'étendue des surfaces continentales, la végétation qui influence fortement les réaction chimiques (Bernier, 1997; Donnadieu et al., 2009), la position des continents par rapport aux zones climatiques de la Terre plus ou moins propices à l'altération (Donnadieu et al., 2004, 2006b; Goddérès et al., 2014), la « protection » des roches crustales par la couverture de roches altérées que l'on nomme *régolithe* (Goddérès et al., 2008), protection qui en fait étroitement liée à un processus capital de cette thèse : l'apport de roche crustale en surface par érosion des reliefs.

En 1992, Raymo & Ruddiman émettent l'hypothèse selon laquelle le refroidissement de la Terre au cours du Cénozoïque (65 derniers millions d'années) est dû aux surrections des chaînes de montagnes actuelles pendant cette même période (Rocheuses, Andes et surtout Himalaya). La surrection d'une chaîne de montagne, ou orogénèse, couplée à une érosion accrue provoque une augmentation de la quantité de roches altérables à la surface de la Terre, ce qui a pour effet de faire chuter le niveau de CO_2 . Cette hypothèse de Raymo est à la base des travaux effectués au cours de cette thèse, à ceci près que nous interprétons l'effet des chaînes de montagnes comme une augmentation de l'altérabilité et non de l'altération, pour les raisons expliquées plus haut (Goddérès & François, 1995; Kump & Arthur, 1997).

Un consensus se dessine actuellement sur le fait que les chaînes de montagnes soient des lieux privilégiés de l'altération en raison des taux d'érosion élevés (Millot et al., 2002;

Riebe et al., 2004; West et al., 2005; von Blanckenburg, 2005) bien que le débat soit toujours présent sur l'importance du contrôle de l'érosion sur l'altération (Moquet et al., 2014), notamment vis-à-vis d'autres processus sources de CO₂ comme l'altération par l'acide sulfurique issu de l'oxydation de la pyrite (Torres et al., 2016) ou la décarbonation métamorphique (Girault et al., 2014). De plus, l'accrétion continentale qui génère la surrection des reliefs soulève plutôt des métasédiments (anciennes roches sédimentaires), qui ont déjà subi le processus d'altération, et contiennent peu de cations. Cela a été montré notamment pour la chaîne Himalayenne (Harris, 1995). La remontée de roches plus profondes, non altérées nécessite d'autres processus (plutonisme, anatexie...)

D'autre part, le relief des continents a une influence capitale sur le climat lui-même, ce qui apporte une rétroaction sur l'altération et l'érosion. Le lien entre érosion, altération et climat peut donc se révéler très complexe, comme souligné de façon précoce par Molnar & England (1990).

Enfin, la surrection de relief provoque d'autres changements affectant les cycles du carbone (exports de matière organique, transports de sédiments...) qui seront évoqués dans cette thèse.

1.2 Objectifs généraux et questions scientifiques de cette thèse

Le but essentiel dans lequel s'inscrit cette thèse est l'amélioration de notre compréhension de l'évolution du climat au cours de l'Histoire de la Terre. Plus concrètement, les travaux de cette thèse s'attachent à comprendre les interactions entre tectonique, érosion, altération et climat.

Le développement progressif des modèles de cycle du carbone géologique, partant d'une simple représentation 0D de la rétroaction climat-altération (Berner, 1991), a permis de mettre en évidence le rôle déterminant de la distribution des masses continentales à la surface de la Terre (Goddéris et al., 2014) — ce que l'on pourrait appeler la configuration « horizontale » des surfaces continentales — ainsi que de la réponse de la circulation atmosphérique à cette configuration. La contribution principale de cette thèse est d'intégrer le rôle de la configuration « verticale » des surfaces continentales, c'est-à-dire la présence ou l'absence de relief, dans les modèles climat-carbone à l'échelle des temps géologiques. L'influence des orogénèses, vecteur principal de la topographie continentale, sur le cycle du carbone est encore peu représentée dans ces modèles, bien que leur possible rôle sur le climat ait été souvent mis en avant (Raymo & Ruddiman, 1992; Goddéris et al., 2017).

Le premier objectif de cette thèse est de comprendre ces interactions en intégrant à

la fois les effets purement climatiques et les effets « géologiques » des orogénèses. Cette étude intégrée est rendue possible par le développement depuis quelques décennies de modèles de climat plus performants, de modèles d'altérations intégrant l'érosion et les conditions climatiques, ainsi que des modèles d'évolution de paysage (LEM, [Tucker & Hancock, 2010](#)) ; elle fera l'objet des chapitres 3 et 4 de cette thèse. Si le lien entre relief, érosion et surrection tectonique n'a pu être qu'entrouvert au cours de cette thèse, la porte est ouverte vers des travaux futurs qui pourront apporter une vision encore plus intégrative de l'altération et du climat.

En outre, l'innovation majeure portée par cette thèse par rapport aux modélisations antérieures est de considérer explicitement l'altération dans le contexte plus global du cycle géologique. Ce changement de perspective implique que nous ne considérons plus les régolithes comme un « écran » à l'altération (*shielding effect*, [Goddéris et al., 2008, 2017](#)) mais comme une zone de transport réactif des silicates ([Anderson et al., 2007](#)).

Le niveau de CO₂ atmosphérique, déterminant le climat de la Terre, résulte de l'altération intégrée sur l'ensemble des surfaces continentales. L'étude des paléoclimats impose donc de considérer l'altération à l'échelle globale, et c'est le point de vue adopté dans cette thèse. Le but des travaux qui y sont présentés n'est donc pas d'intégrer le plus de complexité et de résolution spatiale possible, mais de déterminer le niveau de complexité et d'échelle permettant d'expliquer les grandes variations climatiques de l'Histoire de la Terre. S'inspirant des travaux antérieurs ayant montré qu'il n'est pas possible de modéliser le climat du Phanérozoïque sans prendre en compte la position des continents par rapport aux variations géographiques du climat à l'échelle de la Terre ([Goddéris et al., 2014](#)), nous considérons une résolution spatiale adaptée aux motifs climatiques à grande échelle de la Terre (cellules de Hadley, ondes de Rossby stationnaires, moussons...). En effet, si l'organisation latitudinale du climat au premier ordre est intrinsèque à la sphéricité et la rotation de la Terre et ne dépend pas de la position des continents, les variations zonales peuvent être significatives et sont intimement liées à la position des continents. Pour s'en convaincre, il suffit de constater que la France est à la même latitude que le Québec ou que l'Inde est à la même latitude que l'Égypte et le Soudan. Ne pas représenter explicitement la spatialisation du climat et des continents néglige donc un aspect clef de la rétroaction altération-climat.

En revanche, jusqu'à preuve de leur importance déterminante à l'échelle globale, nous ne chercherons pas à reproduire explicitement les processus de plus haute résolution (« microclimats », incision de vallées dans les reliefs, courbure des flancs de collines...). De plus, le temps de calcul que cela demanderait pour les représenter à l'échelle de la Terre serait trop important.

Notre paradigme est donc d'intégrer les phénomènes de petite échelle pour en dé-

duire des lois mathématiques à une échelle infiniment plus grande (mathématiquement parlant). Une telle approche ressemble au principe de base de la physique statistique, et l'extrême diversité et complexité des processus affectant l'altération soulève l'idée de considérer l'étude de la Terre du point de vue de la physique statistique.

En outre, la complexité et la résolution que l'on peut apporter aux modèles sont de toute façon limitées par l'étendue des informations dont nous disposons sur le passé de la Terre. Il est vain de tenter de modéliser à trop haute résolution la forme des continents, des reliefs, la lithologie, car nous n'en n'avons qu'une connaissance parcellaire. Les variations climatiques elles-mêmes, niveau de CO₂, températures... comportent de grandes incertitudes.

Ceci nous amène au troisième objectif de cette thèse qui est la validation des modèles par les données. Un modèle n'a d'utilité que s'il peut être comparé à des données, et être ensuite extrapolé. Une part importante du travail de cette thèse a été la comparaison des résultats de modélisation aux données.

Si un certain nombre de données existent sur le climat et l'altération des continents actuels, c'est loin d'être le cas pour le passé. En dehors des enregistrements que l'on peut considérer comme « directs » des gaz atmosphériques dans les calottes glaciaires (Antarctique et Groenland) — couvrant presque le dernier million d'années de la Terre (EPICA community members, 2004) — les informations que nous avons sur les climats passés proviennent de traceurs indirects, majoritairement issus des enregistrements sédimentaires. Ainsi, les fossiles (et leurs localisations paléogéographiques) donnent une idée du climat local, certains indices comme la densité de stomates dans les feuilles fossilisées nous renseignent sur la concentration de CO₂ atmosphérique (Foster et al., 2017)... Les traceurs isotopiques — c'est-à-dire le rapport de masse de deux isotopes d'un atome dans un échantillon de roche d'âge connu — sont parmi les plus utilisés; notamment ceux mesurés dans des roches ou des fossiles marins car on suppose qu'ils représentent le rapport isotopique de l'eau de mer, moyennant parfois un fractionnement isotopique¹ qui doit alors être estimé. L'avantage des rapports isotopiques océaniques est que la circulation océanique mélange les éléments apportés à l'océan aux différents endroits du globe. Ainsi, si le temps de résidence d'un élément est supérieur au temps de mélange de l'océan, son rapport isotopique sera homogène dans l'océan et représentera donc des processus globaux.

Par exemple, le $\delta^{13}\text{C}$ ² de l'eau de mer (enregistré sans fractionnement dans les car-

1. On parle de fractionnement isotopique quand un élément contenu dans une phase ne garde pas le même rapport isotopique quand celle-ci se transforme en une autre phase. C'est le cas par exemple de l'oxygène et l'hydrogène de l'eau quand elle passe de la phase liquide à gazeuse.

2. la notation δ est la différence normalisée entre un rapport isotopique et la valeur standard de ce rapport, par exemple : $\delta^{13}\text{C} = ((^{13}\text{C}/^{12}\text{C}) - (^{13}\text{C}/^{12}\text{C})_{\text{standard}}) / (^{13}\text{C}/^{12}\text{C})_{\text{standard}}$. Les δ isotopiques

bonates, [Veizer et al., 1999](#)) renseigne sur le rapport de force entre les flux de carbone dans l'océan. Le $\delta^{18}\text{O}$ des carbonates diffère de celui de l'eau mer par un fractionnement dépendant de la température ([O'Neil et al., 1969](#)), il est donc souvent utilisé comme paléo-thermomètre. Le rapport isotopique du strontium océanique dépend lui de la signature isotopiques des roches continentales altérées — qui sont l'une des sources du strontium — ainsi que du flux d'altération ([Veizer et al., 1999](#)), et son signal est relativement bien enregistré dans les coquilles carbonatées ([El Meknassi et al., 2018](#)).

Le strontium est l'un des rares éléments donnant des informations sur l'altération continentale des silicates, mais hormis la signature isotopique des roches altérées, le rapport isotopique du strontium ne varie qu'en fonction du rapport des flux totaux d'altération continentale et d'hydrothermalisme sous-marin. Or, ce rapport doit être constant dans le cadre de l'hypothèse du paléothermostat ([Walker et al., 1981](#); [Goddéris & François, 1995](#)), en supposant la proportionnalité entre les flux hydrothermaux de strontium et de dégazage de CO_2 , et sachant que le temps de résidence du carbone dans les réservoirs superficiels est court.

Il n'a pour l'heure pas été prouvé qu'un enregistrement isotopique trace l'altérabilité des continents, qui est la variable pilotant le climat. Cependant, le lithium ([Misra & Froelich, 2012](#)), un traceur récemment étudié attire l'attention car, comme le strontium, il est contenu dans les silicates, mais il est soumis à un fractionnement isotopique lors de la formation de phases secondaires (composantes des roches résiduelles) par l'altération. Le lithium est donc susceptible d'apporter des informations sur les processus de l'altération dans le passé de la Terre. Le signal isotopique du lithium ($\delta^7\text{Li}$) est enregistré dans les carbonates et supposé refléter la composition globale des océans du fait du long temps de résidence du lithium. Il montre de fortes variations au cours du Cénozoïque ([Misra & Froelich, 2012](#)) dont la cause est très débattue mais pourrait être des changements majeurs des processus d'altération continentale pendant le Cénozoïque, et il est tentant de relier cela aux orogénèses du Cénozoïque. L'avant-dernier chapitre de cette thèse (chapitre 6) est consacré à la modélisation du cycle continental du lithium dans le but de pouvoir reproduire le signal isotopique du lithium au cours des temps géologiques, ceci afin d'apporter une contrainte supplémentaire sur les prédictions des modèles d'altérations, ou plutôt une validation de ces modèles dans le passé. Toutefois, les mécanismes responsables de son fractionnement restent encore mal compris, et face aux incertitudes rencontrées, nous avons restreint la modélisation du cycle du lithium à une échelle régionale pour tenter de mieux déterminer les processus de l'altération qu'il trace.

sont généralement exprimés en ‰.

1.3 Organisation du manuscrit

Ce manuscrit est construit en sept chapitres en comptant ce présent chapitre d'introduction.

Le chapitre 2 présente un état de l'art des modèles d'altération et un panorama des processus en jeu.

Le chapitre 3 se veut préliminaire aux travaux qui suivront dans cette thèse, il s'intéresse aux rôles des reliefs sur la dynamique de la circulation atmosphérique et océanique, sans prendre en compte le cycle du carbone. Les résultats qui y sont présentés ont fait l'objet d'une publication dans la revue *Climate Dynamics* (Maffre et al., 2018a), l'essentiel de ce chapitre est donc rédigé en anglais. Si cet article résume l'ensemble des conséquences des reliefs sur le climat, l'accent est surtout mis sur leur effet sur la circulation océanique car cela avait très peu été étudié, et n'avait jamais été montré avec un GCM¹ complexe comme le modèle de l'IPSL. La conclusion de ce chapitre résume les résultats de cet article d'un point de vue orienté vers le climat des continents, qui va impacter directement l'altération, et propose une réflexion sur les généralisations possibles de ces résultats pour d'autres paléogéographies.

Le chapitre 4 utilise les résultats du chapitre 3 pour quantifier l'importance relative sur l'altérabilité des continents des modifications de la circulation climatique par les reliefs et de l'augmentation du taux d'érosion due à la mise en place de ces reliefs. Les résultats qui y sont présentés ont également fait l'objet d'une publication dans la revue *Earth and Planetary Science Letters* (Maffre et al., 2018b), il est donc également rédigé en anglais. Ce chapitre étudie l'altérabilité des continents en calculant les flux d'altération pour un taux de CO₂ atmosphérique fixé, car les simulations climatiques n'ont été effectuées qu'à un seul niveau de CO₂ (le niveau actuel). L'intégration dans le cycle du carbone géologique et l'ajustement du climat à l'altérabilité n'y seront pas abordés, ils feront l'objet du chapitre suivant.

Le chapitre 5 étudie l'ajustement du climat à des perturbations du cycle du carbone. Nous y montrons que le fait que l'altération des silicates ait lieu dans les régolithes affecte la capacité du cycle du carbone à s'adapter aux perturbations car l'altération ne s'ajuste pas instantanément : elle est contrainte par le temps de réponse des régolithes, qui peut être bien plus long que le temps de résidence du carbone dans les réservoirs superficiels. L'importance de cette inertie dépend en fait grandement de la localisation

1. Modèle de circulation générale, *General Circulation Model* en anglais.

Chapitre 1 : Introduction Générale

des chaînes de montagnes, où les régolithes sont les plus réactifs, et de la sensibilité de l'altération à l'érosion par rapport aux conditions climatiques. Un exemple est présenté dans ce chapitre : le dégazage de CO_2 dû à la mise en place de trapps volcaniques.

Le chapitre 6 propose un modèle connectant l'altération continentale des silicates au cycle isotopique du lithium. Ce modèle n'est pas encore à un stade où il peut être extrapolé à l'échelle globale. Notre étude s'est restreinte au bassin de l'Amazonie qui offre la possibilité de contraindre le modèle par rapport aux données d'érosion, d'altération et de valeurs isotopiques du lithium. Les résultats de ce chapitre ont fait l'objet d'un article qui a été soumis à la revue *Geochimica et Cosmochimica Acta*, c'est pourquoi il est rédigé en anglais.

Enfin, le chapitre 7 présente les conclusions et perspectives de cette thèse.

Chapitre 2

Comprendre et modéliser l'altération : un état de l'art

Sommaire

2.1	Modéliser la rétroaction climatique	19
2.2	Notion-clef de l'altération : la zone critique	20
2.3	État de l'art des modèles de régolithe	21
2.3.1	Modèles centrés sur les roches	21
2.3.2	Modèles hydrologiques	26
2.3.3	Modèles à minéralogie explicite	29
2.3.4	Évaluer la complexité des modèles	30
2.4	Connexion avec le cycle géologique	32
2.5	Vers un point de vue plus intégratif	35
2.5.1	Bref aperçu des modèles de climat	36
2.5.2	Retour à l'hypothèse Gaïa ?	38

2.1 Modéliser la rétroaction climatique

L'ordre zéro de la compréhension de l'altération des silicates est la rétroaction avec le climat. Cette rétroaction est due à la dépendance des réactions chimiques de l'altération au ruissellement continental et à la température. La formulation mathématique la plus simple de la dépendance du flux d'altération au climat suppose une loi d'Arrhenius de la température et la proportionnalité au ruissellement — ou plus précisément l'infiltration des eaux (Dessert et al., 2003; Oliva et al., 2003) :

$$F_{Sil} = kqe^{-\frac{E_A}{RT}} \quad (2.1)$$

Avec q le ruissellement (m/a), T la température (K), E_A l'énergie d'activation apparente (J/mol), R la constante des gaz parfaits (J/K/mol) et k la constante de proportionnalité. Cette formulation est employée dans les modèles 0D, ou modèles en boîte, qui représente cette rétroaction en fonction du climat moyen de la Terre (Berner, 1991, 1994; Berner & Kothavala, 2001; Bergman, 2004). Par exemple, le modèle GEOCARB (Berner & Kothavala, 2001) décrit l'évolution du cycle géologique du carbone avec cette formule (Eq. 2.1) en utilisant une formulation empirique de la température moyenne en fonction du CO_2 atmosphérique et du ruissellement moyen en fonction de la température moyenne.

De tels modèles permettent d'expliquer la stabilité du climat et de quantifier, par exemple, l'évolution du CO_2 en augmentant la puissance solaire toutes choses égales par ailleurs. Ils donnent une première approximation de la réponse du climat à des perturbations « externes » de type dégazage ponctuel de gaz à effet de serre. En revanche, ils ne permettent pas de déterminer la dépendance de l'altérabilité aux facteurs mentionnés précédemment : position des continents, surrection de relief... En effet, la seule dépendance explicitement représentée par l'équation 2.1 est la dépendance climatique, toutes les dépendances de l'altérabilité sont représentées par la constante de proportionnalité k ; il est impossible sans utiliser de modèle plus complexe de quantifier comment varie k en fonction de la distribution des continents, de la topographie, de la biosphère...

L'utilisation 0D de l'équation 2.1 néglige entièrement la forte hétérogénéité du climat à la surface de la Terre et donc l'importance primordiale de la position des continents sur Terre qui a été démontrée par Donnadieu et al. (2004); Goddérès et al. (2014)... De plus, elle néglige également la non-linéarité liée par exemple à la corrélation entre ruissellement, température et érosion (affectant l'altérabilité) : la moyenne de l'effet combiné de ces facteurs n'est pas l'effet combiné des moyennes des facteurs.

En résumé, représenter l'altération en 0D permet de quantifier plusieurs phénomènes, mais pour expliquer les variations climatiques liées aux variations d'altérabilité, il faut

représenter plus finement le processus d'altération.

Enfin, si la représentation géographiquement spatialisée de l'équation 2.1 — à la base du modèle GEOCLIM — permet une meilleure représentation de l'altération, elle ne rend pas compte du fait que l'altération est un élément du cycle des roches ; elle est donc aveugle de tout ce qui peut modifier ce cycle, comme les orogénèses. Ce problème a été soulevé par [Goddéris et al. \(2017\)](#) qui pointe du doigt l'insensibilité de ce modèle d'altération à l'orogénèse hercynienne, pourtant concomitante de la glaciation Permo-Carbonifère. Dans la lignée de [Goddéris et al. \(2017\)](#), l'objectif principal de cette thèse est de proposer une vision plus intégrative de l'altération qui sera plus à même d'expliquer et de quantifier les leviers potentiels des variations paléoclimatiques.

2.2 Notion-clef de l'altération : la zone critique

Le nom de « zone critique » a été donné à l'interface où se rencontrent la lithosphère, l'hydrosphère, l'atmosphère et la biosphère ([Brantley et al., 2007](#)). Les roches profondes n'étant pas stables vis-à-vis des conditions atmosphériques et de l'eau de ruissellement, une zone de réaction s'est créée à l'interface entre ces éléments ; et c'est dans cette zone que s'est développée la biosphère continentale, à la fois utilisatrice et actrice des transformations chimiques de la zone critique. Selon là où notre intérêt se porte, on parlera de sol, de litière végétale, de saprolite, de zone vadose, de nappe phréatique, de berge, de colluvion, de flanc de colline. . . Autant de disciplines indépendantes ont été créées (pédologie, géomorphologie, hydrogéologie. . .), et le même mot — sol par exemple — peut être employé dans ces différentes disciplines pour désigner différents objets. À titre d'exemple, [Minasny et al. \(2015\)](#) déplorent le peu d'importance accordée au sol — signifiant ici la couche biologiquement active de la surface des continents — dans les sciences de la Terre.

Si cette thèse n'échappe malheureusement pas à cette règle car notre point de vue est issu de la compréhension des variations paléoclimatiques et du cycle géologique du carbone à l'échelle globale, force est de reconnaître que l'altération des roches n'est qu'une pièce de ce vaste réseau d'interactions qu'est la zone critique. En pratique, nous développerons des modèles centrés sur un petit nombre de processus (évolution des roches, érosion. . .) car il n'est pas possible de représenter toute la complexité de la zone critique, particulièrement aux échelles spatiales et temporelles qui nous intéressent. Nous devons donc faire l'hypothèse que les quelques processus mis en avant sont ceux déterminants pour l'évolution du climat, mais cette hypothèse peut légitimement être remise en question.

Se concentrant sur l'altération des roches silicatées, nous emploierons ici le terme « régolithe » pour désigner l'épaisseur dans laquelle les roches subissent les réactions chimiques de l'altération. Le régolithe s'étend donc de la roche mère inaltérée jusqu'à la surface, sans distinction entre les différents éléments souvent séparés : sol « biologique », dépôts colluviaux, saprolite... Le concept de régolithe dans cette thèse a pour but de proposer une représentation du processus d'altération des silicates, nous ne l'utiliserons pas à d'autres fins, par exemple, nous ne discuterons pas de son rôle dans l'écologie ou la formation de paysages et ne considérerons pas la formation de sol à partir d'autres types de roches (comme les carbonates).

Le concept de base, commun à tous les modèles de régolithe est celui d'un réservoir dynamique en équilibre entre destruction par érosion (ou dénudation chimique) et production par altération de la roche saine. Ainsi apparaît spontanément la notion de réservoir (Mudd & Yoo, 2010) dans lequel « transitent » les particules de roche en s'altérant avant d'être évacuées pour finir en sédiment océanique. Une telle approche change radicalement de la représentation de l'altération par l'équation 2.1, spatialisée ou non.

De très nombreux modèles ont été proposés pour décrire ce réservoir régolithique, et la complexité représentée par ces modèles est extrêmement variable. Une revue assez complète a été effectuée dans Minasny et al. (2015), bien plus détaillée que ce qui pourra être fait dans le cadre de cette thèse. Nous proposons ici un panorama des processus représentés ou non par ces modèles et des conséquences sur notre compréhension du lien entre altération et climat.

2.3 État de l'art des modèles de régolithe

2.3.1 Modèles centrés sur les roches

Le modèle le plus simple de régolithe est un réservoir 0D, ou modèle en boîte (cf figure 2.1). Le modèle de Goddérès et al. (2017) par exemple calcule uniquement une épaisseur de régolithe h (m) par bilan de masse :

$$\frac{dh}{dt} = P - E \quad (2.2)$$

Où P est la production de régolithe par altération et E l'érosion (m/a). On pourrait également ajouter à ce modèle un terme de destruction par dénudation chimique W (perte de masse du régolithe par lessivage des espèces dissoutes).

Ce modèle est en fait lié au concept de *front d'altération* (Thomas, 1966), interface d'épaisseur négligeable où la roche-mère se transforme en régolithe altéré, chimiquement inerte (figure 2.1). L'équation 2.2 est aussi celle qui décrit la propagation vers le bas

du front d'altération (P), h étant la profondeur de ce front par rapport à la surface qui se propage elle-même vers le bas par érosion (E). Le flux d'altération des roches est directement proportionnel à P .

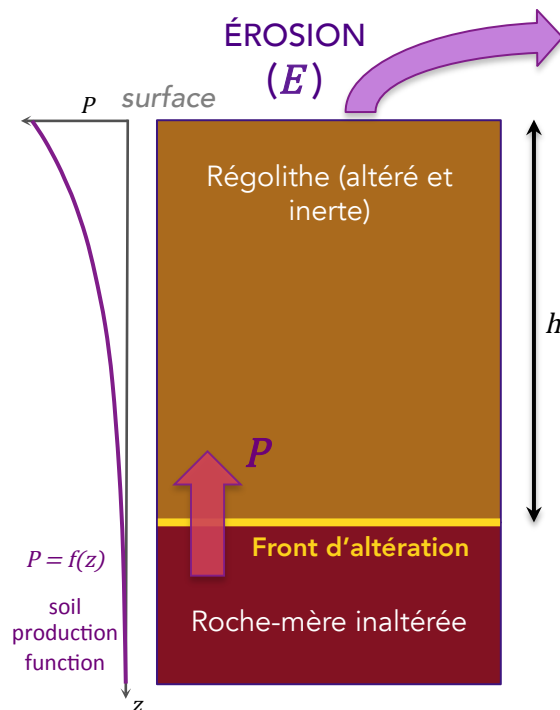


FIGURE 2.1 – Schéma du concept de régolithe - front d'altération. P : taux de production de régolithe, h : épaisseur de régolithe

On suppose généralement que l'érosion ne dépend pas de l'épaisseur de régolithe alors que la production de régolithe (propagation du front d'altération) décroît avec l'épaisseur de régolithe (profondeur du front). Cette décroissance est représentée empiriquement par la *soil production function* (Heimsath et al., 1997). En terme d'échelle spatiale, ce modèle en boîte peut représenter aussi bien le régolithe à fine échelle (flanc de colline) que intégré à grande échelle (dizaine de kilomètres). Cependant, son utilisation a plus de sens à grande échelle car à petite échelle, des processus comme les transferts horizontaux peuvent devenir importants. Les performances du modèle dépendront de la précision des relations mathématiques utilisées pour E et P .

Si la présence de front d'altération d'épaisseur négligeable se retrouve souvent dans les observations de terrain — quoique son utilisation trop simpliste soit critiquée (Brantley et al., 2011) — ce concept pose un problème majeur pour l'altération globale : il impose que la roche-mère soit entièrement altérée partout où la couverture régolithique est présente. Or, il y a peu d'endroits où la roche-mère affleure directement, en dehors des falaises et des déserts, la plupart des surfaces sont recouvertes de sol (Dietrich et al., 1995; Humphreys & Wilkinson, 2007). Pourtant, la grande majorité des données d'altération montrent que l'altération n'est jamais complète, des particules de roche inaltérée se retrouvent dans les sédiments océaniques. Notamment dans les zones soumises aux glissements de terrain, l'érosion concerne aussi bien la matière altérée que des fragments de roches inaltérées (Embersson et al., 2016).

De plus, le régolithe est censé tendre vers un état stationnaire où la production de régolithe équilibre l'érosion, indépendante de l'altération (sauf si la roche-mère, significativement moins érodable, est à l'affleurement). À l'état stationnaire, le flux d'altération est donc directement proportionnel au taux d'érosion, lequel est contrôlé par le soulè-

vement tectonique (les reliefs tendent également vers un état stationnaire où l'érosion compense le soulèvement tectonique). Ainsi, ce concept tue la rétroaction climatique en rendant l'altération dépendante uniquement de la tectonique. Cela est incompatible avec la nécessité de cette rétroaction qui a été démontrée plus haut. Pour être exact, une rétroaction pourrait tout de même exister via la proportion de surfaces couvertes de régolithe, mais aussi parce qu'il est possible que le climat influence le soulèvement tectonique via une rétroaction positive : une forte érosion (due à de fortes précipitations) pourrait faciliter le soulèvement tectonique (Roe et al., 2006; Whipple, 2009). Ceci reste encore très débattu.

D'un point de vue global, il faut soit introduire dans ce premier modèle une proportion de surfaces non couvertes par du régolithe, soit abandonner le principe de front d'altération et considérer que l'altération se produit dans toute l'épaisseur entre une « base » hypothétique du régolithe et la surface. Notons que pour un modèle représentant le régolithe comme un réservoir de plusieurs kilomètres de large, les deux approches aboutissent au même résultat.

Un exemple de modèle 0D sans front d'altération (cf figure 2.2) est celui de Ferrier & Kirchner (2008). Les auteurs proposent un formalisme général s'appliquant un système à n phases pouvant subir de la dissolution ou de la néoformation. En le simplifiant à deux composants, phases primaires et phases secondaires, le modèle est décrit par le bilan de masse des phases primaires et celui des phases secondaires :

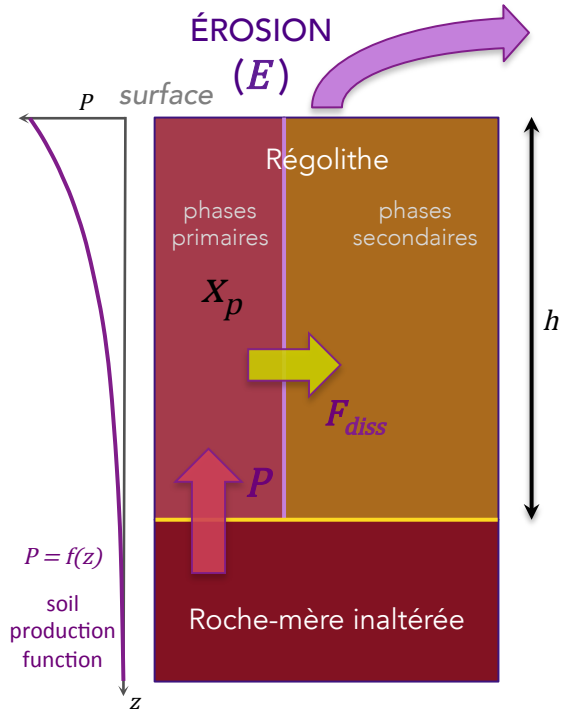


FIGURE 2.2 – Schéma du concept de régolithe - modèle en boîte (0D). P : taux de production de régolithe, h : épaisseur de régolithe, x_p : proportion de phases primaires, F_{diss} : flux de dissolution des phases primaires.

$$\begin{aligned} \frac{d(\rho h x_p)}{dt} &= \rho_o P - \rho x_p E - F_{diss} \\ \frac{d(\rho h (1 - x_p))}{dt} &= -\rho (1 - x_p) E + F_{sp} \end{aligned} \quad (2.3)$$

Avec ρ la densité du régolithe, ρ_o la densité de la roche-mère, x_p la fraction massique

de phases primaires dans le régolithe, $1 - x_p$ celle de phases secondaires, F_{diss} le taux de dissolution des phases primaires et F_{sp} celui de précipitation des phases secondaires.

La somme de ces deux équations donne l'équation de l'épaisseur de régolithe (en supposant la densité de régolithe constante, [Ferrier & Kirchner, 2008](#)) :

$$\frac{dh}{dt} = \frac{\rho_o}{\rho} P - E - \frac{1}{\rho} (F_{diss} - F_{sp}) \quad (2.4)$$

On en déduit l'expression de la dénudation chimique : $W = \frac{1}{\rho} (F_{diss} - F_{sp})$.

Dans ce type de modèle, on suppose que la dissolution des phases primaires, processus qui nous intéresse pour le flux d'altération, dépend de la fraction massique de phases primaires dans le régolithe. Par exemple, dans le modèle de [Ferrier & Kirchner \(2008\)](#) :

$$F_{diss} = k A_{spec} \rho h x_p \quad (2.5)$$

Avec A_{spec} la surface spécifique des minéraux primaires et k la constante de réaction par unité de surface du minéral. Notons que cette expression peut se retrouver en intégrant une distribution verticale quelconque de phases primaires dans le régolithe, en supposant que le taux de réaction local est linéaire par rapport à la densité locale de phases primaires et que la surface spécifique A_{spec} est constante, à condition de négliger la dénudation chimique.

Certains modèles 0D sont parfois complexifiés en considérant plusieurs niveaux de régolithe, par exemple [Yoo & Mudd \(2008\)](#) divisent le régolithe en *Chemically Active Zone* (CAZ), dominée par les réactions chimiques, surmontée en surface d'une *Physically Disturbed Zone* (PDZ), dominée par le brassage physique (fluage de sol et bioturbation).

Ce type de modèle 0D présente trois défauts. Premièrement, il n'est théoriquement plus valable si les réactions chimiques dépendent non-linéairement de la densité de phases primaires, auquel cas l'altération totale dépend de la distribution verticale de phases primaires.

Deuxièmement, si l'altération est un phénomène interne au régolithe, que représente alors le terme de production de régolithe P ? Et quelle formule mathématique utiliser pour P sachant qu'il n'est plus directement lié à l'altération des roches ?

Enfin, étant un modèle 0D, il ne représente pas explicitement la fraction de phases primaires en surface, or c'est elle qui détermine le flux de phases primaires non altérées qui sont érodées. On est obligé pour calculer ce flux de supposer que le régolithe est uniforme, en utilisant x_p comme fraction de phases primaires en surface. Cela a pour conséquence de systématiquement surestimer l'érosion des phases primaires, donc de sous-estimer l'altération, car les profils de minéraux primaires montrent quasiment sans

exception une déplétion plus importante vers la surface.

Pour éviter ce dernier biais, il faut améliorer notre représentation du régolithe en modélisant le profil vertical de phases primaires.

Représenter un profil vertical de régolithe pose un premier problème théorique : si l'on s'intéresse au processus d'altération à grande échelle, quelle est le sens d'un unique profil vertical sachant que les variations latérales peuvent être très importantes, notamment en terme d'épaisseur de régolithe ? Ce genre de modèle appliqué à grande échelle ne se justifie qu'en supposant que le phénomène de déplétion vers la surface est plus déterminant pour l'altération que la variabilité latérale, et que le gain de précision que l'on obtient en supprimant le biais de l'érosion des phases primaires en 0D est significatif par rapport à cette variabilité latérale.

Les modèles 1D verticaux de régolithe se basent sur le concept d'un « tuyau » dont la longueur correspond à l'épaisseur de régolithe, traversé par des particules de roche primaire dont la vitesse correspond au taux de production de régolithe P , particules qui s'altèrent au cours de leur traversée (cf figure 2.3). On appelle ce concept le *transport-réactif*. Un modèle de régolithe vertical 1D n'est autre qu'un transport-réactif vertical de silicates, décrit donc par une équation d'advection-réaction. Une démonstration plus détaillée des équations des modèles de régolithe 1D se trouve en annexe de cette thèse (annexe B).

Un exemple de modèle de régolithe 1D vertical employé dans cette thèse est celui développé par Gabet & Mudd (2009).

Tous ces modèles s'appuient sur le concept de *soil production function* (SPF), introduit très tôt dans l'étude des sols (Gilbert, 1877; Anheer, 1967; Heimsath et al., 1997). C'est une fonction empirique, fondée sur l'observation de l'épaisseur de régolithe au cours du temps (grâce notamment à des chronoséquences). À ce titre, plusieurs formulations mathématiques ont été proposées

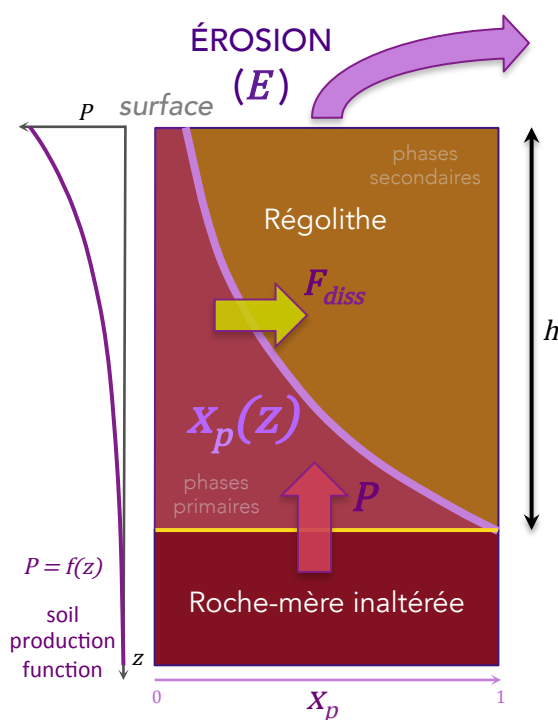


FIGURE 2.3 – Schéma du concept de régolithe - modèle 1D vertical de profil d'altération. P : taux de production de régolithe, h : épaisseur de régolithe, x_p : proportion de phases primaires, F_{diss} : flux de dissolution des phases primaires.

et sont utilisées dans les modèles, les plus communes sont la décroissance exponentielle, la décroissance inverse ($1/h$) et la loi *humped* : croissance du taux de production de sol jusqu'à une profondeur optimale (non nulle) puis décroissance exponentielle.

L'interprétation que l'on donne à cette *soil production function* ne sera pas tout à fait la même selon qu'on utilise le concept de front d'altération ou celui d'altération « diffuse » dans le régolithe. Plusieurs justifications physiques peuvent être invoquées pour expliquer la SPF, la diminution du drainage en profondeur due à la recapture de l'eau par les plantes, la diminution de la mobilité de l'eau avec la profondeur, la saturation de l'eau vis-à-vis des réactions chimiques en profondeur, ou encore la diminution de la porosité et de la facilité de réaction quand l'abondance de phases primaires est importante, ce qui constitue un processus auto-stimulant. Plusieurs discussions sur le concept de *soil production function* suivront dans cette thèse, notamment dans le chapitre 5 et l'annexe B.

2.3.2 Modèles hydrologiques

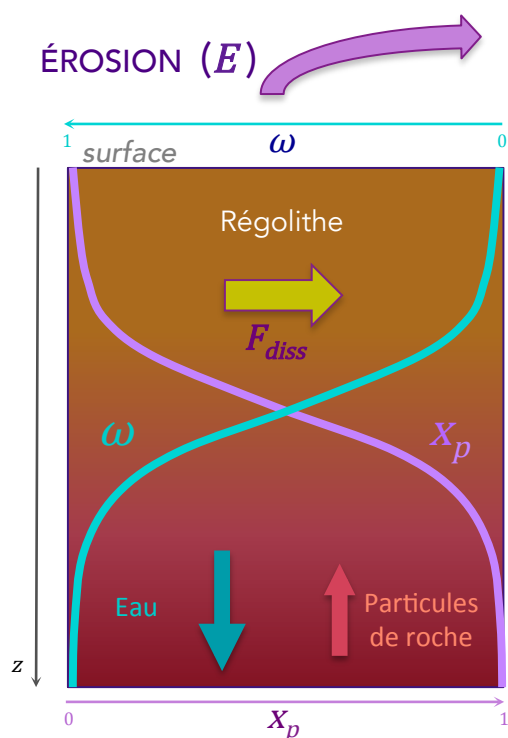


FIGURE 2.4 – Schéma du concept de régolithe - modèle de double transport-réactif vertical 1D : eau et particules de roche. x_p : proportion de phases primaires, ω : saturation de l'eau (vis-à-vis des réactions chimiques de dissolution = C/C_{eq}), F_{diss} : flux de dissolution des phases primaires.

Les modèles présentés jusqu'ici ne prennent pas en compte de façon explicite le processus central de l'altération : la circulation de l'eau dans les régolithes. En effet, les réactions chimiques de l'altération sont dues aux interactions eau-roche dans les régolithes, et de ce fait, la circulation de l'eau est déterminante pour l'altération. La seule prise en compte de cette circulation est faite en supposant que le flux d'altération est proportionnel au flux d'infiltration des eaux de pluie.

Le régolithe est en fait une zone de double transport-réactif : celui des particules de roche primaire et celui de l'eau d'infiltration. Le concept le plus simple de double transport-réactif est une advection vers le bas de l'eau (percolation) combinée à une advection vers le haut des particules de roche (cf figure 2.4) ; l'eau se charge en éléments dissouts au fur et à mesure qu'elle percole dans le régolithe,

jusqu'à atteindre l'équilibre thermodynamique (saturation) tandis que la roche s'altère au fur et à mesure qu'elle « remonte » vers la surface (c'est en réalité la surface qui descend par érosion). C'est le cas par exemple du modèle de [Li et al. \(2014\)](#). L'avantage de leur modèle est qu'il ne suppose pas de fonction empirique de production de régolithe, ils considèrent un profil d'altération infini, et une « épaisseur limite d'altération » apparaît spontanément car l'eau se sature en profondeur ce qui bloque les réactions chimiques. En effet, en supposant un taux de réaction proportionnel à x_p et à $(C_{eq} - C)$ — C étant la concentration des éléments dissouts et C_{eq} leur concentration saturante — ainsi qu'une porosité de régolithe constante, on obtient une équation de sigmoïde pour le profil de x_p à l'état stationnaire : $dx_p/dz \propto x_p(1 - x_p)$. Les conditions aux limites suivantes déterminent la profondeur du point d'inflexion de la sigmoïde — en plus du taux d'érosion et de la vitesse de percolation : roche inaltérée et eau saturée à l'infini et eau pure en surface. Ces auteurs proposent ainsi une justification théorique de la *soil production function* empirique, et montrent par une étude détaillée du régime transitoire que ce modèle est cohérent avec une propagation de front d'altération de type $dh/dt = P_o f_{sp}(h) - E$, où h est la profondeur du front d'altération, E le taux d'érosion, P_o le taux optimal de production de régolithe et f_{sp} la *soil production function*.

Ce n'est pourtant pas la seule explication physique de la SPF, la diminution de la circulation de l'eau en profondeur, de pair avec la diminution de la conductivité hydraulique quand la roche est peu altérée, sont d'autres facteurs-clés. De plus, la saturation chimique de l'eau régolithique est bien plus complexe qu'un paramètre fixe C_{eq} car elle dépend de tout l'assemblage minéralogique du régolithe, et notamment des phases secondaires ([Goddéris et al., 2010](#); [Violette et al., 2010](#)). Plusieurs réactions chimiques interagissent, avec des cinétiques différentes. Enfin, le modèle de percolation verticale de l'eau est contestable car l'eau doit ressortir au niveau d'une résurgence ; l'approximation selon laquelle cette résurgence est à l'infini n'est pas toujours valable, d'autant que la roche-mère constitue souvent un horizon imperméable ([White et al., 2001](#); [Brantley & White, 2009](#)) forçant donc l'eau à s'écouler latéralement. Cette approximation est pourtant largement utilisée, y compris dans des modèles plus complexes comme le modèle 2D de [Lebedeva & Brantley \(2013\)](#) qui intègre une diffusion latérale des éléments dissouts, mais uniquement une advection verticale vers le bas.

L'écoulement de l'eau dans les régolithes est un processus complexe, très difficile à modéliser avec précision. Une méthode élégante pour prendre en compte la variabilité des trajets de l'eau dans les régolithes est proposée dans [Maher & Chamberlain \(2014\)](#). Les auteurs considèrent un trajet de l'eau quelconque à travers un milieu uniforme (cf figure 2.5), l'eau se charge en éléments dissouts au cours de son trajet jusqu'à son éventuelle saturation. En supposant une distribution de probabilité de longueur de trajet

(distribution exponentielle), il est possible de calculer l'altération moyenne due à tous les trajets — différente de celle calculée à partir du trajet moyen vu que la concentration sature pour les trajets les plus longs.

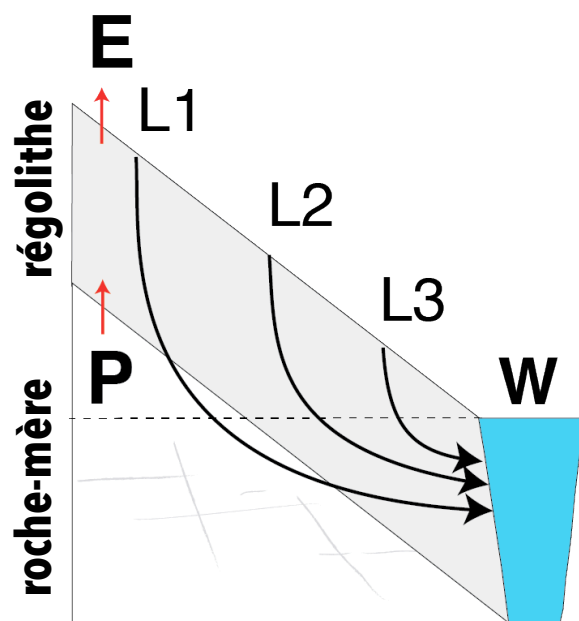


FIGURE 2.5 – Schéma du concept de régolithe - modèle de [Maher & Chamberlain \(2014\)](#) représentant des trajets de l'eau quelconques dans un régolithe uniforme. L1, L2 et L3 sont trois exemples de trajets, P est le taux de production de régolithe, E le taux d'érosion et W le niveau de base fixé par la rivière (en bleu). Modifié d'après [Maher & Chamberlain \(2014, Supplementary Materials\)](#).

auront un débit probablement plus important car la conductivité hydraulique diminue en profondeur. De plus, le même biais intervient quant à l'érosion des phases primaires en surface.

En outre, les auteurs estiment la proportion de phases primaires dans le régolithe en fonction de son âge, en utilisant l'expression quasi-stationnaire des équations de type [Ferrier & Kirchner \(2008\)](#) (eq. 2.3), sans avoir à supposer aucune relation entre P et h . En particulier, cette démonstration implique que $F_{diss} = k A_{spec} \rho h x_p$. Ainsi, l'état d'altération du régolithe (x_p), servant à calculer le flux d'altération, dépend d'une loi d'altération qui n'est pas la même. Si cela ne pose pas de problème majeur pour estimer un flux d'altération, c'est en revanche un peu plus problématique d'un point de vue des cycles de matière entre la Terre interne et les réservoirs superficiels.

Dans un tout autre formalisme, [Braun et al. \(2016\)](#) proposent un modèle de régolithe à l'échelle d'une colline où l'écoulement se fait entre le sommet de la colline et la

Pour arriver à un tel résultat, les auteurs doivent cependant faire des hypothèses très fortes pour que tous les trajets soient comparables — et qu'on puisse donc intégrer sur tous les trajets : premièrement, supposer que le débit d'eau est le même pour tous les trajets, ce qui n'est à priori pas évident, deuxièmement, supposer que le milieu dans lequel l'eau s'écoule est homogène (écoulement uniquement dans le régolithe, contrairement à ce que pourrait suggérer la figure 2.5). En plus de négliger les variations minéralogiques, on doit donc revenir à l'hypothèse des modèles 0D selon laquelle la proportion de phases primaires est la même dans l'ensemble du régolithe. Dans les faits, les trajets les moins profonds auront une altération bien moins efficace que les plus profonds car ils rencontreront peu de phases primaires ; cependant, ils

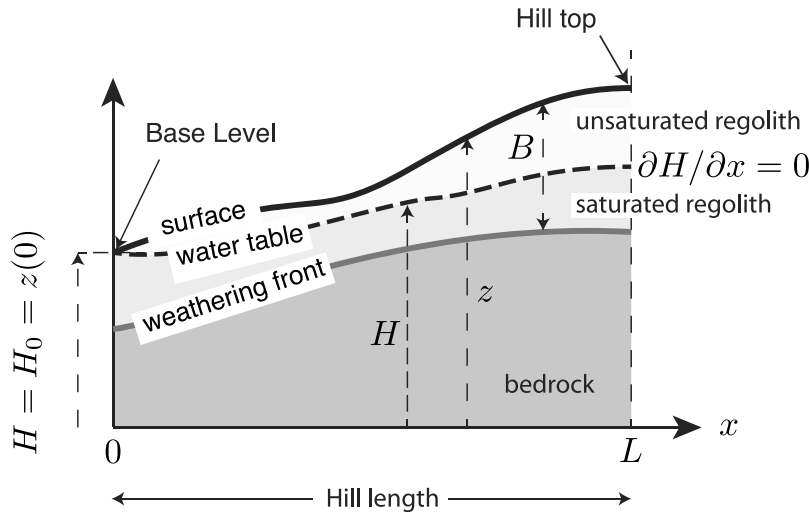


FIGURE 2.6 – Schéma du concept de régolithe - modèle de Braun et al. (2016) hydrologique 2D vertical. z : altitude de la surface, H : altitude de la nappe phréatique, B : épaisseur de régolithe. Modifié d'après Braun et al. (2016).

résurgence à la base (cf figure 2.6). Ce modèle décrit une nappe phréatique dans une section verticale 2D de régolithe perméable et limitée en profondeur par une roche-mère imperméable. Des considérations de mécanique des fluides montrent que l'écoulement est essentiellement latéral et de vitesse proportionnelle à la pente du sommet de la nappe. Cette vision bimodale entre un régolithe perméable et une roche imperméable suppose que l'altération se fait au niveau du front d'altération, interface roche-régolithe approximée ici comme d'épaisseur nulle. En supposant également que l'eau au contact de la roche est saturée chimiquement (car l'écoulement est lent et l'équilibre thermodynamique a le temps d'être atteint), on montre que le taux d'altération local est proportionnel à la vitesse d'écoulement — correspondant au régime limité par le transport (*transport-limited*) du transport-réactif.

Ce modèle ne suppose pas de *soil production function* empirique, et montre une croissance du régolithe en $\sqrt{t}$ car la géométrie de la nappe phréatique fait que plus le front d'altération s'approfondit, plus l'écoulement est lent. Il propose donc aussi une justification théorique à la SPF, différente de celle de Li et al. (2014).

Cependant, ce modèle est difficilement utilisable d'un point de vue global car il dépend de la géométrie à fine échelle (flanc de colline) à la fois du relief et de la nappe phréatique. De plus, il possède les défauts liés au concept de front d'altération évoqués plus haut.

2.3.3 Modèles à minéralogie explicite

Un troisième pan de la modélisation de régolithe est la prise en compte exhaustive de l'assemblage minéralogique et de toutes les réactions chimiques pouvant avoir lieu. Les

modèles précédents, bien que s'inspirant de la cinétique de réaction, résument souvent cette cinétique à une unique réaction, majoritairement albite $\rightarrow$ kaolinite (Maher & Chamberlain, 2014), parfois deux réactions, comme Li et al. (2014) qui considèrent la réaction plagioclase $\rightarrow$ kaolinite et la dissolution de la calcite. Le modèle de Gabet & Mudd (2009) fait un effort supplémentaire de généralisation car il se fonde sur une loi empirique — car ne s'appuyant pas sur une théorie chimique — d'évolution des phases primaires au cours du temps dont il a été montré que les paramètres sont statistiquement similaires pour quatre minéraux altérables des plus communs : plagioclase, orthose, biotite et hornblende (White & Brantley, 2003).

De tels modèles n'ont pas vocation à représenter l'évolution minéralogique des régolithes, ils diffèrent en cela des modèles représentant explicitement les différentes phases minérales, leurs réactions chimiques et la composition de l'eau régolithique, notamment le pH qui est déterminant pour la cinétique de dissolution. Le modèle WITCH (Goddéris et al., 2006) en est un exemple, il décrit l'évolution minéralogique d'un profil vertical 1D à porosité constante dans lequel l'eau percole. Des modèles plus complexes comme SoilGen (Finke, 2012) prennent en compte d'autres processus comme la variation de perméabilité, les flux de chaleur, l'influence de la végétation et de la bioturbation...

Des études de cas ont montré que les flux d'altération dépendaient en grande partie de la saturation de la solution vis-à-vis des phases secondaires (Goddéris et al., 2010; Violette et al., 2010). De plus, la modélisation de la chimie des phases secondaires (essentiellement les argiles) est rendue très difficile par leur structure complexe, très souvent mal cristallisée, sujette à des phénomènes comme l'adsorption interfoliaire d'éléments chimiques... Si ces modèles minéralogiques arrivent à reproduire correctement les profils de déplétion des différentes phases primaires, les profils des phases secondaires sont souvent mal reproduits.

On peut retenir de l'apport de cette modélisation que résumer l'altération à la réaction albite $\rightarrow$ kaolinite est contradictoire avec les observations de terrain, notamment à cause de la diversité des argiles formées (illites, smectites...). D'un autre côté, la majorité de ces modèles supposent une percolation verticale de l'eau, et ignorent donc la complexité des écoulements souterrains ainsi que la géométrie des paysages.

2.3.4 Évaluer la complexité des modèles

Dans leur article de revue de 2015, Minasny et al. pointent du doigt l'absence d'une représentation exhaustive de la chimie, la biologie et la géométrie des paysages dans la modélisation actuelle. Ils insistent notamment sur le besoin d'une modélisation 2D, voire 3D, pour pouvoir intégrer tous ces effets. De tels modèles commencent à se développer, nous avons cité les exemples de Braun et al. (2016) et Lebedeva & Brantley (2013)

Exemples											
Caractéristiques	<i>Goddéris et al. (2017)</i>	<i>Ferrier & Kirchner (2008)</i>	<i>Gabet & Mudd (2009)</i>	<i>Li et al. (2014)</i>	<i>Maher & Chamberlain (2014)</i>	<i>WITCH (Goddéris et al., 2014)</i>	<i>SoilGen (Finke, 2012)</i>	<i>Braun et al. (2016)</i>	<i>Lebedeva & Brantley (2013)</i>	<i>mARM (Cohen et al., 2009)</i>	<i>mARM3D (Cohen et al., 2010)</i>
Front d'altération	*							*			
0D	*	*			*						
1D vertical			*	*		*	*				
Hydrologie 1D verticale				*		*	*		*		
Hydrologie complexe					*			*		*	*
Minéralogie explicite						*	*				
2D section verticale								*	*	*	
Autres processus							*			*	*
3D											*

TABLEAU 2.1 – Résumé des différents types de modèles de régolithe ordonnés par complexité.

qui s'intéressent à la géométrie 2D, et notamment à l'effet de la courbure du relief. Minasny et al. (2015) citent également le modèle mARM (Cohen et al., 2009) (et sa version tridimensionnelle mARM3D, Cohen et al., 2010) centré sur la fragmentation progressive des particules de roche, autre processus rarement représenté explicitement dans les modèles alors que la taille de grain a une influence importante sur la cinétique de dissolution. La construction d'un modèle explicitement centré sur les grains de roche permet de prendre en compte d'autres processus comme par exemple l'« enrobage » des minéraux primaires (*mineral coating*) par une couche de minéraux secondaires néoformés, qui a parfois pour conséquence de bloquer les réactions d'altération (Vázquez et al., 2016). Ce processus ne sera pas discuté dans le cadre de cette thèse.

Le tableau 2.1 résume les exemples de modèles cités en les classant par leur complexité et le nombre de processus représentés. Revenons à notre but premier qui est de comprendre le lien entre le cycle géologique des roches, l'altération et les variations climatiques, le tout à l'échelle globale ; quel est alors le niveau de complexité nécessaire ? Le problème majeur des modèles 2D ou 3D de régolithe est qu'ils dépendent de la géométrie des paysages à très fine échelle (métrique ou moins) alors que nos problématiques sont à l'échelle de la Terre (40 millions de mètres de circonférence). À moins de déduire de ces modèles un comportement intégré à grande échelle, il nous est impossible de les utiliser

pour comprendre l'évolution du climat.

Le panorama des modèles de régolithe montre qu'ils sont en grande majorité centrés sur un processus, au détriment de la représentation des autres. Par exemple, on retrouve un compromis entre représenter le transport-réactif de l'eau (Maher & Chamberlain, 2014) et représenter le transport-réactif des roches (Gabet & Mudd, 2009). Nous avons donc dû faire un choix sur les processus que nous souhaitions représenter. Étant intéressés avant tout par le cycle géologique des roches, nous avons pris le parti de centrer notre représentation sur les minéraux plutôt que sur le trajet de l'eau.

En outre, une question se pose sur le choix d'un modèle ayant une base théorique physico-chimique (on parle de modèle *process-based*) ou se fondant sur une relation mathématique empirique ajustée à partir d'observations de terrain. À priori, il est plus juste d'utiliser un modèle *process-based*. Le problème est que les fondements théoriques des modèles applicables à grande échelle sont mis à mal par une simplification trop grande des processus physico-chimiques. Par exemple, utiliser les constantes cinétiques et thermodynamiques de la réaction albite $\rightarrow$ kaolinite à l'échelle d'un paysage est contraire aux observations de terrain qui montrent un contrôle chimique des différentes phases minérales présentent localement, notamment des différentes phases secondaires formées. Nous avons donc pris également le parti d'utiliser des lois empiriques fondées sur des observations plutôt que sur des bases théoriques.

Comme mentionné plus haut, nous avons fait l'hypothèse selon laquelle la déplétion des phases primaires vers la surface est dominante par rapport à sa variabilité latérale, ainsi que celle de l'épaisseur de régolithe — et ce bien qu'à priori, la même non-linéarité que celles des trajets de l'eau soulignée dans Maher & Chamberlain (2014) soit présente.

Pour toutes ces raisons, nous utiliserons dans le cadre des études présentées dans cette thèse le modèle de Gabet & Mudd (2009), et nous insistons sur le fait que l'épaisseur de régolithe ainsi que son profil d'altération doivent être considérés comme des objets intégrés à l'échelle d'un paysage afin d'obtenir le flux d'altération intégré, et non pas comme des objets « réels ».

2.4 Connexion avec le cycle géologique

L'altération doit être considérée comme un élément du cycle géologique, c'est-à-dire le cycle que subissent les roches entre leur formation par magmatisme, exhumation, transformation chimique par altération, transport dans les bassins continentaux, sédimentation océanique et enfouissement par subduction. L'hypothèse de Raymo se situe au cœur du cycle géologique, et celui-ci doit être modélisé explicitement afin de comprendre pleinement la relation entre tectonique et climat.

En guise d'illustration, le moteur de tous les modèles de régolithe cités précédem-

ment est l'érosion, car c'est l'érosion qui *in fine* contrôle la propagation vers le bas des profils d'altération. En termes de transport-réactif, l'érosion détermine la « vitesse » à laquelle les particules de roche traversent la zone de réaction — c'est-à-dire le régolithe. On parle ici d'érosion physique, ou mécanique, ayant lieu en surface. Il a été montré sur certaines études de terrain que la dénudation ou érosion chimique pouvait avoir de l'importance (Regard et al., 2016). Cependant, elle est globalement négligeable, et sa prise en compte pose quelques problèmes conceptuels qui sont discutés dans l'annexe B. L'immense majorité des modèles de régolithe approximent l'érosion comme un processus continu, enlevant progressivement la matière au sommet du régolithe. Cette approximation permet de faire l'analogie avec un matériel se déplaçant à la vitesse de l'érosion dans le régolithe. Dans les faits, l'érosion est très souvent due à des épisodes ponctuels, voire catastrophiques (orages, typhons, crues, glissements de terrain...) qu'il est plus juste d'approximer comme un retrait instantané d'un volume non-infinitésimal à la surface du régolithe. Gabet (2007) propose un modèle adapté aux zones soumises aux glissements de terrain, qui calcule l'effet long-terme sur l'altération d'une distribution d'évènements érosifs retirant instantanément une certaine épaisseur de régolithe. Ne pas prendre en compte ce phénomène peut aboutir à une sous-estimation de la quantité de phases primaires érodées (car celle-ci augmente avec la profondeur), et donc à une surestimation de l'altération. Cependant, malgré des travaux sur leurs distributions à la fois spatiale et temporelle, ainsi que la profondeur concernée par les glissements de terrain (Marc et al., 2016, 2018), les évènements extrêmes responsables de l'érosion de façon générale sont très mal contraints à l'échelle globale. Nous avons donc décidé d'ignorer cet aspect, bien que les glissements de terrain aient aussi probablement une influence sur la cinétique de dissolution elle-même par dégradation mécanique des particules de roche primaire (Emberson et al., 2016).

À l'échelle d'un paysage recouvert de régolithe, l'érosion est avant tout un processus de flanc de colline, allant de la « reptation » (*soil creep*) au glissement de terrain. L'érosion à l'échelle d'un flanc de colline est souvent modélisée par une équation de diffusion (Nash, 1980) — bien que la diffusion non-linéaire ait souvent été identifiée (Martin & Church, 1997) — équation expliquant notamment la forme convexe des collines. Cependant, l'érosion de flanc de colline est contrôlée par le niveau de base de la colline, c'est-à-dire le talweg où coule une rivière. De plus, le balayage horizontal des rivières induit une érosion latérale affectant directement les collines. À plus grande échelle, le taux d'érosion des continents est essentiellement piloté par l'érosion des rivières, c'est pourquoi nous considérerons des formulations mathématiques de l'érosion des continents issues des processus de rivière. Une revue des modèles d'érosion et de leur utilisation dans le cadre de cette thèse est effectuée au chapitre 4 (issu de l'article Maffre et al.,

2018b).

Une branche spécifique de la modélisation en géomorphologie étudie le rôle de l'érosion par les rivières sur la forme des surfaces continentales, il s'agit des modèles d'évolution de paysage (ou *landscape evolution model*, LEM Tucker & Hancock, 2010). Étant au début des modèles d'érosion pure, souvent en régime limité par le détachement (*detachment-limited*), c'est-à-dire négligeant le transport et le dépôt de la matière érodée (Howard, 1994), ils intègrent maintenant de plus en plus de processus, et entre autre l'altération et la consommation de CO₂ par altération des silicates. Par exemple, le modèle d'évolution de paysage CIDRE (Carretier et al., 2009) a été développé ultérieurement pour représenter la formation de régolithe par altération (Carretier et al., 2014) et plus récemment le transport et l'altération de particules de roche primaire (Carretier et al., 2016).

Ces modèles permettent de faire le bilan complet depuis la surrection tectonique, la formation de reliefs modelés par l'érosion fluviale, l'altération des roches, leur transport, et l'évacuation des sédiments vers les bassins sédimentaires, et *in fine*, les océans. Ils s'appliquent généralement à l'échelle d'un bassin-versant (dizaines à centaines de kilomètres) à une résolution de l'ordre de la centaine de mètres. Cela les place à une échelle bien plus grande que les modèles 2D ou 3D de régolithe décrits précédemment (résolution métrique voire moins), mais leur résolution reste trop fine pour qu'ils soient appliqués à l'échelle globale au regard des temps de calcul qu'ils nécessitent. En outre, ils restent difficiles à appliquer hors contexte orogénique, particulièrement en ce qui concerne l'altération : la formation de bassins sédimentaires pouvant atteindre plusieurs kilomètres d'épaisseur est un vrai défi, peut-on toujours parler de régolithe à de telles profondeurs ? Quelle est la circulation de l'eau dans de telles zones et à quelle profondeur l'altération a-t-elle réellement lieu ?

Cela nous amène à une question que nous n'avons pas encore abordée : aucun des modèles de régolithe discutés jusqu'ici ne représente un apport de matériel par dépôt en surface. À ma connaissance, il n'existe pas de modèle d'altération dans un régolithe en zone soumise à la fois à l'érosion et au dépôt, comme les plaines alluviales, ou à plus grande échelle de temps, les bassins sédimentaires. De telles considérations compliquent grandement la modélisation de l'altération, notamment parce que la nature du matériel déposé dépend de tous les processus en amont, il faudrait donc connecter les régolithes entre eux à l'échelle de la Terre. La prise en compte dans un modèle global du transport de sédiment lors de l'altération est évoquée dans les perspectives de cette thèse (chapitre 7), mais les études qui ont été faites dans le cadre de cette thèse ne prennent pas en compte ce phénomène, c'est un aspect qui reste à explorer dans le futur.

Enfin, même en considérant cette modélisation, le cycle géologique n'est pas encore bouclé car la surrection tectonique dans les LEM est généralement un paramètre imposé

et constant. L'influence de la tectonique et de la convection mantellique sur les processus de surface et *in fine* sur l'altération est loin d'être bien comprise. Deux questions cruciales restent notamment à élucider : la première est de quantifier la part relative de matériel « frais » issu de la Terre interne et du recyclage de sédiments continentaux et océaniques dans l'accrétion continentale qui génère les chaînes de montagnes ; la deuxième est l'existence ou non d'une rétroaction de l'érosion sur la surrection tectonique, en retirant (ou en laissant s'accumuler) la masse des reliefs, une forte (faible) érosion pourrait être susceptible d'accélérer (ralentir) le soulèvement tectonique. Cela a par exemple été suggéré pour Taïwan (Hilley & Strecker, 2004; Whipple & Meade, 2004) et expliquerait le taux de surrection exceptionnellement élevé de la chaîne taïwanaise, de l'ordre de 5 km/Ma.

2.5 Vers un point de vue plus intégratif

Pour terminer notre tour d'horizon, soulignons que ce que l'on pourrait appeler les « processus de surface » sont étroitement imbriqués les uns avec les autres.

Ainsi la configuration des surfaces continentales, à la fois horizontale (position géographique) et verticale (relief) est un contrôle majeur de l'altération, mais également de la dynamique du climat. Depuis les toutes premières études sur la circulation atmosphérique et océanique, le rôle crucial du contraste océan-continent et celui de la topographie ont été identifiés (Manabe, 1969; Manabe & Terpstra, 1974; Barron et al., 1984; Ramstein et al., 1997; Brayshaw et al., 2009). Le chapitre 3 de cette thèse (issu de l'article Maffre et al., 2018a) traite plus particulièrement des conséquences des chaînes de montagnes sur la dynamique du climat.

La configuration continentale influence donc de façon combinée le climat et l'altération. De plus, en modifiant le taux d'érosion, le climat affecte l'équilibre entre soulèvement et érosion, ce qui est susceptible de modifier la topographie (Bonnet & Crave, 2003), générant une boucle de rétroaction entre climat et topographie dans laquelle vient s'imbriquer l'altération des silicates. Bien que des études théoriques précoces aient montré que la variation de précipitation avec l'altitude influence sensiblement le profil d'équilibre des rivières (Whipple & Tucker, 1999; Roe et al., 2002), très peu d'études ont été menées sur la rétroaction topographie-érosion-climat (Willett, 1999; Roe et al., 2008; Anders et al., 2008; Colberg & Anders, 2014; Han et al., 2015), et le lien topographie-climat reste réduit au simple effet de précipitations orographiques, représentées par une fonction empirique de l'élévation. Or, l'influence de la topographie sur le climat est très complexe et bien d'autres processus que le *rain shadow effect* entrent en jeu (cf. chapitre 3). Il n'est pas possible de déterminer à priori quel est le bilan de cette rétroaction sur le climat, ni même s'il s'agit d'une rétroaction positive ou négative.

Afin de rendre compte de la complexité des interactions avec la dynamique climatique, pour les travaux effectués dans le cadre de cette thèse, nous avons utilisé un modèle de climat, ce qui permet de s'affranchir des relations empiriques entre configuration continentale et climat, et d'être le plus exhaustif possible, malgré les nombreuses limitations des modèles de climat.

2.5.1 Bref aperçu des modèles de climat

Il existent différents types de modèles de climat, couvrant une large gamme de complexité. On les distingue généralement en trois catégories :

Les modèles de bilan d'énergie ou EBM pour *Energy Balance Models*. Ils décrivent le bilan énergétique de la Terre (bilan radiatif et flux de chaleur atmosphérique) sans représenter explicitement la circulation atmosphérique ni le cycle hydrologique. Ils sont généralement 1D (latitudinaux), voire 0D, et permettent de calculer la température de la Terre en fonction de l'ensoleillement, l'albédo, et dans le cas 1D, d'une paramétrisation du transport de chaleur vers les pôles par l'atmosphère.

Les modèles de complexité intermédiaires ou EMIC pour *Earth Models of Intermediate Complexity*. Ils incluent en plus des phénomènes radiatifs une représentation simplifiée de la dynamique atmosphérique et océanique. Ils sont généralement 2D (horizontaux), incluant parfois un gain de précision verticale (on parle de « 2.5D »). Leur résolution spatiale est souvent assez grossière (par exemple 7 bandes de longitude pour 18 bandes de latitude pour Climber-2, [Montoya et al., 2005](#)), ce dans le but de limiter leur temps de calcul et de simuler de plus longues périodes de temps que les modèles de climats plus précis.

Les modèles de circulation générale ou GCM pour *General Circulation Model*. Ce sont les modèles de climats les plus précis, ils appliquent les équations de Navier-Stokes pour résoudre la dynamique des fluides atmosphériques et océaniques. Plus précisément, ils se fondent sur quatre principes : la conservation de l'énergie, la conservation de la masse, la conservation du moment cinétique et la loi des gaz parfaits (ou pour l'océan, la relation entre densité, température et salinité). Si les premiers modèles développés dans les années 60–70 ne résolvaient que les équations du mouvement de l'atmosphère et de la température (éventuellement la vapeur d'eau), les GCM actuels les plus précis représentent un grand nombre de processus, dont le cycle de l'eau, la formation de nuages, la thermodynamique et la dynamique de la glace de mer, les flux de chaleur et d'humidité océan-atmosphère, les échanges à l'interface continentale, notamment avec la végétation, l'hydrologie de sub-surface, le dépôt et la fonte de neige, et les améliorations actuelles

tendent à intégrer dans ces modèles une végétation dynamique, la biologie marine et la chimie de l'atmosphère. Nombre de ces processus doivent cependant être représentés par des paramétrisations, plus ou moins empiriques, parce qu'ils agissent à trop fine échelle ou parce que la physique sous-jacente reste mal comprise. C'est le cas par exemple de la turbulence dans la couche limite atmosphérique, du mélange vertical océanique, de la microphysique des nuages, des échanges océan-atmosphère...

En outre, s'ils sont capables de reproduire la plupart des caractéristiques climatiques, certaines restent toutefois biaisées par rapport à ce qu'on observe en réalité. Par exemple, les précipitations de mousson sont souvent sous-estimées, et leur localisation déplacée, de même que les précipitations orographiques. Les zones de retombée des cellules de Hadley (autour de 20° de latitude) ont tendance à être trop sèches alors que certaines sont semi-arides comme le désert du Kalahari ou la pampa Argentine. Toutefois, même si le cycle hydrologique reste difficile à modéliser, l'utilisation des GCM offre un gain de précision notable par rapport à des relations empiriques entre niveau de CO_2 ou configuration continentale et précipitation.

La résolution des GCM est variable, compromis entre la précision souhaitée et la durée de temps à simuler, globalement de l'ordre de quelques degrés de longitude et de latitude pour l'atmosphère (la résolution pour l'océan étant généralement plus fine). C'est la résolution à laquelle nous travaillerons dans le cadre de cette thèse. L'ordre de grandeur typique est 100 km, ce qui est largement moins résolu que les modèles d'évolution de paysage, eux-mêmes largement moins résolus que les modèles de sol à l'échelle d'un flanc de colline. En particulier, cette échelle dépasse largement la variabilité due au réseau hydrographique. Quand on regarde une chaîne de montagnes à cette résolution, on ne voit plus les vallées creusées par les rivières, juste une décroissance du relief du cœur de la chaîne vers les bords (cf figure 2.7). Il serait donc incohérent d'utiliser les équations des LEM à cette échelle, car le principe même des LEM est l'accumulation d'eau (et de sédiments) dans le réseau de drainage. De même qu'interpoler le réseau de drainage à cette échelle n'aurait pas de sens.

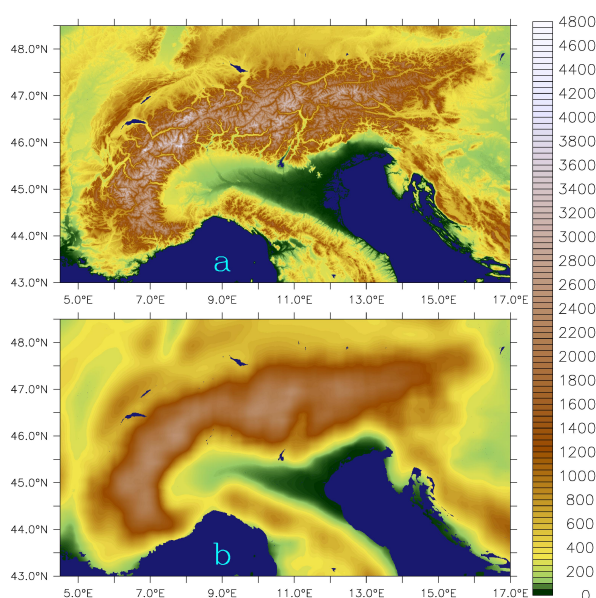


FIGURE 2.7 – Topographie d'une chaîne de montagnes (Alpes), en mètres, à la résolution $30'' \times 30''$ ($\sim 0.0083^\circ$, **a**) et lissée avec une moyenne glissante de $30' \times 30'$ (0.5° , **b**). Cette deuxième résolution est la plus fine utilisée dans le cadre des travaux de cette thèse (chapitre 6). La résolution des GCM est plutôt de l'ordre de $1 - 5^\circ$.

Dans les chapitres 3 et 4 de cette thèse, nous utilisons le modèle de l'IPSL version 5a (Dufresne et al., 2013) dont une brève description est fait au début du chapitre 3. Pour l'application paléoclimatique effectuée au chapitre 5, nous utilisons le modèle FOAM (Jacob, 1997) dont la résolution est moins fine que le modèle de l'IPSL et le nombre de processus représentés moindre. Dans les deux cas, les seules variables climatiques que nous considérons sont la température en surface des continents (T) et ce qu'on nomme abusivement le ruissellement pour désigner les précipitations *résiduelles*, c'est-à-dire les précipitations moins l'évapotranspiration, que l'on notera tout au long de ce manuscrit q (en minuscule). Nous ne considérons également que la moyenne climatologique — c'est-à-dire sur un grand nombre d'années — et annuelle de ces variables. Notons que les GCM nous fournissent les outils pour représenter la saisonnalité (moyennes climatologiques pour chaque mois de l'année) tout comme la variabilité interannuelle, voire journalière ou plus fine, car la résolution temporelle des GCM est de l'ordre de la dizaine de minutes, voire de l'heure. Cependant, ces effets n'ont pas pu être étudiés dans le cadre de cette thèse, et ajoutons que dans l'utilisation « standard » des GCM, les variables climatiques ne sont pas enregistrées à des échelles de temps aussi fines et les GCM ne disposent pas de code pour calculer pendant le déroulement de la simulation la statistique des variables climatiques (c'est-à-dire le nombre de fois par an où telle variable a atteint telle valeur). En outre, bien que la définition rigoureuse du climat soit la distribution de probabilité des variables météorologiques, au sens de la distribution stationnaire d'un système chaotique, les GCM sont en général calibrés pour reproduire les valeurs moyennes, et non pas les distributions statistiques. Aucune étude n'a été faite à ma connaissance sur la reproduction de la statistique des variables météorologiques par les GCM, Il n'y a donc pas d'information sur la fiabilité des GCM quant à la statistique qu'ils simulent.

2.5.2 Retour à l'hypothèse Gaïa ?

D'autres éléments que nous n'avons pas mentionnés viennent s'imbriquer dans ce tissu de rétroactions entre les processus de surface, parmi les plus importants figurent les processus liés à la présence du vivant. L'altération et les sols contrôlent la disponibilité des nutriments et de l'eau pour la végétation continentale (Minasny et al., 2015), elle-même influençant fortement la cinétique de dissolution des minéraux (Lucas, 2001) et l'hydrologie des sols, mais également la dynamique du climat en modifiant l'albédo des continents, leur rugosité et l'évapotranspiration. Il y a donc potentiellement une autre boucle de rétroaction qui se rajoute à celles que nous avons évoquées plus haut. Cependant, pour les raisons que nous venons d'évoquer, il n'est pas possible pour le moment d'étudier les interactions complètes de la végétation avec la dynamique du climat car le couplage avec les GCM est trop coûteux en temps de calcul.

La composante océanique du cycle du carbone est également étroitement couplée avec le reste des processus de surface. La géochimie des océans dépend grandement de la configuration des bassins océaniques et particulièrement du mélange des océans, ce dernier étant directement lié à la circulation profonde des océans — on parle souvent de circulation thermohaline, bien que ce terme soit ambigu — partie intégrante de la dynamique climatique et influencée par les processus continentaux (cf. chapitre 3). La configuration des bassins océaniques, notamment la localisation et la superficie des plateformes épicontinentales joue aussi un rôle important car elle influence entre autre la production de récifs carbonatés. Tous ces éléments ont vraisemblablement changé au cours des temps géologiques.

Cependant, en ce qui concerne le cycle inorganique du carbone, les flux sont contraints par le système. La chimie océanique peut moduler la précipitation de carbonates (en plus du climat), mais elle n'a en revanche aucun effet sur l'altération continentale. Si pour une raison ou une autre, la cinétique de production de carbonates est modifiée, cela modifiera le CO_2 atmosphérique, qui changera l'altération, modifiant l'équilibre entre dégazage volcanique et altération, ce qui finira par ramener le CO_2 atmosphérique à sa valeur initiale, et ce jusqu'à ce que la chimie océanique s'ajuste pour obtenir à nouveau le même flux de précipitation de carbonates. En effet, reprenons les deux étapes des équations d'altération des silicates (équ. 1.1) et des carbonates (équ. 1.3). Regroupons l'atmosphère, l'hydrosphère continentale et l'océan dans un même réservoir : le bilan de carbone (C) montre que ce réservoir perd 1 C par précipitation de carbonates, (C qui passe dans le réservoir sédimentaire), et gagne 1 C par altération continentale des carbonates (issu des roches), plus 1 C par volcanisme, qui n'est précisé dans l'équation 1.1. L'altération des silicates n'intervient pas dans le bilan car elle ne fait que transférer 2 C de l'atmosphère vers l'océan. À l'équilibre on peut donc écrire :

$$F_{Volc.} + F_{Alt. Carb.}(Clim.) = F_{Prec. Carb.}(Clim., Chim. oce.)$$

En revanche, le bilan d'alcalinité — résumé dans cet exemple à Ca^{2+} — montre que le réservoir atmosphère-hydrosphère-océan perd un Ca^{2+} par précipitation de carbonates et gagne 1 Ca^{2+} par altération des silicates ainsi 1 que par altération des carbonates. Donc, à l'équilibre :

$$F_{Alt. Sil.}(Clim.) + F_{Alt. Carb.}(Clim.) = F_{Prec. Carb.}(Clim., Chim. oce.)$$

Pour que l'atmosphère et l'océan soit équilibrés, on doit donc avoir :

$$F_{Volc.} = F_{Alt. Sil.}(Clim.) = F_{Prec. Carb.}(Clim., Chim. oce.) - F_{Alt. Carb.}(Clim.)$$

Pour que cela soit possible, le climat s'ajuste afin que l'altération des silicates compense le volcanisme et la chimie des océans s'ajuste pour que la précipitation de carbonates compense l'altération des silicates et des carbonates *au climat imposé*. Donc en aucun cas la cinétique de précipitation de carbonates ne peut influencer le climat à plus long terme que le temps d'équilibration de l'océan (de l'ordre du temps de résidence du carbone inorganique dissout dans l'océan, soit ~ 10 ka, [François & Goddérès, 1998](#)). Ceci néglige toutefois le rôle potentiel de l'altération des basaltes sous-marins par le CO_2 dissout dans l'eau de mer.

En ce qui concerne le cycle organique du carbone en revanche, il n'y a pas de telles contraintes car la production biologique de matière organique se fait à la fois sur les continents et dans les océans, et les processus contrôlant la préservation de la matière organique dans l'océan ne sont pas les mêmes selon qu'il s'agisse de matière organique dans les sédiments détritiques continentaux ou de matière organique océanique en décantation dans la colonne d'eau qui sédimente sur le plancher océanique. Des études ont montré que l'export de matière organique continentale vers les océans via les sédiments fluviaux et sa préservation dans les éventails sous-marins (ou cônes alluviaux sous-marins) dépend étroitement du taux d'érosion par les fleuves en question, qui contrôle le taux de sédimentation à l'embouchure du fleuve et donc la vitesse d'enfouissement de la matière organique ([France-Lanord & Derry, 1997](#); [Galy et al., 2007](#); [Bouchez et al., 2014](#)). Cet aspect reste encore à explorer pour des travaux futurs.

Enfin, l'effet du recyclage de matière organique par les organismes marins dépend des écosystèmes marins — ainsi que de l'apport de nutriments, notamment de phosphate, par altération continentale — tout comme la production de matière organique continentale est contrôlée par les écosystèmes continentaux, comme par exemple l'abondance de tourbières ou l'efficacité avec laquelle la matière végétale (comme les troncs d'arbres) est emportée dans les sédiments fluviaux.

La biosphère est donc intimement liée à toutes les interactions entre les processus de surface, et l'étendue de ces interactions dépasse largement le cadre des travaux de cette thèse. La complexité de l'imbrication de tous les processus mentionnés (tectonique, géomorphologie, altération, pédologie, hydrologie, dynamique atmosphérique et océanique, biologie, chimie océanique. . .) justifie peut-être l'hypothèse Gaïa de James Lovelock pour expliquer la capacité d'autorégulation de la Terre ([Lovelock, 2000](#)).

Chapitre 3

Conséquences du relief sur la dynamique du climatique, cas de la Terre actuelle

Sommaire

Aperçu	43
Abstract	44
3.1 Introduction	45
3.2 Model and experiments	46
3.3 Results	47
3.3.1 Main climatologic features	47
3.3.2 Surface temperature	47
3.3.3 Precipitations	50
3.3.4 Meridional overturning circulation	52
3.3.5 Processes explaining the switch in MOC	54
3.4 Discussion	58
3.5 Conclusion	62
Résumé et généralisation	63

Aperçu

Comprendre comment les orogénèses influencent le cycle du carbone et le climat moyen de la Terre nécessite de comprendre comment la topographie impacte le climat à *CO₂ atmosphérique constant*, c'est-à-dire sans prendre en compte le cycle du carbone. En effet pour un même niveau de CO₂, la topographie modifie la circulation atmosphérique, ce qui modifie la température, les précipitations et l'évaporation localement (au niveau de la topographie), mais aussi de façon distante à cause de perturbations de la circulation à grande échelle (comme par exemple les ondes de Rossby stationnaires). Exactement comme un changement de position des continents, un changement de topographie à *CO₂ constant* modifie le climat moyen des continents, donc le flux d'altération global, ce qui doit en retour modifier le CO₂ atmosphérique pour rétablir l'équilibre du cycle du carbone.

Le but de ce chapitre est de proposer une vision détaillée des mécanismes par lesquels la topographie actuelle modifie la circulation générale climatique. D'un point de vue purement climatologique, l'expérience que nous présentons est un test de sensibilité du climat actuel à la topographie. D'un point de vue plus large de compréhension de l'Histoire de la Terre, cette expérience permet de mettre en évidence des processus-clefs de la relation entre topographie et altérabilité des continents, généralisables au passé de la Terre ou spécifiques à la configuration continentale et au niveau de CO₂ actuels.

La sensibilité du climat à la topographie a été beaucoup étudié, mais le développement récent de modèles de climat intégrant plus de processus (notamment le couplage océan-atmosphère) a permis de mettre en évidence des mécanismes de cette sensibilité jusqu'alors purement hypothétiques. Parce que ce résultat est particulièrement nouveau, ce chapitre met l'accent sur la modification de la circulation océanique par la topographie. Un résumé en fin de chapitre montrera les conséquences sur le climat des continents uniquement, ainsi qu'une tentative de généralisation au passé de la Terre.

Les résultats de ce chapitre ont fait l'objet d'une publication scientifique : [Maffre et al. \(2018a\)](#). Le texte de l'article (en anglais) constitue l'essentiel du chapitre.

The influence of orography on modern ocean circulation

Pierre Maffre^{1 2}, Jean-Baptiste Ladant¹, Yannick Donnadieu^{1 3}, Pierre S  pulchre¹, Yves Godd  ris²

Article history

— Editor: Jian Lu

- Received: 9 Sep. 2016
- Received in revised form: 22 Dec. 2016
- Received in revised form: 13 Mar. 2017
- Accepted: 9 April 2017
- Available online: 26 Apr. 2017
- Published: Feb. 2018

Keywords

- Orography
- Climate
- Thermohaline circulation
- Sensitivity
- Modelling

Abstract

The effects of orography on climate are investigated with a coupled ocean–atmosphere general circulation model (IPSL-CM5). Results are compared with previous investigations in order to dig out robust consequences of the lack of orography on the global scale. Emphasis is made on the thermohaline circulation whose sensitivity to orography has only been subject to a very limited number of studies using coupled models. The removal of the entire orography switches the Meridional Overturning Circulation from the Atlantic to the Pacific, following freshwater transfers from the latter to the former that reverse the salinity gradient between these oceans. This is in part due to the increased freshwater export from the Pacific to the Atlantic through North America in the absence of the Rocky Mountains and the consecutive decreased evaporation in the North Atlantic once the Atlantic MOC weakens, which cools the northern high-latitudes. In addition and unlike previous model studies, we find that tropical freshwater transfers are a major driver of this switch. More precisely, the collapse of the Asian summer monsoon, associated with westward freshwater transfer across Africa, is critical to the freshening of the Atlantic and the increased salt content in the Pacific. Specifically, precipitations are increasing over the Congo catchment area and induce a strong increase in runoff discharging into the tropical Atlantic. In addition, the removal of the Andes shifts the

1. Laboratoire des Sciences du Climat et de l’Environnement, LSCE/IPSL, CEA-CNRS-UVSQ, Université Paris-Saclay, F-91191 Gif-sur-Yvette, France

2. Géosciences Environnement Toulouse, CNRS-Université Toulouse 3, Toulouse, France

3. Aix Marseille Univ, CNRS, IRD, Coll France, CEREGE, Aix-en-Provence, France

area of strong precipitation toward the Amazonian catchment area and results in a larger runoff discharging into the Tropical Atlantic.

3.1 Introduction

Mountain ranges and more generally orography are a key driver of Earth's climate. Acting on a large range of timescales, orography modulates the atmospheric and oceanic circulations. Early numerical solving of the quasi-geostrophic vorticity equation demonstrated for instance that topography could explain the large-scale quasi-stationary disturbances of the westerlies (Charney & Eliassen, 1949) or that the stationary flow pattern generated by an idealized mountain consistently reproduced observations (Bolin, 1950). Later, pioneering modelling studies using the first versions of atmospheric general circulation models (AGCM) were able to simulate reasonably well these stationary disturbances at the global scale (e.g. Manabe & Terpstra, 1974).

The development of these models, which take into account processes linked to the radiative budget, the hydrological cycle and cloud formation, has fostered several studies on the effects of mountain ranges on climate. It has been suggested that orography markedly alters the distribution of precipitation either through rain shadows or changes in moisture transport induced by perturbations in large-scale atmospheric dynamics such as stationary waves: using AGCMs, Manabe & Broccoli (1992), then Kutzbach et al. (1993) showed that these effects undoubtedly contributed to the onset of northern hemisphere dry areas. More recent AGCMs have been used to quantify the impacts of different mountain ranges on large-scale moisture transports, lowlevel jets and developments of convective rainfalls, from east-Africa (Sepulchre et al., 2006) to the Andes (Poulsen et al., 2010) to Mongolian and Tibetan Plateaus (Shi et al., 2015).

Another major effect suggested since the Fifties is the role of the Himalayas and the Tibetan Plateau on the inception and dynamics of the Indian monsoon. Hahn & Manabe (1975) suggested with an AGCM that the thermal contrast between the continent and the ocean failed to fully describe the Asian monsoon circulation and that the presence of the Tibetan Plateau was required to explain the northward expansion of the monsoon over India. Thereafter, several studies were conducted in order to determine the role of mountains on the Asian monsoon (Molnar et al., 2010; Boos & Kuang, 2010; Wu et al., 2012; Huber & Goldner, 2012), which still remains debated today.

In the last two decades, the development of coupled atmosphere–ocean models has led modelling groups to refocus on the effect of orography on oceanic properties (e.g. Kitoh, 1997, 2002). It has notably been argued that present-day mountain configuration forces the thermohaline circulation towards its modern state, that is, deep water formation in the North Atlantic whereas it would occur in the Pacific in a flat world (Schmittner

et al., 2011; Sinha et al., 2012).

The latter studies have been carried out using relatively less sophisticated coupled models and here we aim at revisiting climate sensitivity to orography with an IPCC-class model, namely IPSL-CM5 (Dufresne et al., 2013). We will first briefly describe the climatology of surface temperature and precipitation, compare these results with the aforementioned studies, then focus on the meridional overturning circulation (MOC) and discuss the relative importance of the different processes implied.

3.2 Model and experiments

We use the IPSL (Institut Pierre-Simon Laplace) coupled atmosphere–ocean general circulation model version 5 A (IPSL-CM5A), the detailed description of which can be found in Dufresne et al. (2013). The model configuration includes an atmosphere model (LMDz), a land-surface model (ORCHIDEE) and an ocean model (NEMOv3.2), in which is embedded an ocean dynamics component (OPA), a thermodynamic-dynamic seaice model (LIM2), and an ocean biogeochemistry model (PISCES). The atmospheric component LMDz (Hourdin et al., 2013) solves the equation of atmospheric motion on a regular longitude-latitude grid using the so-called σ – P vertical coordinate. The resolution used in this study is $96 \times 95 \times 39$ (lon. $\times$ lat. $\times$ vert.), corresponding to 3.75° of longitude and 1.875° of latitude, and 39 vertical levels irregularly distributed. The oceanic component uses a tripolar grid in order to avoid North Pole singularity (Madec & Imbard, 1996), for both dynamics and physics. It has a nominal latitudinal resolution of 2° , increasing up to 0.5° at the Equator, and a longitudinal resolution of approximately 2° and 31 unequally spaced vertical levels, the thickness of which varies from 10 m near the surface to 500 m at the bottom.

We perform two simulations: a preindustrial control (CTRL) and a flat Earth experiment (FLAT), with the same boundary conditions except that the topography is set to a uniform 200 m on land, a value typical of plains or lowlands that is in the range of previous modelling studies (Schmittner et al., 2011: 0 m; Sinha et al., 2012: 1 m; Sepulchre et al., 2006: 300 m, Sepulchre et al., 2011: 400 m).

As topography significantly impacts the dynamics of the atmosphere at the model resolution but also at the subgrid scale, through its effects on gravity wave drag for instance, the atmospheric component LMDz includes a subgrid scale orographic drag parameterisation (Lott & Miller, 1997; Lott, 1999). The scheme for computing this parameterisation only requires a high-resolution topographic dataset. In CTRL, the scheme parameters are calculated using the US Navy (USN) $10' \times 10'$ topographic dataset (Lott, 1999). For the FLAT simulation, we have constructed a flat high-resolution dataset by lowering topography to a maximum elevation of 200 m, where needed. This ensures

that the orographic drag parameterised in FLAT is consistent with a uniform elevation over continental areas. Ice sheets over polar continents are removed, and tundra-like vegetation (70% of C3 grass, 25% of evergreen forest and 5% of bare soil) is specified over Antarctica and Greenland. For the sake of simplicity, the water routing on lands as well as river catchment basins are left unchanged, as it is unclear to what extent these should be modified. We however provide a more thorough discussion about this issue and how it could potentially affect our results in the Section 4. Both simulations (CTRL and FLAT) are initialized with the standard Levitus dataset (Levitus, 1983) and are integrated for 1000 years because the computational costs of the model hamper longer integrations. Although 2000 years would be more appropriate, the ocean equilibrium seems nearly reached as the globally averaged ocean temperature presents a very low temperature drift of less than 0.1°C per century. The last 100 years are used to compute the climatological averages.

3.3 Results

3.3.1 Main climatologic features

Removing worldwide orography has multiple and complex consequences which can be gathered into two groups. The first one encompasses all dynamical changes directly linked to the reorganisation of the atmospheric circulation; the second one is related to a shift in the ocean circulation consecutive to the redistribution of the global freshwater budget. We first describe our flat world experiment in terms of surface temperature and precipitation relative to the preindustrial control and compare these analyses with former flat world studies. In a second stage, we will focus on the ocean circulation shift and provide mechanistic understanding of the relationship between changes in the global freshwater budget and the reorganisation of the ocean circulation.

3.3.2 Surface temperature

Table 3.1 shows annual and global averages of surface temperature. The averaged global surface temperature increases by 0.6°C when orography is removed. The partition of this global anomaly into the respective contributions of oceans, continents and ice sheets demonstrates that the global temperature change comes from larger anomalies that tend to offset each other. Oceans cool by $\sim 0.4^{\circ}\text{C}$ whereas continental areas warm by $\sim 3^{\circ}\text{C}$. More than half of this continental warming is due to former ice sheets areas that show a $\sim 16.4^{\circ}\text{C}$ warming essentially due to the combined removals of altitudinal cooling and ice albedo feedback. Excluding these former ice covered areas, the continental warming reaches 1.4°C . It should be noted that this warming is mainly

	Present study			Kitoh (1997)			Kitoh (2002) — DIFF		
	CTRL	FLAT	DIFF	CTRL	FLAT	DIFF	AGCM ^a	SGCM ^b	CGCM ^c
Global	12.1	12.7	+0.61	15.0	17.8	+2.9	+1.34	+2.86	+2.24
Ocean	14.4	14.0	-0.38	17.5	18.9	+1.4	+0.05	+1.40	+0.84
Continents	6.87	9.8	+2.93	8.7	15.0	+6.4	+3.47	+5.28	+4.57
CWISA ^d	11.3	12.6	+1.36						
Ice-sheet areas	-31.8	-15.4	+16.4						
CWISA b 500 m ^e	12.1	11.2	-0.87						
CWISA a. 500 m ^f	994	14.7	+4.79						

TABLE 3.1 – Annual mean, area-averaged surface temperature (°C). The bold numbers are anomalies FLAT-CTRL

- a.* Atmosphere-only GCM
- b.* AGCM coupled to a slab ocean model
- c.* Atmosphere-Ocean coupled GCM
- d.* Continents Wihtout Ice-Sheet Areas
- e.* below 500 m
- f.* above 500 m

linked to former high-altitude areas that warm up ($\sim 4.8^\circ\text{C}$) in response to the lapse-rate effect. This powerful warming occurring over ice sheet areas is thus almost entirely responsible for the global one, with a global average temperature anomaly without ice sheet zones of only $\sim +0.1^\circ\text{C}$ in FLAT.

When compared to previous studies, removing topography in our model leads to a rather weak global warming. Barron & Washington (1984) found a 1.1°C temperature increase in their flat world experiment with 0.8°C due to the sole removal of the ice-sheet albedo. More recently, Kitoh (2002) used three different versions of the MRI CGCM1 to investigate the climatic impacts of a flat world. With respectively the AGCM (fixed SST) version, the SGCM (AGCM coupled to a slab ocean) version and the CGCM (coupled atmospheric oceanic version) version, the global surface temperature anomaly was 2.24 , 2.86 and 1.34°C (Table 3.1). The larger warming in the study of Kitoh (2002) relative to our anomaly can be attributed to temperature changes over oceans. While oceans cool in our FLAT experiment, those of Kitoh (2002) produce a warming, which is attributed to a strong low clouds radiative feedback limiting the absorbed solar radiation in his “mountains” experiments and that does not occur in the “no mountains” one. In our simulations, the cloud radiative effect does not contribute significantly to the global warming of the flat world experiment with a global positive anomaly reaching 0.2 W/m^2 (0.44 W/m^2 on oceans). In addition, it is suspected that the flux adjustments for heat and freshwater prescribed in the MRI CGCM of Kitoh (2002) explain part of the discrepancy between both models.

As expected, largest annual temperature anomalies (FLAT-CTRL) are located over

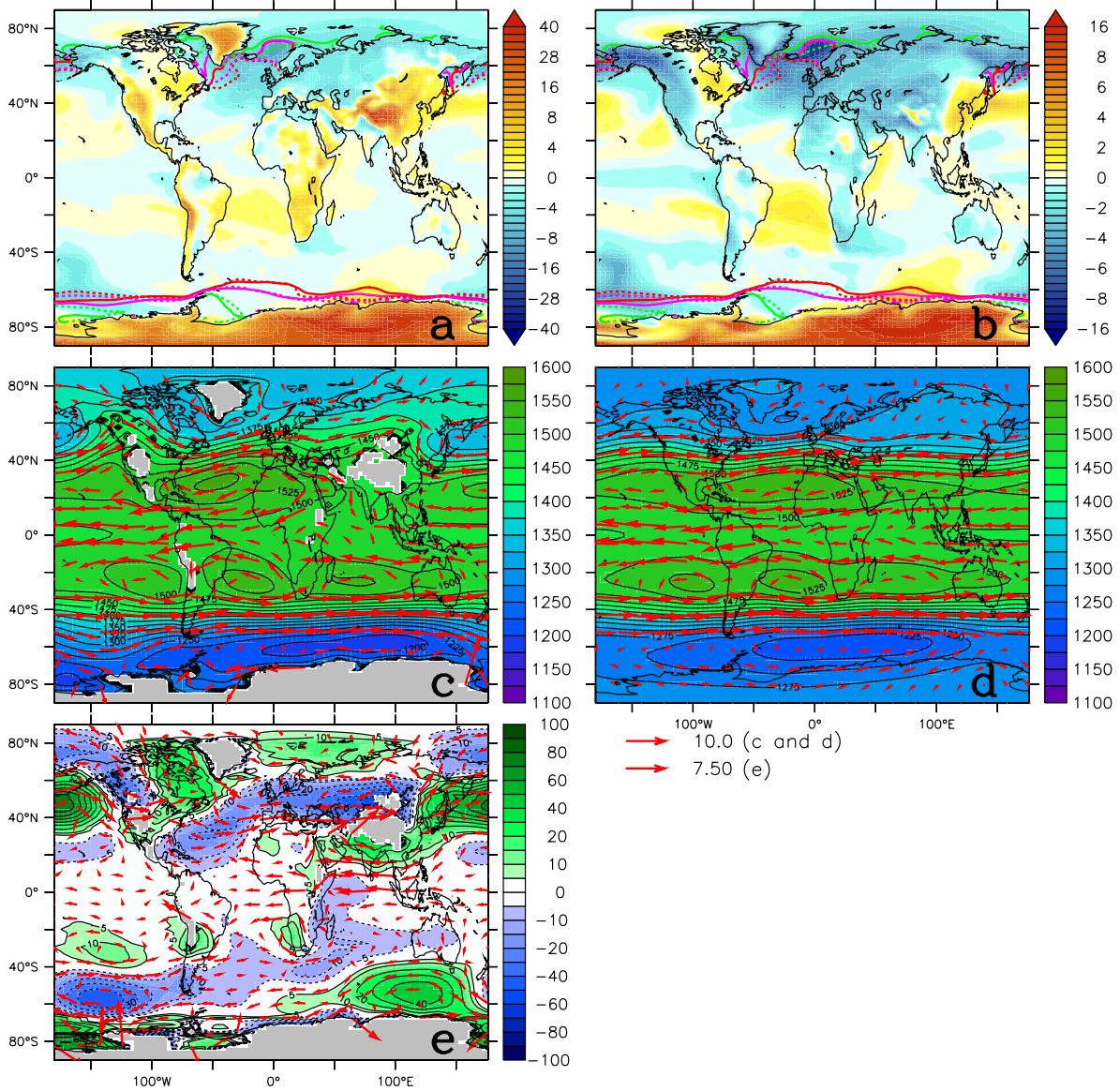


FIGURE 3.1 – (a) shaded: anomaly (FLAT-CTRL) of air temperature at 2 m (°C), annual mean, contoured: 70% sea-ice cover of annual mean (green), winter mean (purple), yearly maximum (red); solid line: CTRL, dashed line: FLAT. (b) same as (a) but temperature is corrected by a 6.14°/km lapse rate (°C). (c) CTRL simulation, shaded: geopotential height at 850 hPa (m), annual mean, arrows: wind velocity at 850 hPa (m/s), annual mean; (d) same as (c) for FLAT simulation. (e) difference (FLAT-CTRL) of wind velocity (ie: d-c) and difference (FLAT-CTRL) of the zonal anomaly of geopotential height at 850 hPa (m). Values are averaged over the final 100 years of each simulation. Note that the temperature colorscale is not linear.

mountainous areas (lapse rate effect). A lapse-rate correction can be applied —assuming a constant vertical temperature gradient of 6.15°C/km— (Fig. 3.1b) to better highlight warming-cooling patterns that deviate from adiabatic cooling with altitude, i.e. that can be related to dynamical changes. These patterns are partly due to the disappearance of orographically induced Rossby stationary waves (Fig. 3.1c-e); the negative and positive

anomalies of 850 hpa height at high and mid-latitudes (consequences of this disappearance, Fig. 3.1e) match well the warming and cooling patterns (Fig. 3.1b). For instance, relative to the control in which the Rocky Mountains generated poleward winds (Fig. 3.1c), the flat Rockies level these winds out (Fig. 3.1d) and disable advection of warm subtropical air masses through northward westerlies, eventually leading to the cooling of North-western America, and a warming of North-eastern America. Similarly, the Southern Pacific cools while Southern Indian Ocean warms, and central Eurasia cools while Eastern Asia/Western Pacific warms. However, there are large temperature anomalies that cannot be explained by this process. The North Atlantic cooling off the coast of Greenland and the North Pacific warming between 20°N and 50°N are due to the Atlantic meridional overturning circulation (AMOC) collapse and the onset of a Pacific MOC (PMOC), detailed further below. A large increase in sea-ice, associated with this reorganisation of the MOC and which plays a significant part in the ocean global cooling, can also be observed (Fig. 3.1a, b). Other noticeable features are the warming of the South Atlantic around 20°S and the cooling of the Indian eastward of Cape Agulhas. The first is correlated with an intensification of the South Atlantic tropical gyre and the disappearance of northward trans-equatorial heat transport, also related to shifts in meridional overturning circulation. The second is linked to a diminution of the intensity of the warm Agulhas current and a slight northward shift of Antarctic circumpolar current (ACC).

The spatial distribution of the lapse-rate corrected FLAT-CTRL temperature anomaly (Fig. 3.1b) is remarkably close to that of [Sinha et al. \(2012\)](#), who carried out a similar experiment with the FORTE coupled model (their Fig. 3.1b). Spatial patterns of the two models only differ over the Arctic Ocean, where IPSL-CM5 shows a more pronounced and widespread cooling. This is likely resulting from the absence of a dynamic sea-ice module in the FORTE model, which leads to a very weak sea-ice increase in their flat experiment ([Sinha et al., 2012](#)).

3.3.3 Precipitations

Rainfall patterns across the globe are critically impacted by orography. Our flat world experiment well reproduces changes expected from theory (Fig. 3.2). First, rain shadow effects disappear over the northern part of the Rocky Mountains and over the southern part of the Andes, thereby leading to a precipitation decrease on the upwind side of former mountain ranges and a precipitation increase on the downwind side (Fig. 3.2c). Second, the interior of the large continental masses of Canada and Eurasia becomes wetter between 40°N and 50°N due to increased P-E¹ (Fig. 3.2c, f, i), in agreement

1. Precipitation minus evaporation

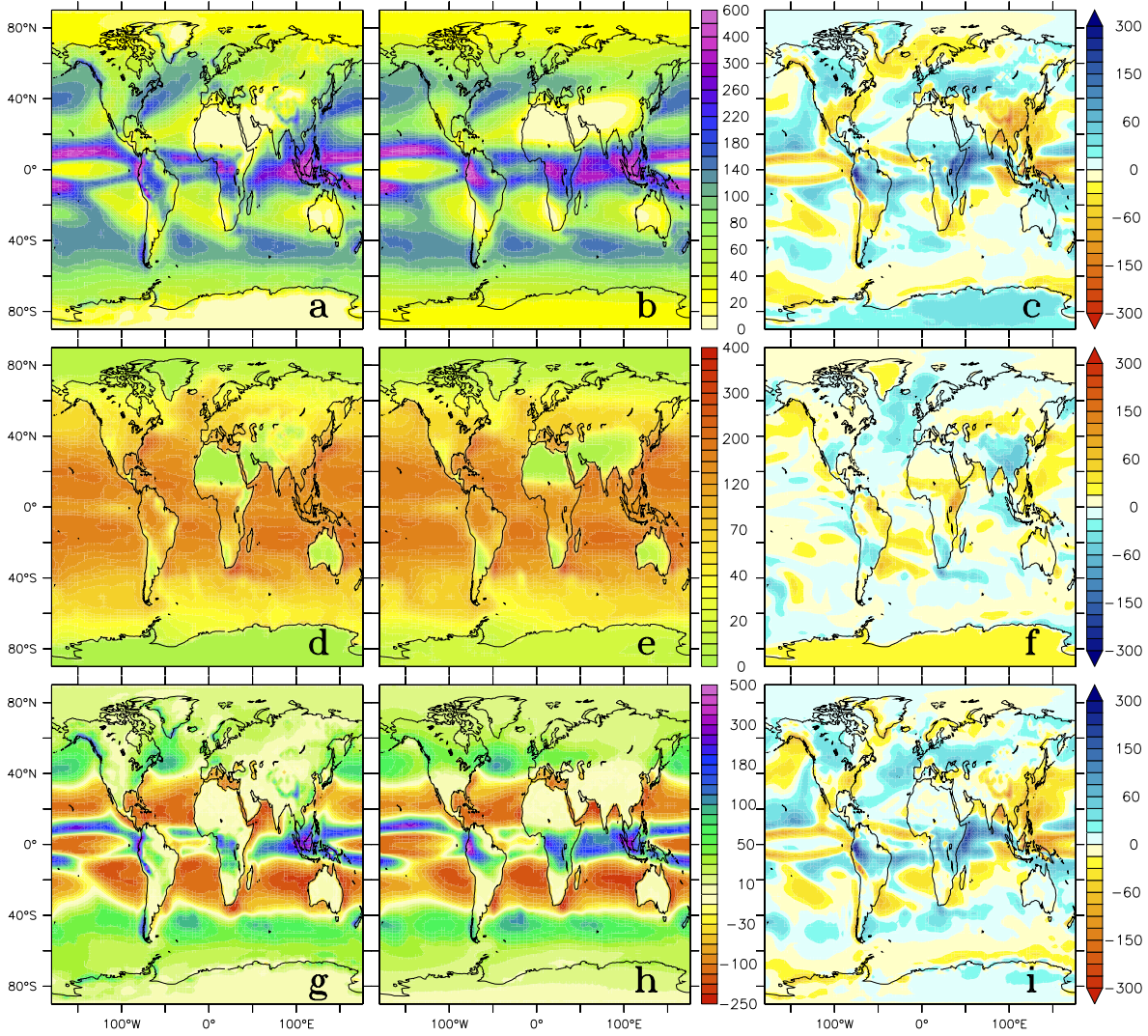


FIGURE 3.2 – Last 100-year averaged annual mean precipitation (first line: a-b-c), evaporation (second line: d-e-f) and precipitation minus evaporation (third line: g-h-i), each in cm/year. First column (a-d-g): CTRL, second column (b-e-h): FLAT, third column (c-f-i): anomaly (FLAT-CTRL). Note that the colorscales are not linear.

with the early simulations of Manabe & Broccoli (1990) and Manabe & Broccoli (1992). Third, China and the South-East Asia suffer a severe drying linked to the collapse of the Indian and East-Asian summer monsoon (see also Supplementary Materials¹). Changes of larger magnitude also occur in the equatorial zone. Because of the Asian Monsoon collapse, precipitations are shifted from South-East Asia to the western side of the Indian Ocean. Over Africa, removal of the East African Rift System enhances zonal moisture transport and associated $P - E$ between 15°S and 15°N, consistently with earlier atmospheric-only simulations (Sepulchre et al., 2006). The removal of mountains thus

1. Annexe A du manuscrit

acts to erase zonal asymmetries and strengthen meridional contrasts. The simulated reorganisation of large-scale precipitation patterns compares well with previous studies (Kitoh, 1997, 2002; Schmittner et al., 2011). It is interesting to note that in spite of the drastic reorganisation of precipitation patterns, the globally averaged annual precipitation amount remains similar (95.9 ± 0.32 cm/year in CTRL and 97.5 ± 0.40 cm/year in FLAT, that is, a $<2\%$ increase). Over lands, the increase in precipitation is slightly more important (from 66.8 ± 0.89 cm/year in CTRL to 71.4 ± 1.2 cm/year in FLAT, that is, a 7% increase), in agreement with previous studies (e.g. Manabe & Broccoli, 1992).

We note that evaporation anomaly (Fig. 3.2f) is at first order correlated to precipitation anomaly, leading to the fact that precipitation anomaly (Fig. 3.2c) and P–E anomaly (Fig. 3.2i) are relatively similar. One notable exception is the oceanic deep-water convection sites (see Fig. 3.4) where a strong feedback between convection and evaporation makes the anomaly of evaporation the main driver of the P–E anomaly. This is discussed in detail in the discussion. Thus, a large part of freshwater redistribution in oceanic basins due to P–E anomalies is a direct consequence of precipitation changes.

Surface temperature and precipitation changes in a flat world can thus be primarily explained in terms of atmospheric circulation reorganisation. Yet, as embodied by the consequent temperature anomaly in the North Atlantic, the ocean circulation is also critically impacted by this atmospheric reorganisation.

3.3.4 Meridional overturning circulation

As shown in Fig. 3.3, the control simulation produces a ~ 9 Sv AMOC (Fig. 3.3), which is weaker than observations ((15 ± 2) Sv Ganachaud & Wunsch, 2000). This is a long known bias of the IPSL model (Swingedouw et al., 2007; Dufresne et al., 2013). The flat Earth simulation shows a collapse of the AMOC while a roughly equivalent MOC sets up in North Pacific. Both MOC are in quasi-equilibrium at the end of the simulations (Fig. 3.3e, f). The so-called PMOC is slightly shallower (~ 1500 versus ~ 2500 m). The AMOC collapses within ~ 400 simulated years while the PMOC onset seems more gradual.

Mixed layer depth charts (Fig. 3.4) show the switch of convection sites. Convection takes place in CTRL only in the Nordic Seas and south of Iceland, because IPSLCM5 fails to simulate deep convection in Labrador Sea (Dufresne et al., 2013). In FLAT, the convection takes place in the western part of Gulf of Alaska, around 55°N .

The Atlantic to Pacific switch in MOC in the absence of mountains has also been observed by Schmittner et al. (2011) and Sinha et al. (2012), although both studies predict stronger AMOC and PMOC.

Finally, it is interesting to note that global oceanic heat transport is not affected by

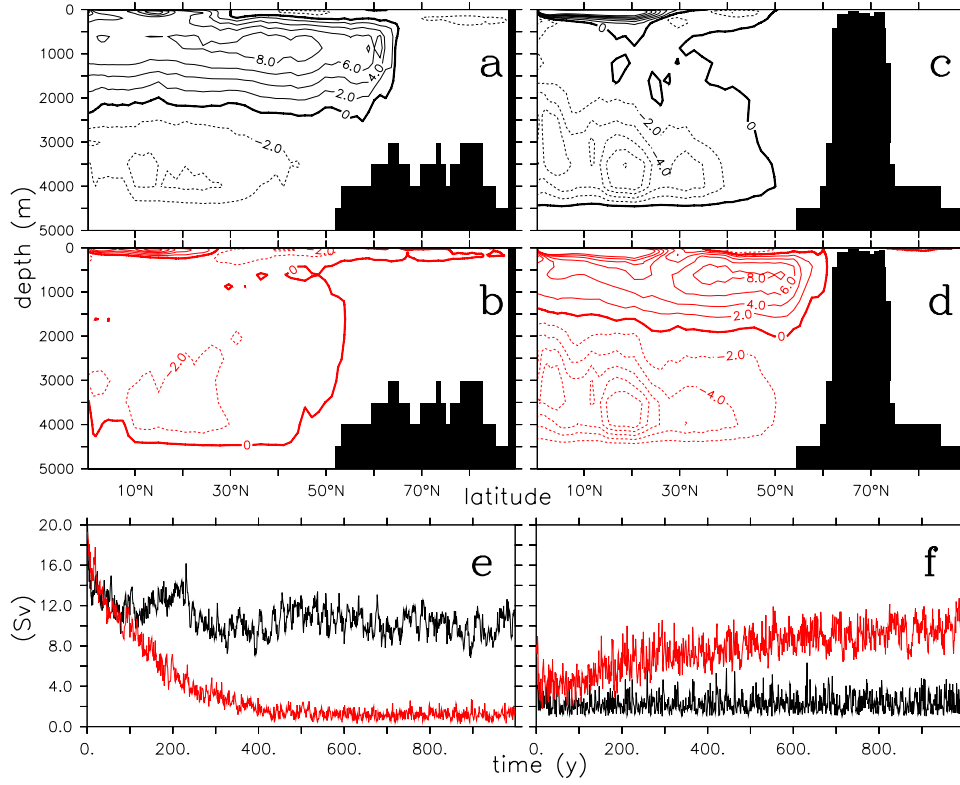


FIGURE 3.3 – Annual and zonal mean streamfunctions in Atlantic (a and b) and Pacific (c and d). First line (a and c) is CTRL simulation and second line (c and d) is FLAT simulation. Bottom figures display the 1000 years time-series of MOC index (maximum of annual and zonal mean streamfunction between 500 m and 6000 m and 17°N and 62°N) for (e) the Atlantic and (f) the Pacific. Black lines are for CTRL simulation and red lines for FLAT simulation

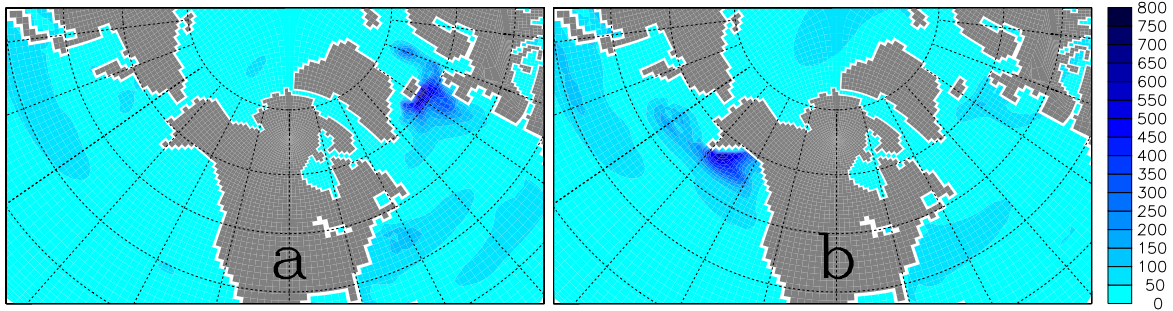


FIGURE 3.4 – Mean annual depth (m) of the mixed layer for (a) CTRL and (b) FLAT. Parallels are drawn every 15° from North Pole, meridians every 20° from Greenwich Meridian.

the switch in MOC (see Supplementary Materials¹, Section 1), in agreement with the idealized work of Ferreira et al. (2010) and Nilsson et al. (2013).

1. Annexe A du manuscrit

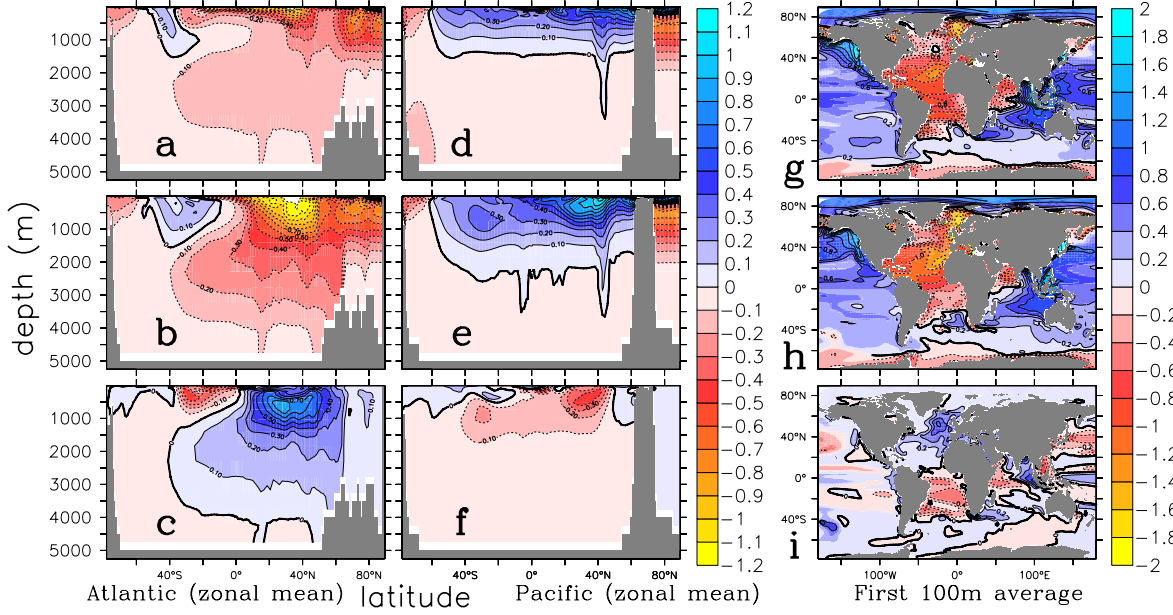


FIGURE 3.5 – Annual mean seawater density anomaly (kg/m^3) and its decomposition in salinity and temperature effect. (a–f) zonally average vertical motion for Atlantic (a–c) and Pacific (d–f), (g–i) first 100 m average. Decomposition is computed with the linear approximation: $\Delta\rho \approx \alpha\Delta T + \beta\Delta S$. First line (a, d and g) is the total anomaly ($\Delta\rho$), second (b, e and h) and third line (c, f and i) are the decomposition of, respectively, salinity effect ($\beta\Delta S$) and temperature effect ($\alpha\Delta T$). The non-linear residual is about 10 times less than the linear terms.

3.3.5 Processes explaining the switch in MOC

The MOC switch in our flat world experiment is the consequence of a reversal of the Atlantic-Pacific density gradient (Fig. 3.5g–i), in particular near convection sites (Fig. 3.5). In FLAT, the Atlantic surface density drops by about 1 kgm^{-3} , while Pacific surface density increases by the same value (Fig. 3.5i). The zonally averaged FLAT–CTRL anomalies of density show that stratification increases in the Atlantic as the AMOC collapses (Fig. 3.5a) while the opposite occurs in the Pacific (Fig. 3.5d). Decomposing the relative contribution of salt and temperature to density changes over the Atlantic (Fig. 3.5b, c) and Pacific (Fig. 3.5e, f) basins demonstrates that most of the changes are driven by salinity. The temperature contribution is systematically of opposite sign and is interpreted as a consequence of the switch of the MOC from the Atlantic to the Pacific. In the North Atlantic, the ocean cools because the AMOC collapses and the advection of warm waters to the high latitudes is stopped while the contrary occurs in the North Pacific. We hence attribute the switch in MOC to changes in salinity.

Figure 3.6a shows the anomaly (FLAT–CTRL) of freshwater budget as calculated for each ocean basin (Arctic, Atlantic, Pacific and Indian) and separated into northern, southern and tropical parts. With respect to the control simulation, the Pacific (in green) loses a considerable amount of freshwater ($\sim 540 \text{ mSv}$ when summed over the three parts,

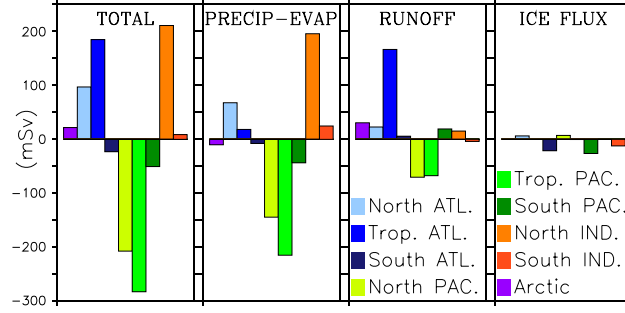


FIGURE 3.6 – Annual mean anomaly of freshwater budget of oceanic basins (mSv). From left to right: total budget, precipitation minus evaporation, continental runoff and ice flux (ATL: Atlantic, PAC: Pacific, IND: Indian, Trop: tropical). Ocean subdivisions and colors are consistent with Figure 3.7, that is: 22°N–60°N for the northern part, (except for North Pacific that extend onto Bering Strait), 22°S–22°N for the tropical part (except for Indian that extend onto the northern coasts) and Antarctic–22°S for the southern part; and southern zonal delimitations are 69°W, 21°E and 125°E.

see Figs. 3.6a, 7), whereas the Atlantic and Indian oceans show positive anomalies, especially in the tropical basins. In addition, the northern part of the Atlantic becomes fresher while the North Pacific loses freshwater, therefore driving salinity changes in each of these basins. Tropical basins, where most of the freshwater balance changes occur, become also fresher in the Atlantic and saltier in the Pacific. This generates a tropical salinity anomaly, which adds to the northern latitudes freshwater changes, through advection by the subsurface circulation of subtropical gyres, and further enhances the reversal of the Atlantic-Pacific salinity gradient depicted earlier.

Changes in the freshwater budget can be partitioned (Table 3.2; Fig. 3.6) between the relative contributions of the precipitation minus evaporation (P–E, Fig. 3.6b), runoff (Fig. 3.6c) and ice flux terms (Fig. 3.6d), the latter being negligible. In general, most of the global freshwater anomaly in each basin is due to increase or decrease of the P–E term, with the notable exceptions of the tropical Atlantic and Arctic, the anomaly of which relates to large runoff changes. In the northern high-latitudes, the P–E changes are explained by the removal of the Rocky Mountains, which results in a net positive eastward freshwater transport from the Pacific to the Atlantic via North America (+176 mSv), despite partial compensation through Eurasia (+115 mSv, Fig. 3.7). In the North Atlantic, the P–E increase is due to a strong decrease in the evaporation term whereas in the North Pacific, both a drop in precipitation and an augmentation in evaporation substantially decrease the P–E contribution (Table 3.2; Fig. 3.2). These large changes in P–E substantially affect the total freshwater balance in each of these basins, with the North Pacific shifting from a positive to a negative total freshwater balance (+169 to –38 mSv, Table 3.3) and the North Atlantic suffering a negative to positive shift (–79 to +18 mSv, Table 3.3). In the tropics, P–E changes in the Pacific and Indian basins are primarily attributed to the collapse of the Asian Monsoon.

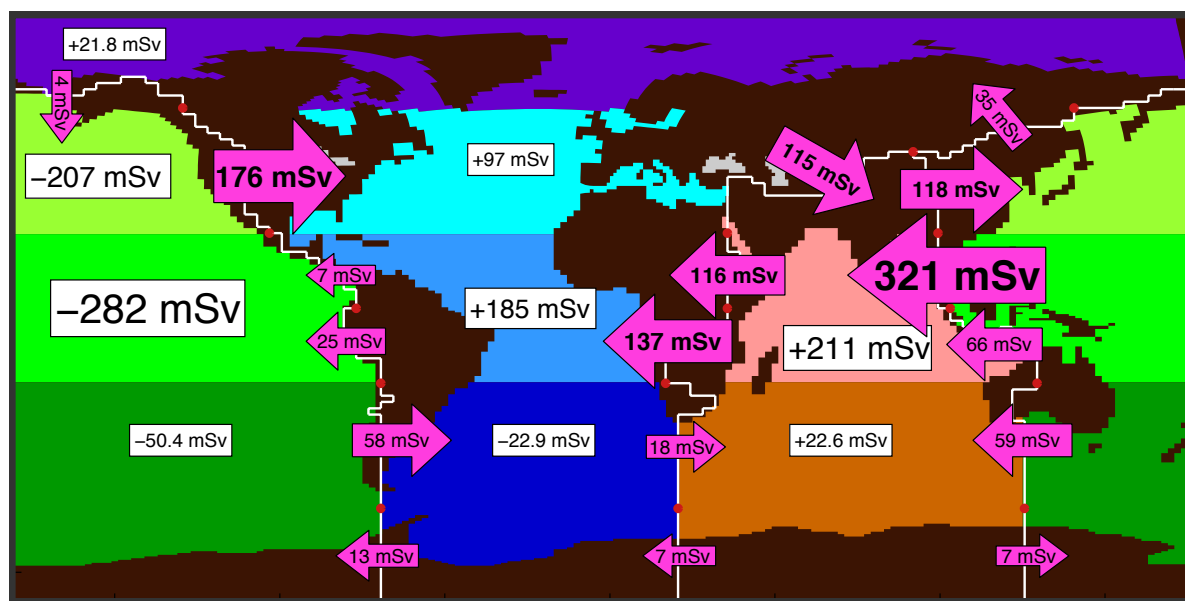


FIGURE 3.7 – Annual mean anomaly of freshwater budget of oceanic basins (white rectangles) and freshwater fluxes through watershed (pink arrows), (mSv). Oceanic basins subdivision and colors are the same as in Figure 3.6. The watershed (white line) is constructed in order to separate model-defined catchment areas and by passing the furthest from oceans where there is no catchment area. Fluxes are integrated along the watershed and red circles denote integration bounds. A more complete description of the computation of atmospheric freshwater fluxes can be found in Supplementary Materials ^a.

a. Annexe A du manuscrit

In CTRL, the tropical Indian basin loses freshwater between the Equator and 22°N through both westward easterlies (152 mSv, Table 3.2) and eastward-monsoonal (78 mSv, Table 3.2) atmospheric transport. When topography is removed, a massive westward flux of freshwater (243 mSv, Table 3.2) linked to the monsoon collapse is simulated. Together with an increase in westward moisture transport between 22°S and the Equator, these changes drive a massive increase in moisture input over the tropical Indian ocean (+387 mSv) and ultimately a positive shift of the total freshwater balance (+211 mSv). In contrast, freshwater changes in the tropical Atlantic are slightly more complex. A large increase in runoff, whereas P–E remains nearly identical (Fig. 3.6c; Table 3.2), drives the tropical Atlantic freshwater budget towards less negative values when orography is removed (−367 mSv in CTRL, −202 mSv in FLAT, see Table 3.2). Runoff increases both over Africa and northern South America, through two different mechanisms. First, removing the East African topography enhances westward freshwater export from the tropical Indian Ocean across the African continent (+253 mSv, Fig. 3.7) and ultimately increases rainfall amount over the catchment basin of the Congo River and river discharge in the tropical Atlantic. Second, removing the Andes leads to the collapse of the 20°S low-level jet (Fig. A.8), as shown in previous AGCM experiments (Sepulchre et al.,

	Precipitation			Evaporation			Runoff			Ice flux			Total		
	CTRL	FLAT	DIFF	CTRL	FLAT	DIFF	CTRL	FLAT	DIFF	CTRL	FLAT	DIFF	CTRL	FLAT	DIFF
Arctic	107	62.9	-43.7	-71.9	-38.2	+33.7	112	142	+30.7	68	69.2	+1.21	215	236	+21.8
North Atlantic	691	677	-14.1	-936	-854	+81.8	150	173	+22.9	15.9	22.2	+6.36	-78.9	18.1	+97
Trop. Atlantic	866	923	+57.3	-1542	-1581	-39	289	455	+167	0	0	0	-387	-202	+185
South Atlantic	734	777	+42.7	-744	-795	-50.3	26.5	32.3	+5.8	59.8	38.7	-21.1	76	53.1	-22.9
North Pacific	1214	1161	-53.4	-1230	-1320	-90.8	170	100	-70.1	13.9	21.2	+7.25	169	-37.8	-207
Trop. Pacific	4203	4055	-149	-4260	-4326	-66.1	195	128	-67.3	0	0	0	139	-143	-282
South Pacific	1831	1771	+60.1	-1695	-1679	+16.6	30.1	49.3	+19.2	74.8	48.6	-26.2	241	190	-50.4
Trop. Indian	1465	1676	+211	-1825	-1841	-15.6	68.9	84.2	+15.3	0	0	0	-291	-80.5	+211
South Indian	1083	1079	-4.08	-1220	-1193	+26.6	4.82	31.3	+26.5	38.8	12.3	-26.5	-93	-70.4	+22.6

Watershed Extent	Americas			Asia-Africa			Asia-Oceania		
	CTRL	FLAT	DIFF	CTRL	FLAT	DIFF	CTRL	FLAT	DIFF
60°N – Bering Strait	46	32	-14	-12	-22	-10			
22°N – 60°N	207	383	+176						
triple point – 60°N				32	-3	-35			
22°N – triple point				85	200	+115	109	227	+118
0° – 22°N	-429	-436	-7	-152	-268	-116	78	-243	-321
22°S – 0°	-195	-220	-25	-128	-265	-137	-132	-198	-66
60°S – 22°S	335	393	+58	400	418	+18	469	410	-59
South Pole – 60°S	-2	-15	-13	-22	-29	-7	-22	-15	+7

TABLE 3.2 – Annual mean freshwater fluxes (mSv). First part: freshwater budget on oceanic basins (positive incoming). Second part: freshwater flux across continental water divide (positive eastward). Bold numbers are anomalies FLAT–CTRL.

2011, see also Supplementary Materials¹). In CTRL (Fig. A.7a), this jet drives a strong southward moisture export from the Amazonian basin (Li & Le Treut, 1999). In FLAT, its collapse thus limits this export (Fig. A.7b-c) and favours rainfall over the Amazonian basin through local recycling of precipitated water. Moreover, strong convective rainfalls occur over the Amazonian basin and over the flat areas replacing the Andes. Air masses are dried out along their westward track, preventing most of the moisture transported by zonal winds to reach the Pacific Ocean, as shown by the low value (25 mSv) of freshwater export between northern South America and the Pacific Ocean (Fig. 3.7). Ultimately, this higher rainfall amounts over the Amazonian basin drives a substantial increase in Amazonia discharge towards the west tropical Atlantic, which, together with the increase in Congo discharge, explains the positive freshwater anomaly in the flat world experiment.

To summarise, the essential processes explaining the inversion of the salinity gradient and the MOC reversal are (1) the transfer of freshwater from the Pacific to the Atlantic across North America by the westerlies, that is only partially compensated by the export across Eurasia, (2) the tropical transfer of freshwater from the Pacific to the Indian Ocean and the absence of such a transfer from the Atlantic to the Pacific and (3) the precipitation (and P–E) increase over equatorial Africa and South America that drives a strong increase in runoff discharging into the tropical Atlantic.

3.4 Discussion

Previous coupled atmosphere–ocean flat world experiments have also found that the global ocean circulation of a flat world undergoes a major reorganisation with a shift in northern deep waters sinking locations from the Atlantic to the Pacific (Schmittner et al., 2011; Sinha et al., 2012). A common feature between these studies and our simulations is that part of this shift is attributed to the increased freshwater export from the Pacific to the Atlantic through North America in the absence of orography. In a first step, the freshwater supply freshens North Atlantic waters and weakens the AMOC, hence triggering a positive feedback loop. The weakened AMOC ultimately carries less heat to the North Atlantic, thereby cooling the ocean and decreasing evaporation of surface waters. This latter effect in turn further weakens the AMOC by providing additional freshwater input in the North Atlantic Ocean. However, we find that another process occurs in conjunction with this mechanism. In our simulations, runoff changes in the tropics contribute to the freshening of the Atlantic, in contrast to Sinha et al. (2012), who actually observe a reduction in the runoff term in the low-latitudes, and to Schmittner et al. (2011), whose simulations display only very small changes in runoff and no net

1. *Annexe A du manuscrit*

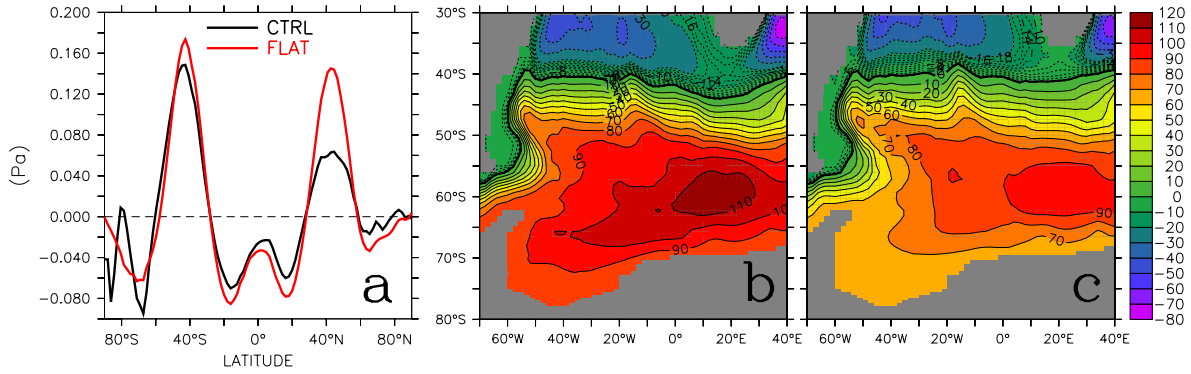


FIGURE 3.8 – (a) Annual and zonal mean zonal wind stress (Pa) for CTRL (black) and FLAT (red) simulations. (b–c) Barotropic streamfunctions (mSv) for (a) CTRL and (b) FLAT simulations. Contours of the streamfunctions are every unit10Sv except between unit-20Sv and 0 Sv where they are every unit2Sv in order to highlight Agulhas leakage.

tendency with increasing or decreasing orography.

The magnitude of the Atlantic tropical freshwater anomaly in FLAT ($\sim +0.18$ Sv) is comparable to that applied by Mignot & Frankignoul (2010) to investigate the impacts of a tropical salinity anomaly in the Atlantic. They prescribe a constant and uniform negative freshwater flux of 0.4 Sv during 50 years in a latitudinal band comprised between 15°S and 15°N and observe that the AMOC strength has increased by about 40% at the end of the 50 years, thus arguing for a fundamental influence of the tropical freshwater state of the Atlantic on the AMOC. Other studies have also suggested that the hydrological cycle of the tropical Atlantic plays a key role in modulating the AMOC and global climate during glacial-interglacial cycles (Knorr & Lohmann, 2003; Schmidt et al., 2004; Peterson, 2000). Accordingly, our simulations also suggest a substantial impact of increased runoff discharge in the tropical Atlantic on the ocean circulation mode through generation of a positive freshwater anomaly that is exported into the North Atlantic.

Schmittner et al. (2011) also propose two other mechanisms, related to the presence/absence of the Antarctic Ice Sheet (AIS), that may help to drive changes in MOC: (1) the absence of the AIS would weaken the Southern Hemisphere westerlies, which would lower sinking rates of the AMOC, as a relationship between stronger westerlies and increased AMOC has been proposed (Toggweiler & Samuels, 1995; Marshall & Speer, 2012) and (2) the absence of the AIS shifts the westerlies northward, which acts to weaken the Agulhas leakage, thereby decreasing the salinity of the Atlantic and thus the AMOC (Schmittner et al., 2011; Nilsson et al., 2013). In contrast to the first hypothesis, our simulations show an intensification of the Southern Hemisphere westerlies in the flat world experiment, that is, in the absence of the Antarctic Ice Sheet (Fig. 3.8a). Still, contrary to what expected from theory (Marshall & Speer, 2012) this intensification does not increase AMOC nor does it counterbalance freshwater balance effects and associated

AMOC decline. We suspect that the northern bias in the latitudinal position of southern westerlies in CTRL experiment explains their rather small influence on the AMOC in our model. We also speculate that the absence of gravity wave drag parameterisation in the simulations of Schmittner et al. (2011), which leads to an overestimation of their control zonal wind stress, may explain this discrepancy. Regarding the second hypothesis, although there is no clear evidence for a northward shift of the zonal mean westerlies (Fig. 3.8a), the Agulhas leakage effectively vanishes in FLAT (Fig. 3.8b, c), because the latitude of the maximum of westerlies does shift northward nearby Cape Agulhas (see Supplementary Materials¹, Fig. A.11). This may thus contribute to limit the invasion of the denser Southern Indian Ocean waters (Fig. 3.5g) into the Southern Atlantic.

One important caveat to our results lies in the prescribed catchment basins and subsequent water routing to the oceans. In this experiment, we have chosen to keep present-day catchment basins and water routing to emphasise the impacts of the sole orography over global climate. We expect future work to investigate the sensibility of a flat world to different water routing although it remains unclear how this should be prescribed. The simplest assumption would arguably be to reroute all land water to the closest ocean grid point. It is then legitimate to wonder how the ocean circulation would change and whether the MOC reversal would still hold under such an assumption. The analysis of the freshwater budget in the first years of the simulation can be used to speculate about the differences this new routing scheme would generate (Table 3.2). Even if the contribution from the runoff (notably the Tropical Atlantic term) is cut off, we observe that at the start of the simulation the P–E budget is slightly positive over North Atlantic and negative over North Pacific, essentially because of immediate precipitations changes driven by the lack of orography. We can thus surmise that, even under another routing scheme, the AMOC would still at some point suffer a collapse in favour of a PMOC, although it remains possible that the runoff freshwater loss in the tropical Atlantic might have significant remote effects on global climate.

It can finally be observed that at the start of the simulation (Table 3.2), the North Atlantic P–E increase that drives the slowdown and further collapse of the AMOC in conjunction with the increased tropical runoff, is mainly the consequence of increased precipitations in FLAT (while the opposite is true for the Pacific, which thus initiates the PMOC). On the contrary, at steady state (Table 3.3), the North Atlantic P–E increase that maintains the MOC switch in combination to the increased tropical runoff is essentially due to decreased evaporation, itself driven by the strong North Atlantic cooling that follows the collapse of the AMOC.

1. *Annexe A du manuscrit*

	Precipitation			Evaporation			Runoff			Ice flux			Total		
	CTRL	FLAT	DIFF	CTRL	FLAT	DIFF	CTRL	FLAT	DIFF	CTRL	FLAT	DIFF	CTRL	FLAT	DIFF
Arctic	158	146	-12.2	-107	-100	+6.96	126	181	+54.9	66.3	71.4	+5.05	243	298	+54.7
North Atlantic	771	818	+46.8	-1043	-1069	-26.3	164	190	+26.8	7.49	4.78	-2.71	-101	-56	+44.6
Trop. Atlantic	962	985	+23.2	-1641	-1664	-22.9	328	435	+107	0	0	0	-351	-244	+107
South Atlantic	808	815	+6.61	-818	-802	+15.4	26.6	31.5	+4.95	35	30.2	-4.85	52	74.1	+22.1
North Pacific	1271	1189	-82.2	-1314	-1351	-36.6	177	101	-75.3	10.4	8.18	-2.23	144	-51.9	-196
Trop. Pacific	4501	4363	-138	-4500	-4542	-41.8	214	161	-52.6	0	0	0	215	-17.6	-232
South Pacific	1895	1932	+37	-1785	-1806	-20.6	30.5	57.2	+26.7	38.9	22	-16.8	179	205	+26.2
Trop. Indian	1567	1713	+146	-1933	-1952	-19	62.5	79.5	+17.1	0	0	0	-304	-160	+144
South Indian	1121	1118	-2.87	-1253	-1233	+20.2	5.16	33.7	+28.6	18.4	12.3	-6.12	-109	-69.5	+39.8

TABLE 3.3 – Annual mean freshwater fluxes on oceanic basins (mSv, positive incoming), average of the first 10 years of simulationst. Bold numbers are anomalies FLAT-CTRL.

3.5 Conclusion

We revisit here the climatic consequences of the absence of orography with an IPCC-class coupled ocean atmosphere GCM. We show that removing orography generates drastic local anomalies that actually compensate at the global scale. For instance, in spite of areas suffering severe changes in precipitations, the globally averaged annual precipitation amount remains near identical (increase $<2\%$ in FLAT). Similarly, the mean annual surface temperature only increases by 0.6°C (or 0.1°C if ice sheets areas are excluded) in FLAT. The patterns of temperature and precipitation changes are in good agreement with previous less sophisticated coupled studies but the magnitude of change is generally smaller. In the absence of orography, our model reproduces the main expected atmospheric reorganisations, such as the collapse of the Asian Monsoons or the disappearance of the orographically induced Rossby waves.

Arguably, the most striking reorganisation occurs in the ocean where the removal of mountains generates the collapse of the AMOC and the initiation of a PMOC, a result that has also been observed by former coupled flat world studies, albeit parsimoniously. In our experiments, the absence of mountains leads to an increased freshwater budget in the Atlantic, essentially through increased runoff in the Tropical Atlantic and increased P–E in the North Atlantic, while the Pacific loses freshwater. A fresher Atlantic and a saltier Pacific consequently allows this switch in ocean circulation modes and its maintenance. We hence highlight, for the first time, the major role of tropical runoff changes in modulating the global ocean circulation and, by extension, global climate, in a flat world. Such an influence raises the question of how the water routing, unaltered our simulations, should be modified in a flat world.

Although theoretical, our approach highlights the complexity of the links between large-scale orography and the components of the climate system, as mountain ranges influence both atmospheric and oceanic dynamics worldwide. A different approach would be to use a GCM driven by geological constraints for selected time-periods. Most present-day mountain ranges have been uplifted during the Cenozoic, but both paleo-river routes and paleo-altitudes are difficult to constrain in space and time. Still, using published hypotheses for selected mountain ranges and rivers (e.g. [Hoorn et al., 2010](#)) in a modelling framework would likely help understanding their impact on global climate trends recorded during the last 65 million-years.

Résumé et généralisation

Plusieurs mécanismes se combinent pour expliquer les changements climatiques générés par la topographie. Certains ont été mis en évidence dès les premières études de sensibilité à la topographie, comme les ondes de Rossby stationnaires, le *rain shadow effect*, l'aridification du centre de l'Eurasie et de l'Amérique du nord et la mousson indienne. Cette étude démontre en plus l'importance du changement de circulation thermohaline et le rôle crucial joué par le transport atmosphérique d'humidité, notamment au niveau tropical.

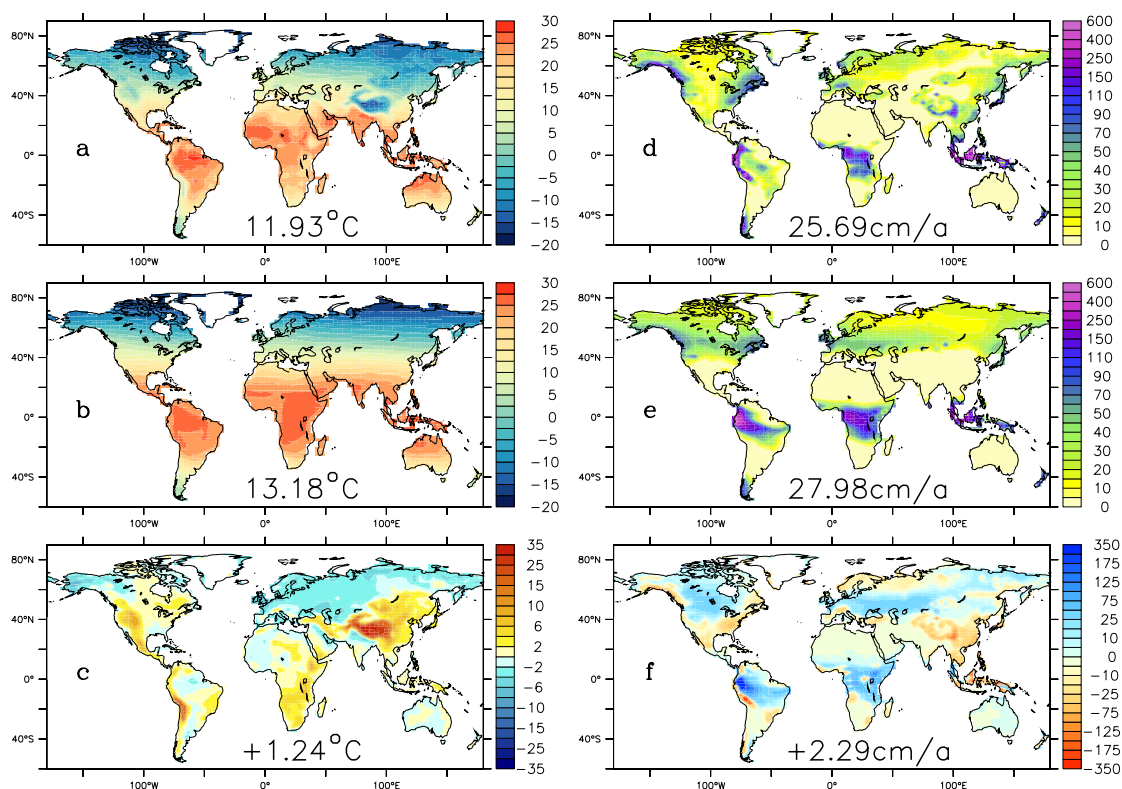


FIGURE 3.9 – Température (°C, a–c) et ruissellement (cm/a, d–f) sur les continents hors calottes glaciaires (Antarctique et Groenland). a et d : simulation CTRL, b et e : simulation FLAT, c et f : anomalie FLAT-CTRL. La moyenne géographique est notée sur chaque graphe.

La figure 3.9 montre les changements continentaux de température et de ruissellement provoqués par le retrait de la topographie. Ces deux variables sont en effet cruciales en ce qui concerne l'altération continentale des silicates. En moyenne sur les continents, les anomalies de température et de ruissellement sont relativement élevés (+1.24°C et +2.29 cm/a) et peuvent être localement très fortes (de l'ordre de 25°C et 3 m/a). Les anomalies les plus spectaculaires étant le réchauffement des anciennes zones de montagne lié au gradient thermique vertical et l'augmentation de ruissellement au niveau tropical.

Il est possible de déduire de cette étude des conclusions quant à l'évolution du climat et de la topographie au cours de l'Histoire de la Terre. Premièrement, au moins deux processus « à effet distant » sont à considérer pour les paléo-topographies, il s'agit des ondes de Rossby stationnaires et du *rain shadow effect*. Ce sont des processus « à effet distant » dans le sens où ils affectent le climat loin (à l'échelle du continent) de la topographie, contrairement par exemple aux précipitations orographiques qui sont un effet purement local des chaînes de montagnes. C'est une importante conséquence car la majorité des études du lien topographie-climat considère uniquement les effets locaux. L'ordre de grandeur des anomalies qu'ils provoquent est d'environ 2°C pour les ondes de Rossby stationnaires et 10 cm/a pour le *rain shadow effect*.

Ces deux processus ont pour point commun d'agir uniquement aux moyennes et hautes latitudes et plus efficacement si la chaîne de montagne est orientée nord-sud (perpendiculairement à la circulation).

D'autres mécanismes comme l'influence des reliefs sur les précipitations aux basses latitudes sont plus difficilement généralisables. la réorganisation des précipitations autour de l'océan indien est essentiellement due à la disparition de la mousson indienne et est-asiatique, aboutissant à moins de précipitation en Asie et en Océanie et davantage de précipitation en Afrique. Le lien entre la mousson et le plateau tibétain est à priori un phénomène assez unique dans l'Histoire de la Terre. Cependant, en ce qui concerne les précipitations en Afrique centrale, un effet du rift est-africain n'est pas à exclure.

Enfin, il est impossible de savoir si une augmentation massive du ruissellement comme dans la plaine amazonienne est susceptible d'être générée par n'importe quelle chaîne tropicale d'orientation nord-sud ou s'il s'agit d'un effet spécifique à la configuration continentale actuelle.

Nous pouvons tout de même retenir que l'effet d'une chaîne de montagne sur les précipitations est relativement différent selon qu'elle soit située en milieu tropical où aux moyennes latitudes.

Enfin, la sensibilité de la circulation thermohaline à la présence de relief est étroitement liée à la configuration des bassins océaniques et à la ligne de partage des eaux. Toutefois, la largeur du bassin-versant de l'Atlantique et probablement l'étroitesse de l'Atlantique par rapport au Pacifique sont liés au fait que l'Atlantique est entouré de marges passives, et que la dorsale Atlantique est une dorsale lente. Un tel contraste de bassin océanique est probablement quelque chose de courant dans l'Histoire de la Terre, même si leur orientation et leur extension nord-sud l'est moins.

Chapitre 4

Effets climatiques et érosifs des montagnes sur l'altération, cas de la Terre actuelle

Sommaire

Aperçu	67
Abstract	68
4.1 Introduction	69
4.2 Method and model description	70
4.3 Weathering model performances at high resolution	74
4.4 Results	80
4.5 Discussion	86
4.6 Conclusions	89
4.7 Appendix A. Slope and erosion computation	91
4.8 Appendix B. Weathering databases	91
4.9 Appendix C. Parameter space exploration and regression method	92

Aperçu

Dans le chapitre précédent, nous avons montré que sans même considérer le cycle du carbone, la topographie actuelle est responsable d'importantes réorganisations de la circulation atmosphérique et océanique. Ces réorganisations provoquent de forts changements climatiques au niveau continental (cf figure 3.9), rendant le climat moyen des continents plus chaud et plus humide en absence de topographie.

Ainsi, d'un point de vue strictement climatologique, la topographie actuelle diminue l'altérabilité des continents (température et ruissellement moins élevé pour un même taux de CO_2), ce qui va à l'opposé de l'effet intuitif des reliefs qui est d'augmenter l'altérabilité via l'érosion.

Ce chapitre a pour but de quantifier l'importance relative de ces deux effets, et plus particulièrement de vérifier si notre compréhension du processus d'altération est suffisante pour déterminer quel est l'effet dominant, ou si les incertitudes sur la sensibilité de l'altération au climat et à l'érosion sont trop fortes pour pouvoir trancher.

Les travaux présentés ici ont fait l'objet d'une publication (Maffre et al., 2018b), qui constitue le corps de ce chapitre (en anglais).

Mountain ranges, climate and weathering. Do orogens strengthen or weaken the silicate weathering carbon sink?

Pierre Maffre¹, Jean-Baptiste Ladant², Jean-Sébastien Moquet^{3,1},
Sébastien Carretier¹, David Labat¹, Yves Goddérès¹

Article history:

- Received 2 Oct. 2017
- Received in revised form 5 Apr. 2018
- Accepted 18 Apr. 2018
- Available online: 3 May 2018
- Published: 1st Jul. 2018
- Editor: Michael Bickle

Keywords:

- weathering
- erosion
- modeling
- regression

— parameter sensitivity

Abbreviations:

- CRU: Climate Research Unit
- SPIM: Stream Power Incision Model
- IPSL-CM5: Institut Pierre Simon Laplace Climate Model v. 5
- LEM: Landscape Elevation Model
- CTRL: Control experiment
- FLAT: Flat Earth experiment
- SRTM: Shuttle Radar Topography Mission.

Abstract

The role of mountains in the geological evolution of the carbon cycle has been intensively debated for the last decades. Mountains are thought to increase the local physical erosion, which in turns promotes silicate weathering, organic carbon transport and burial, and release of sulfuric acid by dissolution of sulfides. In this contribution, we explore the impact of mountain ranges on silicate weathering. Mountains modify the global pattern of atmospheric circulation as well as the local erosion conditions. Using an IPCC-class climate model, we first estimate the climatic impact of mountains by comparing the present day climate with the climate when all the continents are assumed to be flat. We then use these climate output to calculate weathering changes

1. Géosciences Environnement Toulouse, CNRS-Université Toulouse 3, Toulouse, France

2. Laboratoire des Sciences du Climat et de l'Environnement, LSCE/IPSL, CEA-CNRS-UVSQ, Université Paris-Saclay, F-91191 Gif-sur-Yvette, France

3. Institut de Physique du Globe de Paris, CNRS, Sorbonne Paris Cité, France

when mountains are present or absent, using standard expression for physical erosion and a 1D vertical model for rock weathering. We found that large-scale climate changes and enhanced rock supply by erosion due to mountain uplift have opposite effect, with similar orders of magnitude.

A thorough testing of the weathering model parameters by data-model comparison shows that best-fit parameterizations lead to a decrease of weathering rate in the absence of mountain by about 20%. However, we demonstrate that solutions predicting an increase in weathering in the absence of mountain cannot be excluded. A clear discrimination between the solutions predicting an increase or a decrease in global weathering is pending on the improvement of the existing global databases for silicate weathering. Nevertheless, imposing a constant and homogeneous erosion rate for models without relief, we found that weathering decrease becomes unequivocal for very low erosion rates (below 10 t/km²/yr). We conclude that further monitoring of continental silicate weathering should be performed with a spatial distribution allowing to discriminate between the various continental landscapes (mountains, plains...).

4.1 Introduction

The continental topography is a key component of the Earth climate regulation. Large mountain ranges are thought to increase the weatherability of continental surfaces through enhanced physical erosion and sediment production. These processes promote chemical weathering and associated CO₂ consumption either in ranges or in the lowlands located at their feet (West et al., 2005; Moquet et al., 2011; Lupker et al., 2012; Goddéris et al., 2017). Mountain ranges would thus strengthen the negative feedback between silicate rock weathering and climate, avoiding extreme fluctuations in the atmospheric CO₂ concentrations (Maher & Chamberlain, 2014). In addition, enhanced erosion and sedimentation rates increase the efficiency of organic carbon burial (Galy et al., 2007; Bouchez et al., 2014), promoting further cooling.

The absence of mountains also exerts a topographic control on the global carbon cycle. Flattening of the continents is thought to decrease the global continental weatherability and the strength of the weathering feedback, allowing CO₂ to accumulate in the atmosphere and climate to warm, as it might have been the case in the early Eocene (Goddéris et al., 2008; Carretier et al., 2014; Froelich & Misra, 2014; Maher & Chamberlain, 2014; Vigier & Goddéris, 2015). The progressive shift from an Eocene world with potentially flat continents towards the present-day steeper topography is commonly invoked to explain the global climatic cooling of the Cenozoic.

However, this paradigm, linking the Cenozoic cooling to the uplift of large orogens, is still debated (Willenbring & von Blanckenburg, 2010; Norton & Schlunegger, 2017).

Those contributions point towards a weak impact of mountain ranges on the global weathering and erosion rates. Mountains may also act as CO₂ producers, through the release of sulfuric acid by pyrite oxidation that will accelerate carbonate dissolution (Torres et al., 2016) and the metamorphic decarbonation (Girault et al., 2014). Furthermore, the impact of mountain building on global climate also requires knowledge of the size of the area covered by the uplifted domains, on the nature of the rocks exposed in the orogen (Brault et al., 2017), and on their latitudinal position (Goddéris et al., 2017).

In a simplified description of the world composed of flat and mountainous areas, can we quantify the contribution of mountains to the overall CO₂ consumption by silicate rock weathering? The answer to this question remains unclear. Mountains modify the local physical erosion, but mountain ranges are also impacting the atmospheric and oceanic global circulation. For instance, the presence of mountain ranges is one of the triggers of the Atlantic meridional overturning cell (Schmittner et al., 2011; Sinha et al., 2012; Maffre et al., 2018a) and modern mountain ranges have been shown to lead to an aridification of continents interiors (Manabe & Broccoli, 1992; Kutzbach et al., 1993). The mountains heavily modify the global climatic pattern (including rainfall), and hence the weathering fluxes everywhere on Earth. Additionally, the response of weathering to continental surfaces may depend on our ability to simulate the climate and on the formalism chosen to describe the coupling between physical erosion and weathering. The response of weathering to the presence or absence of mountains will also depend on the quality of the available database for weathering that can be used for model calibration.

To address this issue, we focus on two end-members: the modern geography and an idealized mountain-free geography. We investigate how global weathering changes when the continents are assumed to be flat using a numerical modeling method designed for Earth's global scale. By comparing the true CO₂ consumption with that simulated for a flat world, we estimate the contribution of present-day mountain ranges.

4.2 Method and model description

4.2.1 General framework

The aim of this study is to provide constraints on the behavior of the global carbon uptake by silicate weathering in a globally flat world. Given that silicate weathering is a complex function of climate and physical erosion, a cascade of large-scale models describing the climatic conditions, the physical erosion, and the chemical weathering must be set up.

Our general methodology can be summarized as follows: a mathematical law linking chemical weathering to physical erosion and climate is used to calculate the spatial

distribution of the weathering fluxes for the present day world, and for a world where all the continents are flat. Consequently, this methodology requires a spatial distribution of the physical erosion fluxes and of the continental air temperature and runoff.

4.2.2 Linking physical erosion, climate and weathering: the West law

Chemical weathering depends on climate. Climatic conditions affect reaction kinetics, either through temperature (although the temperature dependence is weak; [Oliva et al., 2003](#)) or through hydrology ([Maher & Chamberlain, 2014](#)), but physical erosion exerts a strong control on chemical weathering ([West et al., 2005](#)). Weathering systems characterized by low erosion shift towards the supply-limited regime because of the development of thick regolith profiles. Conversely, when erosion increases, thick regolith profiles cannot stabilize, and the weathering system shifts towards a kinetically-limited regime ([Stallard & Edmond, 1983](#); [West et al., 2005](#)). To simulate the coupling between physical erosion and weathering, [Gabet & Mudd \(2009\)](#) developed a 1-D dynamic vertical model using the concept of reactive transport. Unweathered minerals “pass through” a weathering zone (regolith) as the surface is being eroded and weathering front propagates downward. Chemical reactions occur throughout their “travel”. The amount of weathered minerals thus depends on the mass flux through the regolith, on the residence time of minerals in the regolith and on the chemical reaction rates. We have made the choice of focusing on mineral residence times, whereas other models focus on hydrology and water residence time (for instance, [Maher & Chamberlain, 2014](#), which also investigates the influence of mountains on weathering). [West \(2012\)](#) used the analytical solution of the [Gabet & Mudd](#) model at steady-state (regolith production equals removal by physical erosion) and proposed a mathematical relationship between the kinetics constant and climatic variables (air temperature and runoff). He calibrated the analytical solution of the model at steady-state assuming a uniform regolith thickness. We use this formulation in the present study:

$$F_{cat} = \chi_m E \cdot \left\{ 1 - \exp \left[-K \cdot \exp \left(-\frac{E_a}{R} \left(\frac{1}{T} - \frac{1}{T_0} \right) \right) \cdot (1 - \exp(-k_w q)) \cdot \frac{(z/E)^{\sigma+1}}{\sigma+1} \right] \right\} \quad (4.1)$$

where F_{cat} is the flux of cations released in the continental water by silicate chemical weathering ($\text{kg}/\text{m}^2/\text{yr}$), E is the erosion rate ($\text{kg}/\text{m}^2/\text{yr}$, see section 2.4), q the runoff (mm/yr), T the temperature (K). χ_m is the cation abundance in the bedrock (kg/kg), z the regolith thickness (kg/m^2), E_a the apparent activation energy (J/mol), R the ideal

gas constant, T_0 the standard temperature and K , k_w and σ three calibration constants. We assume that the CO_2 consumption by silicate weathering is proportional to the cation flux.

4.2.3 Climate

The weathering model of [West \(2012\)](#) is a function of the mean annual continental runoff and temperature. First, to test the model performances and the parameter sensitivity in the present day world, we decided to use the Climate Research Unit (CRU) climatic field for runoff and continental surface temperature. This choice was made to avoid any bias that might be generated by climate models when using absolute model output values (such as overestimation or underestimation of the local runoff) in the calibration and parameter space exploration.

Then, to investigate the impact of the flattening of the continents on the weathering fluxes we use the IPSL (Institut Pierre-Simon Laplace) coupled atmosphere-ocean general circulation model version 5A (IPSL-CM5A, [Dufresne et al., 2013](#)). Two climate simulations were conducted and will be compared. One is a pre-industrial Control (hereafter called CTRL) and the other is a flat Earth experiment (hereafter called FLAT) where topography is set to a uniform 200 m on land and where ice-sheet is replaced by tundra-like vegetation ([Maffre et al., 2018a](#)). All other boundary conditions (including CO_2 level fixed at 280 ppm) were kept identical.

4.2.4 The physical erosion

Two methods are used to estimate the distribution of the physical erosion E . For calibration and performance evaluation of the weathering model under present day conditions, we use the [Ludwig & Probst \(1998\)](#) distribution map of erosion.

For the comparison between the weathering regime of the real and flat world, we need to define a mathematical formulation of physical erosion so that erosion (and hence weathering) can be computed for the flat conditions. The most “classical” empirical law used to calculate physical erosion is the stream power law (SPIM, [Howard, 1994](#); [Davy & Crave, 2000](#)):

$$I = k w^m s^n \quad (4.2)$$

where I is the incision rate by rivers (m/yr), w the water discharge (km^3/yr), s the topographic slope (m/m), k a constant and m and n adjustable exponents. The SPIM has been widely used to simulate river incision at the catchment scale. It is

actually the cornerstone of many landscape evolution models (Tucker & Hancock, 2010). However, the present modeling scale does not resolve hydrographic networks and thus the downstream accumulation of the water discharge cannot be calculated. Furthermore, according to Lague (2014), the variability of the large-scale erosion rates is to a large extent due to the high variability of the erodibility constant k . If k explains most of erosion variability at large scale, then the SPIM law might become useless at this scale.

Alternatively, a large catchment-scale approach has been proposed by Syvitski & Milliman (2007). The authors aim at predicting the erosion flux delivered by each river to the ocean. They developed a power-law model (the so-called “BQART” model) in which erosion depends on water discharge (Q in m^3/s), drainage area (A in m^2), relief (i.e. elevation, R in m), temperature (T in $^\circ\text{C}$) and a coefficient accounting for lithology, for the glacial erosion or for the anthropic impacts (lumped into B). The BQART equation for erosion flux (E in kg/yr) is:

$$E = k B Q^{0.31} A^{0.5} R \max(T, 2) \quad (4.3)$$

Unfortunately, this model cannot be readily used in our study, because it computes the erosion flux only at the outlet of a river, without giving information of the distribution of erosion rates inside the river catchment. Yet, linking erosion and weathering requires calculating the distribution of erosion at the scale of each model pixel. Some large catchments like the Amazon, the Mississippi or the Yangtze include various pixels, some of them in mountainous regions, others in plains. Erosion cannot be assumed uniform over these watersheds.

The scale of our model cells (3.75° of longitude by 1.9° of latitude, or 1° by 1° for the higher resolution case, see below) falls exactly in the middle between a local approach (such as the stream power law) and large catchment-integrated approach (such as BQART). Moreover, the model grid is independent of hydrographic network. Both approach previously described requires hydrographic network, either for calculating the downstream accumulation of the water discharge (at small scale) or to get the mean features of the whole catchment.

These considerations leads us to develop a model adapted to our model cell. We keep the explanatory variables suggested by Syvitski & Milliman (2007) and their respective exponents, with a few modifications. First, we do not keep the “ B ” factor. Second, as we are no longer looking at the river-integrated erosion rate, but instead working on a longitude-latitude regular grid, the “area factor” is removed. Finally, we replace elevation by local slope (averaged on grid pixels, see Appendix A¹), which is more in line with

1. Section 4.7

the stream power law.

$$E = k q^{0.31} s \max(T, 2) \quad (4.4)$$

where E is the erosion rate (m/yr), q the runoff (mm/yr), s , T and k as defined above. The topographic slope is a critical parameter in the calculation of the erosion rates. In the CTRL experiment, the topographic slope is computed from a high-resolution Digital Elevation Model (SRTM, see Appendix A¹). In the FLAT simulation, the mean slope is build as a uniform value (1.23%, the averaged slope of the areas located below the altitude of 200 m) multiplied by a random noise (see Appendix A¹).

Equation 4.4 is a mix between the small-scale incision law and the large scale BQART model. As such, its mathematical expression is arbitrary. However, it is efficient in predicting the large-scale pattern of physical denudation (section 4.2). Furthermore, as will be shown in the discussion, our results regarding weathering fluxes are weakly dependent on the shape of the erosion law.

4.3 Weathering model performances at high resolution

In this section, we evaluate the performances of the weathering model (Eq. 4.1) at present-day. To avoid any bias from other models, eq. 4.1 is applied to fields of temperature, runoff and erosion as close as possible to real ones. Runoff and temperature are thus taken from the Climate Research Unit (CRU) database. They were computed from 100 yr climate reanalysis. Such a database does not exist for erosion. We use the erosion chart of Ludwig & Probst (1998), which is a model locally corrected so that erosion integrated on monitored river catchments (60 rivers) match the measured erosion flux.

The resolution of the climate and erosion field is $1^\circ \times 1^\circ$.

4.3.1 Weathering databases

The first database we use is the one of Gaillardet et al. (1999). The second database that we use has been published by Moquet et al. (2011, 2016, 2018). Fig. 4.1 shows the localization of all monitored river basins. See Appendix B² for more details.

The weathering model includes 6 independent parameters: χ_m , K , k_w , E_a , z and σ

1. Section 4.7
2. Section 4.8

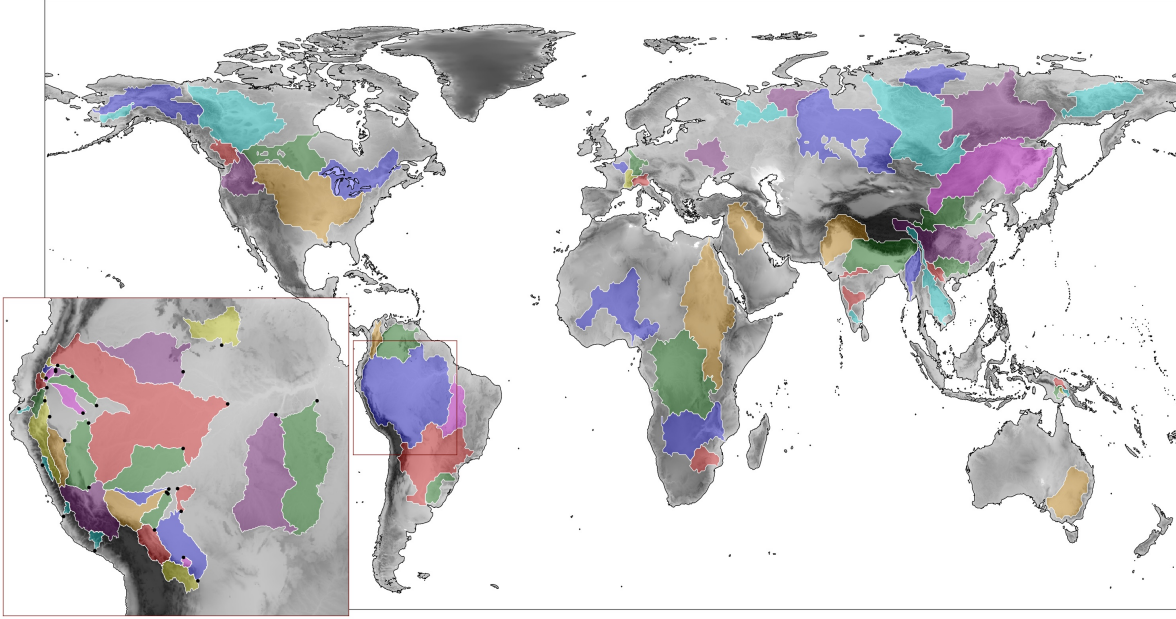


FIGURE 4.1 – Map of monitored rivers in Gaillardet et al., 1999 (main panel) and monitoring stations and corresponding drained areas of HYBAM network (lower-left inset).

(Eq. 4.1) that must be calibrated prior to the reconstruction of the global weathering flux for a flat world. Three different calibration procedures have been used; they are summarized in Table 4.1.

4.3.2 W-calibration

In the first case (W-calibration), we use best-fit values provided by West (2012) for the 6 weathering parameters. The calibration was done with a database compiling both weathering and erosion fluxes measured for several watersheds (total dataset of 46 points). Fig. 4.2B shows the weathering rates. Highest rates are distributed in warm and humid areas with pronounced topography (tropical Andes, Himalayas and South-Eastern Asia, Brazilian and Guinean shields, Fouta Djallon, Indonesia...). Some flat areas (mainly in the Amazon basin) also generate high weathering fluxes, illustrating the important weight of the climate in the West (2012) parameterization. Conversely, low weathering rates are found at the coldest areas (at high latitudes), and in deserts, though high-latitude mountains (Alaska range, Patagonia...) show relatively higher rates.

The zonal average (Fig. 4.2A) shows a noisy decrease from the equator towards the poles (with the exception of Patagonia). The noise is related to the presence of relief at all latitudes. The model predicts a global cation flux around 100 million tons per year (Fig. 4.2B), which is half of the Gaillardet et al. (1999) estimate.

Comparing these model outputs to the weathering measurements (from Gaillardet

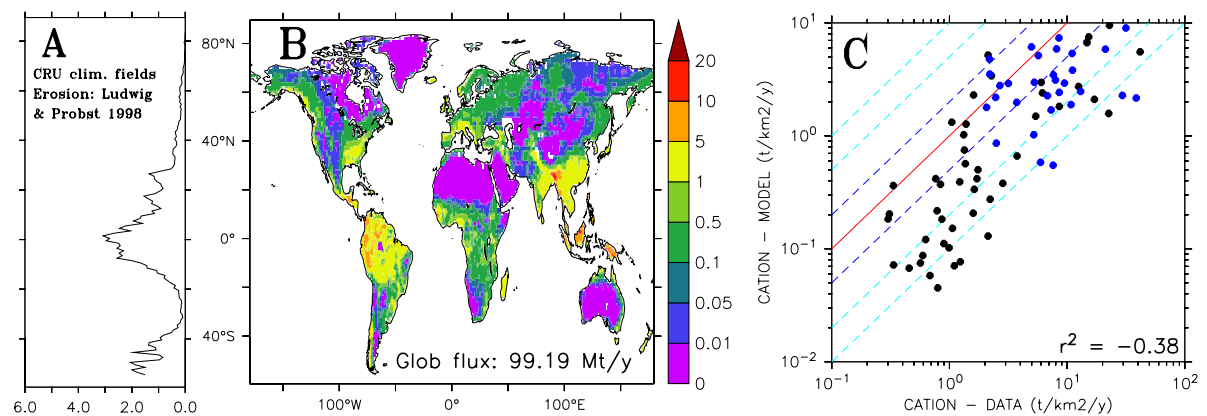


FIGURE 4.2 – Weathering model (Eq. 4.1) applied to temperature and runoff fields from CRU dataset and erosion field from Ludwig & Probst (1998) using West (2012) best-fit parameterization (W-calibration). A: zonal mean fluxes (Mt/yr); B: spatial weathering fluxes (tons of silicates cation /km²/y). The world-integrated flux (Mt/yr) is written in lower-right corner. C: Scatterplot of the weathering specific flux (t/km²/yr). The x-axis displays the measurements at monitoring stations, the y-axis are model outputs averaged on the corresponding station drained areas (or watersheds). The plotted lines stand for the 1:1 line (solid red), 1:2 lines (dashed blue) 1:5 and 1:10 lines (cyan). The data-model regression coefficient is written in the lower-right corner. The most complete dataset is used in this regression (same dataset as in Gi-calibration, see section 3.3), with Ludwig & Probst (1998) points in black and HYBAM points in blue.

et al., 1999; Moquet et al., 2011, 2016, 2018, see section 3.3), it reveals that this parameterization not only underestimates the global flux, but most of river fluxes as well (Fig. 4.2C). This is why the data-model regression coefficient (r^2) is negative (-0.38 , see and Appendix C¹ for the details of r^2 computation). Yet, the global trend seems to be realistic: points are aligned on the 1:3 line.

The reason and the consequences of this underestimation are discussed in more detail in section 4.3.

Based on these results, we argue that using this set of parameters to test the impact of continent flattening on weathering is inconsistent. It is still presented in section 4.3 for comparison and discussion, but we also make our own exploration of the space of parameters to find the best set of the 6 parameters fitting the weathering data, as detailed in the following paragraphs.

4.3.3 G-, Gi- and H-calibration

In the following cases, we explore the space of parameters, looking at the combination of the 6 parameters (Eq. 4.1) providing the best fit between the spatially-resolved silicate weathering fluxes integrated over each watershed, and the silicate weathering flux measured at the outlet of the watersheds. The range of tested parameters is a

1. Section 4.9

4.3 Weathering model performances at high resolution

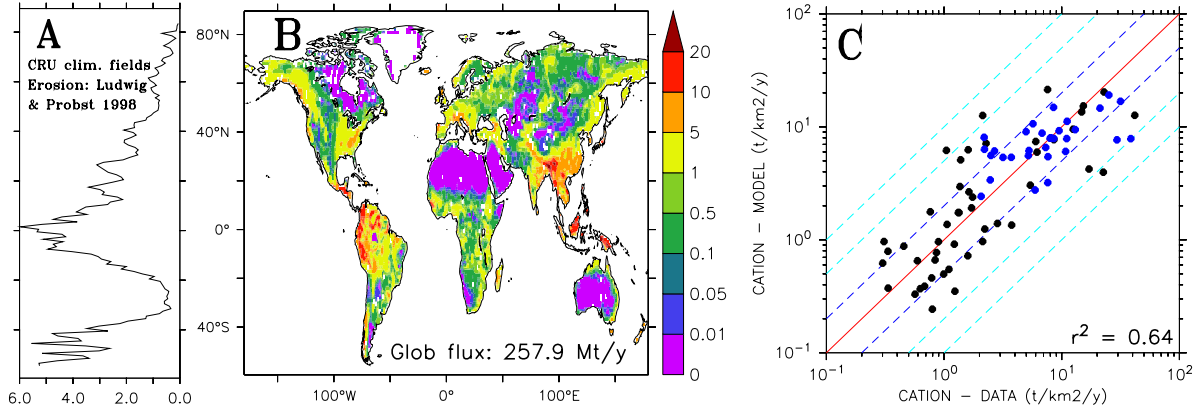


FIGURE 4.3 – Same as Figure 4.2 but the weathering model is run with the best-fit parameterization of the Gi-calibration case.

broadening of the 66% probability range provided by (West, 2012, see Appendix C¹ for more detail).

In the first case (G-calibration), we use the database of Gaillardet et al. (1999). The authors estimated silicate weathering integrated over the catchments of 51 of the largest world river (see also Appendix B²). The maximum data-model r^2 found is 0.57. This means that the weathering model (Eq. 4.1) reproduces at best half of the variability of the database. The model likely does not encompass all processes driving the weathering rates.

In the second case (Gi-calibration), we add the HYBAM database (monitoring network on Amazonian basin, Moquet et al., 2011, 2016) and 4 Pacific basins (Moquet et al., 2018, see Appendix B²) to the one of (Gaillardet et al., 1999), with the original “Amazon point” removed (because replaced by a new dataset). In the HYBAM database, weathering fluxes are estimated at the monitoring stations of the HYBAM network, distributed over the whole Amazon basin. A game of subtraction in the nested watersheds allows extracting independent data (see Appendix B²). The strength of this new database lies in its higher spatial resolution for the Amazonian watershed, allowing discriminating between weathering in the mountain ranges (Eastern and Western Andes) and in the plains. Ideally, we should have used dataset similarly discriminating mountains and plains on the whole Earth. Unfortunately, such a database does not yet exist. With this dataset, the maximum r^2 found is 0.64. The corresponding best-fit weathering pattern is shown on Fig. 4.3B. It is very close to the one of W-calibration, with higher absolute value. The same observation can be done for the zonal mean (Fig. 4.3A). The corresponding data-model regression is shown on Fig. 4.3C. The model no longer underestimates nor overestimates weathering rates; yet, the global flux (257.9 Mt/yr) is

1. Section 4.9
2. Section 4.8

higher than the (Gaillardet et al., 1999) estimate (200 Mt/yr). Most of the points fall between the 1 over 2 lines, and almost all points fall between the 1 over 5 lines.

Gi-calibration is a priori the most reliable case, as it is based on the biggest dataset.

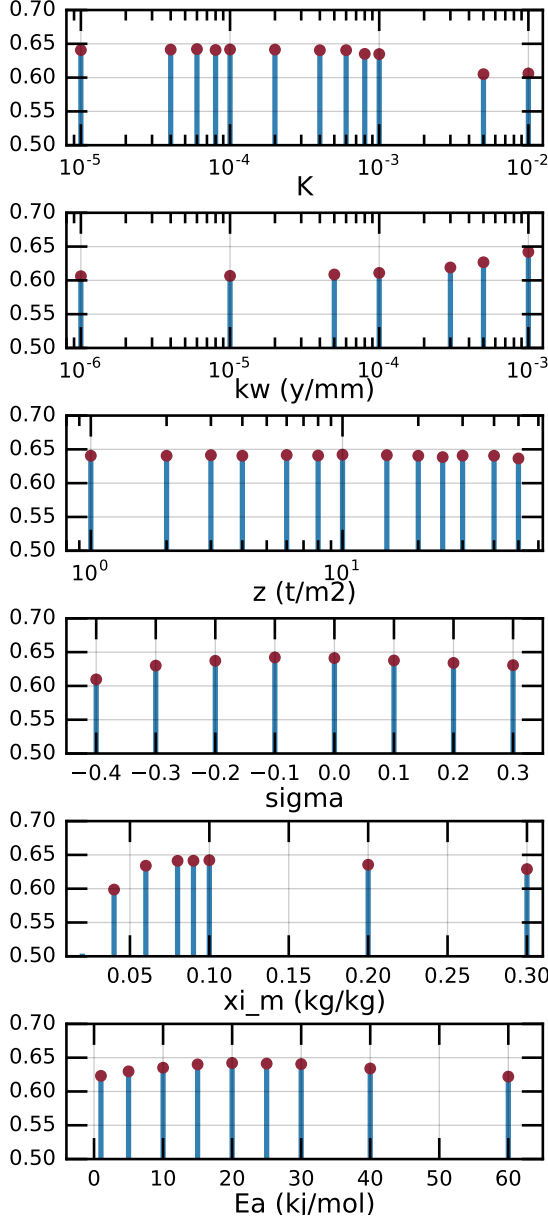


FIGURE 4.4 – For each of the six parameters, plots of the maximum r^2 (y axis) when the considered parameter is set to one value (x axis), the others varying within their allowed ranges. r^2 are computed following the Gi-calibration case.

brings the following issue: will two radically different parameterizations leading to similar r^2 have the same behavior when the model is applied to a flat world?

To overcome this problem, when the model is applied to CTRL and FLAT simula-

In the third case (H-calibration), we only keep the points of the HYBAM database. We thus constrain the model with an entirely landscape-discriminating dataset (as explained in previous paragraph). However, we lose the world-distributed aspect, and therefore introduce a bias in the model. The maximum r^2 found is 0.44, which indicates lower performance than the two previous cases.

In the three described cases, we face the same problem: when exploring the space of parameters, it turns out to be impossible to find a robust best combination of the 6 parameters. Of course, there is one displaying an r^2 higher than the others, but in each calibration case, we find a huge number of radically different combinations displaying a r^2 almost as high as the best one. For instance, in the Gi-calibration case, the best parameterization displays a r^2 of 0.6421, but there are 23 combinations with r^2 greater than 0.64, and 318 with r^2 larger than 0.63. And as seen in Fig. 4.4, for each parameter, we can choose almost any value and tune the 5 remaining parameters to get a good r^2 .

The main reason is that parameters are redundant: if one is changed, it is often possible to change another, so that a similar weathering pattern is calculated (and thus, a similar r^2). But it is also possible that data are insufficient to constraint the model. This

4.3 Weathering model performances at high resolution

Calibration acronym	Database		Test parameter sensitivity
W-calibration	West (2012) best fit parameters (calibrated by West on 46 watersheds)		No
W-calibration	Gaillardet et al. (1999), 49 watersheds		Yes
Gi-calibration	Gaillardet et al. (1999) with the Amazon data point replaced by the database for the Amazon catchment from Moquet et al. (2011, 2016) plus 4 Pacific basins from Moquet et al. (2018)		Yes
H-calibration	Moquet et al. (2011, 2016)) database for the Amazon catchment an Moquet et al. (2018) for 4 Pacific basins		Yes

	Variables	Calibration	Modelling	
			CTRL	FLAT
Erosion rate (Eq. 4.4 or 4.5)	q (mm/yr)	None	Modeled (IPSL-CM5)	Modeled (IPSL-CM5)
	T (°C)			
	s (m/m)	None	SRTM	$1.23 \% \times \text{RN}^a$
	k (–)	None	Constant, tuned so that CTRL total erosion = 16 Gt/yt	
Weathering rate (Eq. 4.1)	E (kg/m ² /yr)	Ludwig & Probst (1998)	Modeled (Eq. 4.4 or 4.5)	Modeled (Eq. 4.4 or 4.5)
	q (mm/yr)	CRU reanalysis	Modeled (IPSL-CM5)	Modeled (IPSL-CM5)
	T (K)			
	R	constant = 8.314 J/K/mol		
	T_0	constant = 298.15 K (= 25°C)		
	χ_m (kg/kg)	Calibration according to 4 scenarios (W, G, Gi and H)	Use values from calibrations	
	K (–)			
	k_w (yr/mm)			
	E_a (J/mol)			
	z (kg/m ²)			
σ (–)				
Regression coefficient	r^2	Computed by comparing Eq. 4.1 to weathering databases (3 dataset: G, Gi and H)	Use values from calibrations	

TABLE 4.1 – Summary of methodology and calibration procedure.

^a. Random noise

tions, we do not show the results with one bestfit set of parameters, but with all the parameterizations tested, each of them rated by the data-model regression coefficient. The strength of this study is to consider the behavior (i.e. the difference of weather-

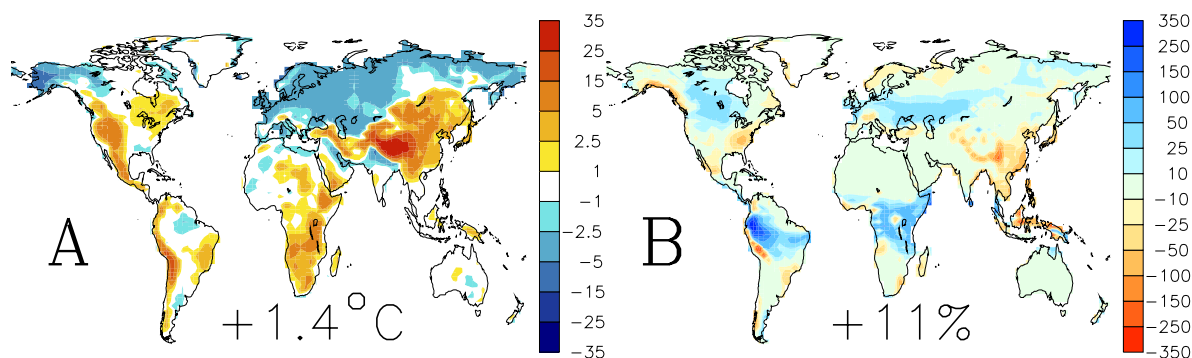


FIGURE 4.5 – Land air temperature (°C, A) and runoff (mm/yr, B) anomaly (FLAT simulation minus CTRL simulation) averaged on the last 100 years of the climate simulation. The world mean anomaly is °C+1.4 for temperature (FLAT mean – CTRL mean) and +11% for runoff (FLAT mean / CTRL mean – 1).

ing FLAT minus CTRL) of all parameterizations, and quantify the likelihood of this behavior according to the performance (r^2) of the parameterization, regardless of the individual parameter values. Doing so, we test the parameter sensitivity of weathering change due to continent flattening. Thus, we can check whether there is a robust behavior—all parameterizations predict the same weathering change—or whether the available weathering data are insufficient to determine the response of weathering to the removal of orography.

Table 4.1 summarizes the calibration features and the procedure from calibration to investigation of weathering change by the flattening of continents.

4.4 Results

In this section, we first give details about the main results of the IPSL-CM5 climate simulations. We then use these outputs to calculate erosion rates for both CTRL and FLAT simulations. Finally, we quantify and compare the resulting global weathering rates using each of the different calibrations detailed in Section 3.

4.4.1 Climate simulations

Here follows a summary of the major climatic changes when reliefs are removed, with emphasis on continental temperature and runoff (Fig. 4.5), as these are the climatic drivers of chemical weathering and physical erosion. A full description of the climate change linked to mountain removal can be found in Maffre et al. (2018a).

When mountains are removed, mean global temperature increases by 0.67°C (1.4°C on lands), and the global precipitation rate by 2%. The global continental runoff (pre-

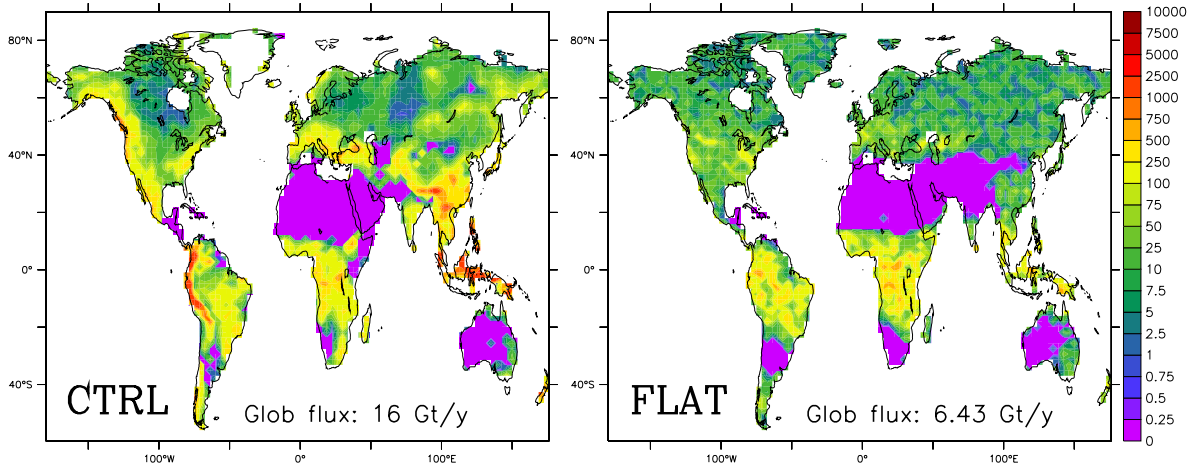


FIGURE 4.6 – Erosion rates ($\text{t/km}^2/\text{yr}$) computed following eq. 4 with temperature, runoff and slope fields from CTRL simulation (left panel) and FLAT simulation (right panel). The global-integrated flux is specified on each panel.

precipitation minus evapotranspiration) rises by 11% in the FLAT run compared to CTRL.

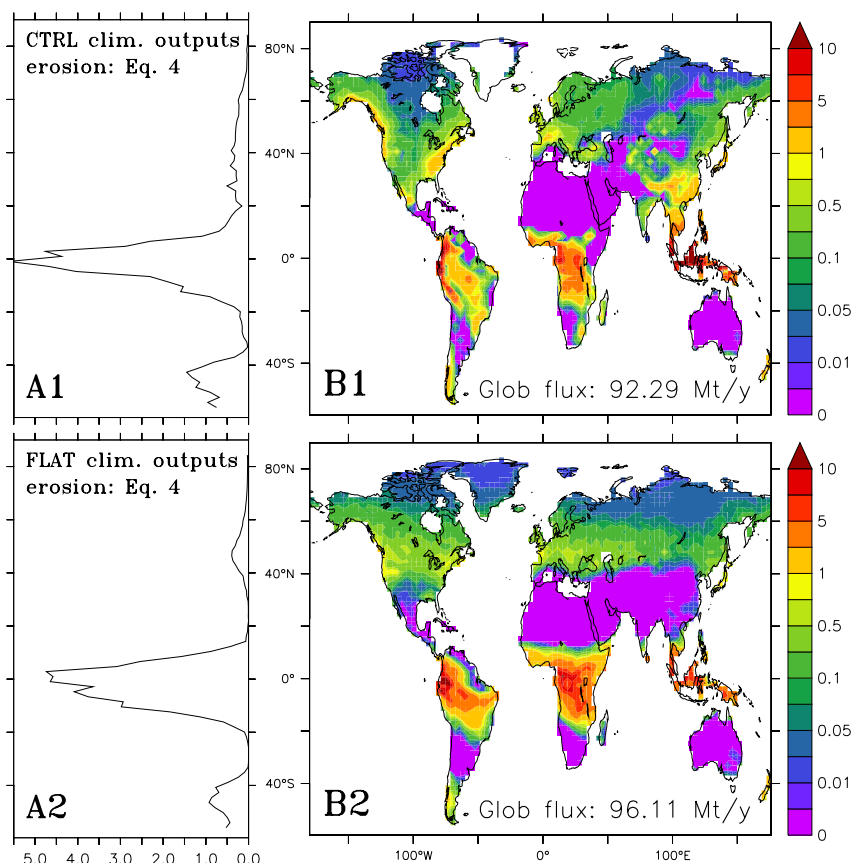
The way runoff and temperature change depends on the geographical location. First, a warming of former mountainous areas is predicted, due to the loss of altitude. Local temperatures change in response to heat redistribution due to the disappearance of orography-triggered atmospheric stationary waves at high latitudes, and due to the switch of the thermohaline circulation from Atlantic to Pacific oceans. Removing mountains also leads to a drastic reorganization of precipitations. Continental interiors become wetter in the northern mid-latitude area because of increased moisture transport. East Asia dries out because of the collapse of the monsoon whereas moisture is carried over central Africa. Finally, stronger rainfall occurs over Amazonia, leading to a massive increase in runoff in the equatorial band (Fig. 4.5B).

As detailed in Maffre et al. (2018a), these general features agree with previous climate modeling studies exploring the impact of the global topography (Kitoh, 1997, 2002; Schmittner et al., 2011; Sinha et al., 2012). Our climate simulation is also in close agreement with numerical experiments removing specific mountain ranges to investigate regional climate changes (Molnar et al., 2010 for the Himalaya, Sepulchre et al., 2011 for the Andes, Sepulchre et al. (2006) for Eastern Africa topography).

4.4.2 Erosion rates

CTRL erosion map (Fig. 4.6) is qualitatively consistent with previous estimation, with highest rates found in Andes, Himalaya, Indonesian mountain ranges and New Zealand (though we reach the limit of the model resolution). Some highly erosive spots are missing, such as Fouta Djallon, because of its relatively small size and underestima-

FIGURE 4.7 — Weathering model (Eq. 4.1) —using West (2012) best-fit parameterization (W-calibration)—applied to temperature and runoff fields from IPSL-CM5 (both CTRL and FLAT simulations) and erosion field calculated with Eq. 4.4 (applied to CTRL or FLAT fields of temperature, runoff and slope). A1: CTRL experiment, zonal mean fluxes (Mt/yr); B1: CTRL experiment, spatial weathering fluxes (tons of silicates cation /km²/yr). A2 and B2: same as A1 and B1 (respectively) for the FLAT experiment. The world-integrated flux (Mt/yr) is written in lower-right corner of B1 and B2.



tion of local heavy precipitations. Erosion rates are also overestimated for the Brazilian shield and Congo basin. The runoff of the Congo basin is overestimated by the climate model. Earth deserts (Sahara, Kalahari, Australia) and also central America and Pakistan has a null erosion because of null runoff simulated by the climate model.

In FLAT simulation, global erosion is reduced by a factor 2.5, down to 6.43 Mt/yr (Fig. 4.6).

This shows that the effect of the flattening of topography on the calculation of erosion rates using the equation 4.4 is larger than the climatic effect through the global increase of temperature and runoff. Regionally, notable exceptions occur over South American and African tropical plains where erosion rates do increase (Fig. 4.6).

4.4.3 Weathering rates — W-calibration

Considering the W-calibration, we simulate the global weathering flux for the present-day world and for the flat world using the CTRL and FLAT climate simulations together with the erosion rate law. West (2012)'s best-fit parameterization (W-calibration) predicts a similar global weathering flux in CTRL and FLAT (respectively 92.29 and

96.11 Mt/yr, Fig. 4.7), which is an unexpected result. Indeed, erosion changes (reducing weathering) are higher—in absolute value—than climate changes (enhancing weathering). The reason for this behavior is related to the heavy weight allocated to climate in the set of parameters from West (2012). Indeed, we have shown in section 3.2 that the W-calibration underestimates the weathering fluxes everywhere. In fact, equation 4.1 has two regimes, a kinetically-limited and a supply-limited one (West, 2012). The W-parameterization is biased towards the kinetically-limited regime. This regime is much more dependent on climate than the supply-limited mode. Consequently, the global weathering flux is less sensitive to the changes in physical erosion, explaining why the weathering is weakly responding to the flattening of the continents. In both cases (CTRL and FLAT), high weathering fluxes are predicted along the equator, sustained by high runoff and high temperature.

4.4.4 Parameter sensitivity of the weathering response to continent flattening

We consider now the three others calibration methods (G, Gi and H). In these cases, we explore the whole array of parameters (see section 3.3 and Appendix C¹), and we focus here on the sensitivity of the global weathering change (FLAT-CTRL) to the weathering law parameters. The reader must keep in mind that each regression coefficient used to quantify the likelihood of the weathering change predicted by one set of parameter was computed as described in the section 3.3, using observed temperature and runoff fields, and the Ludwig & Probst (1998) reconstruction for physical erosion. The temperature, runoff and erosion fields derived from model simulations are used to compute the CTRL and FLAT simulations.

Fig. 4.8 shows the distribution—by varying the parameters—of the weathering anomaly (FLAT/CTRL-1) weighted by its likelihood. As we go from 6 parameters to 1 variable (weathering anomaly), there are an infinite number of different combinations of parameters giving the same anomaly. Thus, the likelihood of a given weathering anomaly is defined by the maximum r^2 of all combinations of parameters giving the same anomaly. By doing so, we are able to determine the confidence interval of the weathering response to a flattening of the continents—according to the data.

4.4.5 G- and Gi-calibrations

When the model is constrained with the Gaillardet et al. (1999)’s database (G-calibration case, Fig. 4.8 blue shades), an increase of weathering from CTRL to FLAT is

1. Section 4.9

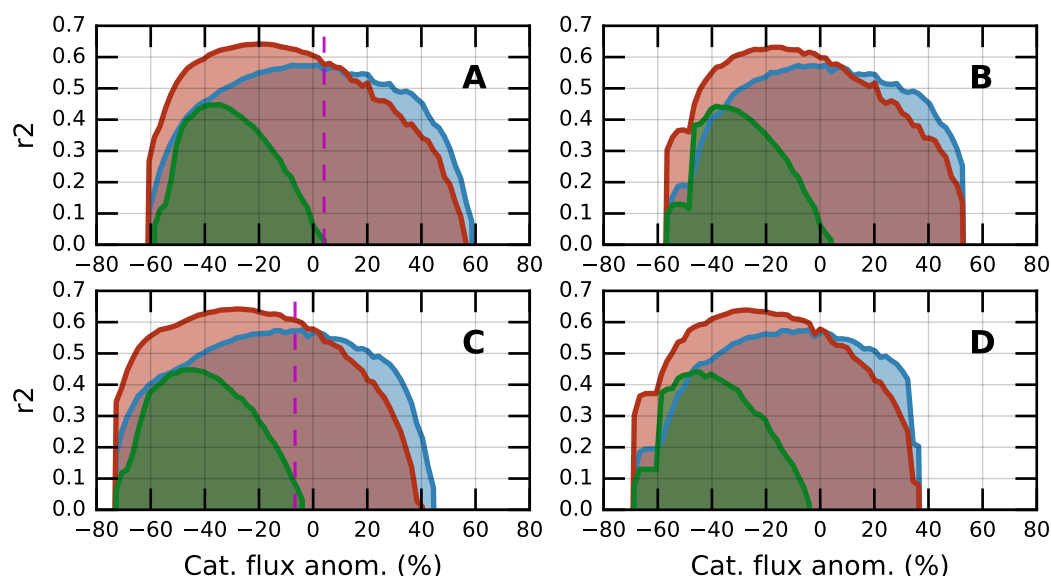


FIGURE 4.8 – A: distribution of global weathering anomaly (FLAT/CTRL – 1, x axis) weighted by its likelihood (r^2 , y axis) for all tested combinations of parameters. The 6 parameters are varying on their respective ranges (see Fig. 4.4 and Appendix C ^a). Each combination of parameters is attributed a regression coefficient (r^2 , see section 3 and Appendix C) quantifying its likelihood. As several combinations of 6 parameters can give the same weathering anomaly, the likelihood of a given anomaly is defined as the maximum r^2 of all combinations of parameters giving this anomaly. B: same than A by only keeping the combinations of parameters giving a CTRL weathering of 200 ± 50 Mt/yr (Gaillardet et al., 1999's estimate). C and D: same than A and B (respectively) using eq. 5 instead of eq. 4 to compute erosion in the weathering model (Eq. 1). In each panel, the color code is blue for G, red for Gi and green for H calibration cases. The dashed magenta vertical line in A and C represents the behavior of W-parameterization.

a. Section 4.9

as likely to occur than a decrease (Fig. 4.8A), even if we consider only parameterizations leading to a CTRL flux close to Gaillardet et al. (1999)'s estimation (200 Mt/yr, Fig. 4.8B). The reason is that this database gathers measurements at the outlet of large rivers, which drain mountains as well as plains. This database does not discriminate whether the signal comes from highly erosive areas (typically active orogens) or from slowly erosive areas characterized by warm and wet climates. Simply speaking, the calibration procedure generates a set of parameters where flat areas generate most of the weathering flux, as well as another set of parameters where the highly erosive areas dominates, both solutions characterized by the same r^2 . The first case corresponds to a global erosion-weathering system driven by climate, and the second case stands for an erosion-weathering system driven by the relief and associated slopes.

To overcome this difficulty, the weathering model should be calibrated on a continental scale watershed, with data available for the whole river system, discriminating mountainous areas and plains inside the catchment. Such dataset are still scarce. For-

unately, the greatest watershed (the Amazon) is monitored since decades, providing spatially resolved weathering and erosion data (the HYBAM database). The HYBAM database covers the whole Amazonian river system, with 40 measurement stations (Moquet et al., 2011, 2016, 2018), providing the needed data for the calibration procedure (Gi-calibration case).

We thus removed the Amazon point of the Gaillardet et al. (1999) database, and replace it by the measurements from the HYBAM database (Gi-calibration case, Fig. 4.8 red shades). A decrease of the global weathering flux in FLAT becomes more likely, with maximum of likelihood around -20% (Fig. 4.8A). However, the anomaly range for all sets of parameters leading to positive r^2 is the same than in the G-calibration case, even if the CTRL weathering flux is forced to be equal to 200 ± 50 Mt/yr (Fig. 4.8A and B).

4.4.6 H-calibration

Only when we keep the HYBAM points alone in the analysis (Hcalibration case, performing the analysis on the Amazon watershed only) we got an unequivocal behavior: each positive- r^2 parameterization leads to a decrease of weathering in FLAT (Fig. 4.8A, green shade). The maximum of likelihood is around a 40% decrease of weathering. But doing so, we probably introduce a bias because the Amazon is certainly not representative of all type of continental surfaces. For instance, in the Gi- and H-calibration cases, the CTRL total weathering flux is overestimated with respect to the Gaillardet et al. (1999) estimate (200 Mt/yr) even more than in the G-calibration case (respectively: 246, 288 and 333 Mt/yr for G, G-i and H calibration cases). This is a potential bias from the Amazonian close-up. For this reason, we also show (on Fig. 4.8B) the weathering anomaly with CTRL flux forced to be equal to 200 ± 50 Mt/yr. Actually, we can still draw the same conclusions with this additional constraint.

Our interpretation is that data collected at river estuaries does not allow to determine if Earth erosion-weathering system is globally kinetically-limited or supply-limited, both cases being as likely. Hence, we cannot constraint the model well enough to see if mountain ranges enhance or reduce silicate weathering. However looking at weathering fluxes on the different portion of a continental watershed (as done with H-calibration) indicates a dominant supply-limited regime for silicate weathering, and predicts a decrease of weathering without mountains. We acknowledge that this conclusion —based on the Amazon watershed only— is difficult to extrapolate to the whole Earth. However, we do suggest that the difference between G, Gi and H calibration mainly comes from the distribution of the measuring stations inside the watershed. In any case, more spatially-distributed data would be needed to draw a definitive conclusion, as the prediction we

can make about a flat world turned out to be highly sensitive to the weathering data used.

4.5 Discussion

A number of caveats might affect these results and are worth detailing:

4.5.1 Sensitivity to the erosion model

The calculated weathering rates (4) closely depend on the erosion law (3). The latter does not perfectly fit the data. The erosion model indeed correlates moderately (r^2 of 0.55) against the recent suspended solid database of [Milliman & Farnsworth \(2013\)](#). To investigate the sensitivity of our results to the erosion model, we used a second erosion law, removing the dependency of erosion on temperature and keeping the common set of exponents of the stream power law:

$$E = k q^{0.5} s \quad (4.5)$$

Using this law, the correlation with [Milliman & Farnsworth \(2013\)](#) database shows lower performance ($r^2 = 0.42$). Replacing eq. 4.4 by eq. 4.5 in the weathering model (Eq. (4.1)), we see a slight shift toward more negative values. Indeed, without the temperature dependence, eq. 4.5 predicts a larger drop of erosion rates than eq. 4.4. FLAT erosion rates become 3.72 Gt/yr (−77%) instead of 6.43 Gt/yr (−60%). Apart from this shift, the FLAT/CTRL behavior is near identical (Fig. 4.8C–D). In particular, positive anomalies do not become less likely. This suggests that the mathematical shape of the erosion law has no significant impact on the way we calculate the effect of mountain ranges on the global weathering flux.

4.5.2 Erosion rate in FLAT simulation

In the FLAT experiment, the physical erosion is controlled by a prescribed average slope at 1.23%, matching the average slope of present day areas below the altitude of 200 m. This slope is three times less than the average of the whole continental surfaces (3.35%). Furthermore, prescribing a pseudo-uniform slope makes the erosion field fully correlated to runoff. However, long-term erosion fluxes are driven by tectonic uplift. In a flat world, tectonics is almost inactive, slopes will decrease until the removal of materials by erosion balances the uplift, for the considered climate. Consequently, prescribing a fixed slope field might bias the results. Accordingly, we conducted five additional FLAT

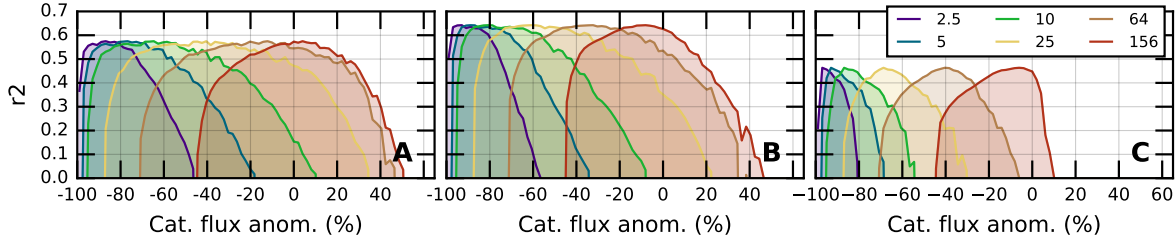


FIGURE 4.9 – same as Fig. 4.8A replacing the erosion in FLAT by a uniform noised field (see Appendix A¹, all other conditions of the simulations remaining unchanged). Colors represent here the mean erosion rate (t/km²/yr) imposed in FLAT, and calibration cases are split in the three panels. A: G-, B: Gi-, and C: H-calibration cases.

experiments by prescribing a uniform erosion field, thus also independent on runoff, rather than a uniform slope field (see Appendix A¹).

Fig. 4.9 shows the weathering anomaly (relative to CTRL) for the five tested uniform erosion in FLAT. When using the highest erosion rate (156 t/km²/yr, equals to the present day averaged erosion) and whatever the calibration method used (G, Gi or H), the “peak of likelihood” is located around 0%. The G-calibration (Fig. 4.9a) case is almost symmetrical, ranging from –40% to +40% weathering change from the real to the flat world. The Gi-calibration (Fig. 4.9b) yields similar results. The H-calibration case is asymmetrical. Despite a peak at 0%, negative weathering anomaly (from –40% to 0%) seems plausible, while a positive anomaly is not realistic (r^2 becomes negative for anomalies higher than 10%).

The second simulation (averaged erosion of 64 t/km²/yr, orange curves) corresponds to the mean erosion of the “original” FLAT experiment. The weathering anomalies (relative to CTRL) are similar to the weathering anomalies “original”-FLAT minus CTRL (Fig. 4.8a), with the notable difference that the range of plausible anomaly (i.e. positive r^2) is no longer centered on 0 for the G and Gi calibration, but spans from –70% to +40%. The main conclusion remains unchanged, G and Gi calibrations do not allow discriminating between an increase or a decrease of weathering when continents are assumed to be flat, only H calibration does

Finally, reducing further the uniform erosion rate above all the continental surfaces, a threshold is detected around 10 t/km²/yr. Below this value and whatever the calibration method, chemical weathering is always lower for a flat world compared to the real world. Such extremely low erosion rates have been reported for cratonic areas of Africa over thousands to million years timescales, mainly in arid environments (Blackburn et al., 2012; Grimaud et al., 2015; Bierman & Caffee, 2001; Regard et al., 2016, and references herein).

1. Section 4.7

4.5.3 Processes neglected by the weathering model

The moderate data-model r^2 we get (0.64 at best) might be explained by a lack of several processes in the weathering model. For instance, we do neither consider the influence of lithology nor the transport of sediment during the weathering process.

All the calibration and simulations have been performed assuming a uniform lithology. Accounting for the lithology raises several difficulties. (1) Although the lithology of the continents is known (Hartmann & Moosdorf, 2012), defining a spatially distributed lithology for the FLAT experiments is not an easy task. The simplest way would be to keep the real world distribution in FLAT simulations, but this hypothesis is not more realistic than keeping a uniform constant lithology for both experiments. (2) In the most comprehensive global lithological map (Hartmann & Moosdorf, 2012), half of the continental surfaces belong to complex lithological classes (siliciclastic, mixed and unconsolidated sediments) for which attributing one set of parameters makes no more sense than using one set of parameters for the entire Earth. (3) Finally, using a distributed lithology will hide the “pure” topography effect that we are exploring in the present study.

The absence of sediment transport in our weathering model may potentially bias our results. Indeed, highly erosive areas are characterized by a kinetically-limited regime (West, 2012) and are weakly sensitive to changes in the rate of rock supply. However, eroded clasts can be stored in alluvial plains for long periods of time and hence experience weathering during their transfer to the ocean. Such “delayed” weathering would bring the whole system closer to the supply-limited regime. It has indeed been found that a substantial amount of material coming from mountain ranges is weathered in their piedmont (Moquet et al., 2011; Lupker et al., 2012). Taking into account sediment transport and their increased weathering in CTRL will then potentially decrease the weathering of the flat world with respect to the real world. This is worth being tested, but is currently out of our model capacity.

Another point potentially affecting our conclusion is the link between the regolith thickness and the erosion rate. Gabet & Mudd (2009) original model takes into account an increase of regolith thickness with decreasing erosion rate. However, West (2012) does not find any evidence for such a relationship when comparing his model to weathering database. In our experiment, as physical erosion rate decreases in FLAT because of slope collapse, the regolith thickness would grow everywhere. This may limit the decrease of weathering flux in FLAT, and give an even more equivocal behavior.

Finally, one of the strongest hypotheses of the West (2012) weathering model is the steady-state. Present-day erosion and weathering systems are likely out of steady-state because the Quaternary oscillations of the global climate are faster than their response time (Vance et al., 2009; Braun et al., 2016). As we are trying to reproduce present-day

weathering with a model at steady-state, we may expect parameterizations to be biased. Yet, it is the only manageable hypothesis, and it is almost systematically assumed (Riebe et al., 2003; Gabet & Mudd, 2009; Mudd & Yoo, 2010; West, 2012). Indeed, regolith initial conditions are unknown, and their transient evolution is largely underconstrained.

4.6 Conclusions

In this contribution, we use an IPCC-class climate model and up to date formulations linking continental weathering rates to climate and to physical erosion, in order to explore the response of continental silicate weathering to a general flattening of the continents. We constrain the parameters of the models with published riverine geochemical data. Our results support a predominant effect of erosion, with globally lower weathering in a world without mountains. Nevertheless, the available data used are not sufficient to firmly support whether orography does increase or decrease global silicate weathering. Both cases have a high probability of occurrence, even though the most probable case, which uses the most complete database for calibration, is a weathering decrease of 20% in a flat world.

More data are needed to confirm our suggested 20% decrease in weathering when mountains are removed. The choice of the weathering database appears to be a key requirement to understand the role of mountain ranges, far above any other considerations. More specifically, we suspect that monitoring weathering with a spatial distribution that allows discriminating between the various landscapes of each large continental watershed is crucial to constrain our models. Indeed, the sign of the weathering anomaly cannot be unambiguously ascribed without this discrimination (G-calibration case). Negative values become more plausible when accounting for it (G-calibration case). Eventually, the sign is unequivocally negative when the whole-basin measurements are removed (H-calibration case). However, it must be kept in mind that this conclusion relies on Amazon basin only (HYBAM network). The extrapolation of this result to other watersheds or to the global scale is therefore somewhat uncertain pending acquisition of new data.

Furthermore, considering uniform erosion rather than uniform relief in the flat world accentuates the weathering decrease (at equal total erosion). A threshold is identified: for erosion rates below 10 t/km²/yr, an increase of weathering becomes excluded when mountains are removed, even in the first two calibration cases (G and Gi).

Finally, this study demonstrated the importance of taking into account every aspect of continental weathering, including the geographical variability of climate, to understand how its evolution in the past. It is possible that the results presented in this contribution also depends on the geographical distribution of the continents, adding further complexity to the debate relative to the role of mountain ranges in the chemical

weathering of continental surfaces.

Funding

This research was supported by the ANR INTOCC.

Author Contribution

— *Pierre Maffre*

Has developed the study's framework: the choice of weathering and erosion model on a world-wide regular grid, has conducted the parameter space exploration, data-model regression and the application to CTRL and FLAT experiments. Has written the article.

— *Jean-Baptiste Ladant*

Has conducted the CTRL and FLAT experiments with the climate model, has made a significant contribution to the analysis of the climate simulations and the interpretation of their role in the weathering signal. Has participated to the writing of the article.

— *Jean-Sébastien Moquet*

Has provided the data of the HYBAM database and help for their use in the study. Has participated to the writing of the article.

— *Sébastien Carretier*

Has been involved in the study at several levels: the choice of the erosion models, the critical analysis of the model limitations, and their coupling with the weathering model. Has participated in the manuscript proofreading.

— *David Labat*

Brings his expertise in data analysis.

— *Yves Goddérés*

Has initiated and supervised the whole study. Has been closely involved in the writing of the paper.

All authors have approved the final state of the manuscript.

Acknowledgements

This work notably relies on the model developed by Joshua West, and benefits from some conversations with him. Handling of geographic data (watersheds contours) was done with the help of Vincent Regard. We also thank Yannick Donnadiou for the proofreading.

4.7 Appendix A. Slope and erosion computation

The topographic slope s is defined as the norm of the elevation gradient, i.e. $\sqrt{\frac{\partial h^2}{\partial x^2} + \frac{\partial h^2}{\partial y^2}}$ where h is the elevation. It was numerically computed (using finite difference method) on the SRTM digital elevation model at resolution $5' \times 5'$. It was then interpolated on the $1^\circ \times 1^\circ$ grid. In the FLAT simulation, the slope (s) is a uniform value multiplied by a random noise as follows: $s = s_o e^X$ where $s_o = 0.8275\%$ and X a white noise between $-\ln 5$ and $\ln 5$. The slope thus built averages around 1.23%. When imposing a uniform erosion rate (section 5.2, Fig. 4.9), we applied the same method for erosion field: $E = E_o e^X$, and varied E_o (keeping the same multiplicative noise) to get the intended average erosion rate (2.5, 5, 10, 25, 64 or 156 t/km²/yr).

4.8 Appendix B. Weathering databases

Weathering data (dissolved silicate cations flux) from Gaillardet et al. (1999) were taken from the article without any modification but merging Ganges and Brahmaputra because the separated watershed areas were not available. In agreement with Gaillardet et al. (1999), we also removed the Don river from the database. This reduces the number of data points from 51 to 49.

Regarding HYBAM, we considered the weathering data (dissolved silicate cations flux) from Moquet et al. (2011) for the Andean basins of the Amazon. Silicate weathering budget of the four Pacific basins are deduced from the Moquet et al. (2018) dissolved budget according to the methodology performed in Moquet et al. (2011). As the Amazon lowlands (plain and shields) do not exhibit carbonates and evaporites outcrops, we considered that the silicate weathering flux of this area corresponds to the sum of cations fluxes released by these areas corrected from the atmospheric inputs according to the method described in by Moquet et al. (2011). For each sampling station, we subtract the flux from the upstream stations in order to get fluxes from non-overlapping areas. 40 measurements were available, 8 had to be removed because the subtraction procedure gave aberrant fluxes due to the proximity of the upstream and downstream stations considered to calculate the sub-basin flux (CES, EXU, FAZ, OBI, PVE, SRE, TAB, TAM). A last one has been removed because measured cation concentration was abnormally low (VGR). This gives a total of 31 points.

4.9 Appendix C. Parameter space exploration and regression method

The 6 parameters appearing in equation 4.1 have been tested within the following ranges (Fig. 4.4): K : 12 tested values (ranging from $1 \cdot 10^{-5}$ to $1 \cdot 10^{-2}$); k_w : 7 tested values (from $1 \cdot 10^{-6}$ to $1 \cdot 10^{-3} \text{ yr} \cdot \text{mm}^{-1}$); z : 13 tested values (from 1 to 50 t/m^2); σ : 8 tested values (from -0.4 to 0.3); χ_m : 8 tested values (from 0.02 to 0.3); E_a : 9 tested values (from 1 to 60 kJ/mol). Every combination of the 6 parameters was tested, for a total of $12 \times 7 \times 13 \times 8 \times 8 \times 9 = 628992$ tests. The weathering model (Eq. 4.1) is applied on each continental point of a regular grid $1^\circ \times 1^\circ$, for all combination of 6 parameters.

The gridded variables used are temperature, runoff (both from CRU dataset), and erosion (from Ludwig & Probst, 1998) W is the weathering rate (kg of sil cations/yr/m²) calculated on each continental grid cell.

For each watershed i (area upstream the measurement station), the gridded variable A_i represents the area of the watershed on each point of the grid. The modeled weathering flux exported by any given watershed (kg/yr) is equal to $W A_i$. The corresponding weathering rate (kg/yr/m²) equals $(1/a_i) W A_i$ where a_i is the total drained area (A_i).

Regarding the Gaillardet et al. (1999) watersheds, A_i were taken individually from the basin database of the Global Runoff Data Center (stn-30, containing all world's river basin at resolution $0.5^\circ \times 0.5^\circ$. A_i are then interpolated on the $1^\circ \times 1^\circ$ grid). HYBAM watersheds were extracted from the SRTM 90 data, based on the hydrological tools of ArcGis software.

d_i being the weathering flux measured at the station i divided by the upstream area, the regression coefficient is calculated as follows:

$$r^2 = 1 - \frac{\sum [\log ((1/a_i) \int W A_i) - \log d_i]^2}{\sum [\log d_i - \overline{\log d_i}]^2}$$

where $\overline{\log d_i}$ is the unweighted average of $\log d_i$.

The sum —as the average— is calculated over the whole dataset: the 49 points of Gaillardet (G-calibration), the 31 points of HYBAM (H-calibration) or all the 79 points (Gi-calibration, Amazon point of Gaillardet being removed in this case).

Chapitre 5

Dynamique transitoire des régolithes

Sommaire

5.1	Objectifs du chapitre	95
5.2	Étude du comportement transitoire du modèle de Gabet & Mudd	97
5.2.1	Concepts de base	97
5.2.2	Facteur d'échelle	101
5.2.3	Résolution numérique de l'évolution transitoire	105
5.2.4	Altération lors de la croissance du régolithe	111
5.2.5	Résumé	118
5.3	Réponse transitoire à un dégazage type trapp	121
5.3.1	Calibration	121
5.3.2	Expérience	122
5.3.3	Résultats	127
5.3.4	Conclusion	133

5.1 Objectifs du chapitre

Parmi les hypothèses effectuées pour les études présentées dans le chapitre précédent figure celle de l'état stationnaire des régolithes. Ce chapitre vise à explorer l'évolution transitoire des profils d'altération (ou régolithes) et les conséquences que cela peut avoir sur le climat de la Terre.

La motivation principale de l'étude du régime transitoire est que le temps de réponse des régolithes peut être relativement élevé et largement supérieur aux perturbations externes — comme les oscillations climatiques du Quaternaire évoquées dans la discussion du chapitre 4. Ce temps de réponse est cependant très variable en fonction du contexte géographique, et n'est pas facile à contraindre.

L'inertie du système d'altération provoquée par ce temps de réponse des régolithes est susceptible d'affaiblir — au moins temporairement — la rétroaction de Walker stabilisant le climat. Des concepts comme celui de [Berner & Kothavala \(2001\)](#) supposent que l'altération s'adapte instantanément aux conditions climatiques et géographiques. Or, pendant le temps nécessaire aux profils d'altération pour s'ajuster à une perturbation, le climat de la Terre peut dériver plus loin de son état d'équilibre que si l'adaptation était instantanée. Un exemple potentiel est la limite Paléocène-Éocène où il a été observé une moindre capacité du climat à s'ajuster aux perturbations (diminution de la résilience du climat, [Armstrong McKay & Lenton, 2018](#)). Il est permis de supposer que des régolithes globalement plus épais, liés à une topographie peu élevée, entraînent une inertie plus forte, et donc une perte de résilience.

L'estimation la plus simple du temps de réponse des régolithes par analyse dimensionnelle donne un temps caractéristique égale à h/E avec h l'épaisseur de régolithe et E le taux d'érosion (c'est-à-dire le temps de résidence du matériel dans le régolithe). En supposant une *soil production function* exponentielle, la linéarisation de l'équation d'évolution de l'épaisseur régolithe (eq 5.2, voir plus bas) autour de l'état d'équilibre donne un temps caractéristique de relaxation égal à h_o/E avec h_o l'épaisseur caractéristique de décroissance de la *soil production function*.

Dans les zones peu actives orogéniquement, les taux d'érosion peuvent être de l'ordre de quelques mètres par millions d'années, et les épaisseurs de régolithe jusqu'à une centaine de mètres, ce qui équivaut à un temps de réponse de l'ordre de 10 à 100 millions d'années avec la première formulation, ou entre 1 et 10 millions d'années avec la deuxième formulation en considérant que h_o est de l'ordre de 1 à 10 mètres ([Gabet & Mudd, 2009](#), [Carretier et al., 2014](#) utilisent une valeur de 0.5 m, mais pour expliquer la formation de latérites d'une centaine de mètres d'épaisseur, il faut que h_o soit plutôt de l'ordre de 10 m). En contexte orogénique en revanche, les taux d'érosion atteignent au maximum

quelques mètres par milliers d'années, et les épaisseurs de régolithe sont de l'ordre du mètre, voire moins, le temps de réponse serait donc autour de 100 à 1000 ans.

Cette estimation concerne uniquement l'épaisseur de régolithe. Pour ce qui est de la cinétique des réactions de dissolution, les taux de réaction des minéraux granitiques sont globalement de l'ordre de 10^{-12} à 10^{-16} mol/m²/s selon la nature et le degré d'altération des minéraux (compilation de [White & Brantley, 2003](#)). En multipliant par une surface spécifique entre 0.1 et 10 m²/g selon le degré d'altérabilité et par une masse molaire de l'ordre de 300 g/mol, on obtient des temps caractéristiques entre 1000 ans et 100 000 ans, en considérant que plus un minéral est altéré, plus son taux de réaction diminue mais plus sa surface spécifique augmente, ce qui réduit la fourchette des taux de réactions de 4 ordres de grandeur à 2 ordres de grandeur.

Ainsi, le temps de réponse lié à l'épaisseur de régolithe (c'est-à-dire au taux d'érosion) est limitant en contexte peu actif, mais le temps caractéristique de dissolution l'est en contexte orogénique. Ces deux aspects sont modélisés dans le cadre de cette étude car nous utilisons un modèle représentant explicitement le profil vertical d'altération en fonction du taux d'érosion, de production de régolithe, et de la cinétique de dissolution.

Ces temps de réponse se rapprochent de l'échelle de temps des « perturbations géologiques » (dérive des continents, orogénèses...), et sont assez souvent plus importants que celles des « perturbations climatiques » (cycles glaciaire-interglaciaire, ouvertures et fermetures de passages océaniques...). Cela justifie la possibilité d'une dérive significative du climat à moyen voire long terme liée à l'inertie des régolites.

L'étude du régime transitoire des régolites est moins abordée dans les articles de modélisation que leur comportement stationnaire, tout du moins du point de vue du taux d'altération.

[Ferrier & Kirchner \(2008\)](#) et [Ferrier & West \(2017\)](#) donnent des exemples de comportement transitoire d'un modèle 0D de régolithe en imposant à un régolithe à l'état stationnaire des perturbations du taux d'érosion. Le premier article traite d'oscillations périodiques du taux d'érosion et met en évidence un effet d'inertie du régolithe : les oscillations du taux d'altération sont atténuées et décalées par rapport au taux d'érosion, plus ou moins fortement selon la fréquence des oscillations. Le deuxième article montre la réponse du taux d'altération à un pic transitoire d'érosion. Il démontre l'existence de comportements différents selon le régime du régolithe.

Nous proposons ici d'étudier l'évolution d'un modèle 1D vertical de régolithe, à érosion constante, en partant d'une roche-mère à l'affleurement jusqu'à l'état stationnaire du régolithe. Certaines études ont abordé ce sujet, comme [Li et al. \(2014\)](#) ou [Braun et al. \(2016\)](#) mais en se focalisant sur la propagation du front d'altération, et ne présentent aucun résultat sur l'évolution du taux d'altération.

Ce chapitre est divisé en deux parties. Dans un premier temps, nous détaillerons le modèle de régolithe utilisé pour cette étude — modèle de Gabet & Mudd (2009) — puis, nous étudierons son comportement en régime transitoire lors de la croissance du régolithe jusqu'à son état stationnaire et regarderons la sensibilité de ce comportement aux paramètres du modèle.

Ensuite, nous présenterons un exemple de perturbation du cycle du carbone : un dégazage de CO_2 lié à la mise en place de trapps, augmentant de 50% le flux de CO_2 volcanique pendant un million d'années. Selon que l'on considère ou non l'inertie liée aux régolithes, et selon l'importance de cette inertie (car l'incertitude reste grande sur les paramètres), la réponse du climat à cette perturbation varie significativement.

5.2 Étude du comportement transitoire du modèle de Gabet & Mudd

5.2.1 Concepts de base

On utilisera dans tout ce chapitre les équations issues du modèle développé par Gabet & Mudd (2009) adaptées à l'évolution transitoire (voir figure 5.1) :

$$\begin{aligned}\frac{\partial m_p}{\partial t}(z, t) &= -P \frac{\partial m_p}{\partial z}(z, t) - K\tau(z, t)^\sigma m_p(z, t) \\ \frac{\partial \tau}{\partial t}(z, t) &= -P \frac{\partial \tau}{\partial z}(z, t) + 1\end{aligned}\tag{5.1}$$

Ces équations représentent *en coordonnées régolithe* — $z = 0$ à la base du régolithe et $z = h$ en surface — l'évolution d'une particule de phases primaires « transitant » entre la base du régolithe et la surface (figure 5.1). τ est « l'âge » de la particule, c'est-à-dire le temps depuis lequel la particule a « franchi » la base du régolithe, ou encore le temps depuis lequel elle a commencé à s'altérer ; cela implique $\forall t, \tau(0, t) = 0$. m_p est la masse locale de phases primaires par unité de volume, et on a $\forall t, m_p(0, t) = m_o$, m_o étant la densité de phases primaires dans la roche-mère inaltérée. m_p diminue par dissolution (altération) avec une cinétique d'ordre 1 (taux de réaction proportionnel à m_p) mais dont la constante cinétique $K\tau(z, t)^\sigma$ dépend de l'âge de la particule à un exposant σ . Les différentes estimations s'accordent à trouver un σ négatif (White & Brantley, 2003; West, 2012), ce qui signifie que la réactivité diminue avec le temps. Quant au premier terme du membre de droite de chaque équation, il correspond à une advection vers le haut car du point de vue de la base du régolithe, la matière remonte vers la surface à la vitesse du taux de production de régolithe P .

La démonstration mathématique de ces équations, et en particulier la preuve de

l'écriture sous forme d'équations d'advection est effectuée dans l'annexe B.

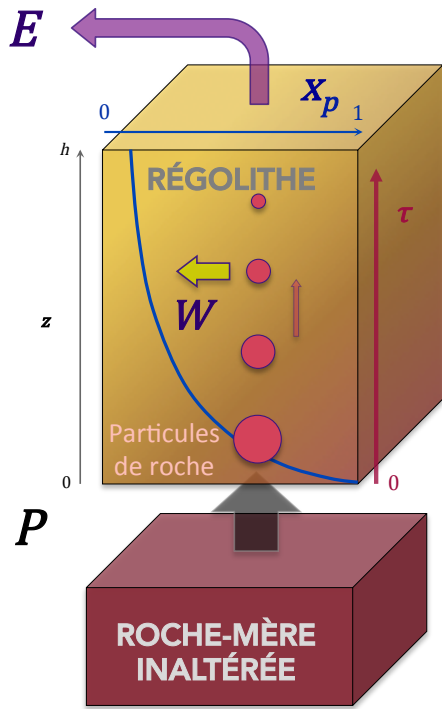


FIGURE 5.1 – Schéma du modèle de régolithe de Gabet & Mudd (2009) représentant l'évolution d'une particule de phases primaires entre la base et la surface du régolithe. E : taux d'érosion, P : taux de production de régolithe, h : épaisseur de régolithe, τ : âge de la particule de phases primaires dans le régolithe, x_p : proportion de phases primaires, W : taux d'altération intégré sur le régolithe (cf texte).

Une troisième équation est nécessaire pour décrire notre système, il s'agit de l'évolution de l'épaisseur de régolithe en fonction de son taux de production P et d'érosion E :

$$\frac{dh}{dt} = P - E \quad (5.2)$$

On écrit de plus le taux de production de régolithe P comme le produit d'un taux de production optimal P_o et de la *soil production function* f :

$$P = P_o f(h) \quad (5.3)$$

En introduisant la fraction de phases primaires résiduelles $x := m_p/m_o$, l'évolution du régolithe est donc décrite par le système suivant de trois équations :

$$\begin{cases} \frac{dh}{dt} = P_o f(h) - E \\ \frac{\partial x}{\partial t} = -P_o f(h) \frac{\partial x}{\partial z} - K x \tau^\sigma \\ \frac{\partial \tau}{\partial t} = -P_o f(h) \frac{\partial \tau}{\partial z} + 1 \end{cases} \quad (5.4)$$

Ce système d'équations (5.4) constitue la base du modèle d'altération développé dans le cadre de cette thèse, et baptisé *dynsoil* pour *dynamic soil*. Des relations empiriques supplémentaires présentées ci-après (tableau 5.1) précisent comment P_o , E , f et K sont reliés aux conditions climatiques et géographiques. On déduit des équations 5.4 le taux d'altération intégré sur le régolithe W (exprimé ici en m/a) :

$$W = \int_0^h K x \tau^\sigma . dz \quad (5.5)$$

À cause de la diminution du taux de production de régolithe avec son épaisseur (modélisée par la *soil production function*), h tend vers un équilibre où le taux de production compense le taux d'érosion, et l'abondance de phases primaires x tend vers un équilibre

5.2 Étude du comportement transitoire du modèle de Gabet & Mudd

Variables :

T	Température (K)
q	Ruissellement (m/a)
s	Pente topographique (m/m)

Érosion (m/a, cf eq. 5.2) :

$$E = k_e \cdot \mathbf{q}^m \cdot \mathbf{s}^n \quad (\text{Davy \& Crave, 2000; Maffre et al., 2018b})$$

k_e	$2.737 \cdot 10^{-3} \text{ (m/a)}^{1-m}$
m	0.5
n	1

Taux de production optimal de régolithe (m/a, cf eq. 5.3) :

$$P_o = k_{rp} \cdot \mathbf{q} \cdot e^{-\frac{E_A}{R} \left(\frac{1}{T} - \frac{1}{T_0} \right)} \quad (\text{Carretier et al., 2014})$$

k_{rp}	$1.2 \cdot 10^{-3}$
E_A	48200 J/K/mol
T_0	288.15 K
R	8.314 J/mol

Soil Production Function (cf eq. 5.3) :

$$f(h) = e^{-h/h_o} \quad (\text{Dietrich et al., 1995; Heimsath et al., 1997, 2012})$$

h_o	2.73 m
-------	--------

Constante cinétique de dissolution ($a^{-1-\sigma}$, cf eq. 5.1) :

$$K = k_d \cdot (1 - e^{-k_w \mathbf{q}}) \cdot e^{-\frac{E_A}{R} \left(\frac{1}{T} - \frac{1}{T_0} \right)} \quad (\text{West, 2012})$$

k_d	selon le cas : $6 \cdot 10^{-5} - 3 \cdot 10^{-4} - 1 \cdot 10^{-3} \text{ a}^{-1-\sigma}$
k_w	$1 \text{ m}^{-1} \text{ a}$
$E_A, T_0 \text{ et } R$	identiques à ci-dessus

Modèle de Gabet & Mudd (2009) (eq 5.1) :

σ	-0.11
χ_{CaMg}	selon le cas : 3379.210 – 1815.345 – 1371.228 mol/m ³

TABLEAU 5.1 – Récapitulatif des relations supplémentaires du modèle dynsoil et des paramètres. Les relations empiriques (érosion, *soil production function*...) sont publiées et discutées dans les articles cités. Trois valeurs de k_d ont été testées dans cette étude, les valeurs de χ_{CaMg} correspondent respectivement à ces trois cas.

où l'advection à la vitesse $P = E$ compense la dissolution. Cet état stationnaire est unique et peut être calculé analytiquement, aboutissant au modèle d'altération utilisé au chapitre 4.

Pour l'étude présentée dans ce chapitre, nous avons fait le choix d'une *soil production function* exponentielle, ce qui est le cas le plus communément utilisé (Heimsath et al., 1997; Ferrier & Kirchner, 2008; Gabet & Mudd, 2009; Carretier et al., 2014). Cette forme mathématique permet également une résolution analytique de l'évolution de l'épaisseur de régolithe (voir plus bas). Les autres lois empiriques reliant P_o , E et K aux conditions

climatiques et géographiques sont identiques à celles présentées au chapitre 4 (pour l'érosion, 2^{ème} loi, sans la dépendance en température) et figurent dans le tableau 5.1.

Enfin, le taux d'altération doit être exprimé en mole de calcium et magnésium par m^2 par an car cela correspond à la capture de CO_2 à long terme par l'altération, en supposant que seul le calcium et le magnésium contribue à cette capture de CO_2 en formant des carbonates océaniques et via les échanges hydrothermaux (cf chapitre 1 d'introduction). L'équation 5.5 donne un taux d'altération W en m/a correspondant au volume des minéraux primaires qui ont été altérés par an et par m^2 . W doit donc être multiplié par l'abondance (en mole) de Ca–Mg par m^3 de roche-mère : χ_{CaMg} . Ce dernier paramètre est ajusté afin que le modèle à l'état stationnaire appliqué aux champs globaux actuels de température, ruissellement et pente (cf chapitre 4) produise un flux d'altération total de $4.8 \cdot 10^{12} \text{ mol/a}$. Ce chiffre représente uniquement l'altération des granites, en excluant les basaltes. Les termes de « granite » et « basalte » sont ici des abus de langage car les silicates continentaux à l'affleurement sont loin d'être décrit par ces deux catégories : gabbros, andésites, gneiss, schistes, grès et conglomérats... Il serait plus juste de parler respectivement de « l'ensemble des roches silicatées non volcaniques et leur dérivés sédimentaires détritiques » et de « l'ensemble des roches volcaniques, acides et basiques ». Cette catégorisation a uniquement pour vocation de différencier les lithologies par cinétiques d'altération. Les roches volcaniques s'altèrent en effet bien plus rapidement que les non volcaniques, et l'on néglige la variabilité « intra-catégorie » de cinétique par rapport à cette différence « inter-catégories ». L'abondance en cations χ_{CaMg} est donc une moyenne de toutes les lithologies de la catégorie.

Afin de tester la sensibilité du modèle selon qu'il soit en régime *kinetically-limited* (limité par la cinétique de dissolution des minéraux) ou *supply-limited* (limité par l'apport de minéraux inaltérés par production de régolithe, ou à l'état stationnaire, par l'érosion), nous avons testé trois valeurs différentes pour la constante d'altération k_d (voir tableau 5.1). Une constante k_d faible correspond à une altération lente, donc un régime *kinetically-limited* tandis qu'une constante k_d élevée correspond à une altération rapide, donc un régime *supply-limited*. La gamme des valeurs testées pour k_d reste cohérente avec celle proposée par (West, 2012), sachant que la valeur de k_d dépend également de la valeur de l'exposant σ , fixé ici à -0.11 , soit la valeur proposée par (West, 2012).

Modifier la constante d'altération k_d implique de modifier le paramètre χ_{CaMg} afin de garder le même flux d'altération total. C'est pourquoi les trois valeurs de k_d sont associées à trois valeurs de χ_{CaMg} (en fonction décroissante de k_d). Le but de cette modification est de générer trois régimes distincts dans l'« axe » *kinetically-limited–supply-limited* sans changer le climat de la Terre. Une telle transition de régime d'altération sans modifier χ_{CaMg} serait en effet associé un refroidissement ou réchauffement extrêmement important (de l'ordre d'une dizaine de PAL de CO_2).

5.2.2 Facteur d'échelle

À l'état stationnaire

Il est un détail qui n'a pas été mentionné dans le chapitre 4 concernant l'épaisseur de régoilthe. Du point de vue du transport-réactif, un trajet n fois plus long avec un cinétique n fois plus lente aboutira exactement au même résultat (même taux de réaction) à l'état stationnaire, car les deux n s'annulent dans le nombre de Damköhler. C'est pourquoi nous parlons plus haut de modifier k_d sans modifier l'épaisseur de régoilthe, afin justement de changer de régime

Dans le cas du modèle de Gabet & Mudd (2009) à l'état stationnaire, en reprenant l'équation 6 de leur contribution, le taux d'altération intégré sur le régoilthe W s'écrit :

$$W = E \left(1 - e^{-\frac{K}{\sigma+1}(h/E)^{\sigma+1}} \right) \quad (5.6)$$

Avec E le taux d'érosion et h l'épaisseur de régoilthe.

À cause de la dépendance de la constante cinétique à l'âge des minéraux, le système reste inchangé si on multiplie l'épaisseur de régoilthe h par n en divisant la constante d'altération K par $n^{\sigma+1}$:

$$E \left(1 - e^{-\frac{K/n^{\sigma+1}}{\sigma+1}(nh/E)^{\sigma+1}} \right) = E \left(1 - e^{-\frac{K}{\sigma+1}(h/E)^{\sigma+1}} \right) = W$$

n sera appelé ici le « facteur d'échelle » du régoilthe. Il est impossible de le déterminer en optimisant les paramètres du modèle à l'état stationnaire avec des données de taux d'altération (W), c'est un degré de liberté des paramètres. C'est entre autre pour cette raison que l'exploration des paramètres effectuée au chapitre 4 aboutissait à un grand nombre de possibilités de « bonnes » paramétrisations.

Le facteur d'échelle n n'est pas un nombre sans dimension que l'on peut déduire des paramètres du modèle (comme par exemple le nombre de Damköhler). La seule manière de le définir serait le rapport entre l'épaisseur de régoilthe h et une épaisseur de référence h_{ref} (arbitraire) pour laquelle on fixe $n = 1$. En régime transitoire, h évolue au cours du temps, il faut définir n comme le rapport entre l'épaisseur caractéristique de la *soil production function* d et une épaisseur caractéristique de référence d_{ref} .

Si la valeur du facteur d'échelle est invisible à l'état stationnaire, nous allons montrer qu'elle a son importance pour l'évolution transitoire.

En régime transitoire

Considérons un jeu de variables $\{h_1, x_1, \tau_1\}$ définies en coordonnées (z, t) vérifiant le système d'équations 5.4, $*_1$ signifiant que la variable $*$ correspond à un facteur d'échelle

égal à 1. On réécrit simplement la *soil production function* f sous une forme adimensionnelle f^* telle que $f(h) =: f^*(h/d)$ avec d l'épaisseur caractéristique de décroissance de la SPF.

$$\begin{cases} \frac{dh_1}{dt} = P_o f^* \left(\frac{h_1}{d} \right) - E \\ \frac{\partial x_1}{\partial t} = -P_o f^* \left(\frac{h_1}{d} \right) \frac{\partial x_1}{\partial z} - K x_1 \tau_1^\sigma \\ \frac{\partial \tau_1}{\partial t} = -P_o f^* \left(\frac{h_1}{d} \right) \frac{\partial \tau_1}{\partial z} + 1 \end{cases}$$

On suppose dans cette partie que les coefficients de ce système d'équations aux dérivées partielles ne dépendent pas du temps.

Considérons maintenant un nouveau système d'équations ayant les mêmes paramètres sauf la profondeur caractéristique de décroissance de la *soil production function* (d) que l'on multiplie par n afin d'avoir un régolithe n fois plus épais, et la constante cinétique (K) que l'on divise par $n^{\sigma+1}$. Cet opération correspond à redimensionner le système d'un facteur n , ou encore changer le facteur d'échelle de 1 à n .

Considérons alors un jeu de variables $\{h_n, x_n, \tau_n\}$ définies pour les mêmes coordonnées (z, t) et vérifiant ce nouveau système d'équations; $*_n$ signifiant que la variable $*$ correspond à un facteur d'échelle égal à n :

$$\begin{cases} \frac{dh_n}{dt} = P_o f^* \left(\frac{h_n}{nd} \right) - E \\ \frac{\partial x_n}{\partial t} = -P_o f^* \left(\frac{h_n}{nd} \right) - \frac{K}{n^{\sigma+1}} x_n \tau_n^\sigma \\ \frac{\partial \tau_n}{\partial t} = -P_o f^* \left(\frac{h_n}{nd} \right) \frac{\partial \tau_n}{\partial z} + 1 \end{cases} \quad (5.7)$$

Le but de ce paragraphe est de montrer que l'on retombe sur le premier système d'équations 5.4 par un simple changement de coordonnées. On définit les nouvelles coordonnées spatio-temporelles (z', t') en redimensionnant les coordonnées (z, t) par le facteur n :

$$(\quad z' = z/n \quad , \quad t' = t/n \quad) \quad (5.8)$$

En utilisant les formules de changement de variables : $d/dt = (1/n)d/dt'$ et $d/dz = (1/n)d/dz'$, on peut réécrire le système 5.7 :

1. Par souci de concision, cette étape manque un peu de rigueur. La façon mathématiquement exacte

$$\begin{cases} \frac{1}{n} \frac{dh_n}{dt'} = P_o f^* \left(\frac{h_n}{nd} \right) - E \\ \frac{1}{n} \frac{\partial x_n}{\partial t'} = -P_o f^* \left(\frac{h_n}{nd} \right) \frac{1}{n} \frac{\partial x_n}{\partial z'} - \frac{K}{n^{\sigma+1}} x_n \tau_n^\sigma \\ \frac{1}{n} \frac{\partial \tau_n}{\partial t'} = -P_o f^* \left(\frac{h_n}{nd} \right) \frac{1}{n} \frac{\partial \tau_n}{\partial z'} + 1 \end{cases}$$

On définit également un nouveau jeu de variables $\{\tilde{h}_n, \tilde{x}_n, \tilde{\tau}_n\}$ par :

$$\{ \tilde{h}_n = h_n/n \quad , \quad \tilde{x}_n = x_n \quad , \quad \tilde{\tau}_n = \tau_n/n \quad \} \quad (5.9)$$

En introduisant ce nouveau jeu de variables dans notre système d'équations :

$$\begin{aligned} & \begin{cases} \frac{1}{n} \frac{d(n\tilde{h}_n)}{dt'} = P_o f^* \left(\frac{n\tilde{h}_n}{nd} \right) - E \\ \frac{1}{n} \frac{\partial \tilde{x}_n}{\partial t'} = -P_o f^* \left(\frac{n\tilde{h}_n}{nd} \right) \frac{1}{n} \frac{\partial \tilde{x}_n}{\partial z'} - \frac{K}{n^{\sigma+1}} \tilde{x}_n (n\tilde{\tau}_n)^\sigma \\ \frac{1}{n} \frac{\partial (n\tilde{\tau}_n)}{\partial t'} = -P_o f^* \left(\frac{n\tilde{h}_n}{nd} \right) \frac{1}{n} \frac{\partial (n\tilde{\tau}_n)}{\partial z'} + 1 \end{cases} \\ & \Leftrightarrow \begin{cases} \frac{d\tilde{h}_n}{dt'} = P_o f^* \left(\frac{\tilde{h}_n}{d} \right) - E \\ \frac{1}{n} \frac{\partial \tilde{x}_n}{\partial t'} = -P_o f^* \left(\frac{\tilde{h}_n}{d} \right) \frac{1}{n} \frac{\partial \tilde{x}_n}{\partial z'} - \frac{K}{n^{\sigma+1}} \tilde{x}_n n^\sigma \tilde{\tau}_n^\sigma \\ \frac{\partial \tilde{\tau}_n}{\partial t'} = -P_o f^* \left(\frac{\tilde{h}_n}{d} \right) \frac{\partial \tilde{\tau}_n}{\partial z'} + 1 \end{cases} \\ & \Leftrightarrow \begin{cases} \frac{d\tilde{h}_n}{dt'} = P_o f^* \left(\frac{\tilde{h}_n}{d} \right) - E \\ \frac{\partial \tilde{x}_n}{\partial t'} = -P_o f^* \left(\frac{\tilde{h}_n}{d} \right) \frac{\partial \tilde{x}_n}{\partial z'} - K \tilde{x}_n \tilde{\tau}_n^\sigma \\ \frac{\partial \tilde{\tau}_n}{\partial t'} = -P_o f^* \left(\frac{\tilde{h}_n}{d} \right) \frac{\partial \tilde{\tau}_n}{\partial z'} + 1 \end{cases} \end{aligned}$$

Ainsi le jeu de variables $\{\tilde{h}_n, \tilde{x}_n, \tilde{\tau}_n\}$ en coordonnées (z', t') vérifie les mêmes équations

de procéder — comme dans les annexes B et C — serait de définir les variables $\{h', x', \tau'\}$ en coordonnées (z', t') de sorte que $\tau'(z', t') = \tau(z, t) \dots$ et ensuite de réécrire les dérivées

tions (5.4) que le jeu de variables $\{h_1, x_1, \tau_1\}$ en coordonnées (z, t) . C'est-à-dire que redimensionner l'épaisseur de régolithe et la cinétique d'un facteur n revient à « ralentir le temps » d'un facteur n — dès lors que les conditions initiales correspondent :

$$\begin{cases} h_n(nt) = nh_1(t) \\ x_n(nz, nt) = x_1(t, z) \\ \tau_n(nz, nt) = n\tau_1(z, t) \end{cases} \quad (5.10)$$

Et quant au taux d'altération intégré sur le régolithe W_1 , on le calcule selon l'équation 5.5 :

$$W_1(t) = \int_0^{h_1(t)} K x_1(z, t) \tau_1(z, t)^\sigma .dz \quad (5.11)$$

(avec $\{h_1, x_1, \tau_1\}$ vérifiant le système d'équations 5.4). Dans le système d'équations redimensionnées 5.7, il s'écrit :

$$W_n(t) = \int_0^{h_n(t)} \frac{K}{n^{\sigma+1}} x_n(z, t) \tau_n(z, t)^\sigma .dz \quad (5.12)$$

En utilisant la relation 5.10 :

$$\begin{aligned} W_n(t) &= \int_0^{nh_1(\frac{t}{n})} \frac{K}{n^{\sigma+1}} x_1\left(\frac{z}{n}, \frac{t}{n}\right) \left(n\tau_1\left(\frac{z}{n}, \frac{t}{n}\right)\right)^\sigma .dz \\ &= \int_0^{nh_1(\frac{t}{n})} \frac{K}{n} x_1\left(\frac{z}{n}, \frac{t}{n}\right) \left(\tau_1\left(\frac{z}{n}, \frac{t}{n}\right)\right)^\sigma .dz \end{aligned}$$

En effectuant le changement de variable d'intégration $z' = z/n$:

$$\begin{aligned} W_n(t) &= \int_0^{h_1(\frac{t}{n})} \frac{K}{n} x_1\left(z', \frac{t}{n}\right) \tau_1\left(z', \frac{t}{n}\right)^\sigma .ndz' \\ &= \int_0^{h_1(\frac{t}{n})} K x_1\left(z', \frac{t}{n}\right) \tau_1\left(z', \frac{t}{n}\right)^\sigma .dz' \end{aligned}$$

Et l'on retrouve l'équation 5.11 appliquée en t/n . On a donc bien $W_n(t) = W_1(t/n)$, ou encore :

$$W_n(nt) = W_1(t) \quad (5.13)$$

Donc, en ce qui concerne le taux d'altération, redimensionner le système d'un facteur n ne fait que ralentir son évolution d'un facteur n .

En résumé (équations 5.10 et 5.13), passer d'un facteur d'échelle égal à 1 (cas de référence) à un facteur d'échelle égale à n est équivalent à effectuer une homothétie verticale de rapport n et « multiplier le temps » par n . C'est-à-dire que le profil d'altération sera le même en n fois plus épais et évoluera n fois plus lentement, tout comme le taux d'altération.

Cela n'est bien sûr plus vrai si les coefficients (P_o , K , E) évoluent au cours du temps, ce qui est inévitable car ils dépendent du climat, lui-même contrôlé par le flux d'altération. Mais on peut retenir que ce redimensionnement qui n'a aucun effet sur l'état stationnaire a pour conséquence d'augmenter ou diminuer l'inertie du système ; ce qui n'est pas sans importance, sachant que c'est un degré de liberté impossible à éliminer en optimisant les paramètres du modèle à l'état stationnaire.

5.2.3 Résolution numérique de l'évolution transitoire

Nous développons dans cette partie les méthodes utilisées pour résoudre numériquement les équations d'évolution transitoire du profil d'altération. L'accent est surtout mis l'influence des paramètres numériques (résolution verticale et temporelle) sur la représentation du régime transitoire à travers un exemple : la croissance d'un régolithe à partir d'une roche-mère à l'affleurement jusqu'à son état stationnaire. L'annexe C fournit un complément sur les détails plus techniques de la résolution numérique.

Le système d'équations 5.4 ne peut pas se résoudre analytiquement en régime transitoire, il doit être intégré numériquement, à l'exception de l'épaisseur de régolithe h : en utilisant une *soil production function* exponentielle, les équations 5.2 et 5.3 deviennent : $\frac{dh}{dt} = P_o e^{-h/h_o} - E$. En supposant les coefficients P_o et E constants, l'évolution de h se calcule analytiquement (cf annexe C). Dans le cas où ces coefficients P_o et E évoluent avec le climat calculé par le modèle, on utilisera la solution analytique à chaque pas de temps en supposant P_o et E constants pendant le pas de temps.

Afin de pouvoir couvrir aisément la gamme de profils d'altération rencontrée dans la nature — l'épaisseur caractéristique de déplétion d'un profil peut varier de quelques dizaines de centimètres à une dizaine de mètres selon le niveau d'altérabilité et le taux d'érosion — on effectue un changement de variables dans les équations pour représenter non pas x en fonction de z mais z en fonction de x , qui lui est toujours compris entre 0 et 1. Le profil d'altération est donc discrétisé en n « niveaux x », c'est-à-dire en niveaux de déplétion $1-x = 0, 1/n, 2/n \dots 1-1/n$, plus un niveau « flottant » correspondant à la surface du régolithe (flottant car sa valeur x_{surf} est variable). L'altitude z et l'âge τ sont calculés à chaque niveau entre $x = 1$ et $x = x_{surf}$, en utilisant les relations exposées dans le tableau 5.1, et le flux d'altération W est déduit par un bilan de masse. L'utilisation

d'un schéma de discrétisation Euler implicite en temps et « upstream » verticalement assure la stabilité de la résolution numérique.

Le détail de cette résolution numérique pourra être trouvé dans l'annexe C

Cette partie et la suivante traitent de l'exemple théorique de la « croissance » d'un régolithe à partir d'une roche-mère inaltérée à l'affleurement. L'étude se focalise sur un unique profil vertical (sans spatialisation géographique), et utilise comme conditions climatiques la moyenne terrestre, à savoir $T = 12^\circ\text{C}$ et $q = 34 \text{ cm/a}$. Quant à la pente, plutôt que d'utiliser la moyenne des continents, nous avons directement fixé l'érosion à la valeur moyenne continentale, soit 54 m/Ma — calculée à partir d'un flux érosif total de 20 Gt/a , (Milliman & Farnsworth, 2013), divisé par une superficie continentale de $148 \cdot 10^6 \text{ km}^2$ et par une masse volumique de 2500 kg/m^3 .

Les conditions initiales sont donc $h = 0$ et $x(\text{surface}) = 1$.

Influence de la résolution verticale

Le modèle est intégré pour les trois valeurs de k_d ($6 \cdot 10^{-5}$, $3 \cdot 10^{-4}$ et $1 \cdot 10^{-3}$, respectivement figures 5.2, 5.3 et 5.4) et pour différentes résolutions verticales (nombre de niveaux x : 50, 10, 5 et 3). Le pas de temps est ici maintenu constant à 5 000 ans. Ces trois cas de valeurs de k_d correspondent respectivement à un régolithe à l'équilibre en régime *kinetically-limited* ($\sim 70\%$ de phases primaires inaltérées en surface, fig. 5.2), un régime intermédiaire ($\sim 15\%$ de phases primaires en surface, fig. 5.3) et un régime *supply-limited* ($\sim 0\%$ de phases primaires en surface, fig. 5.4).

L'épaisseur de régolithe h croît jusqu'à sa valeur d'équilibre (environ 5 m) en environ 200 000 ans (courbes tiretées figures 5.2, 5.3 et 5.4). h est aussi représenté par une ligne tiretée sur les trois graphes du haut de chaque figure, montrant le profil de régolithe à trois instants ($t = 10 \text{ ka}$, 50 ka et 2 Ma). Au dernier pas de temps, le système a atteint son état d'équilibre. Parallèlement, la proportion de phases primaires en surface x_s diminue jusqu'à sa valeur d'équilibre en environ 300 000 ans.

Si la valeur numérique à l'équilibre de h est « exacte » car son évolution est résolue analytiquement, la précision de celle de x_s dépend de la résolution verticale. Dans les trois cas présentés, plus le nombre de niveaux verticaux est faible, plus le profil d'altération est biaisé « vers la droite », c'est-à-dire que la déplétion en minéraux primaires est sous-estimée, donc le taux d'altération l'est aussi. Cela se voit par rapport au profil d'équilibre calculé analytiquement et représenté par une courbe rouge sur les trois figures (5.2, 5.3 et 5.4). Cette sous-estimation est une conséquence du schéma de discrétisation « upstream ». Le fait de calculer le taux de dissolution local comme la moyenne de $Kx\tau^\sigma$

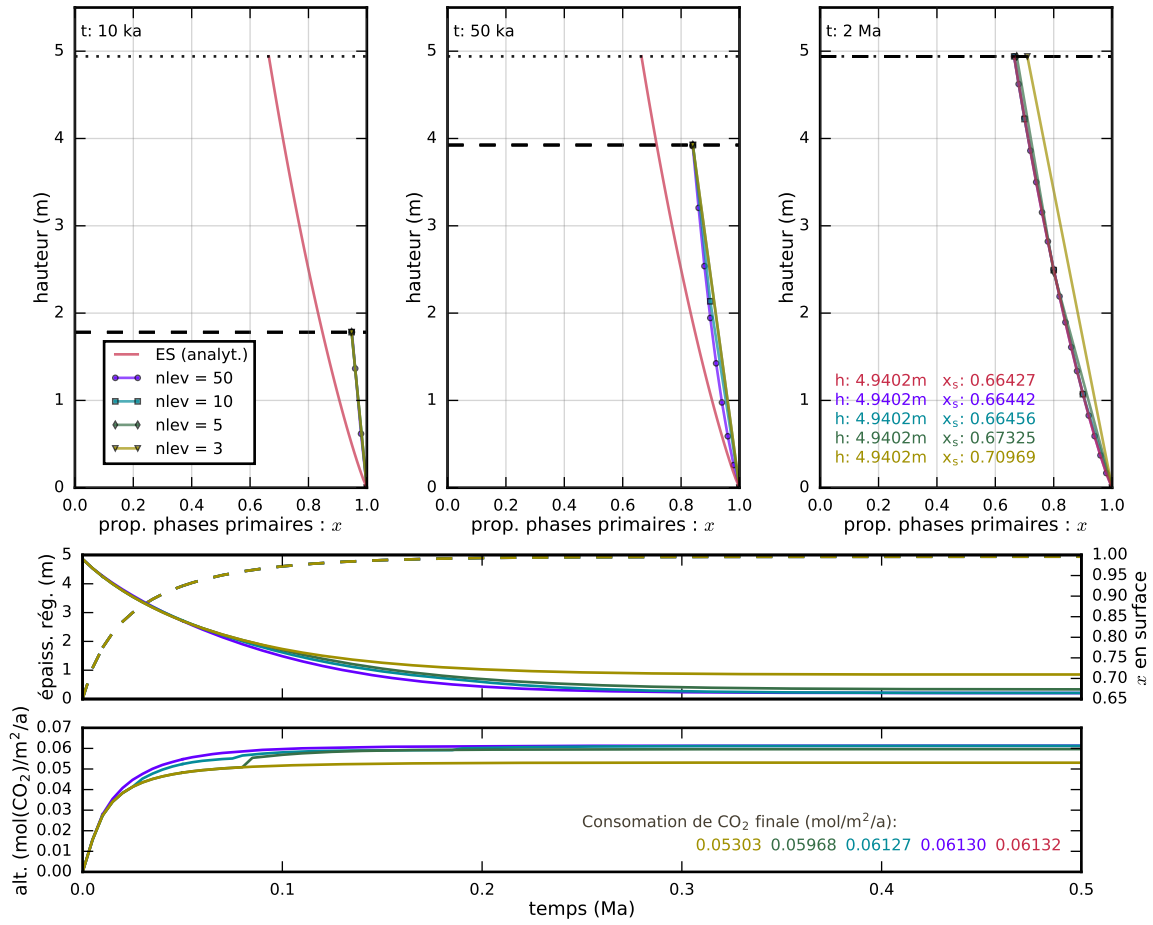


FIGURE 5.2 – Évolution d’un régolithe à partir d’une épaisseur nulle. La paramétrisation est celle du cas *kinetically-limited* ($k_d = 6 \cdot 10^{-5}$, cf tableau 5.1), les conditions climatiques et le taux d’érosion correspondent à la moyenne terrestre ($T = 12^\circ\text{C}$, $q = 34 \text{ cm/a}$, et $E = 54 \text{ m/Ma}$). Les différentes couleurs correspondent aux différentes résolutions verticales, à l’exception des courbes rouges montrant l’état stationnaire (ES) calculé analytiquement (voir légende sur la figure). Les courbes tiretées dans chaque graphe correspondent à l’épaisseur de régolithe, et les lignes pointillées à l’épaisseur stationnaire analytique. Les trois graphes du haut montrent les profils verticaux de proportion de phases primaires (x) à trois instants : 10 ka, 50 ka, et 2 Ma; dans le dernier cas, l’état stationnaire est atteint. Les deux graphes du bas montrent l’évolution temporelle de l’épaisseur de régolithe (courbes tiretées, axe de gauche, graphe du haut), de la proportion de phases primaires en surface (x_s , courbes pleines, axe de droite, graphe du haut) et du taux d’altération intégré sur le régolithe (W , graphe du bas). Les textes de couleur indiquent les valeurs de h , x_s et W à l’état stationnaire (à 2 Ma) selon le code couleur indiqué dans la légende sur la figure.

entre deux niveaux verticaux en interpolant linéairement x et τ entre ces deux niveaux (cf annexe C) améliore grandement la précision du schéma numérique et limite cette sous-estimation même pour une faible résolution verticale.

La valeur du taux d’altération W à l’équilibre est pilotée par $1 - x_s$. Dans le cas le plus faiblement résolu (3 niveaux verticaux), W est sous-estimé de 13.5% dans le cas *kinetically-limited* (fig. 5.2), de 4.4% dans le cas intermédiaire (fig. 5.3) et de 4.8% dans

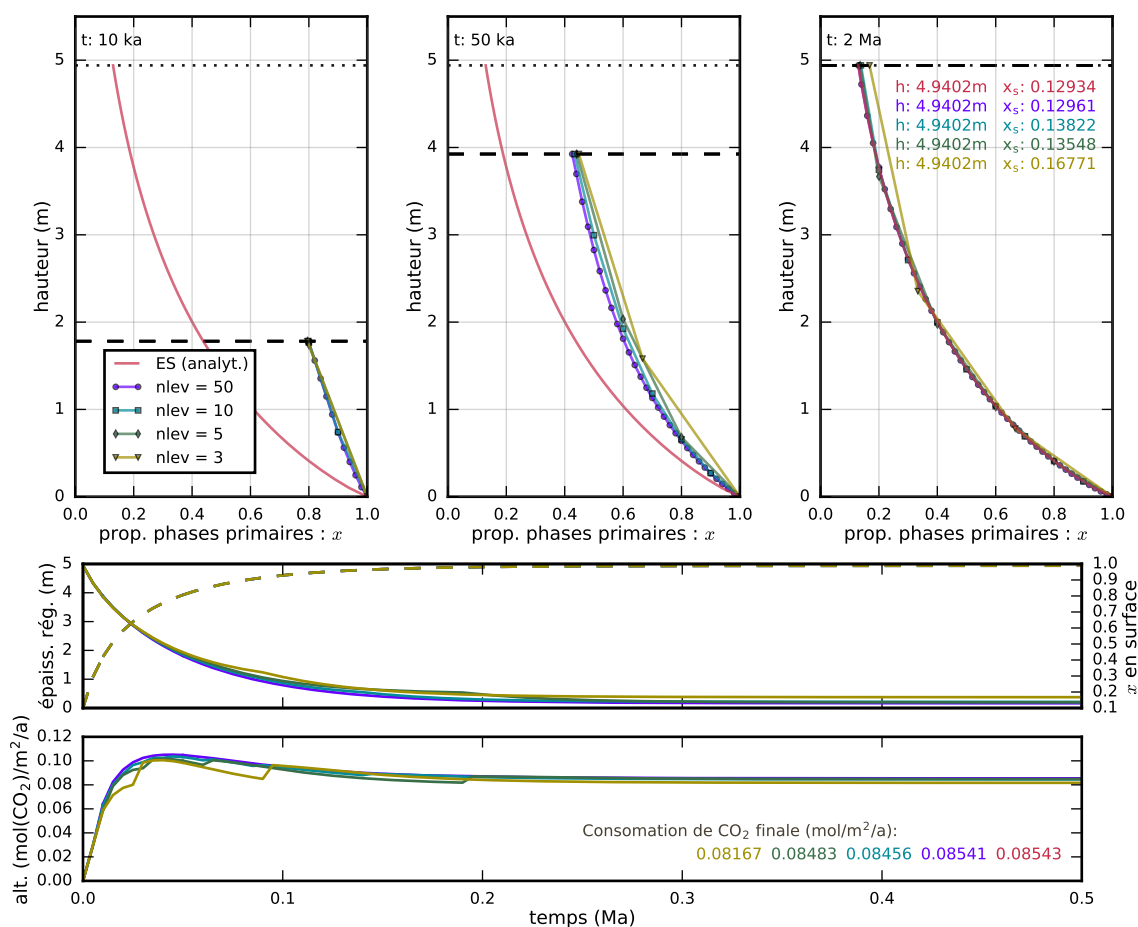


FIGURE 5.3 – Similaire à la figure 5.2 pour la paramétrisation intermédiaire ($k_d = 3 \cdot 10^{-4}$, cf tableau 5.1).

le cas *supply-limited* (fig. 5.4). À haute résolution verticale (50 niveaux), le biais de W à l'équilibre est de l'ordre de 0.05–0.5%. Pour l'utilisation spatialisée géographiquement, nous avons choisi un compromis entre précision et rapidité de calcul, soit 10 niveaux verticaux. Le biais de W à l'équilibre dans ce cas est de l'ordre de 1% (1.69% dans le pire des cas, en régime *supply-limited*).

L'évolution transitoire du taux d'altération intégré sur le régolithe W est elle aussi impactée par la résolution verticale. N'ayant pas de solution analytique, on prendra le cas à plus haute résolution (50 niveaux) comme référence.

Dans le cas *kinetically-limited*, W augmente jusqu'à sa valeur d'équilibre, parallèlement à h (fig. 5.2, graphe du bas). Les discontinuités en marche d'escalier dans la courbe de W en fonction du temps correspondent aux ajouts de points dans le profil. En effet, ce dernier est discrétisé en n niveaux : $1 - k/n$ pour k allant de 0 à $n - 1$. Chaque fois que la valeur de x_s passe en-dessous d'un seuil $1 - k/n$, un $k + 1^{\text{ème}}$ niveau est ajouté au

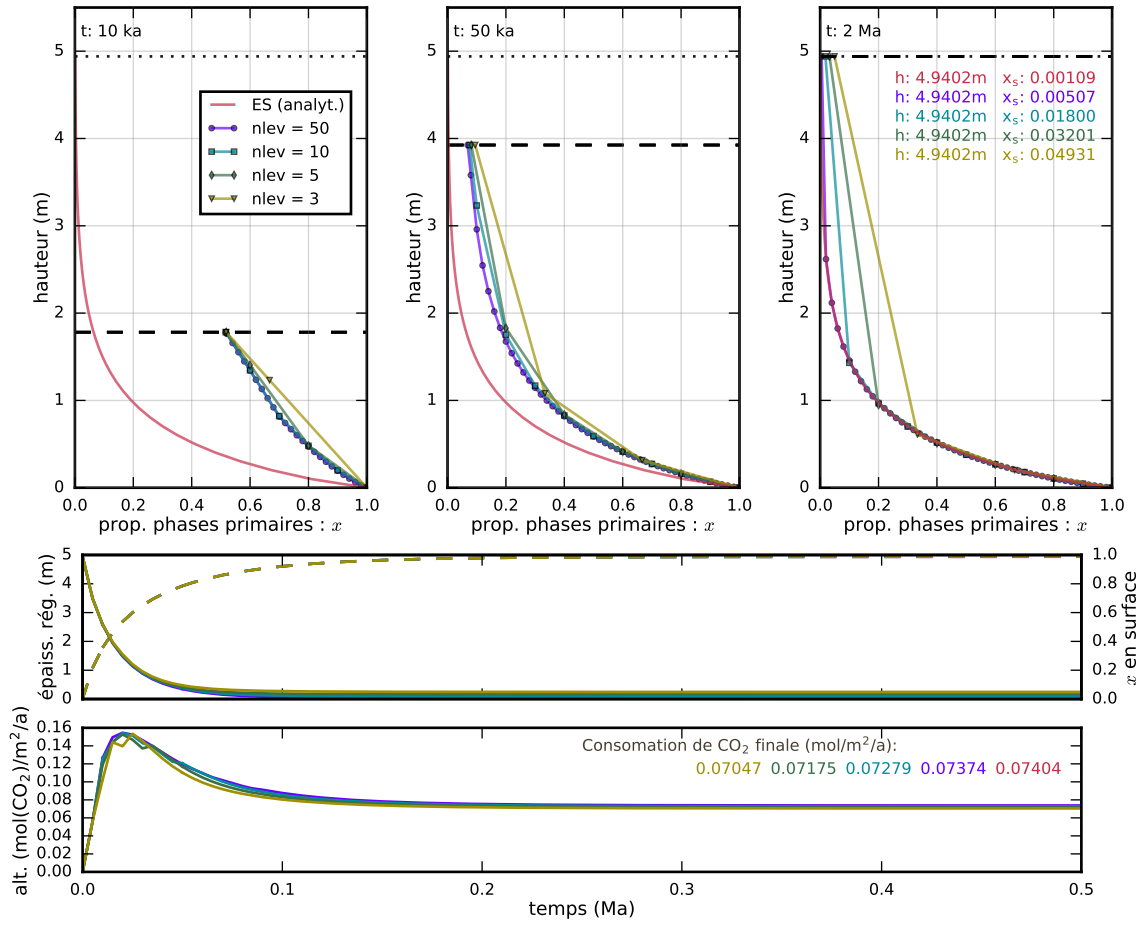


FIGURE 5.4 – Similaire à la figure 5.2 pour la paramétrisation *supply-limited* ($k_d = 1 \cdot 10^{-3}$, cf tableau 5.1).

profil. Le calcul de la masse total de phases primaires $M := \int x \cdot dz$ est fait de sorte que l'ajout de points n'entraîne pas de discontinuité dans la valeur de M , mais elle entraîne en revanche une discontinuité dans sa dérivée temporelle, liée au calcul de $Kx\tau^\sigma$ qui n'est pas approximé de la même façon en surface qu'à l'« intérieur » du profil pour des raisons de stabilité numérique. Ainsi, l'évolution temporelle du taux d'altération W est discontinue. Cela est vrai quelle que soit la résolution verticale, mais n'a d'effet visible que pour les faibles résolutions (les effets sont plus marqués pour les deux autres cas, fig. 5.3 et 5.4). Dans le cas *kinetically-limited*, il n'y a pas de discontinuité pour la plus faible résolution (3 niveaux) car x_s ne franchi jamais le premier seuil $x = 0.66$, et le profil entier n'est toujours représenté qu'avec 2 points (la base et la surface), d'où le biais particulièrement fort dans le calcul de x_s à l'équilibre.

Dans le cas intermédiaire, l'évolution passe par un maximum avant de rediminuer vers sa valeur d'équilibre (fig. 5.3, graphe du bas). Le comportement de W diffère alors

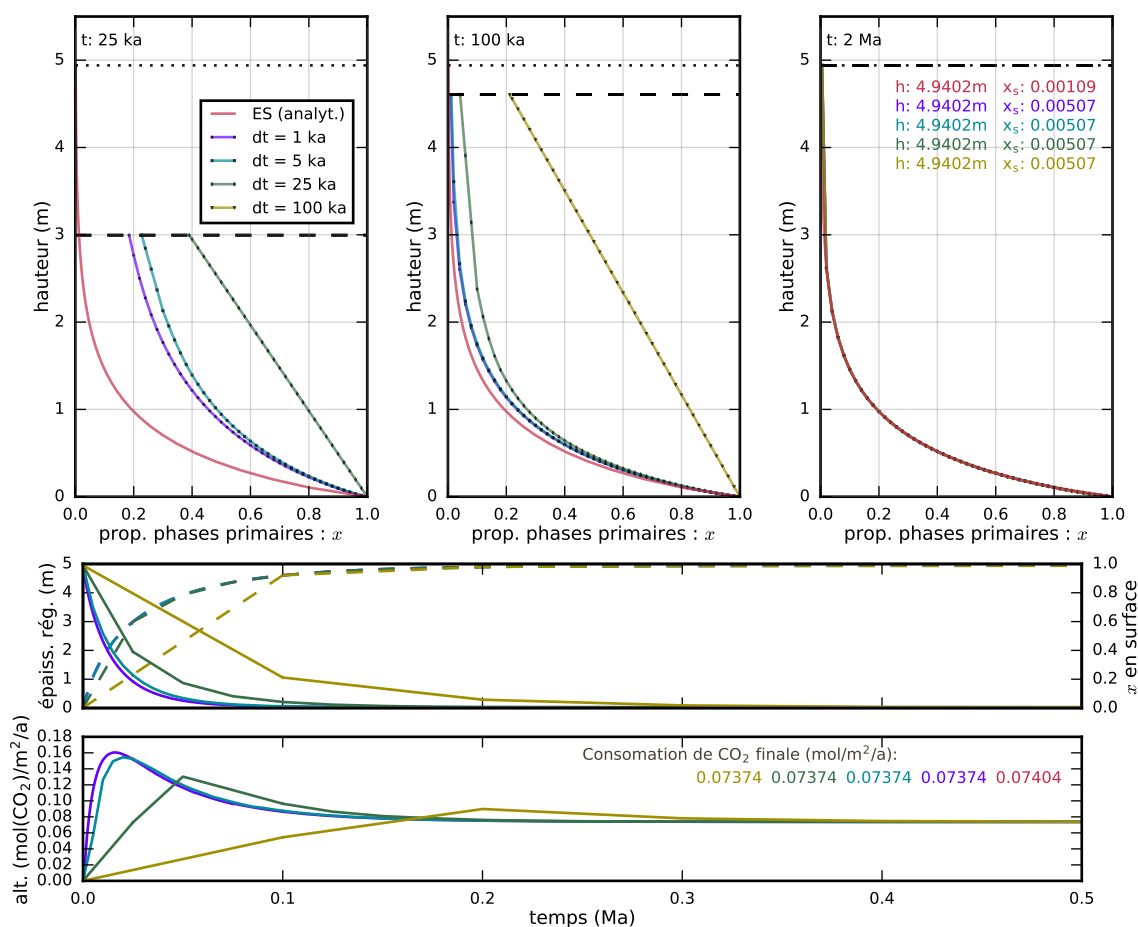


FIGURE 5.5 – Similaire à la figure 5.4 (paramétrisation *supply-limited*) mais les différentes couleurs correspondent à différentes résolutions temporelle, et les temps d’affichage sont 25 ka, 100 ka, et 2 Ma. Les deux premiers correspondent aux premiers pas de temps des deux cas à plus faible résolution temporelles, d’où le fait que les profils y soient des lignes droites.

de celui de h car l’efficacité de la dissolution $Kx\tau^\sigma$ devient un contrôle important de son évolution. Ce comportement est bien reproduit quelle que soit la résolution verticale. Bien que l’évolution de W soit chaotique à très faible résolution verticale, le « timing » du pic d’altération est correctement reproduit.

La même remarque peut être faite pour le cas *supply-limited* (fig. 5.4). Le pic d’altération est encore plus prononcé, et survient encore plus tôt, mais toujours à peu près au moment où la courbe temporelle de x_s croise celle de h (figures 5.3 et 5.4). Il reste correctement reproduit pour toutes les résolutions verticales.

influence de la résolution temporelle

Seul le cas *supply-limited* est présenté ici. Pour ce test, nous avons fixé la résolution verticale à la plus haute valeur de la partie précédente (50 niveaux), et fait varier le

pas de temps (1, 5, 25, et 100 ka, fig. 5.5). Constatons d'abord que le fait d'employer un schéma implicite en temps évite toute instabilité numérique malgré une résolution spatiale largement supérieure à la résolution temporelle (ce qui a pour effet de générer des instabilités dans des équations d'advection si elles sont résolues par un schéma explicite). Cela ne permet toutefois pas de représenter des phénomènes plus courts que le pas de temps. De fait, le pic d'altération dans ce cas *supply-limited* dure environ 50 000 ans, et à partir d'un pas de temps de 25 000 ans, il est retardé et sous-estimé, d'autant plus que le pas de temps est élevé.

Grâce à la résolution analytique de l'évolution de h , il n'y a pas de différence entre les différentes résolutions temporelles, à l'exception de l'aspect en ligne brisée (fig. 5.5, graphe du milieu), artéfact lié au fait qu'il n'y a pas assez de points temporels. En revanche, la déplétion du profil est d'autant plus retardée que le pas de temps est élevé (trois graphes du haut), ce qui va de pair avec le retard et la sous-estimation du pic d'altération. Une conséquence importante de ce retard de déplétion du profil est que l'altération intégrée sur la durée de mise à l'équilibre du régolithe (c'est-à-dire l'aire sous la courbe de W en fonction de t) est sous-estimée. Autrement dit, le pic d'altération n'est pas seulement étiré dans le temps, son intégrale temporelle est diminuée. Ainsi, plus le pas de temps est grand, plus la consommation totale de CO_2 au cours de l'expérience sera sous-estimée.

Enfin, l'état stationnaire atteint par le modèle est exactement le même quelle que soit la résolution temporelle, la précision de l'état stationnaire ne dépend que de la résolution verticale.

5.2.4 Évolution de l'altération lors de la croissance du régolithe à partir d'une roche-mère à l'affleurement

Nous nous intéresserons ici à la sensibilité du modèle aux paramètres physiques, toujours sur cette exemple de croissance du régolithe vers son profil d'équilibre. Nous avons choisi pour ces expériences de sensibilité une résolution numérique élevée pour s'affranchir des biais numériques : 50 niveaux verticaux et un pas de temps de 5 000 ou 250 ans selon le cas.

Influence de l'épaisseur d'équilibre

L'épaisseur de régolithe à l'équilibre détermine tout comme k_d le régime *kinetically-limited* ou *supply-limited*, mais elle influence différemment l'évolution transitoire en changeant l'inertie du régolithe et la quantité de phases primaires réactives. On considère ici l'effet de différentes épaisseurs caractéristiques de la *soil production function* (h_o) sans modifier les autres paramètres (notamment k_d). Modifier simultanément h_o et k_d en

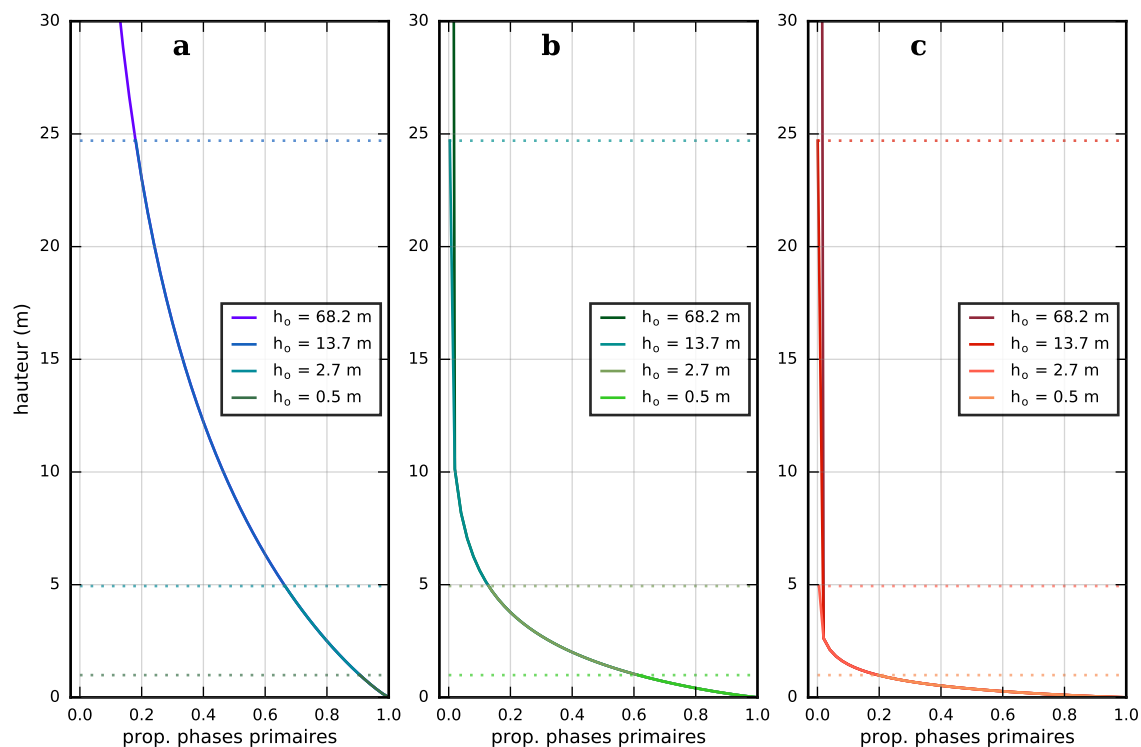


FIGURE 5.6 – Profils verticaux stationnaires de proportion de phases primaires (x , courbes pleines, calculés à 10 Ma de simulation) pour les trois paramétrisations : *kinetically-limited* (a), intermédiaire (b) et *supply-limited* (c), cf tableau 5.1. Les différentes couleurs correspondent à différentes épaisseurs caractéristiques h_o de la *soil production function*, tout autre paramètre inchangé, de même que les conditions climatiques et l'érosion (cf fig. 5.2). Les lignes en pointillés dénotent l'épaisseur de régolithe avec le même code couleur. Notons que l'épaisseur la plus forte, 100 m, n'est pas représentée sur les graphes (plafonnés à 30 m).

changeant le facteur d'échelle aurait pour seul effet « d'étirer » les évolutions temporelles (affinité de l'axe t , cf équations 5.10 et 5.13).

Quatre cas ont été testés par rapport à la valeur « standard » de h_o (2.73 m, cf tableau 5.1) : divisé par 5, identique, multiplié par 5 et multiplié par 25. Cela aboutit à des épaisseurs d'équilibre respectivement d'environ 1, 5, 25, et 100 m.

En ce qui concerne le profil stationnaire (fig. 5.6), augmenter h_o ne fait que « prolonger » le profil d'altération (toutes les courbes sont superposées), ce qui a pour conséquence de basculer du régime *kinetically-limited* au régime *supply-limited*. Dans le cas faible k_d ($6 \cdot 10^{-5}$, fig. 5.6a), le régime à l'équilibre est KL pour les trois premières valeurs de h_o , dans le cas k_d intermédiaire ($3 \cdot 10^{-4}$, fig. 5.6b), seule la plus faible valeur de h_o donne un régime KL, et dans le cas k_d élevé ($1 \cdot 10^{-3}$, fig. 5.6c) tous les régimes sont SL, sauf pour le plus faible h_o où il est intermédiaire.

5.2 Étude du comportement transitoire du modèle de Gabet & Mudd

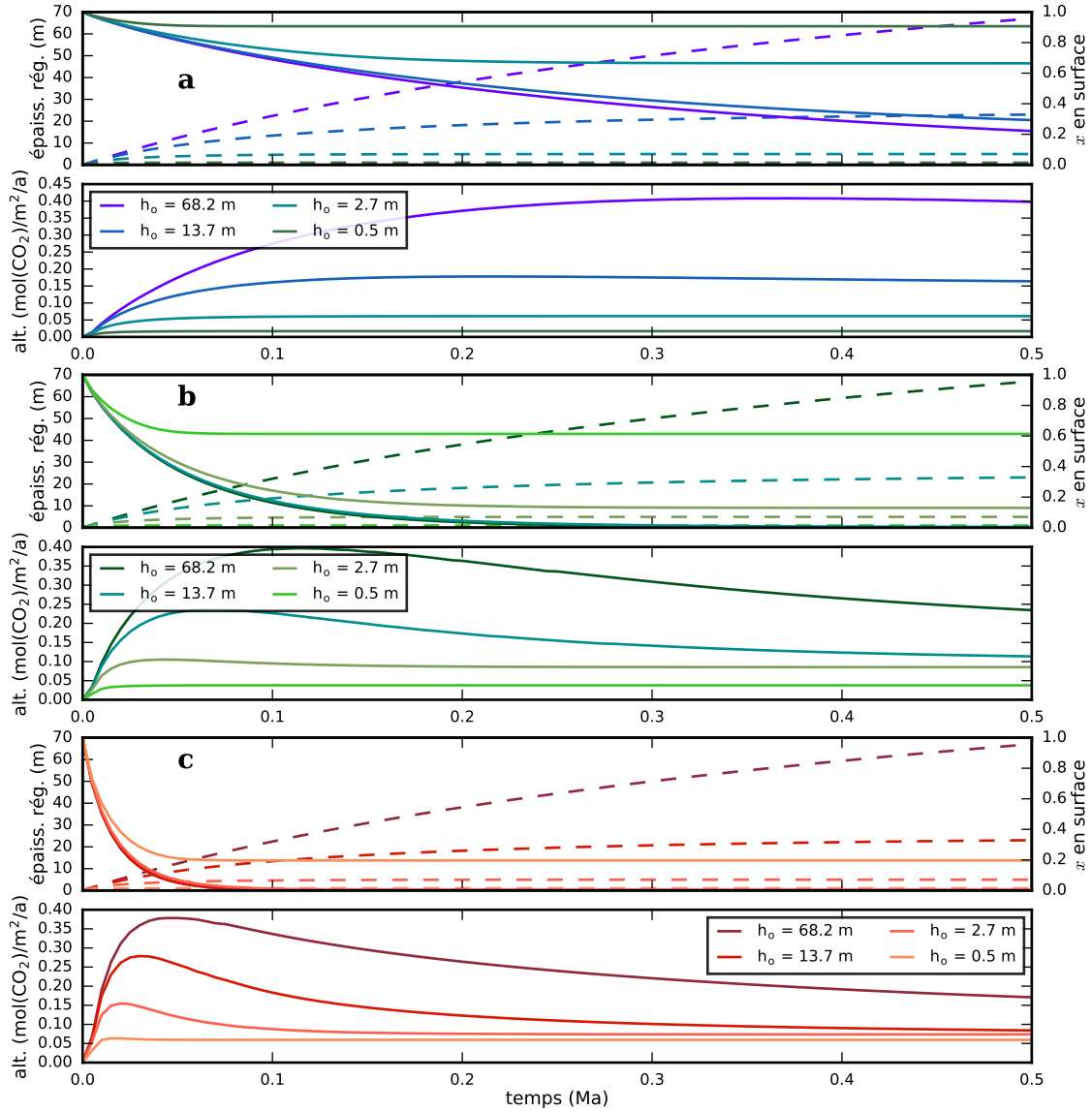


FIGURE 5.7 – Évolution temporelle des régolites pour les trois paramétrisations : *kinetically-limited* (a, nuances de bleu), intermédiaire (b, nuances de vert) et *supply-limited* (c, nuances de rouge), cf tableau 5.1. Sont représentés : l'épaisseur de régo (h , courbes tiretées, axe de gauche, graphe du haut de chaque paire de graphes) la proportion de phases primaires en surface (x_s , courbes pleines, axe de droite, graphe du haut de chaque paire) et le taux d'altération (W , graphe du bas de chaque paire). Les différentes couleurs correspondent à différentes épaisseurs caractéristiques h_o de la *soil production function*, tout autre paramètre et condition climato-géographique inchangé.

La sensibilité de l'évolution transitoire à h_o est également différente pour les trois valeurs de k_d . De façon générale, plus h_o est important, plus l'épaisseur de régo met du temps à atteindre sa valeur d'équilibre (fig. 5.7, courbes tiretées). En conséquence, les taux d'altération évoluent pendant plus longtemps.

Dans le cas faible k_d , le régo reste globalement KL, le niveau de déplétion des profils est contrôlé par l'épaisseur de régo, x_s évolue parallèlement à h (fig. 5.7a,

premier graphe). Les taux d'altération W ont tous le même profil, augmentation jusqu'à la valeur d'équilibre, parallèlement à l'augmentation de h ; à part pour la plus haute valeur de h_o (fig. 5.7a, courbes violettes) où x_s se rapproche de 0 (régime SL) et W commence à montrer un maximum avant de diminuer vers sa valeur d'équilibre (atteinte hors de la plage temporelle montrée fig. 5.7).

Dans le cas k_d intermédiaire (fig. 5.7b), on voit nettement la transition entre une évolution transitoire KL comme fig. 5.7a où la déplétion est contrôlée par h et une évolution transitoire SL où x_s tombe à zéro alors que h continue d'augmenter et W atteint un maximum de plus en plus important par rapport à sa valeur d'équilibre.

Cet impact de h_o se confirme dans le cas k_d élevé (fig. 5.7c). À part pour le plus faible h_o , le régolithe est toujours SL. On constate que plus h_o est élevé, plus le pic d'altération est important, plus il est atteint tardivement et plus la diminution vers le taux d'altération d'équilibre est lente. La valeur de W au pic d'altération peut être significativement plus grande que sa valeur d'équilibre. Dans le cas extrême (100 mètres de régolithe et $k_d = 1 \cdot 10^{-3}$), elle est plus de 5 fois plus élevée pendant le pic d'altération ($\sim 0.40 \text{ mol/m}^2/\text{a}$ contre $\sim 0.07 \text{ mol/m}^2/\text{a}$).

Cet effet purement transitoire peut se révéler déterminant : ce cas théorique de k_d très élevé peut s'apparenter aux environnements tropicaux où ce sont le ruissellement et la température qui sont très élevés (dans nos expériences, ils valent respectivement $q = 34 \text{ cm/a}$ et $T = 12^\circ\text{C}$, alors qu'ils peuvent aisément atteindre $q = 300 \text{ cm/a}$ et $T = 25^\circ\text{C}$ en moyenne annuelle en milieu tropical). Ainsi, des zones très altérantes mais peu actives orogéniquement — comme les cratons africains — ont un taux d'altération faible une fois le profil latéritique établi, mais peuvent avoir connu au moment de leur mise en place des taux d'altération bien plus forts, à condition qu'ils se forment à partir d'une roche-mère à l'affleurement. Ce genre de situation a pu se rencontrer après la déglaciation de *Snowball Earth* si l'érosion glaciaire a fait disparaître toute la couverture régolithique, ou sur des coulées basaltiques « fraîches », ou également lors des pics de production latéritique du Cénozoïque (Beauvais & Chardon, 2013). L'altérabilité serait alors suffisamment forte pour diminuer le taux de CO_2 éventuellement plus bas que sa valeur d'équilibre (c'est-à-dire sa valeur si les profils d'altération étaient à l'équilibre).

Influence de l'exposant σ

Dans cette expérience-ci, l'épaisseur de régolithe est maintenue constante ($\sim 5 \text{ m}$ à l'équilibre) et nous avons fait varier la valeur de l'exposant σ . Cette exposant détermine la dépendance de la cinétique de dissolution au temps depuis lequel les minéraux ont commencé à s'altérer. Un σ nul équivaut à une cinétique purement d'ordre 1, et le profil d'altération stationnaire est une exponentielle décroissante de la « hauteur » par rapport à la base du régolithe (fig. 5.8). Plus σ est négatif, plus le contraste est marqué entre des

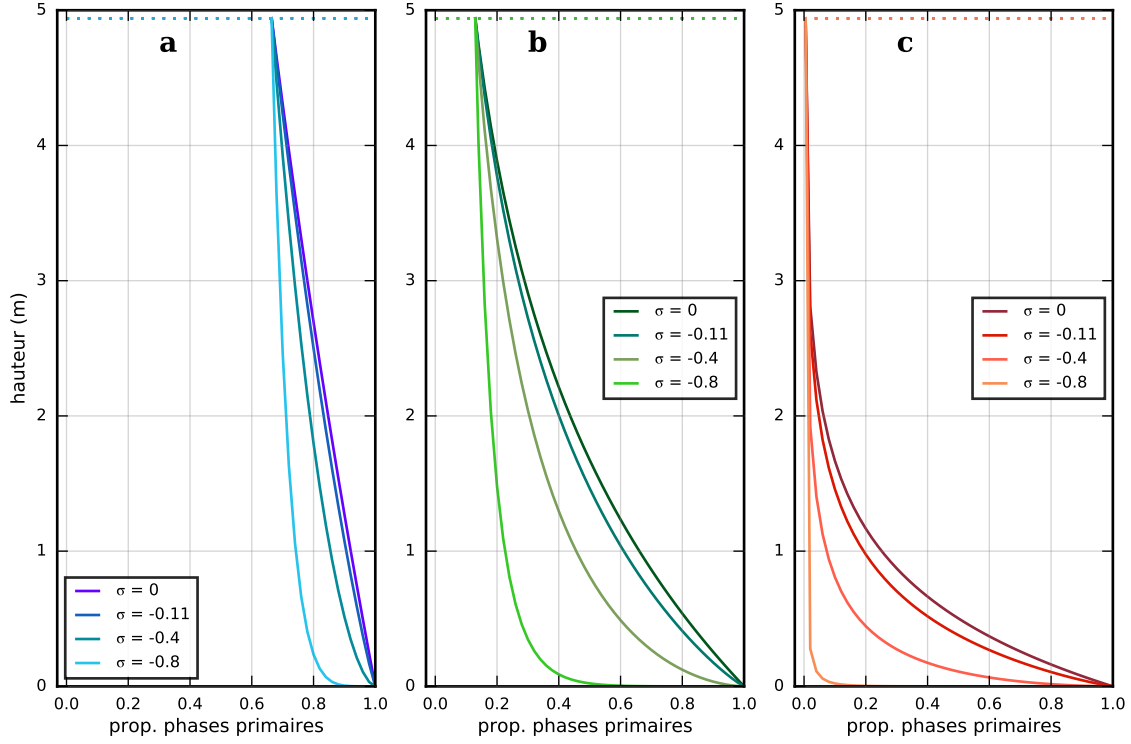


FIGURE 5.8 – Similaire à la figure 5.6 mais les différentes couleurs correspondent à différents exposants σ , tout autre paramètre et condition inchangé à l'exception de la constante k_d modifiée selon l'eq. 5.14 pour compenser la modification de σ et garder un même taux d'altération stationnaire.

minéraux jeunes s'altérant rapidement et des minéraux âgés s'altérant lentement. Ainsi, le profil d'altération stationnaire montre une déplétion très rapide dans les premiers mètres (voir centimètres) de régolithe puis un profil quasi-uniforme. Le cas limite $\sigma = -1$ correspondrait mathématiquement à un profil en marche d'escalier où $x = 1$ en $z = 0$ et $x = x_s$ dans tout le reste du régolithe.

Pour chaque valeur de σ , nous avons modifié la valeur de k_d afin d'obtenir le même x_s à l'équilibre (donc le même taux d'altération), selon la formule :

$$\frac{k_d'}{k_d} = \frac{\sigma' + 1}{\sigma + 1} \left(\frac{h_{eq}}{E} \right)^{\sigma - \sigma'} \quad (5.14)$$

qui donne la relation entre deux couples (k_d, σ) et (k_d', σ') aboutissant au même x_s , avec h_{eq} l'épaisseur de régolithe à l'équilibre, donné par $h_{eq} = h_o \ln(P_o/E)$.

Le cas σ positif n'est pas étudié ici car l'étude de White & Brantley (2003) montre qu'une cinétique de réaction de plus en plus rapide avec l'âge des minéraux n'est pas réaliste vis-à-vis des données.

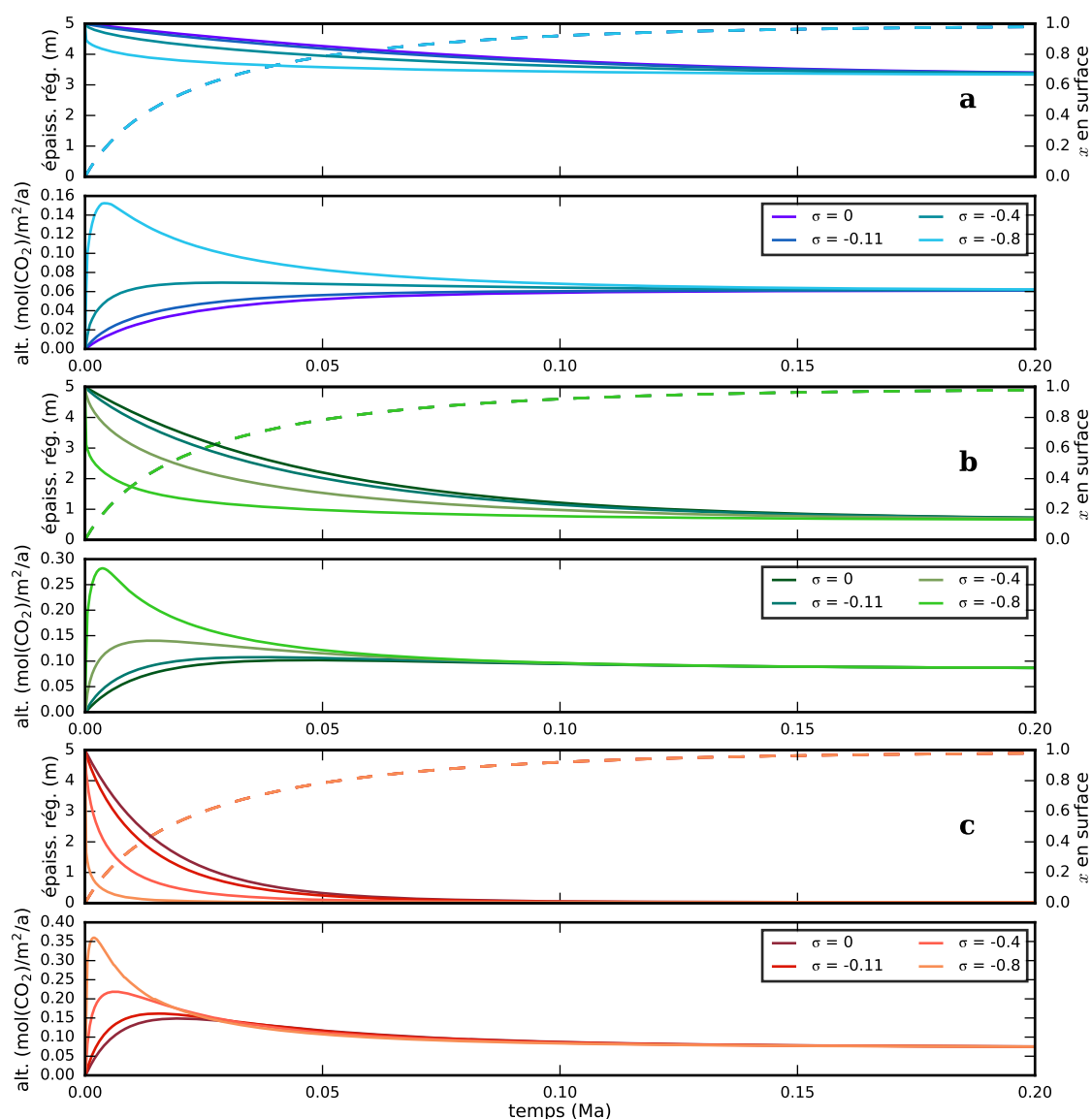


FIGURE 5.9 – Similaire à la figure 5.7 mais les différentes couleurs correspondent à différents exposants σ , tout autre paramètre et condition inchangé à l'exception de la constante k_d modifiée selon l'éq. 5.14 pour compenser la modification de σ et garder un même taux d'altération stationnaire.

En ce qui concerne l'évolution transitoire (fig. 5.9), un σ très négatif (inférieur à ~ -0.5) crée au stade précoce de l'évolution du régolithe des minéraux très réactifs, qui provoquent une déplétion très rapide du régolithe, et un pic d'altération très bref (d'une dizaine de milliers d'années, voire moins) y compris en régime *kinetically-limited* où le profil reste peu déprimé à l'état stationnaire (fig. 5.9a). Le pic d'altération est d'autant plus élevé et précoce que σ est négatif.

Ce comportement n'est pas anodin, car si l'optimisation de West (2012) (par rapport aux mesures de flux d'altération) donne un $\sigma \sim -0.1$, Gabet & Mudd (2009) proposent un σ de -0.45 , et les différents *fits* de White & Brantley (2003) par rapport aux mesures

de cinétiques d'altération donne des valeurs de σ entre -0.5 et -0.6 . Remarquons que un $\sigma = -0.4$ suffit à provoquer un « début » de pic d'altération dans le cas intermédiaire entre KL et SL (fig. 5.9b), cas qui ne présente pas de pic d'altération à σ nul.

Influence du taux d'érosion

Dans cette partie nous considérerons un seul jeu de paramètres, celui du cas intermédiaire ($k_d = 3 \cdot 10^{-4}$). Sans changer aucun paramètre, nous faisons varier le taux d'érosion de 300 m/Ma à 2 m/Ma, ce qui suffit amplement pour passer du régime *kinetically-limited* au régime *supply-limited* pour ce jeu de paramètres (cf fig. 5.10), l'érosion changeant à la fois l'épaisseur de régolithe à l'équilibre (de ~ 30 cm à ~ 14 m respectivement) et le temps de résidence des minéraux à épaisseur de régolithe constante, ce qui génère des profils plus déprimés à même « hauteur » pour une érosion plus faible (fig. 5.10).

L'influence du taux d'érosion sur le taux d'altération à l'état stationnaire est étudiée dans Gabet & Mudd (2009) : le taux d'altération tend vers zéro à forte érosion car l'épaisseur de régolithe tend vers zéro et les minéraux n'ont pas le temps de s'altérer (régime *kinetically-limited*), et il tend également vers zéro quand le taux d'érosion tend vers zéro, malgré un régolithe de plus en plus épais, car l'altération est limitée par l'apport de minéraux inaltérés (régime *supply-limited*). Entre les deux, le taux d'altération connaît un maximum, pour une érosion ici de ~ 85 m/Ma, soit une épaisseur stationnaire de régolithe de ~ 3.7 m.

Cette érosion optimale (pour le jeu de paramètres et le climat donné) est également un seuil de bascule dans le comportement transitoire : pour des taux d'érosion plus forts, W est strictement croissant au cours du temps, et sa valeur stationnaire diminue avec le taux d'érosion, de même que le temps nécessaire pour l'atteindre ; tandis que pour des taux d'érosion inférieurs à ce seuil, W présente un maximum avant de diminuer vers sa valeur stationnaire, qui est d'autant plus faible que le taux d'érosion est faible

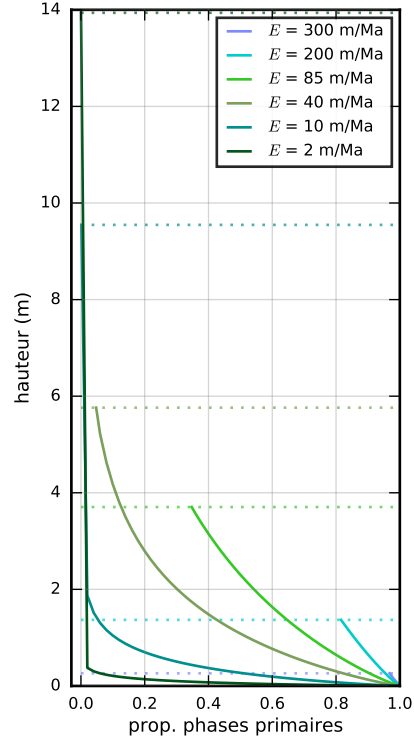


FIGURE 5.10 – Similaire à la figure 5.6b (paramétrisation « intermédiaire », $k_d = 3 \cdot 10^{-4}$) mais les couleurs correspondent à différents taux d'érosion, tout autre paramètre et condition climatique inchangé. Le taux d'érosion 85 m/Ma correspond à l'altération stationnaire optimale.

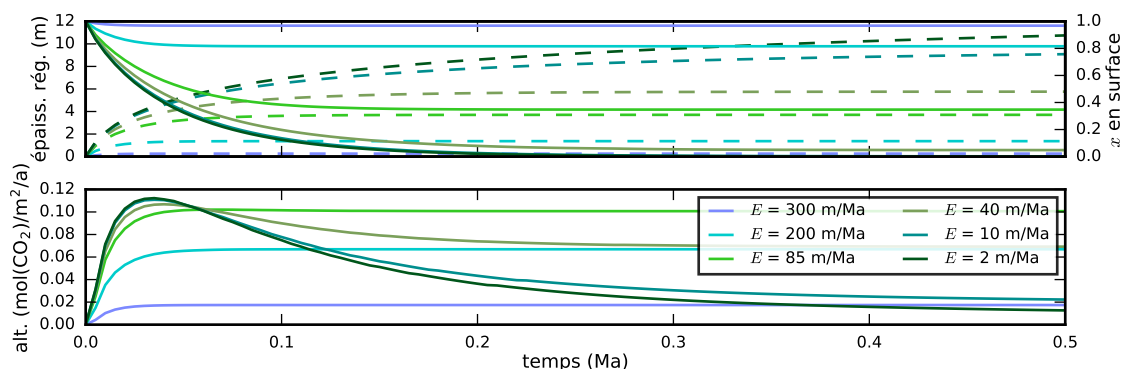


FIGURE 5.11 – Similaire à la figure 5.7b (paramétrisation « intermédiaire », $k_d = 3 \cdot 10^{-3}$) mais les couleurs correspondent à différents taux d'érosion, tout autre paramètre et condition climatique inchangé. Le taux d'érosion 85 m/Ma correspond à l'altération stationnaire optimale.

(fig. 5.11). La valeur de ce pic d'altération est légèrement plus forte que l'altération stationnaire maximale possible (au taux d'érosion optimal). Dès lors que x_s tombe à zéro à l'état stationnaire (régime purement *supply-limited*), l'intensité du pic d'altération et son *timing* semblent indépendants du taux d'érosion, alors que l'altération stationnaire est directement proportionnelle au taux d'érosion.

5.2.5 Résumé

L'étude de l'évolution transitoire lors de la croissance du régolithe montre une différence notable de comportement selon que le régime soit *kinetically-limited* ou *supply-limited*. Dans le premier cas, l'altération est contrôlée par la vitesse d'épaississement du régolithe, et le taux d'altération intégré sur le régolithe augmente jusqu'à ce que l'épaisseur de régolithe soit stabilisée. Dans le deuxième cas, l'altération est contrôlée par la déplétion du profil qui s'accomplit alors que l'épaisseur de régolithe continue à augmenter. Le taux d'altération passe alors par un maximum avant de diminuer vers sa valeur d'équilibre. Ce comportement est correctement reproduit par le modèle même à faible résolution verticale, en revanche, une trop faible résolution temporelle retarde et amoindrit ce pic d'altération.

L'intensité et la durée de ce pic d'altération sont d'autant plus importantes que l'épaisseur de régolithe est élevée. L'épaisseur de régolithe à l'équilibre peut être contrôlée par la profondeur caractéristique de la *soil production function* : h_o , paramètre dont la valeur n'est pas bien contrainte, et dont on ne sait pas si elle est susceptible de varier géographiquement. Dans les études qui suivront dans cette thèse, h_o , comme tous les autres paramètres, sera supposé uniforme géographiquement.

L'épaisseur de régolithe est également contrôlée par le taux de production optimal P_o , dont on suppose qu'il dépend des conditions climatiques d'une façon similaire au taux de dissolution (cf tableau 5.1). Ainsi, dans ce modèle, des conditions climatiques plus altérantes signifient aussi un régolithe plus épais, allant doublement dans le sens d'un régime *supply-limited*. Le fait de séparer mathématiquement taux de production de régolithe et taux d'altération est discutable, d'autant plus que les deux suivent des lois mathématiques similaires. Cela peut se justifier en considérant que la production de régolithe au sens du modèle est la transition d'un matériel dans lequel aucune réaction chimique ne peut avoir lieu (circulation d'eau quasi-nulle, peu d'espaces réactifs) vers un matériel où les réactions chimiques peuvent avoir lieu. Cette transition est en grande partie due à la fracturation de la roche à la base du régolithe, les auteurs définissent d'ailleurs souvent « l'horizon fracturé » comme le premier horizon du régolithe (Brantley & White, 2009; Violette et al., 2010; Braun et al., 2012). La fracturation de la roche est un phénomène complexe à modéliser, l'importance de réactions spécifiques comme l'oxydation des minéraux ferro-silicatés a été mise en emphase (Buss et al., 2008), mais l'impact de la tectonique et de l'érosion dans les zones orogéniques n'est pas forcément à exclure (Whipple, 2009).

En outre, le concept de profil d'altération sans « base », et donc sans taux de production indépendant du taux de dissolution est tout à fait imaginable. En supposant que la vitesse de réaction diminue avec la profondeur — à cause entre autre d'une moindre circulation d'eau — on peut construire un modèle de profil d'altération infini présentant un front d'altération dont la cinétique de propagation est parfaitement similaire à celle modélisée par la *soil production function* (voir annexe B). Ainsi, les deux concepts reproduisent le même comportement, il est difficile de déterminer à priori lequel décrit le mieux la réalité; et tout porte à croire que les conclusions que nous tirons ici avec ce concept de régolithe fini seraient les mêmes avec le concept de régolithe infini.

Enfin, l'épaisseur de régolithe est dans la nature majoritairement contrôlée par le taux d'érosion. L'effet de l'érosion sur l'évolution transitoire du taux d'altération est relativement similaire à l'effet de l'épaisseur caractéristique h_o : plus le taux d'érosion est faible, plus le régime devient *supply-limited* et l'altération passe par un pic avant de trouver sa valeur stationnaire. La différence notable est qu'en régime *supply-limited*, le taux d'érosion contrôle le taux d'altération stationnaire, et la transition de comportement correspond précisément au taux d'érosion pour lequel l'altération stationnaire est maximale. Ainsi, un résultat important est qu'à plus faible érosion — toutes choses égales par ailleurs — l'évolution du régolithe présente un pic d'altération approximativement aussi élevé que l'altération stationnaire à érosion optimale, et ce bien qu'à faible érosion, l'altération à l'état stationnaire soit beaucoup plus faible.

Pour terminer, notons que la fiabilité de ces conclusions dépend de la validité du modèle aux stades précoces du régolithe. Le concept de régolithe présenté ici a bien plus été développé pour représenter un régolithe à l'état stationnaire que sa formation initiale. L'initiation de l'altération et la création d'un régolithe à partir d'une roche-mère à l'affleurement sont beaucoup moins bien contraintes. Certains phénomènes sont toujours peu compris, par exemple la dissolution de minéraux primaires sans sol, donc avec un temps de résidence de l'eau extrêmement court et sans « catalyse » des réactions par la végétation ; d'où le débat sur la forme « *humped* » de la *soil production function*, avec une épaisseur optimale d'altération et une cinétique devenant quasi-nulle pour des épaisseurs plus faibles (Carretier et al., 2014). L'utilisation d'une SPF *humped* pose le problème suivant : il devient quasiment impossible de créer un régolithe à partir d'une roche-mère dépourvu de régolithe. En revanche, à partir du moment où l'on a dépassé le point critique où le régolithe devient stable, le comportement devient exactement le même que celui présenté dans cette partie à cause de la même décroissance exponentielle (tout du moins dans sa forme proposée par Strudley et al., 2006; Carretier et al., 2014).

Le véritable question est de savoir si la séparation en taux de production de régolithe variable avec l'épaisseur et en taux d'altération indépendant de l'épaisseur (quoique dépendant de l'âge des minéraux via l'exposant σ) est bien représentative des stades précoces du régolithe.

5.3 Application : réponse transitoire de l'altération au dégazage de CO₂ par des trapps à la limite Permo-Trias

Nous proposons maintenant d'examiner la sensibilité du système climat-cycle inorganique du carbone à une perturbation transitoire. Le modèle *dynsoil* présenté en première partie de chapitre est spatialisé sur les continents (un profil vertical est calculé pour chaque élément continental d'une grille discrétisant la surface de la Terre, voir ci-après) et intégré au modèle GEOCLIM (Donnadieu et al., 2006a; Goddérès et al., 2014).

GEOCLIM est un modèle numérique couplant les principaux cycles biogéochimiques à l'échelle des temps géologiques. Il calcule les bilans du carbone, de l'alcalinité, du calcium, du phosphore et de l'oxygène dans l'océan (9 réservoirs) et dans l'atmosphère. Les flux d'altération des surfaces continentales sont résolus spatialement en utilisant à chaque pas de temps un modèle de circulation générale pour estimer les températures continentales et le ruissellement continental à la résolution voulue. GEOCLIM est un modèle dynamique qui ne fait aucune hypothèse sur l'état d'équilibre du cycle du carbone.

Dans le cadre de cette thèse, seul le calcul de l'altération des silicates granitiques a été changé dans le modèle GEOCLIM, le reste des calculs a été conservé tel que dans les études précédentes (Goddérès et al., 2014, 2017), y compris l'altération des silicates basaltiques. En effet, bien que les régolithes se développent aussi à partir de roche-mères basaltiques, la loi empirique d'altération utilisée pour les basaltes (Dessert et al., 2003) reproduit bien les observations. Comme il est impossible de prédire à l'avance comment va évoluer la rétroaction climat-altération dans *dynsoil*, nous avons pensé que garder une loi paramétrique liant climat et consommation de CO₂ par l'altération des basaltes permettrait d'éviter des fluctuations incontrôlables de la teneur en CO₂ et du climat. Notre objectif est de progresser par étape, car modifier les lois d'altération de GEOCLIM modifie le cœur même du modèle.

La résolution du modèle *dynsoil* est fixée à 10 niveaux verticaux, et le pas de temps d'intégration est de 100 ans. Il est donc couplé de façon asynchrone à GEOCLIM dont le pas de temps est de 0.05 an afin de ne pas avoir d'instabilité numérique lors de l'équilibration de réservoirs « rapides » (comme l'océan superficiel).

5.3.1 Calibration

La calibration du modèle est faite à partir des cartes de température et de ruissellement issues de la base de données du *Climate Research Unit* (CRU) ainsi qu'une carte de pente calculée à partir du modèle numérique de terrain SRTM (Farr et al., 2007). Le modèle *dynsoil* produit une carte d'altération à l'équilibre à partir de ces trois champs

(en utilisant la loi d'érosion présentée tableau 5.1, ainsi que les autres lois empiriques présentées dans ce même tableau), et le paramètre χ_{CaMg} est ajusté afin d'obtenir un flux total d'altération de $4.8 \cdot 10^{12}$ mol/a. L'altération des silicates basaltiques produit elle un flux de $2 \cdot 10^{12}$ mol/a, ce qui équilibre un dégazage de CO_2 par volcanisme de $6.8 \cdot 10^{12}$ mol/a (Gaillardet et al., 1999; Dessert et al., 2003).

La résolution des cartes de température, ruissellement et pente utilisées pour la calibration est $1^\circ \times 1^\circ$ (grille régulière longitude-latitude).

Trois calibration ont été effectuées pour trois différentes valeurs de la constante k_d ($6 \cdot 10^{-5}$, $3 \cdot 10^{-4}$ et $1 \cdot 10^{-3}$, cf tableau 5.1). Le but de ces trois calibrations est de produire un système d'altération globalement *kinetically-limited* (premier cas), intermédiaire (deuxième cas) et globalement *supply-limited* (troisième cas) dans les conditions d'équilibre pré-perturbations. Un critère simple pour quantifier le caractère KL–SL à l'échelle de la Terre est le rapport entre le flux d'altération et le flux théorique si tous les minéraux primaires « entrant » dans le régolithe étaient altérés, c'est-à-dire :

$$ISA = \frac{\int W.dxdy}{\int P.dxdy} \quad (5.15)$$

Avec W le taux volumétrique d'altération, tel que défini équation 5.5, et P le taux de production de régolithe. On nommera cet indice ISA pour indice de saturation de l'altération. Il peut s'apparenter au rapport W/D (altération sur dénudation).

À l'état stationnaire, production et érosion de régolithe se compensent, et le taux d'altération W est égal à $(1 - x_s)E$, x_s étant la proportion de phases primaires en surface. On a donc :

$$ISA_{stat} = \frac{\int (1 - x_s)E.dxdy}{\int E.dxdy}$$

Ainsi, l' ISA à l'état stationnaire n'est autre que la moyenne de $1 - x_s$ pondérée par le taux d'érosion.

L' ISA est proche de 0 en régime *kinetically-limited* et proche de 1 en régime *supply-limited*. Si il est forcément compris entre 0 et 1 en régime stationnaire, il peut tout à fait dépasser 1 en régime transitoire, ce qui signifierait simplement que la quantité de minéraux en train de s'altérer est supérieure à la quantité de minéraux « entrant » dans le régolithe.

5.3.2 Expérience

L'expérience que nous proposons dans cette partie correspond au dégazage de CO_2 lié à la mise en place des trapps de Sibérie à la limite Permo-Trias. Nous considérons un

dégazage continu de $3.5 \cdot 10^{12}$ mol/a pendant un million d'années (Burgess & Bowring, 2015), en plus du dégazage « de base » par le volcanisme qui est de $6.8 \cdot 10^{12}$ mol/a. Ce dégazage vient perturber un système qui était alors à l'équilibre à la fois pour le cycle inorganique et organique du carbone.

Nous avons utilisé la reconstruction paléogéographique de Golonka (2002) à 265 Ma (position des continents et topographie). Cette paléogéographie a servi de forçage au modèle de climat couplé océan-atmosphère FOAM avec lequel ont été effectuées 5 simulations pour 5 différents niveaux de CO_2 (4, 8, 16, 32 et 64 PAL, Goddérès et al., 2017). La constante solaire pour ces simulations a été fixée à une valeur 3,5% inférieure à sa valeur actuelle, en accord avec les modèles d'évolution stellaire (Gough, 1981). Le GCM tourne avec une résolution de 48×40 ($7.5^\circ \times 4.5^\circ$, longitude×latitude) pour sa composante atmosphérique et 128×128 ($\sim 2.8^\circ \times 1.4^\circ$, longitude×latitude) pour sa composante océanique.

La reconstruction de la paléo-topographie est un problème majeur dans l'étude des environnements passés. D'une manière générale, on connaît bien la position des anciennes chaînes de montagnes, mais leurs altitudes restent un sujet très débattu et les incertitudes sont énormes. Pour la présente étude, nous avons choisi l'altitude de la chaîne hercynienne conformément à Goddérès et al. (2017, voir références dans cet article).

Les pentes ont été obtenues en corrélant les altitudes et les pentes pour la configuration actuelle à partir des données SRTM à 0.5° de résolution. Nous supposons implicitement que cette corrélation est exportable dans le passé, et utilisons la reconstruction paléo-topographique pour en déduire la carte des pentes.

Ces cartes (topographie et pentes) ont été construites à la résolution 128×128 (grille

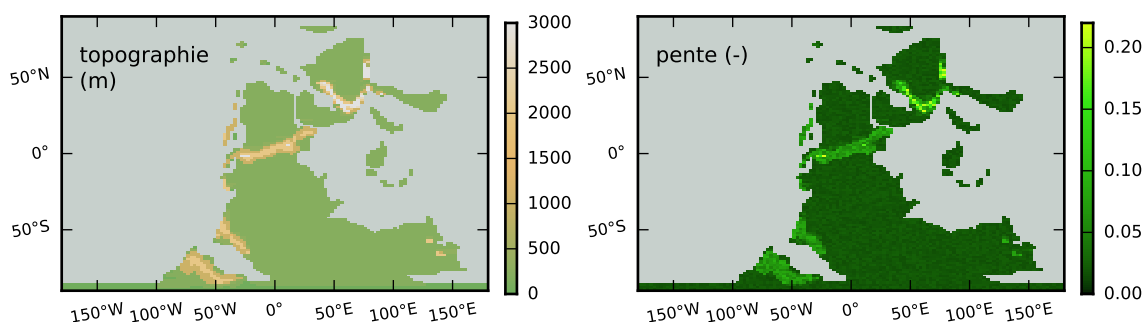


FIGURE 5.12 – Topographie (m, figure de gauche) et pente (figure de droite) à 265 Ma et à la résolution 128×128 . Bien que les trapps de Sibérie soient datés de 252Ma, nous ne disposons pas de reconstruction paléo-géographique précisément à 252Ma. On considère en général que les reconstructions paléo-géographiques sont valables sur des fenêtres de 20Ma environ à cause des incertitudes de datation. Nous restons donc dans la marge d'incertitude.

régulière de $\sim 2.8^\circ \times 1.4^\circ$, longitude×latitude), ce qui correspond à la résolution océanique, afin de mieux représenter les limites des reliefs. Les sorties du modèle (température et ruissellement en moyenne climatologique pour les différents niveaux de CO_2) ont été interpolées à cette résolution. Les cartes climatiques ainsi interpolées et la carte de pentes servent de forçage au modèle d'érosion-altération *dynsoil*.

La figure 5.12 montre les cartes de topographie et de pente utilisées. La paléogéographie est caractérisée par des continents très regroupés (début de la séparation de la Pangée), la présence de la chaîne Hercynienne en milieu équatorial et de deux autres chaînes en moyenne latitude ($\sim 40^\circ\text{N}$) et en haute latitude ($\sim 60^\circ\text{S}$).

L'érosion calculée est environ deux fois plus faible qu'à l'actuel, avec des flux globaux de respectivement 10.8 Gt/a, 11.0 Gt/a et 11.3 Gt/a pour les trois paramétrisations (*kinetically-limited*, intermédiaire et *supply-limited*).

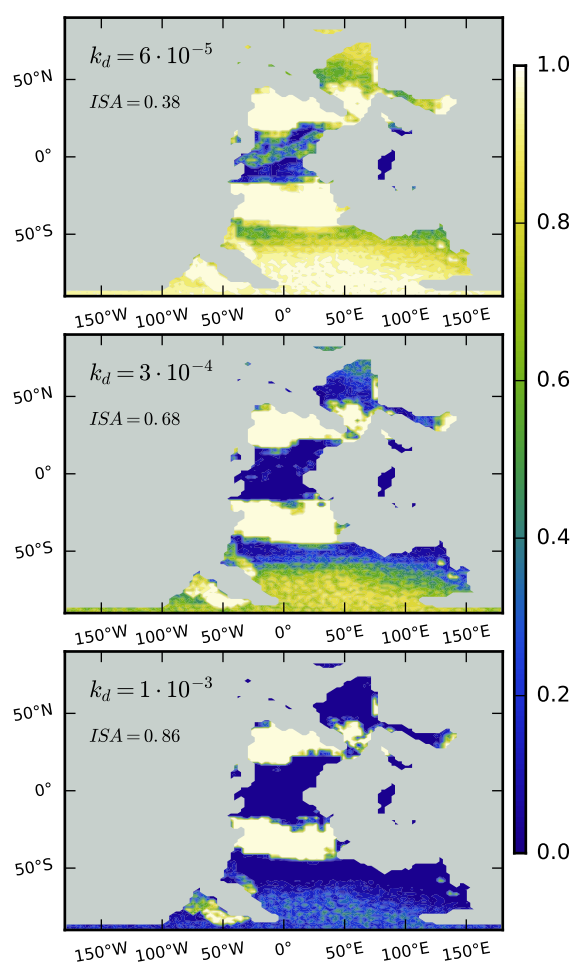


FIGURE 5.13 – Proportion de phases primaires en surface (x_s) à l'état d'équilibre pour les trois paramétrisations (de haut en bas, KL, intermédiaire et SL). L'indice de saturation d'altération (rapport entre flux altération et flux maximal potentiel) est précisé sur chaque carte.

Trois simulations de perturbation sont proposées ici, correspondant aux trois paramétrisations (trois couples de k_d , χ_{CaMg}) mentionnées. Des simulations préliminaires dites « d'équilibration » sont effectuées afin d'atteindre l'état d'équilibre du cycle organique et inorganique du carbone ainsi que des autres cycles élémentaires simulés. Cet état d'équilibre servira d'état initial aux perturbations.

Les trois différents régimes d'altération sont illustrés par la figure 5.13 montrant les cartes de proportion de phases primaires en surface (x_s) à l'état d'équilibre pour les trois paramétrisations.

Dans le cas *kinetically-limited* ($k_d = 6 \cdot 10^{-5}$, carte du haut), les régolithes sont globalement peu déprimés, x_s ne descend pas en-dessous de 0.7, à part en milieu tropical où les régolithes sont presque entièrement déprimés. La chaîne Hercynienne se démarque bien, étant la seule zone en milieu tropical à ne pas être entièrement déprimée, à cause des forts taux d'érosion. Dans les autres chaînes de montagne, le cli-

mat n'est pas assez altérant vis-à-vis des taux d'érosion, et x_s reste proche de 1 (roche-mère quasi à l'affleurement). L'indice de saturation de l'altération (ISA , eq. 5.15) vaut 0.38, ce qui signifie que l'altération est à 38% de sa valeur limite fixée par le taux d'érosion.

Dans le cas intermédiaire ($k_d = 3 \cdot 10^{-4}$, carte du milieu), la déplétion des régolithes commence à atteindre les moyennes latitudes (60°N et 50°S), et la chaîne Hercynienne ne présente presque plus de phase primaire en surface. Les autres chaînes de montagne commencent à développer des régolithes, qui restent globalement peu déprimés. L' ISA pour cette paramétrisation vaut 0.68.

Enfin, dans le cas *supply-limited* ($k_d = 1 \cdot 10^{-3}$, carte du bas), les régolithes sont presque totalement déprimés de l'équateur aux pôles, à l'exception des déserts (où les régolithes ne pourront jamais se développer car le ruissellement est nul quel que soit le niveau de CO_2), ainsi que sur les chaînes de montagne de moyennes et hautes latitudes où il reste encore des zones peu déprimées. L' ISA pour cette paramétrisation vaut 0.86, ce qui se rapproche de la limite fixée par le taux d'érosion.

La figure 5.14 montre les cartes d'altération correspondant à ces trois paramétrisations plus les deux « pôles purs » *kinetically-limited* et *supply-limited*, c'est-à-dire les cas théoriques où on aurait $x_s = 1$ ou $x_s = 0$ (respectivement) uniformément sur toute la Terre, et renormalisés afin de conserver le même flux total d'altération que dans le cas $k_d = 6 \cdot 10^{-5}$.

L'altération au niveau de la chaîne Hercynienne est importante même dans le pôle KL, insensible à l'érosion, à cause des fortes précipitations générées par la chaîne elle-même.

Au plus on se rapproche du pôle SL, au plus l'altération de la chaîne prend de l'importance vis-à-vis des plaines tropicales à même latitude (notamment le micro-continent sud-chinois vers 80°E), et au plus l'altération dans les autres chaînes de montagnes devient significative.

L'altération reste toujours nulle dans les déserts à cause du ruissellement nul, et l'on peut voir les zones d'altération nulle (en noir) en montagne à faible k_d se réduire quand k_d augmente, bien qu'il reste des zones où l'érosion dépasse le taux de production maximal de régolithe, et où la couverture régolithique est nulle, ainsi que le taux d'altération.

Si pour la configuration géographique et topographique actuelle, les trois paramétrisations aboutissent exactement au même état d'équilibre (même niveau de CO_2) et au même flux d'altération de $4.8 \cdot 10^{12}$ mol/a — car les paramètres sont ajustés pour — ce n'est pas tout à fait le cas pour cette paléogéographie à 265 Ma. L'altération totale des granites à l'équilibre est plus élevée (~ 5.4 Tmol/a), celle des basaltes l'est donc moins ;

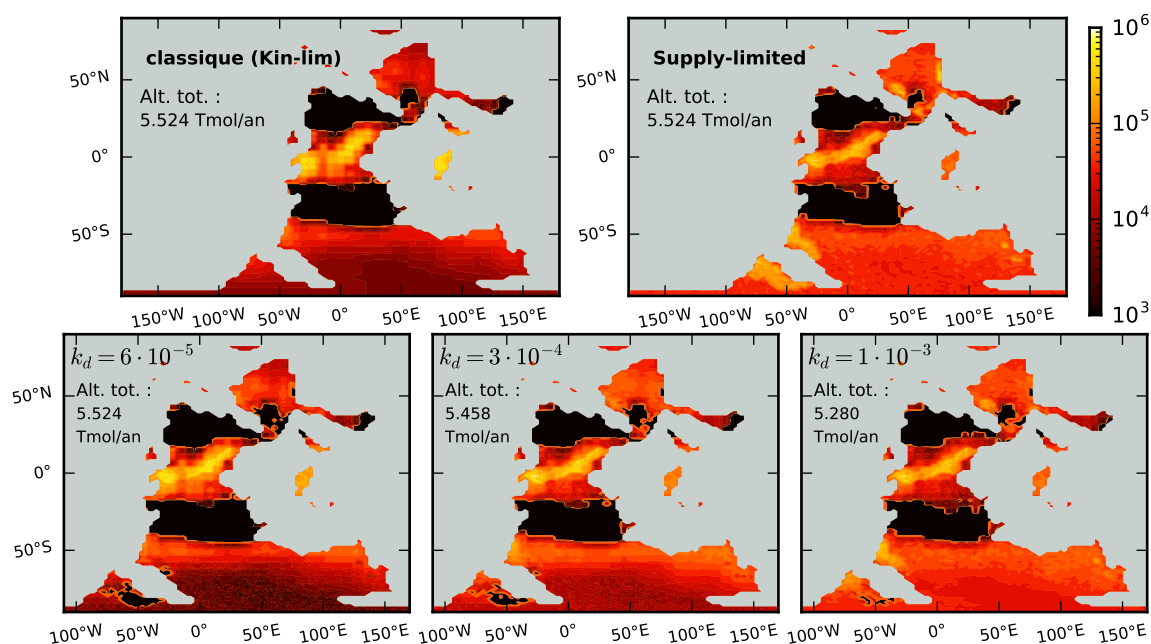


FIGURE 5.14 – Taux d’altération des silicates ($\text{mol}(\text{CO}_2)/\text{km}^2/\text{a}$) à l’état d’équilibre pour les trois paramétrisations (trois cartes du bas, de gauche à droite : KL, intermédiaire et SL) ainsi que pour les « pôles purs » *kinetically-limited* (eq. 5.16, carte en haut à gauche) et *supply-limited* (altération proportionnelle au taux d’érosion, carte en haut à droite).

et les plus fortes valeurs de k_d ont tendance à produire une altération des granites légèrement plus faible (5.524, 5.458 et 5.280 Tmol/a par ordre croissant de k_d , voir figure 5.14), donc un climat plus chaud et une altération des basaltes légèrement plus forte (car la sensibilité de l’altération des basaltes au climat est plus importante que celle des granites).

Cela génère donc des niveaux de CO_2 initiaux différents : 4.78, 5.36 et 7.04 PAL par ordre croissant de k_d . Cependant, ces différences restent faibles par rapport aux variations de CO_2 pendant les perturbations (voir ci-après).

Pour chaque paramétrisation, une fois l’équilibre atteint, afin de concentrer l’étude sur la réponse des régolithes, l’altération des basaltes est verrouillée à sa valeur initiale (valeur d’équilibre) pendant toute la simulation de perturbation, et le cycle organique du carbone est également verrouillé en ajustant en permanence le flux d’oxydation du carbone organique sédimentaire exposé à la surface des continents au flux d’enfouissement de matière organique. La perturbation du cycle organique du carbone entraînerait des conséquences à long terme à cause du temps de résidence de l’oxygène dans les réservoirs superficiels de ~ 10 Ma. Vu le peu de contraintes sur la dépendance de l’oxydation de la matière organique au climat, nous avons choisi de ne pas entrer dans ces considérations dans le cadre de cette étude. En outre, verrouiller l’altération des basaltes et le cycle

organique permet d'isoler artificiellement l'effet des régolithes sur le climat afin de mieux l'étudier.

Enfin, dans le but de quantifier l'effet d'inertie des régolithes, et de tester sa sensibilité à l'épaisseur de régolithe, chaque simulation (pour chaque paramétrisation) a été reproduite cinq fois. Un cas « standard » sans changer les paramètres du modèle *dynsoil*, un cas « quasi-stationnaire » où l'on calcule le profil d'équilibre des régolithes chaque fois que le climat change (ce qui n'implique en rien que le cycle du carbone soit équilibré), un cas « à inertie réduite » où l'on a divisé l'échelle du régolithe par 10, un cas « à inertie augmenté » où l'on a multiplié cette échelle par 10, et un cas « classique » où l'on utilise la même loi d'altération que pour les basaltes :

$$W = k q e^{-\frac{E_A}{R}(\frac{1}{T} - \frac{1}{T_o})} \quad (5.16)$$

(Oliva et al., 2003), en prenant toujours une énergie d'activation apparente à $T_o = 15^\circ\text{C}$ (288.15 K) : $E_A = 48200 \text{ J/mol/K}$, et en modifiant simplement la constante de proportionnalité k pour correspondre au flux d'altération initial (issu de la simulation d'équilibration). Ce cas « classique » correspond au régime purement *kinetically-limited* du modèle *dynsoil* à l'état stationnaire, à un terme près : l'altération est proportionnelle au ruissellement q , alors que la relation de West (2012, éq. 2 de l'article, et éq. 4.1 de ce manuscrit) propose un terme en $1 - \exp(-k_w q)$.

Par « multiplier » ou « diviser » l'échelle du régolithe par 10, nous signifions imposer un facteur d'échelle n de 10 ou 1/10 (respectivement), tel que défini en début de chapitre. Imposer un facteur d'échelle n correspond simplement à multiplier par n l'épaisseur de régolithe en divisant par n sa vitesse d'altération (rigoureusement : diviser k_d par $n^{\sigma+1}$). C'est-à-dire multiplier par n l'épaisseur de régolithe sans changer le nombre de Damköhler, donc le régime d'altération (*kinetically-limited* – *supply-limited*). Cette opération affecte uniquement l'inertie du régolithe (cf partie 5.2.2). Le cas « standard » correspond quant à lui à un facteur d'échelle $n = 1$.

5.3.3 Résultats

La figure 5.15 présente l'évolution du niveau de CO_2 atmosphérique au cours de la simulation de perturbation (10 millions d'années) pour les trois paramétrisations. Le dégazage de trapp a lieu entre 0.1 et 1.1 Ma de simulation.

Toutes les simulations (y compris aux différents facteurs d'échelle et avec la loi d'altération classique) produisent un pic de CO_2 pendant la durée du dégazage de trapp, suivi dès que ce dégazage s'arrête d'une période relaxation plus ou moins longue.

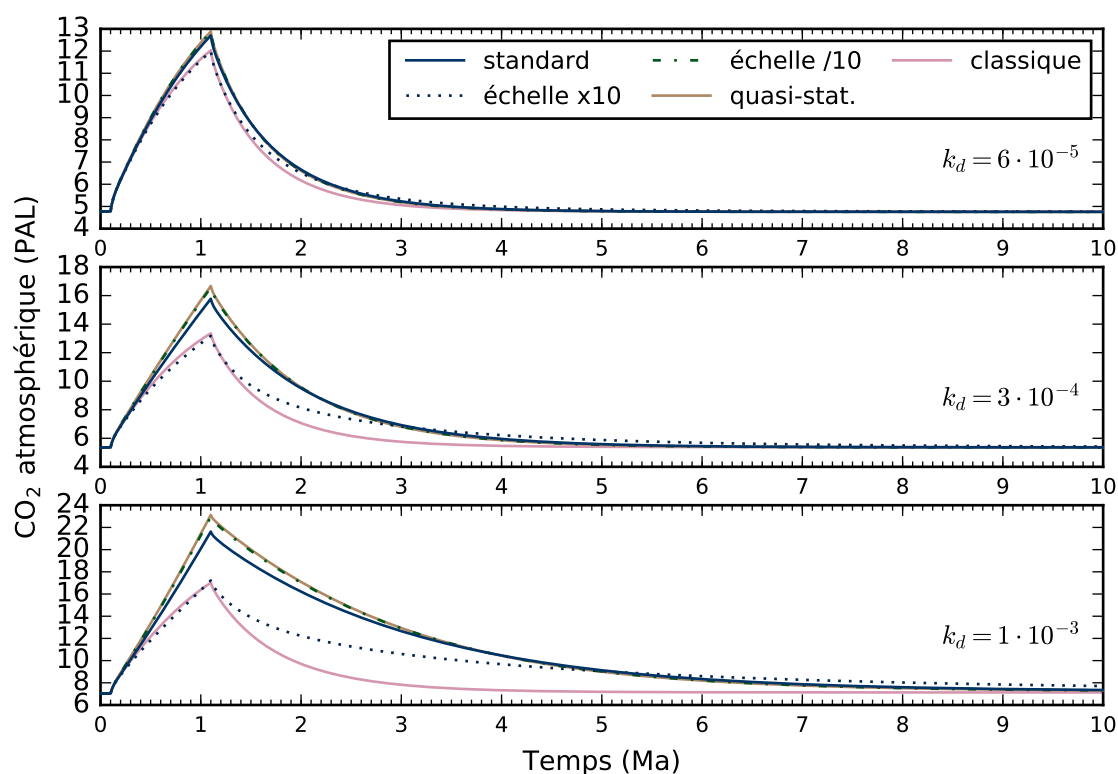


FIGURE 5.15 – Évolution du niveau de CO₂ atmosphérique (PAL) au cours de la simulation de perturbation par un dégazage de trapp (entre 0.1 Ma et 1.1 Ma). Les trois sous-figures correspondent aux trois paramétrisations (trois valeurs de k_d). Pour chaque paramétrisation, 5 simulations sont comparées, ainsi que précisé dans la légende sur la figure (voir texte pour plus de précisions sur ces simulations).

L'évolution du CO₂ pour la loi d'altération classique (courbes roses fig. 5.15) est similaire dans trois cas correspondants aux trois paramétrisations. En effet, cette loi d'altération n'est pas influencée par la paramétrisation de *dynsoil*, c'est-à-dire la valeur de k_d . La seule chose qui change entre ces trois cas pour la loi classique est le niveau CO₂ initial, c'est-à-dire le niveau d'équilibre, qui lui est déterminé par les simulations *dynsoil*, dont dépendant de k_d (voir plus haut, partie « expériences »). Ce dernier est plus élevé pour les fortes valeurs de k_d (4.78, 5.36 et 7.04 PAL pour k_d valant respectivement $6 \cdot 10^{-5}$, $3 \cdot 10^{-4}$ et $1 \cdot 10^{-3}$). Étant donné que plus le niveau de CO₂ est élevé, moins le climat est sensible au CO₂, il faut des variations de CO₂ plus importantes pour un même changement climatique, donc un même changement d'altération. C'est pourquoi les pics de CO₂ sont légèrement plus forts quand le CO₂ initial est plus fort (respectivement, +7, +8 et +10 PAL par rapport au niveau initial). Le temps de relaxation est en revanche le même pour ces trois cas (entre 1 et 2 Ma).

Les autres simulations utilisent toutes le modèle *dynsoil*. Constatons d'abord que plus le régime d'altération est *supply-limited* (k_d élevé), plus le pic de CO₂ sera élevé, et ce bien plus que pour la simulation « classique » (fig. 5.15). Ce n'est donc pas dû à la

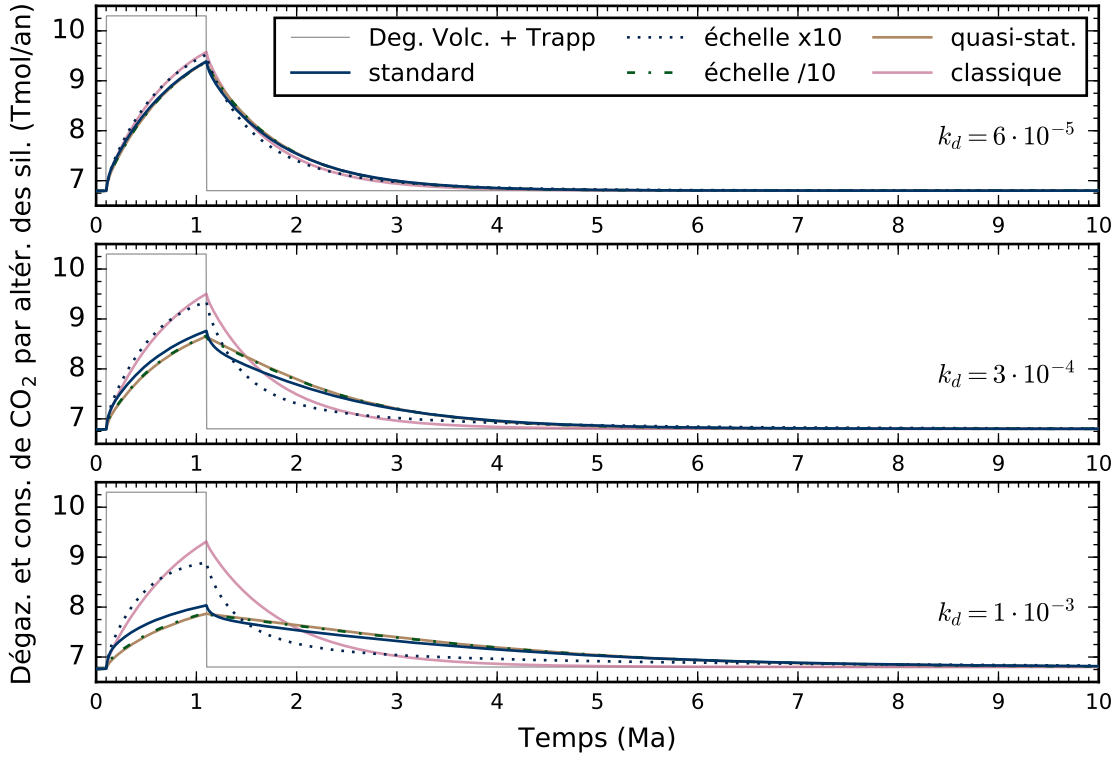


FIGURE 5.16 – Évolution des flux de carbone (dégazage volcanique et altération des silicates, granites et basaltes, Tmol/a) au cours de la simulation de perturbation par un dégazage de trapp (entre 0.1 Ma et 1.1 Ma). Les trois graphes correspondent aux trois paramétrisations (trois valeurs de k_d). Pour chaque paramétrisation, 5 simulations (donc 5 flux d'altération) sont comparées, ainsi que précisé dans la légende sur la figure (voir texte pour plus de précisions sur ces simulations). Le flux de dégazage total (volcanisme de base et trapp) est représenté par la courbe grise sur chaque graphe.

sensibilité climatique au CO₂, mais bien à une rétroaction de l'altération moins efficace. Cela va de pair avec un temps de relaxation beaucoup plus long en régime *supply-limited* (~ 3 Ma pour le cas intermédiaire et ~ 6 Ma pour la plus forte valeur de k_d). Dans le cas *kinetically-limited* (plus faible valeur de k_d), les simulations *dynsoil* sont toutes assez proches de la simulation classique, quel que soit le facteur d'échelle, tant concernant l'intensité du pic de CO₂ que le temps de retour à l'équilibre. Cela signifie donc que des régolithes globalement peu déprimés ($ISA = 0.38$) ont un comportement bien décrit par une loi d'altération dépendant instantanément du climat, type [Oliva et al. \(2003, eq. 5.16\)](#).

En ce qui concerne le facteur d'échelle, quelle que soit la valeur de k_d , plus l'inertie (épaisseur de régolithe) est importante, plus le pic de CO₂ sera réduit, mais plus le temps de relaxation sera long. En multipliant l'échelle du régolithe par 10, l'intensité du pic de CO₂ devient comparable à la simulation classique. Et diviser l'échelle par 10 est en fait suffisant pour avoir le même comportement que la simulation quasi-stationnaire.

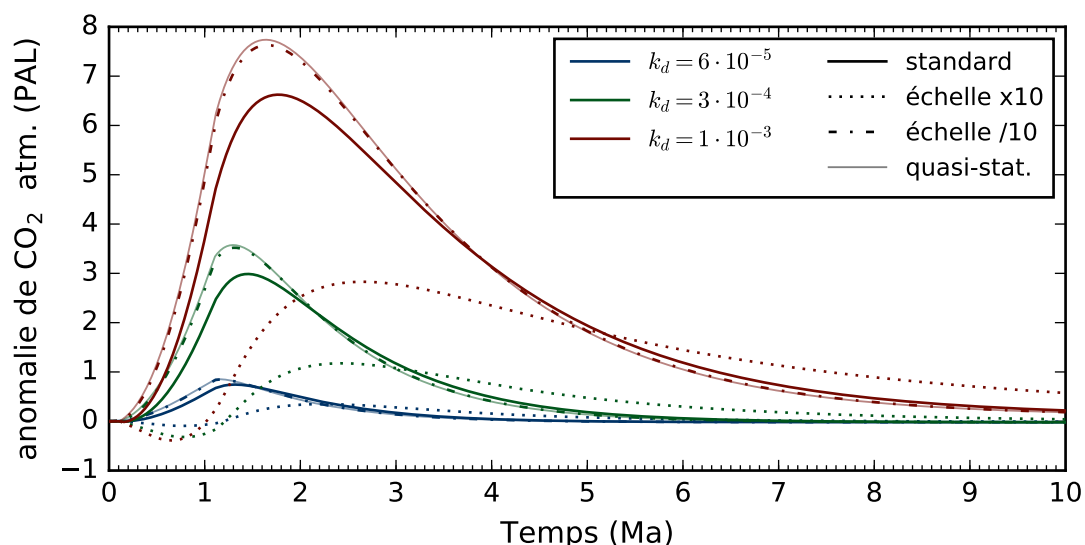


FIGURE 5.17 – Évolution de l'anomalie du niveau de CO_2 atmosphérique (PAL) par rapport à la simulation « classique », au cours de la simulation de perturbation par un dégazage de trapp (entre 0.1 Ma et 1.1 Ma). Les trois couleurs correspondent aux trois paramétrisations (trois valeurs de k_d , voir légende sur la figure). Pour chaque paramétrisation, les 4 simulations *dynsoil* sont représentées, et différenciées par le trait de la courbe (voir dans la légende sur la figure. Voir texte pour plus de précisions sur ces simulations).

L'analyse des flux de carbone (dégazage et altération, figure 5.16) corrobore ces résultats d'évolution du CO_2 . La courbe grise sur chaque sous-figure montre le dégazage total. Pour ce qui est des simulations « classiques » (altération suivant l'équation 5.16) la réponse de l'altération à cet incrément de dégazage est quasiment identique pour les trois paramétrisations (courbes roses). En revanche, pour les simulations *dynsoil*, plus le régime est *supply-limited* (k_d élevé), moins le taux d'altération augmente en réponse au trapp, ce qui explique l'augmentation plus importante du niveau de CO_2 pendant la phase éruptive.

Cette remarque s'applique même lorsque le facteur d'échelle est multiplié par 10 (courbes pointillées bleus). Bien que le taux d'altération augmente presque autant que dans les simulations classiques, plus le régime est SL, moins le pic d'altération est élevé. Pour la paramétrisation la plus proche du pôle SL ($k_d = 1 \cdot 10^{-3}$), on remarque par ailleurs que en début de perturbation, le flux d'altération de la simulation $\times 10$ augmente plus rapidement que celui de la simulation classique. Ceci est dû à une production de régolithe plus soutenue (voir plus bas l'évolution de l'indice de saturation de l'altération).

Comme pour l'évolution du CO_2 , les courbes des simulations /10 et quasi-stationnaires sont superposées (courbes tiretées-pointillées bleus et courbes pleines marrons respectivement).

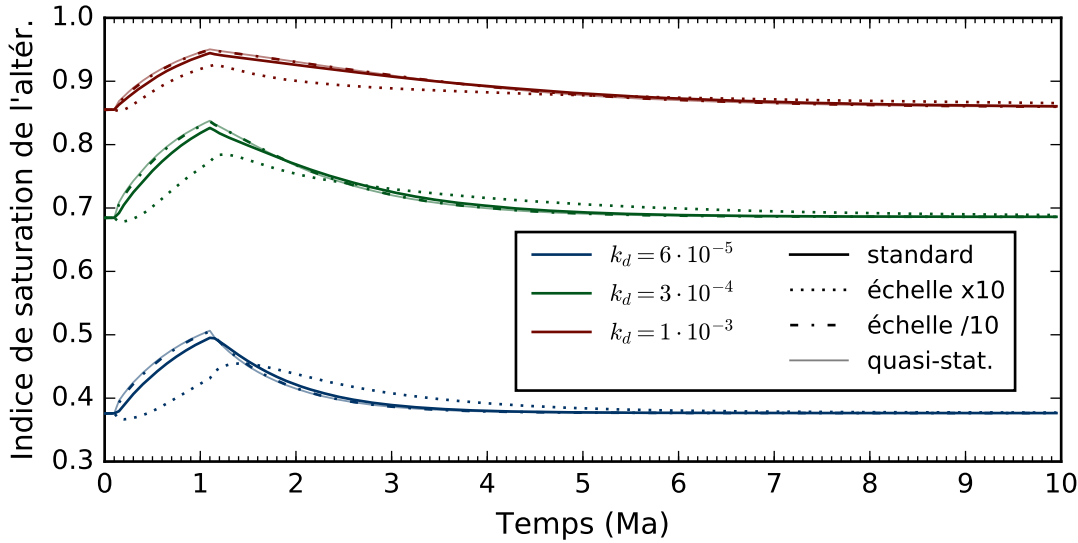


FIGURE 5.18 – Évolution de l'indice de saturation de l'altération (ISA , eq. 5.15) au cours de la simulation de perturbation par un dégazage de trapp (entre 0.1 Ma et 1.1 Ma). Les trois couleurs correspondent aux trois paramétrisations (trois valeurs de k_d , voir légende sur la figure). Pour chaque paramétrisation, les 4 simulations *dynsoil* sont représentées, et différenciées par le trait de la courbe (voir dans la légende sur la figure. Voir texte pour plus de précisions sur ces simulations).

La figure 5.17 résume ces comportements en montrant l'évolution du CO_2 atmosphérique par rapport à la simulation classique. Il apparaît clairement que plus le régime est *supply-limited*, plus le pic de CO_2 sera important et se résorbera lentement. La plus faible valeur de k_d testée génère une perturbation de CO_2 qui ne diffère pas du cas classique de plus de 1 PAL.

Enfin, le facteur d'échelle (c'est-à-dire l'inertie) aura tendance à produire des pics de CO_2 plus faibles mais se résorbant plus lentement. Dans le cas le plus extrême ($k_d = 1 \cdot 10^{-3}$ et facteur d'échelle $n = 10$), la perturbation de CO_2 n'est toujours pas résorbée à la fin des 10 Ma de simulation.

Un effet étonnant de ce facteur d'échelle est que s'il est suffisamment important, l'anomalie de CO_2 par rapport à la simulation classique est négative en début de simulation, et ce pour les trois valeurs de k_d testées. Cela signifie que pour des épaisseurs de régolithe plus importantes, le système est à la fois plus difficile à déplacer de son équilibre initial et met plus de temps à y revenir.

Enfin, le paramètre principal quantifiant le comportement du système d'altération, à savoir l'indice de saturation de l'altération (ISA , eq. 5.15) évolue également pendant le régime transitoire, bien que relativement peu dans les simulations effectuées ici (figure 5.18).

De façon générale, l' ISA augmente pendant le dégazage de trapp et retourne à sa valeur d'équilibre après, ce qui signifie qu'en réponse au dégazage de CO_2 les profils

d'altération s'appauvrissent en phases primaires sans que l'apport par production de régolithe ne compense cette perte. Cette augmentation est d'autant plus faible que l'*ISA* initial est proche de 1, traduisant une réactivité plus faible des profils d'altération. Pendant la relaxation, l'*ISA* ne passe jamais en-dessous de sa valeur d'équilibre, ce qui signifie que le taux de dissolution « à l'intérieur » du régolithe retourne à sa valeur d'équilibre plus lentement que le taux de production.

Ce n'est pas exactement le cas lorsque l'échelle du régolithe est multipliée par 10 (courbes pointillées fig. 5.18), l'*ISA* commence par diminuer en tout début de perturbation, avant d'augmenter. Cet effet se voit surtout pour la paramétrisation *kinetically-limited* (courbes bleus). Cela s'explique par une production de régolithe plus importante et pendant plus longtemps. En effet, suite à un réchauffement climatique, le taux de production de régolithe augmente (plus que le taux d'érosion, cf équations du tableau 5.1), mais de façon limitée car le régolithe répond en s'approfondissant, et la *soil production function* diminue rapidement le taux de production ; ce qui est d'autant plus vrai avec une *soil production function* exponentielle. Multiplier le facteur d'échelle par 10 augmente d'autant la profondeur caractéristique de la *soil production function*, donc l'approfondissement du régolithe avant que le taux de production soit limité. C'est-à-dire, que le taux de production de régolithe reste élevé 10 fois plus longtemps avant d'être limité par la SPF. Combiné au fait que la vitesse de dissolution est 10 fois plus lente, cela fait basculer le système dans un régime où l'apport supplémentaire de phases primaires par production de régolithe est en excès par rapport à la dissolution supplémentaire dans le régolithe (« supplémentaire » signifiant « dû à la perturbation climatique »).

Notons toutefois que l'*ISA* est indice global, et ce comportement est donc un comportement moyen à l'échelle de la Terre. Il peut masquer des disparités géographiques fortes.

Pour terminer, si l'augmentation de l'*ISA* pendant la perturbation montre que cette perturbation entraîne le système vers le régime *supply-limited*, l'augmentation reste modérée, on n'observe pas de véritable transition de régime, et l'*ISA* ne dépasse jamais 1, bien qu'il s'en rapproche dans la paramétrisation la plus SL (courbes rouges fig. 5.18). Un *ISA* supérieur à 1 traduirait un système ne pouvant pas soutenir à long-terme le dégazage volcanique, et donc tendant à se déséquilibrer.

Dans les faits, le modèle tel qu'il est conçu trouvera toujours un équilibre car l'érosion augmente avec le réchauffement climatique, augmentant l'altération maximale atteignable. Cependant, cet équilibre peut se situer à des niveaux de CO₂ extrêmement élevés. En outre, une augmentation de l'érosion à long-terme avec le climat est discutable à cause du forçage tectonique et de l'ajustement de la topographie.

5.3.4 Conclusion

Cette expérience de perturbation du système climat-carbone révèle une fois de plus une profonde différence de comportement selon que le régime d'altération soit proche du pôle *kinetically-limited* ou du pôle *supply-limited*. Pour la gamme testée dans nos expériences, le pic de CO₂ en réponse au dégazage de trapp varie du simple au double (+8 PAL à +16 PAL) et le temps de relaxation du simple au triple (~ 2 Ma à ~ 6 Ma) selon que le système soit respectivement proche du pôle KL ($ISA = 0.38$) ou du pôle SL ($ISA = 0.86$).

Le régime *supply-limited* se caractérise donc par une moindre résilience du cycle du carbone, résultat attendu car la rétroaction n'est plus portée que par la réponse du taux d'érosion au climat, $\propto q^{0.5}$, et est soumise à l'inertie du régolithe à s'adapter au taux d'érosion. Alors qu'en régime *kinetically-limited*, la rétroaction cinétique est $\propto q e^{-E_A/RT}$, et les profils se déplètent instantanément.

Dans les faits, les conditions *supply-limited* générées pour cette expérience ($k_d = 1 \cdot 10^{-3}$) peuvent sembler trop extrêmes pour être réalistes (régolithes entièrement déprimés en plaine jusqu'aux pôles, ainsi que dans la totalité des chaînes de montagnes tropicales). De telles conditions peuvent toutefois être similaires à celles rencontrées à des époques où l'érosion était relativement faible et le climat suffisamment chaud ; l'optimum climatique de l'Éocène pourrait en être un exemple.

Ainsi, l'inertie intrinsèquement liée au fonctionnement de l'altération au sein du régolithe implique une faible résilience du cycle du carbone dans des conditions du type Éocène, ce qui est également observé dans les *proxies* (Armstrong McKay & Lenton, 2018).

En revanche, un régime d'altération globalement *kinetically-limited*, même en considérant explicitement la dynamique des régolithes, abouti à un comportement similaire à celui décrit par des lois d'altération type Oliva et al. (2003).

Enfin, l'inertie du système d'altération se manifestant en régime *supply-limited* est directement influencée par l'épaisseur de régolithe (plus exactement le facteur d'échelle), avec des réponses aux perturbations à la fois de moindre amplitude et plus longues quand l'inertie augmente.

Dans nos expériences, nous changeons le facteur d'échelle (donc l'épaisseur de régolithe) en modifiant la profondeur caractéristique de décroissance de la *soil production function* entre 27 cm et 27 m. Si la valeur « standard » de cette profondeur de décroissance est plutôt de l'ordre de 50 cm (Gabet & Mudd, 2009; Carretier et al., 2014), des valeurs aussi faibles représentent surtout les milieux à forte érosion (orogènes actives) et échouent à reproduire des épaisseurs aussi importantes que celles des latérites sur les

cratons tropicaux (Nahon, 2003), en tout cas avec une *soil production function* exponentielle.

La forme mathématique de la SPF a très probablement elle aussi une grande influence sur l'inertie du système d'altération. On pourrait concevoir, pour modéliser le comportement en milieu peu actif, une SPF avec une décroissance bien plus lente, par exemple en $1/h$, ce qui aboutirait à une croissance de h en $\sqrt{t}$, (cf annexe B), conformément à Lebedeva et al. (2010); Braun et al. (2016).

Cela amène à se demander quelle raison théorique invoquer pour justifier une forme mathématique de *soil production function* différente selon le milieu. Cette question n'est pas évidente car ce concept est essentiellement empirique, inventé pour reproduire les observations.

Chapitre 6

Le lithium, un traceur isotopique de l'altération ?

Sommaire

Aperçu	137
Abstract	138
6.1 Introduction	139
6.2 River water $\delta^7\text{Li}$ in the Amazon Basin	141
6.3 Model description	143
6.3.1 Modeling Li isotopes in <i>hillslopes</i>	143
6.3.2 Modeling Li isotopes in <i>floodplain</i>	144
6.3.3 Coupling <i>hillslope</i> and <i>floodplain</i> components	148
6.3.4 Boundary conditions and parameterizations.	149
6.4 Results	155
6.4.1 Hillslopes	155
6.4.2 Coupling « hillslope » and « floodplain »	156
6.4.3 Local optimizations :	159
6.5 Discussion	161
6.5.1 At the scale of the Amazon basin.	161
6.5.2 The Solimoes particularity	162
6.5.3 Assessing large scale implications	164
6.6 Conclusions	164

Aperçu

Jusqu'alors, nous avons surtout discuté de l'altération des silicates dans le but de déterminer comment l'évolution du climat de la Terre était liée à l'érosion, et plus généralement à la présence d'orogènes, qu'il s'agisse du climat à long-terme ou de la réponse à des perturbations transitoires.

Une partie non négligeable du travail de cette thèse a été de modéliser, en plus du taux d'altération, un traceur susceptible d'apporter des informations sur l'altération dans le passé de la Terre. En effet, si le modèle d'altération développé dans cette thèse est calibré par rapport aux données actuelles, il n'est pas possible de tester sa validité dans le passé, hormis en calculant le niveau de CO_2 et le climat moyen qu'il génère et en le comparant aux *proxies* climatiques ($\delta^{18}\text{O}$, stomates sur les feuilles fossiles...) ce qui ne donne qu'une information très indirecte.

Il a été récemment montré que le lithium était un traceur isotopique de processus plus directement liés à l'altération des silicates (voir ci-après). De plus, la signature isotopique océanique en lithium ($\delta^7\text{Li}$) varie fortement au cours du Cénozoïque, parallèlement à la mise en place d'orogènes, et il n'y a pas encore de consensus quand à la cause de cette variation.

Le but de cette modélisation du cycle isotopique du lithium serait de proposer un modèle prédisant à la fois l'altération continentale globale et le flux et la signature isotopique globaux du lithium transmis aux océans par altération des silicates. Ce afin de prédire l'évolution du $\delta^7\text{Li}$ océanique et de le relier à l'évolution de l'altérabilité des continents (car le flux d'altération doit s'ajuster pour équilibrer le volcanisme à l'échelle des temps géologiques).

Vu les difficultés rencontrées pour reproduire les données actuelles de $\delta^7\text{Li}$, ces travaux ne sont encore qu'au stade de calibration à l'actuel (et non dans le passé) et à l'échelle d'un bassin-versant. Nous proposons ici un modèle pour expliquer les variations géographiques de $\delta^7\text{Li}$ libéré dans les rivières par altération, et tentons d'en déduire les processus expliquant les différentes valeurs de $\delta^7\text{Li}$ rencontrées. Ces travaux ont été rédigés dans un article qui a été soumis à la revue *Geochimica et Cosmochimica Acta*, c'est pourquoi la suite de ce chapitre est écrite en anglais.

Modeling continental weathering and river $\delta^7\text{Li}$ variability throughout the Amazon Basin

Pierre Maffre¹, Yves Godd  ris¹, Nathalie Vigier², Jean-Sébastien Moquet³
Sébastien Carretier¹

Abstract

The present study investigates the processes controlling the elementary and isotopic cycle of the lithium over the Amazon basin. A numerical model is developed to simulate two major processes that have been proposed as key controls of the river lithium isotopic composition: weathering reactions inside the regolith, accounting for secondary phase formation, and interactions between riverine water and secondary phases in floodplain. Both processes generate fractionation of lithium isotopes (“batch” fractionation and Rayleigh distillation respectively) that potentially control the riverine isotopic composition of the Amazon and its tributaries. The model is supported by spatially distributed measurements of riverine lithium elemental and isotopic composition and also of silicate weathering and physical erosion rates.

This study demonstrates the existence of two different regimes in the Amazon basin. The lithium isotopic signature of river waters draining the southern part can be explained by lithium release and fractionation in the regolith, followed by Rayleigh distillation in the floodplain, in agreement with previously published hypothesis. In contrast, the lithium isotopic composition of rivers located in the northern part of the Amazon watershed cannot be simulated by the model concomitantly with the southern part, thus questioning the validity of “floodplain hypothesis” as a unique theory to explain the lithium isotopic signature of rivers. This result suggests that the environments able to generate high $\delta^7\text{Li}$ (higher than 25‰) and the processes involved are not firmly identified yet.

This modelling demonstrates that all processes controlling the lithium isotopic composition of mean river discharge into the ocean are not fully identified. Thus, care

1. Géosciences Environnement Toulouse, CNRS-Université Toulouse 3, Toulouse, France

2. Laboratoire d’Oc  anographie de Villefranche, CNRS – Université Pierre et Marie Curie, Sorbonne Université, Villefranche-sur-Mer, France

3. Institut de Physique du Globe de Paris, CNRS, Sorbonne Paris Cité, France

should be taken to interpret the oceanic lithium isotopic composition in terms of past weathering and more in-situ measurements are needed.

6.1 Introduction

The lithium isotopic composition ($\delta^7\text{Li}$) of river waters is a potential tracer of weathering processes occurring on the continents (e.g. Huh et al., 1998; Vigier et al., 2009; Millot et al., 2010b; Dellinger et al., 2014, 2015; Pogge von Strandmann et al., 2017). Indeed, the isotopic composition of dissolved riverine lithium is the result of complex interactions between solids and the water flowing through the Critical Zone. The dissolution of primary minerals releases lithium in solution without significant isotopic fractionation (Pistiner & Henderson, 2003; Verney-Carron et al., 2011; Wimpenny et al., 2010a). Precipitation of secondary clay minerals retains about 80 to 90% of the lithium released by rock and mineral leaching, and this incorporation occurs with a strong isotopic fractionation ranging between 10‰ and 25 ‰ at low temperature (e.g. Pistiner & Henderson, 2003; Vigier et al., 2008; Millot et al., 2010a; Dupuis et al., 2017), in favor of the light — $\delta^6\text{Li}$ — isotope. As a result, river dissolved phases are systematically enriched in $\delta^7\text{Li}$ both in small and large watersheds (e.g. Kısakürek et al., 2005; Huh et al., 1998; Dellinger et al., 2014; Pogge von Strandmann et al., 2017).

A consensus, based on both observational and modelling studies (Stallard & Edmond, 1983; Riebe et al., 2004; West et al., 2005; Gabet & Mudd, 2009; West, 2012), emerged for dividing continental alteration in two major regimes: some areas are characterized by a “weathering-limited” regime where primary minerals are not completely weathered before being eroded away. In those regions, dissolution rates of fresh minerals are the limiting process. The export of dissolved species is relatively fast, soil residence time is small and secondary clay formation remains limited. These regions are generally mountainous (e.g. West et al., 2005). If the corresponding soil thickness is small, the lithium isotopic composition of the runoff (superficial waters) is then expected to be maintained at a low value, close to the continental source rocks (Dellinger et al., 2015; Bouchez et al., 2013; Pogge von Strandmann & Henderson, 2015). Other areas, mostly located in the plains, lowlands or cratons, are characterized by the supply limited regime where residence time of minerals within the regolith is long enough to completely remove primary phases at the surface. In these regions, the time of water-rock interactions is longer and secondary phase formation is favoured. Thus, in these flat regions, removal of dissolved Li by secondary mineral formation is expected to increase the runoff $\delta^7\text{Li}$ values.

Given the isotopic composition of the continental rocks (between -2 and +4 ‰ on average Teng et al., 2009) and accounting for the known values of lithium isotopic

fractionations (10-25 ‰), the maximum $\delta^7\text{Li}$ value that river waters can reach (assuming an equilibrium process) is 20 to 25 ‰. However, a non negligible amount of rivers display much higher $\delta^7\text{Li}$ values, reaching up 30 to 40 ‰, either in plain or in mountains (Huh et al., 1998, 2001; Kısakürek et al., 2005; Vigier et al., 2009; Millot et al., 2010b; Wimpenny et al., 2010b). For large basins, it has been hypothesized that the high values reached in low relief area could be the results of Rayleigh isotopic fractionation (Vigier et al., 2009; Bagard et al., 2015; Dellinger et al., 2015; Pogge von Strandmann et al., 2017). Similarly, flooding plains could be affected by Rayleigh fractionation. In those areas, the dissolved lithium released upstream continuously interacts with secondary mineral phases, reducing the dissolved lithium load while enriching it in ^7Li . Thus, the elevated $\delta^7\text{Li}$ values of the downstream tributaries of the Madeira and Solimões Rivers (Amazon Basin, Dellinger et al., 2015) can be explained by Rayleigh distillation law, based on correlations between the river isotopic ratio and its dissolved Li concentration. However, high $\delta^7\text{Li}$ values are also observed in rivers draining smaller watersheds in uplands or under dry climate where soils are much thinner, (Huh et al., 1998; Kısakürek et al., 2005; Millot et al., 2010b; Schmitt et al., 2012).

With the recent advances in the monitoring of the lithium isotopic composition of large watersheds (Ganges, Amazon, Congo), it is now clear that the riverine signal cannot be interpreted straightforward. However, understanding how weathering reactions and Li transportation to the ocean affect the isotopic signature of rivers is a precondition of any interpretation of the seawater $\delta^7\text{Li}$ evolution (Misra & Froelich, 2012; Li & West, 2014; Wanner et al., 2014; Vigier & Goddéris, 2015). Studying the spatial variability and quantifying the contribution of different reservoirs to the isotopic signature at the outlet of continental-sized watershed can provide additional clues on the link between continental weathering and river Li isotope signatures. Modelling this variability could be of great help in the use of river $\delta^7\text{Li}$ as proxy for past weathering at large scale.

In the present contribution, we simulate the elemental and isotopic behavior of lithium, integrated over the world biggest watershed: the Amazon. The Amazon basin is not only an interesting basin because of its significant matter contribution to the Oceans at global scale but also because it includes both “supply limited” and “weathering limited” domains and also extended areas of permanents or seasonal floodplains allowing to test the effect of these characteristics in weathering geochemical processes in general and on lithium fractionation in particular. The Amazon watershed is monitored by the HYBAM observatory providing high-frequency measurements of water discharge, suspended and dissolved load at 40 stations distributed within the catchment (see Fig. 6.1, and Appendix A¹, Fig. D.1). Erosion and weathering are then relatively well es-

1. *Annexe D du manuscrit, partie 1*

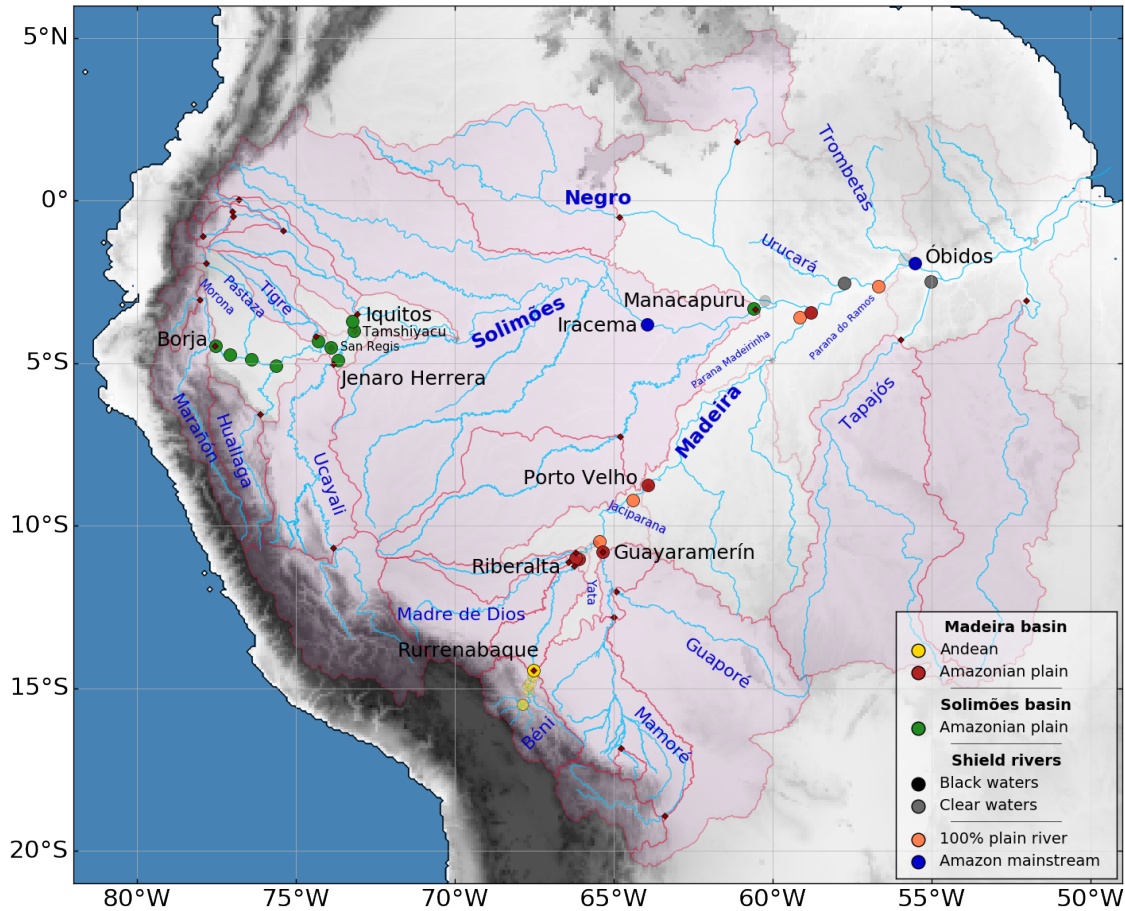


FIGURE 6.1 – Map of the Amazon tributaries (blue lines) showing the monitoring stations used in (Dellinger et al., 2015, colored circles), the HYBAM monitoring stations (dark grey diamonds) and corresponding watersheds (light red shades).

timated at geomorphologic domains scale constrained and understood (Moquet et al., 2011, 2016). Moreover, the lithium isotopic composition and elemental concentrations is available at various measurement sites (Dellinger et al., 2015). Our objective is to test if we can explain the spatial variability of $\delta^7\text{Li}$ over the Amazonian watershed with the two key suggested processes: “batch fractionation” while secondary phases formation and “Rayleigh distillation” due to progressive interaction of dissolved lithium and secondary phases in floodplains.

6.2 River water $\delta^7\text{Li}$ in the Amazon Basin

Dellinger et al. (2015) published a detailed database for the Amazon watershed, gathering 39 sample sites, from the Andes to the outlet in the Atlantic ocean, at several time of the year for some sites (mostly February and May). Li isotopic composition of

river waters range from 2‰ to 33‰ and can be explained by considering three types of waters contributing to the Amazon main flow: the white, clear, and black waters. “Black” waters are characterized by high organic matter content and low $\delta^7\text{Li}$ (2‰ to 10‰), close to bedrock values. The high organic acid content of the black waters promotes a complete dissolution of the secondary phases. This weathering congruency drives the $\delta^7\text{Li}$ of the black waters close to the continental bedrock values. This process was also evidenced for some rivers draining the W/E part of the Congo basin ([Henchiri et al., 2016](#)). The “white” waters are characteristic of the Andes and floodplains, with highly variable $\delta^7\text{Li}$ (from 4 to 33 ‰). White waters contribute for more than 70% of the dissolved lithium released to the ocean by the Amazon river. Finally, the last water pool is flowing on the Amazonian shield (clear waters) and contributes for less than 10% to the dissolved lithium flux of the Amazon river.

The authors do not observe a significant seasonality in the $\delta^7\text{Li}$, except for the N gro and Madeira rivers, with maximum differences about 9.2‰ and 6.5‰ respectively.

In the present contribution, we only focus on the white and clear waters because secondary phases dissolution has little influence on CO₂ consumption rate (typical secondary phases bearing few cations). Moreover, modelling organic matter content and dissolution by organic acid is beyond the capacity of this study. In white and clear waters, $\delta^7\text{Li}$ below about 20‰ have been explained by [Dellinger et al. \(2015\)](#) by an equilibrium fractionation occurring inside the weathering profiles, during secondary minerals formation. Higher values plots along a Rayleigh distillation line, leading these authors to postulate that continuous interactions between water and secondary minerals occur in flood plains and allow the water $\delta^7\text{Li}$ to rise above the limit of equilibrium fractionation.

For the present purpose, we removed from the database of [Dellinger et al. \(2015\)](#) the stations without $\delta^7\text{Li}$ measurements, the “blackwaters” stations (Trombetas and N gro) and the stations whose drained areas are poorly represented at our model resolution (all the B ni stations upstream Rurrenabaque and Orthon stations). In order to compare model with data, the stations are localized within the model mesh ($0.5^\circ \times 0.5^\circ$, see section 3.2) so that their model drainage areas match their real one. 24 stations have been considered in the present analysis. Furthermore, when several measurements are available for a single station (in most cases at different times of the year), we averaged them without weighting.

6.3 Model description

The two processes emphasised in this study —“batch” fractionation in regoliths and Rayleigh distillation in floodplains— are linked to weathering, itself depending on erosion and climatic conditions. We focus on the modelling of lithium cycle, and tried to get “objective” reliable fields of climate, erosion and weathering. For this purpose, we used climate reanalysis and fields of erosion and weathering that are corrected to fit the available data —though issued from models (see section 3.4).

We first developed a simple 0D “batch” (equilibrium) fractionation model to simulate lithium isotope variations within weathering profiles (section 3.1). This model simulates the processes occurring in mountainous areas or along hillslopes, where riverine water interact little with soils. Thus, it does not account for Rayleigh fractionation.

Then, to simulate the processes occurring in floodplain (section 3.2), a 2D horizontal model was developed, in which the horizontal transfer of water is taken into account, as well as Rayleigh distillation.

Ultimately, both models are coupled (section 3.3) and adapted to the Amazon setting.

6.3.1 Modeling Li isotopes in *hillslopes*

This model applies where infiltrating rainwater interacts with minerals, and stops interacting when it reaches the river. We call such places “hillslopes”. Therefore in this part, only processes occurring in regoliths are simulated. Within weathering profiles (or regoliths), lithium is assumed to follow an equilibrium fractionation occurring during the precipitation of secondary phases (primary phases being congruently dissolved). Such a model is called a batch model (Bouchez et al., 2013; Dellinger et al., 2015). The isotopic mass balance can be written as:

$$\delta_{riv}^7\text{Li} = \delta_{rock}^7\text{Li} + \frac{F_{sp}(\text{Li})}{F_{diss}(\text{Li})}\Delta_{land} \quad (6.1)$$

$\delta_{riv}^7\text{Li}$ is the $\delta^7\text{Li}$ value of waters leaving the regolith, $\delta_{rock}^7\text{Li}$ is the $\delta^7\text{Li}$ value of the source rocks, $F_{diss}(\text{Li})$ the flux of Li released in water by the dissolution of the source rocks, $F_{sp}(\text{Li})$ the flux of Li retained in secondary phases and Δ_{land} the corresponding isotope fractionation factor.

The hypothesis made is that the ratio $F_{sp}(\text{Li})/F_{diss}(\text{Li})$ depends on water residence time within the regolith, itself assumed to be proportional to regolith thickness and inversely proportional to mean water drainage (precipitation minus evaporation): $\phi h/q$ where q is the water drainage, h the regolith thickness and ϕ the regolith porosity (kept constant in the whole study). We chose a Michaelis-like dependence of $F_{sp}(\text{Li})/F_{diss}(\text{Li})$,

so this ratio is equal to zero (congruent dissolution) for null water residence time and 1 (all lithium retained is secondary phases) for infinite water residence time. Hence:

$$F_{sp}(\text{Li}) = \frac{1}{1 + \frac{\tau_o}{\phi h/q}} F_{diss}(\text{Li}) \quad (6.2)$$

The flux of lithium leaving the regolith and reaching hydrographic network $F_{riv}(\text{Li})$ is the difference $F_{diss}(\text{Li}) - F_{sp}(\text{Li})$.

Once the regolith thickness and water drainage are known, the only remaining parameter is τ_o which is the “half-retention” water residence time. The way regolith thickness (h) and $F_{diss}(\text{Li})$ are computed —respectively Eq. 6.8 and Eq. 6.9— are detailed in sections 3.4.1 and 3.4.2.

6.3.2 Modeling Li isotopes in *floodplain*

In floodplains, regoliths are not considered to play a key role because weathering mainly results from the interaction of riverine water flowing overbank with deposited sediments (for the sake of simplicity, in the equations, we consider sediment unweathered particles as bedrock). Following [Dellinger et al. \(2015\)](#), what matters is the horizontal transport of water allowing the downstream Li uptake by secondary phases. The corresponding model is therefore based on a 1D reactive transport that simulates a river at steady-state (all time derivatives are set to zero), as illustrated in Fig. 6.2. x is the river coordinate (from head to mouth). Let $F_{riv}(\text{Li})(x)$ be the flux of lithium carried by the river at x (in mol/y), the elementary mass budget gives:

$$\frac{dF_{riv}(\text{Li})}{dx} = w (F_{diss}(\text{Li}) - F_{sp}(\text{Li})) \quad (6.3)$$

Where w is the river width, and $F_{diss}(\text{Li})$ and $F_{sp}(\text{Li})$ are respectively the specific dissolved and retention lithium fluxes (in mol/m²/y), as in the *hillslope* model.

The isotopic budget, with Eq. 6.3 and the local fractionation rule $\delta_{riv}^7\text{Li}(x) = \delta_{sp}^7\text{Li}(x) + \Delta_{land}$ gives:

$$F_{riv}(\text{Li}) \frac{d\delta_{riv}^7\text{Li}}{dx} = F_{diss}(\text{Li}) (\delta_{rock}^7\text{Li} - \delta_{riv}^7\text{Li}) + w F_{sp}(\text{Li}) \Delta_{land} \quad (6.4)$$

Where $\delta_{riv}^7\text{Li}$ is the $\delta^7\text{Li}$ value of riverine water, $\delta_{sp}^7\text{Li}$ the one of locally formed secondary phases and $\delta_{rock}^7\text{Li}$ the one of source rocks, as in the *hillslope* model.

w represents the width of the area which interacts with river water. It can be interpreted as the characteristic distance reached by floods. The hypothesis underlying Eq.

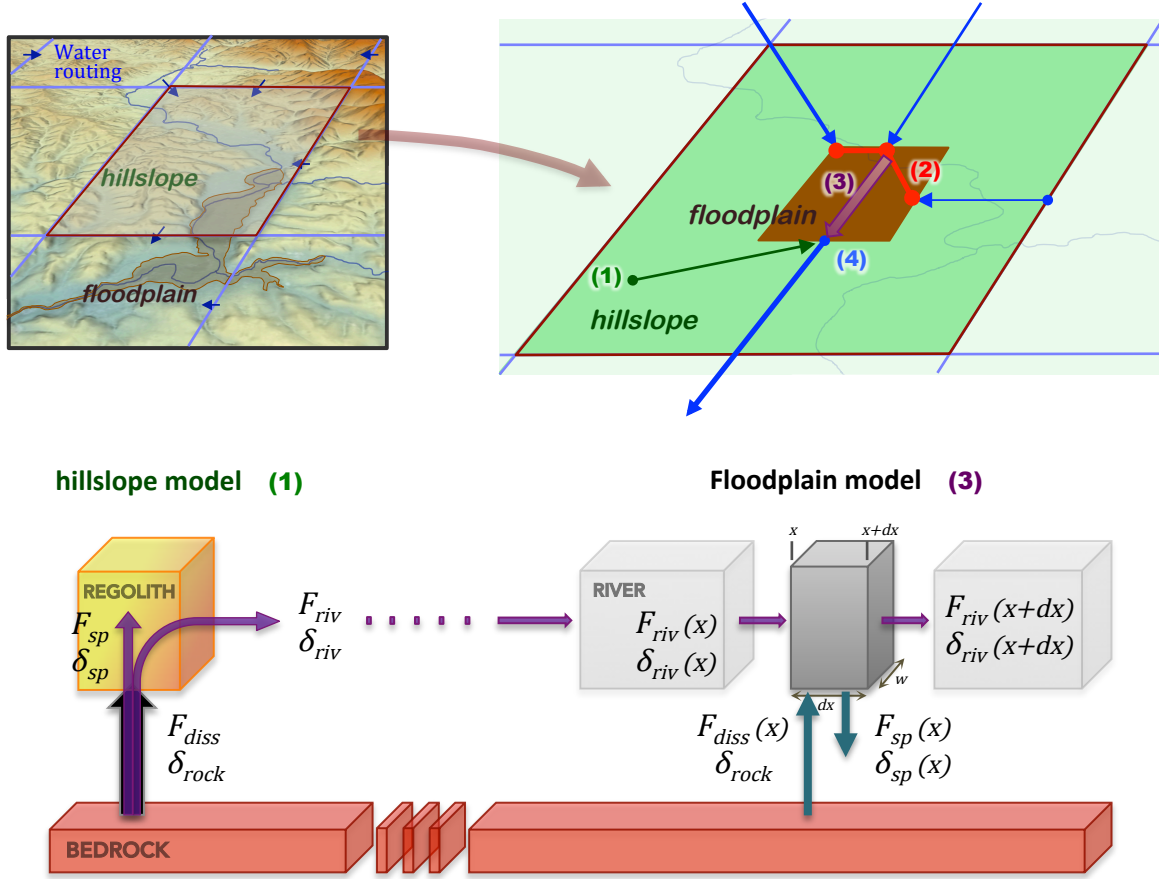


FIGURE 6.2 – Schematic representation of the *hillslope* lithium model, *floodplain* model and their coupling. Cells are connected by the hydrographic network (blue arrows). The upper-right scheme summarizes the four steps of the model coupling: 1) running the *hillslope* model; 2) initializing the *floodplain* model; 3) integrating the *floodplain* model; 4) mixing (see section 3.3). The lower scheme is a simplified 1D representation of the *hillslope* and *floodplain* models. It illustrates the mass and isotopic budget of the *hillslope* box model and of an infinitesimal slice (between x and $x + dx$) of the *floodplain* model.

6.3 and 6.4 is that riverine water and overbank water are instantaneously mixed, so the system behaves like a homogenous channel of width w . Yet, w varies along the river course. How we set its value is detailed in section 3.4.5.

The computation of $F_{diss}(\text{Li})$ is explained in section 3.4.2. The key issue of this model is how to calculate the lithium uptake within the floodplain, $F_{sp}(\text{Li})$. To our knowledge, no study has proposed a mathematical relation to quantify it. The incorporation of lithium on clays (or other secondary minerals, such as aluminium hydroxides) is still poorly understood. For instance, it is yet unclear whether riverine water can exchange lithium with clays already formed or lithium can only be integrated in clays at the time they precipitate. In absence of such information, we tested the two possibilities with basic mathematical equations, assuming that this flux is driven by riverine lithium

concentration $[\text{Li}]_{riv}$. In the first case, we assume that it is the only control:

$$F_{sp}(\text{Li}) = k_{sp} ([\text{Li}]_{riv})^a \quad (6.5)$$

Where k_{sp} and the exponent a are two adjustable parameters. They can be seen respectively as the kinetic constant and the order of the reaction. Eq. 6.5 will be referred as the case #1.

In the second case, $F_{sp}(\text{Li})$ is supposed to be limited by the local rate of secondary phases precipitation, this last being proportional to the rate of primary dissolution. Hence, the maximal value for $F_{sp}(\text{Li})$ is $K_m F_{diss}(\text{Li})$ where K_m is the lithium storing capacity of secondary phases with respect to primary phases. In other words, if 1 mole of primary minerals contains 1 mole of Li, the secondary minerals formed from that minerals could contain at most K_m mole of Li. K_m has to be greater than 1 to make possible a net uptake of lithium in floodplain. In addition, we supposed a kinetic limitation at low lithium concentrations. $F_{sp}(\text{Li})$ cannot reach its maximum value. With again a Michaelis-like relation, it goes:

$$F_{sp}(\text{Li}) = \frac{K_m F_{diss}(\text{Li})}{1 + \frac{K_m F_{diss}(\text{Li})}{k_{sp} [\text{Li}]_{riv}}} \quad (6.6)$$

k_{sp} is here the kinetics constant. Eq. 6.6 will be referred as the case #2.

Fig. 6.3 shows an idealized case where the floodplain model is run alone, on a 1D river profile with constant water discharge and constant width w . The parameters and the lithium dissolution flux (F_{diss} , forcing of the model) have been set arbitrarily to illustrate the model behaviour. F_{diss} is set constant over the first 1000 km of the river flow. The model is initialized (at $x = 0$) with no lithium in the water (except when k_{sp} is modified, it is initialized with equilibrium conditions). Whatever the equation chosen for $F_{sp}(\text{Li})$, or the parameter values, the model reaches the equilibrium: lithium concentration increase until F_{sp} balances F_{diss} (Fig. 6.3 a and c), and concurrently, $\delta_{riv}^7\text{Li}$ increases from bedrock value ($\delta_{rock}^7\text{Li}$) towards its equilibrium value: $\delta_{rock}^7\text{Li} + \Delta_{land}$ (Fig. 6.3 b and d).

At $x = 1000$ km (once the river is at steady state), we imposed a drop of F_{diss} by -90%, an arbitrary value chosen to generate a significant response of the model. This drop of F_{diss} is expected when the river leaves the range (or the foreland) and reaches the floodplain —though rivers are not necessarily at steady-state at that moment. The imbalance between F_{sp} and F_{diss} leads to a net uptake of Li, until F_{sp} decreases and balance F_{diss} again. This uptake (F_{sp} greater than F_{diss}) triggers a rise of

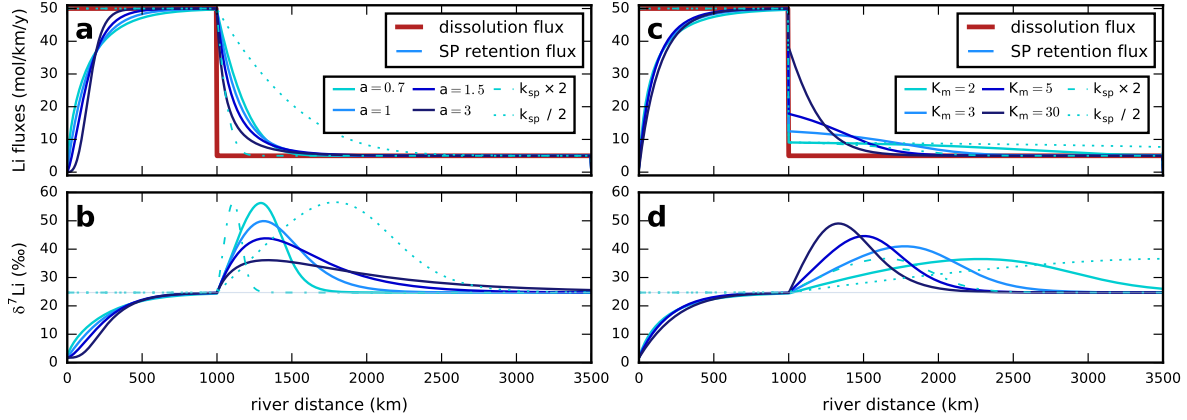


FIGURE 6.3 – Examples of the 1D *floodplain* model response to a prescribed decreasing step of the supply of dissolved Li by chemical weathering of the bedrock (red thick line in panels a and b). This flux is reduced by 90% at 1000 km, after the river reached its equilibrium state (in all cases). The model is initialized with no lithium in river water, and the $\delta^7\text{Li}$ of source rock is set at 0‰. Moreover, a constant flood width w (30 km) and water discharge ($20 \text{ km}^3/\text{yr}$) along the river has been chosen for these examples. (a) and (b): lithium fluxes (mol/km/yr): dissolution ($F_{diss}(\text{Li})$, prescribed, red line) and retention in secondary phases ($F_{sp}(\text{Li})$, all blue lines). (c) and (d): riverine $\delta^7\text{Li}$. (a) and (c) correspond to case #1 (Eq. 6.5 for $F_{sp}(\text{Li})$), (b) and (d) to case #2 (Eq. 6.6 for $F_{sp}(\text{Li})$). In all panels, the different solid blue lines correspond to different values for the second parameter (a for case 1, panels a and c; K_m for case 2, panels b and d). The kinetics constant k_{sp} is modified with the second parameter in order to keep the same response time. For the dashed and dotted curves, the kinetics constant k_{sp} has been multiplied or divided by 2 with respect to the “reference” case (solid curve of the same color) without changing the second parameter. For this cases only, the model is initiated with equilibrium values because response time has changed. When k_{sp} is divided by 2, the equilibrium would not have been reached before the perturbation at 1000 km.

$\delta^7_{riv}\text{Li}$ before it decreases towards its steady state value. This behaviour is independent of the equation used to simulate F_{sp} and of the chosen parameterization. The intensity of the peak directly depends on the intensity of the drop in F_{diss} (not shown), it also depends on the “second” parameter: a (“reaction order”, first case, Eq. 6.5, Fig. 6.3a–b) or K_m (saturating SP/diss ratio, second case, Eq. 6.6, Fig. 6.3c–d), but it is almost insensitive to the kinetics constant k_{sp} .

In the first case (case #1), low values for a generate a pronounced $\delta^7_{riv}\text{Li}$ peak, but rapidly relaxing to equilibrium. Conversely, high values for a generate low peak, with the maximum slightly delayed and relaxation to equilibrium much slower. a also controls the symmetry of the peak: it is symmetrical for $a = 1$, decreasing faster than increasing for $a < 1$ and decreasing slower than increasing for $a > 1$ (Fig. 6.3b).

In the second case (case #2), the low K_m generates low, delayed and asymmetrical peak (decreasing faster than increasing). At high K_m , the model becomes equivalent to the first case with $a = 1$ (Fig. 6.3a).

In both case, modifying the kinetics constant k_{sp} make the peak sharper or wider without changing its shape, or intensity. This behaviour is theoretically expected if we

have $F_{sp} \gg F_{diss}$ and in the second case $K_m F_{diss} \gg k_{sp}[\text{Li}]_{riv}$ —meaning F_{sp} is not saturated by F_{diss} . With these conditions, rescaling k_{sp} by a factor n is equivalent to rescaling x by a factor $1/n$.

The complete 2D model is constructed by accounting for the hydrographic network. The whole river basin is discretized on a latitude-longitude mesh (the resolution is $0.5^\circ \times 0.5^\circ$). Each cell of the mesh is connected to a unique downstream cell according to the hydrographic network. The 1D reactive transport model holds within a single cell. Let L be the length the river course within a single cell, Eq. 6.3 and 6.4 are then integrated between 0 (where the river enters the cell) and L (where the river leaves the cell). The initial values of F_{riv} and δ_{riv}^7 (values at $x = 0$) are the flux-weighted average of all upstream cells. This means we consider that all the tributaries meet at the “entrance” of the cell. For the most upstream cell, we initialize with $F_{riv}(0) = 0$ and $\delta_{riv}^7(0) = \delta_{rock}^7$.

L depends on river sinuosity, which is varying from one cell to the other. The way it is computed is detailed in section 3.4.5.

6.3.3 Coupling *hillslope* and *floodplain* components

Within the Amazon basin, the relative importance of the two considered processes depends on a number of parameters such as the topography, water discharge... As a consequence, in order to apply a reliable modelling, each cell of the model mesh is first split in two parts: a *hillslope* and a *floodplain* fraction, without explicit localization of them inside the cell. Indeed, a fraction of the cell area is attributed to each component (*hillslope* and *floodplain*), the sum of the two areas being the area of the cell. The two model components compute specific lithium fluxes (in $\text{mol}/\text{m}^2/\text{y}$) that are then multiplied by the corresponding areas. Typically, a mountainous cell would have 100% of its area attributed to *hillslope* and 0% to *floodplain* component, whereas for a cell in alluvial plain containing a large river, it may be 70% versus 30%. How we attributed its area to each model is further explained in section 3.4.6.

Practically, the cells of the model mesh are sorted from upstream to downstream. For each cell successively, the following steps are executed:

1. Running the *hillslope* model (Eq. 6.2 and 6.1) and compute $F_{riv}(\text{Li})\langle\text{hillslope}\rangle$ and $\delta_{riv}^7\text{Li}\langle\text{hillslope}\rangle$
2. Averaging the outputs of all upstream cells ($F_{riv}(\text{Li})$ and $\delta_{riv}^7\text{Li}$) to initialize *floodplain* model
3. Integrating the *floodplain* model (Eq. 6.3 and 6.4) from $x = 0$ to $x = L$ and compute $F_{riv}(\text{Li})\langle\text{floodplain}\rangle$ and $\delta_{riv}^7\text{Li}\langle\text{floodplain}\rangle$

Parameter	Description	Units	Value
h_o	Characteristic depth of regolith production exponential decay	m	2.73
k_{rp}	Scaling constant of regolith production	–	$2 \cdot 10^{-3}$
E_A^{rp}	Activation energy at $T_o = 15^\circ\text{C}$ for regolith production	J/K/mol	48200
E_A	Activation energy at $T_o = 15^\circ\text{C}$ for mineral dissolution	J/K/mol	1000
k_w	Runoff sensitivity constant of mineral dissolution	m^{-1}yr	0.076
σ	Time-dependence exponent of mineral dissolution	–	–0.1
K	Scaling constant of mineral dissolution	–	$5 \cdot 10^{-4}$
χ_{cat}	Main cations abundance in unweathered bedrock	mol/m^3	4750
$\chi_{\text{Li}}/\chi_{cat}$	Li abundance with respect to main cations in bedrock	–	$1.2 \cdot 10^{-4}$
$\delta_{rock}^7\text{Li}$	Li isotopic ratio of bedrock	‰	1.7
ϕ	Regolith porosity	–	0.2
τ_o	Li half-retention residence time in regolith	yr	0.8
k_{sp}	Scaling constant for Li retention in floodplain	–	explored
a	Exponent of Li retention in floodplain (eq. to reaction order)	–	explored
K_m	Li retention/dissolution saturating ratio in floodplain	–	explored
w	Flooding with (eq. to with of inundated area)	m	variable

TABLE 6.1 – List of model parameters.

4. Averaging the *hillslope* and *floodplain* outputs to compute the values of $F_{riv}(\text{Li})$ and $\delta_{riv}^7\text{Li}$ leaving the cell

These steps are illustrated in Fig. 6.2. The numerical solving of the coupled model is detailed in Appendix B¹.

6.3.4 Boundary conditions and parameterizations.

Both lithium models are forced by a lithium flux $F_{diss}(\text{Li})$ released by weathering reactions. The results of the *hillslope* component also depend on the regolith thickness h . These two variables are computed from models. The other variables needed to force the models are the climatic fields, temperature (T) and runoff (q), the erosion field (E) and the water routing. Water routing has been taken from the Global Runoff Data Center at its original resolution $0.5^\circ \times 0.5^\circ$, the erosion field is taken from Ludwig & Probst (1998), still at its original resolution $0.5^\circ \times 0.5^\circ$, and the climatic fields have been taken from the Climate Research Unit database and interpolated on the $0.5^\circ \times 0.5^\circ$ grid. The erosion field is shown on Fig. 6.4a.

Four models are used in the study: one to compute the regolith thickness, one calculating the weathering rates and two computing the lithium isotopic cycle. The list of all the model parameters is shown in Table 6.1. However, we will see that there are a limited number of “free” parameters. Moreover, we emphasise the fact that the two lithium

1. Annexe D du manuscrit, partie 2

models is area weakly sensitive to the parameters of the other two models because we applied a correction to weathering model with the spatially distributed measurements of HYBAM observatory. Over each basin of the HYBAM database, fields of erosion and calculated cation release by silicate dissolution has been multiplied by a corrective factor, so that they fit the measured values at the outlet of the basin, once integrated over the basin. The erosion and weathering fields shown on Fig. 6.4 (a and b respectively) are the corrected ones. Erosion is corrected before computing the release of cations by weathering reactions. This correction step limits the influence of the weathering model biases on the lithium model. The details of this correction can be found in Appendix A¹. Note that not all the sub-basins covering the Amazonian watershed could have been used, so some uncorrected places remain (see Appendix A¹).

Soil Production Function and regolith thickness

Regolith is assumed to be at steady-state, which means regolith erosion at the surface is balanced by the regolith production at depth. We used an exponential soil production function (SPF, Gabet & Mudd, 2009). Regolith production exponentially decreases with regolith thickness. Hence, at steady-state:

$$E = k_h e^{-h/h_o} \quad (6.7)$$

Where E is the erosion rate (in m/y), h_o the decay depth and k_h the soil production constant. In addition, we assume that this last constant depends on climatic variables (temperature and water drainage, Carretier et al., 2014). The expression of steady-state regolith thickness becomes:

$$h = h_o \ln \left(k_{rp} q \exp \left(-\frac{E_A^{rp}}{R} \left(\frac{1}{T} - \frac{1}{T_0} \right) \right) / E \right) \quad (6.8)$$

Where T is the temperature, q is the water drainage, E_A^{rp} the activation energy for regolith production at the reference temperature T_0 , R the ideal gas constant and k_{rp} the scaling constant. If erosion rate is too high (making the logarithm negative) then $h = 0$.

Three independent parameters are involved. First, the apparent activation energy E_A^{rp} at the reference temperature $T_0 = 15^\circ\text{C}$. E_A^{rp} is set to 48200 J/mol/K, a common value for the activation energy (Oliva et al., 2003). Second, the scaling constant k_{rp} . This constant controls the maximum regolith production and has been set to minimize the

1. *Annexe D du manuscrit, partie 1*

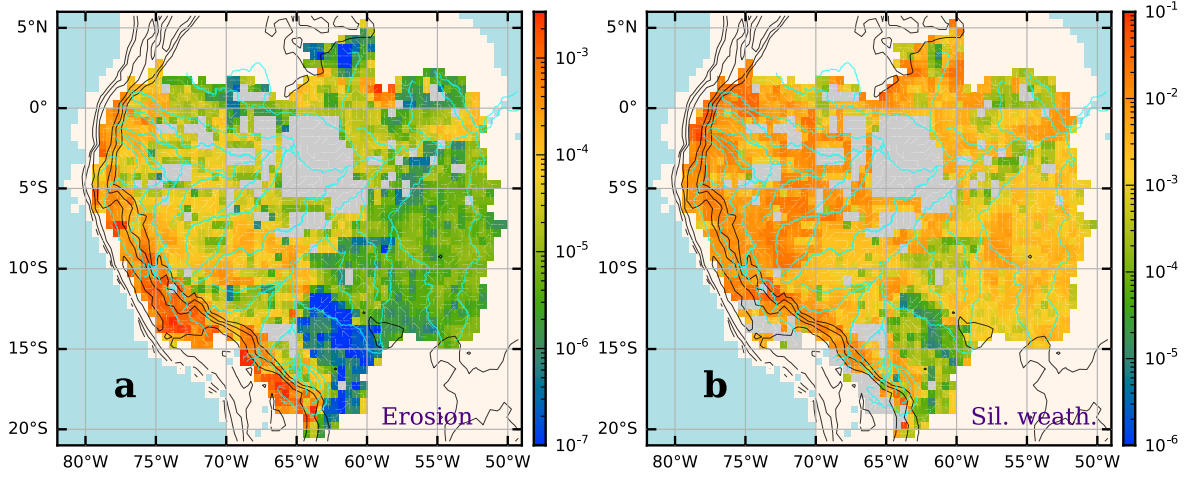


FIGURE 6.4 – (a) Erosion rate (m/yr) and (b) silicates weathering rate (major cation flux in kg/m²/yr) over the Amazonian basin. The erosion field is from Ludwig and Probst (1998), the weathering field is computed with Eq. 6.9. Both are corrected with HYBAM data (see section 3.4 and Appendix A ^a). The grey areas correspond to locations where the erosion or weathering rate is zero. Weathering rate goes down to zero when the erosion does, or because the regolith thickness falls down to zero. Blue lines show main rivers; the white arrows show water routing in the model grid; black contours are elevation isolines (500 m, 1000 m, 2000 m, 4000 m and 6000 m).

a. Annexe D du manuscrit, partie 1

places where this maximum is lower than the erosion rate —meaning regolith cannot set up. The decay depth h_o is discussed in section 3.4.2.

Combining equations 6.2 (*hillslope* model) and 6.8 (regolith thickness) leads to:

$$\frac{F_{sp}(\text{Li})}{F_{diss}(\text{Li})} = \left(1 + \frac{\tau_o}{\phi h_o} q / \ln \left(k_{rp} q \exp \left(-\frac{E_A^{rp}}{R} \left(\frac{1}{T} - \frac{1}{T_0} \right) \right) / E \right) \right)^{-1}$$

This means that, once k_{rp} and E_A^{rp} fixed, the only thing that matters for the lithium retention ratio is the ratio $\tau_o/\phi h_o$. In other words, there is no way to know the individual influences of h_o , ϕ and τ_o on the model. Then, we set the value of ϕ —regolith porosity— to 0.2 and only focus on τ_o . As we did not have a priori value for this last parameter, it has been fixed so that the model reproduce the trend between erosion and $\delta^7\text{Li}$ observed in (Dellinger et al., 2015, see section 4.1). We used seven data points to set one parameter.

Weathering model, major cations and lithium dissolution rates

We used this expression of regolith thickness to run the weathering model of West (2012). This model computes the release of major cations by silicate rock weathering. Lithium follows the same behavior for the dissolution step (uptake in secondary phases is computed during a second step). The equation of dissolution rate of a given element

* — $F_{diss}(*)$ — is:

$$F_{diss}(*) = \chi_* E \left\{ 1 - \exp \left[-K \exp \left(-\frac{E_A}{R} \left(\frac{1}{T} - \frac{1}{T_0} \right) \right) (1 - e^{-k_w q}) \frac{(h/E)^{\sigma+1}}{\sigma+1} \right] \right\} \quad (6.9)$$

* states for lithium or cations. χ_* is the abundance of * in rocks (in mol/m³), E_A is here the activation energy for rock dissolution at the reference temperature T_0 , and K , k_w and σ three parameters.

We use cation dissolution flux as a proxy for lithium dissolution flux. Assuming that cations are dissolved congruently and that we know the ratio Li/cations of source rocks (Teng et al., 2009), we can constrain $F_{diss}(\text{Li})$.

As we have no information about how weathering rates are distributed between regolith and inundated areas in a same landscape, we use the same weathering rate to force the two models, though it should strictly speaking be applied to regolith only. The consequences of this approximation are limited because we corrected the weathering model to fit the weathering data (see Appendix A¹).

The original model of West (2012) has 6 independent parameters: χ_{cat} , K , k_w , E_A , h and σ . We did not use the set of parameters provided in West (2012), we used instead the set of parameters leading to the best fit with HYBAM data (Maffre et al., 2018b). There is one exception: in the present study, the regolith thickness h is no longer a constant. It is proportional to the decay depth of the soil production function h_o . We set this parameter so that the erosion-weighted average of h over the Amazonian basin corresponds to the best-fit value of h in Maffre et al. (2018b).

The resulting field of $F_{diss}(\text{cations})$ is shown on Fig. 6.4b (with the correction step).

Lithium in source rock:

The lithium released by weathering $F_{diss}(\text{Li})$ is set proportional to the main cation flux released by weathering, according to the lithium to main cation ratio in source rocks: $\chi_{\text{Li}}/\chi_{cat}$. Although this ratio depends on lithology, we decided to keep it uniform at $1.2 \cdot 10^{-4}$. We also kept constant the $\delta^7\text{Li}$ of source rock at 1.7‰ (Teng et al., 2004, 2009). Note that from our knowledge, no data exist for evaporites.

Lithium fractionation factor:

The fractionation of lithium isotopes during clay formation is essentially controlled by temperature (Vigier et al., 2008) and little by chemistry (Li & West, 2014; Dupuis

1. *Annexe D du manuscrit, partie 1*

et al., 2017). More in details, it is made dependent on temperature through a T^{-2} fit (T being the temperature, in K) supported by both experimental measures and ab-initio computation for different temperatures (Dupuis et al., 2017). See Appendix C¹ for more details.

$$\Delta_{land} = \frac{1.63 \cdot 10^6}{T^2} - 2.04 \quad (6.10)$$

Δ_{land} is thus 17‰ at 20 °C, which is consistent with Dellinger et al. (2015) observations. On the Amazonian basin, it decreases to 16‰ in the warmest places and increases to 19‰ in the coldest (see Fig. D.2).

Parameterization of lithium *floodplain* model (Eq. 6.3 and 6.4):

This model a priori depends on four parameters: the two parameters of the lithium uptake law (Eq. 6.5 or 6.6, depending on the cases), the “channel width” w , and the length of integration L . L is related to the size of each cell of the model grid, as this integration is performed for each cell. It also depends on river sinuosity into the cell. w actually represents the characteristic distance from river bed of the points interacting with riverine water. It can be assimilated to the characteristic flood distance. A careful study of Eq. 6.3 and 6.4 shows that the integrated values only depends on the products Lw . In other words, an integration path n times shorter would gives exactly the same results if the width is n times wider. Then, it is useless to seek for the exact value of L and w in each cell. The product Lw is actually the area (in m²) of the continental surface that interacts with riverine water. It can be assimilated to the average inundated area A_{flood} . In practice, we arbitrarily set L at the square root of the cell area: $L = \sqrt{A_{cell}}$, and then $w = A_{flood}/L$.

Regarding the two parameters of the lithium retention flux, as for the *hillslope* parameter τ_o , there is no a priori value, so we conducted an exploration of the two-dimensional parameter space for each case (1st —Eq. 6.5— and 2nd —Eq. 6.6— cases). This is presented in the section 4.

Note that, for running the model, we assume a uniform weathering rate within each cell, even if the cell is partly filled with flooding area. This weathering rate therefore represents an average value since it could be higher or lower in the flooded part of the grid cell, compared to non-flooded one. This is not expected to induce a significant bias in the modelling as long as both weathering rates are not too different.

1. Annexe D du manuscrit, partie 3

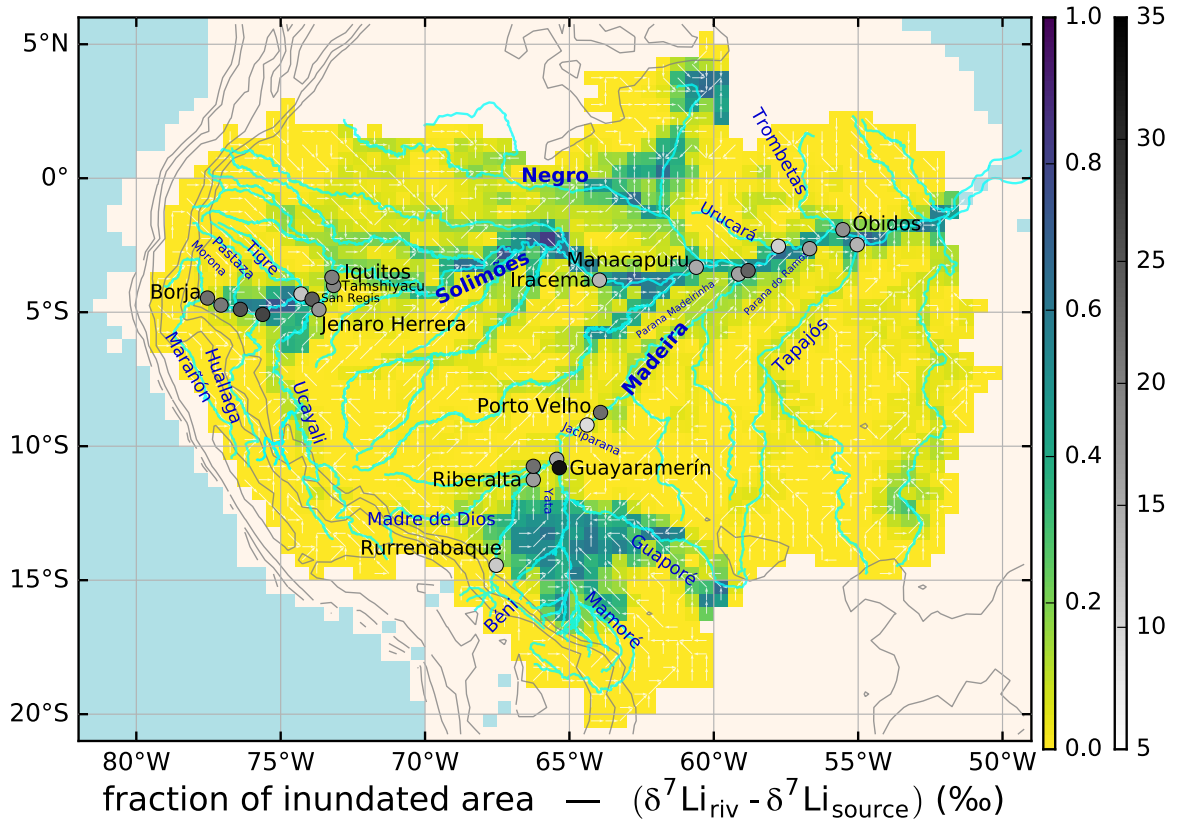


FIGURE 6.5 – Map of the fraction of inundated area in each cell of the model grid (yellow to blue scale) and $\delta^7\text{Li}$ riverine minus the $\delta^7\text{Li}$ of the source rock (‰) from Dellinger et al. (2015; circles colored by the $\delta^7\text{Li}$ value, grayscale). The blue lines show the path of the main rivers; the white arrows show water routing through the model grid; black contours are elevation isolines (500 m, 1000 m, 2000 m, 4000 m and 6000 m). Names of monitoring stations are written in black, river names in blue. When the station name is not specified, monitoring was done at the river outlet.

Spatial localization of *floodplain* model

As mentioned in the previous section, we consider that the zone interacting with riverine water (where we apply the *floodplain* model) corresponds to the inundated areas of the Amazonian plain. These areas are estimated from satellite remote sensing. We converted high-resolution (~ 100 m, Martinez & Letoan, 2007) contours of the inundated zones into a proportion of inundated area (in m^2/m^2) on each cell of the model mesh (see Fig. 6.5) (see Appendix A¹).

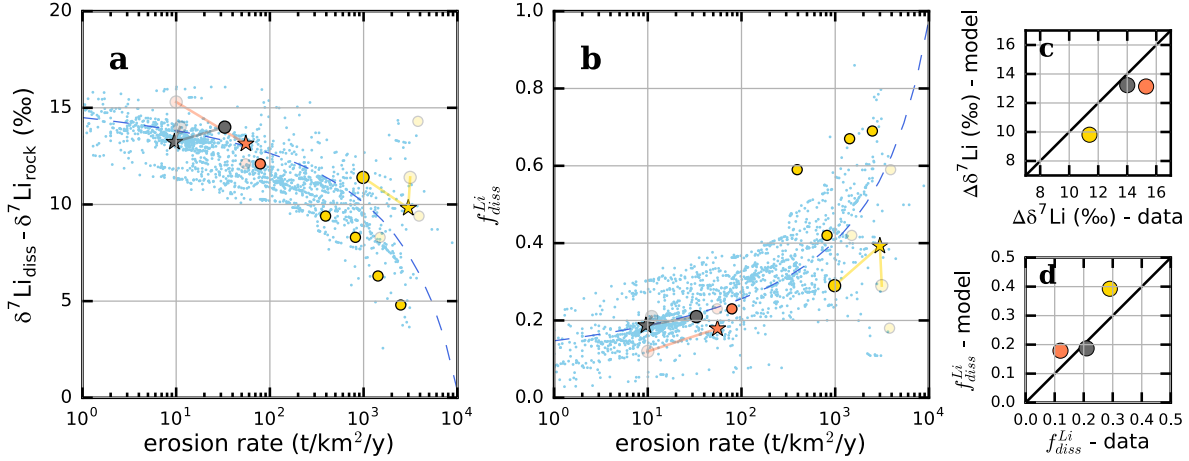


FIGURE 6.6 – Comparison between the Dellinger et al. (2015) lithium data with the model output (without considering the inundated areas). Only the *hillslope* model is activated. Only “batch” fractionation is simulated (a) scatterplot of the $(\delta^7\text{Li} - \delta^7\text{Li}_{\text{rock}})$ versus erosion rate for data (colored circles colored accordingly to Dellinger et al. (2015), see Fig. 6.1) and model (blue dots and stars). (b) fraction of dissolved lithium leaving the weathering system, $f_{\text{diss}}^{\text{Li}}$ (Eq. 6.11) versus the erosion rate. The stars display the model-calculated values for the three measurements stations that have been localized in the model hydrographic network. They are connected to the corresponding measured value by a solid line of the same color. The light colored circles correspond to rivers which are too small to be modeled using our typical resolution (see section 2 for more details) (c) and (d) scatterplots of data (x axis) versus model (y axis) for (c) the riverine $\delta^7\text{Li}$ and (d) the fraction of dissolved lithium leaving the weathering system, $f_{\text{diss}}^{\text{Li}}$. Only the 3 stations localized in the model hydrographic network can be used here.

6.4 Results

6.4.1 Hillslopes

We first test the efficiency of the *hillslope* model, simulating the effect of batch fractionation on the lithium isotopic composition of the rivers. Accordingly, the *hillslope* module has been run alone without using the *floodplain* module. To do so, we simply set the area of floodplains to zero. We compare our model results to the data points identified by Dellinger et al. (2015) as the result of only batch fractionation. Here, the half-retention residence time τ_o (i.e. the water residence time for which the dissolved $\delta^7\text{Li}$ reaches half of its maximum value) has been tuned so that two conditions are verified: (1) the model $\delta_{\text{riv}}^7\text{Li} - \delta_{\text{rock}}^7\text{Li}$ versus the physical erosion matches the corresponding scatterplot of the data from (Dellinger et al., 2015, Fig. 3a in their contribution), (2) the scatterplot of the simulated ratio $F_{\text{sp}}(\text{Li})/F_{\text{diss}}(\text{Li})$ versus physical erosion also matches the data scatterplot of (Dellinger et al., 2015, Fig. 3b in their contribution). This is illustrated on Fig. 6.6 a and b: the model scatterplot (blue dots) matches the trend

of Dellinger et al. (2015)'s data (colored circles). As erosion decreases from the Andes to the Amazonian plain, the regolith cover becomes thicker (Eq. 6.8), the residence time of water becomes longer and consequently river $\delta^7\text{Li}$ increases (Eq. 6.2 and 6.1). This trend has been observed by Dellinger et al. (2015) for 8 points of their database, which can be fully explained considering batch fractionation only. Here, only 3 of the 8 measurement sites are localized within the model hydrographic network (the 5 others come from rivers too small to be accurately reproduced at the model resolution). For those three points, a direct comparison between the model and the data points can be performed (Fig. 6.6). However, the erosion rates estimated from the Ludwig database and used by the model, even corrected by HYBAM data, do not perfectly coincide with the erosion rates reported at each measurement sites by Dellinger et al. (2015). As a result, a perfect match between the model output and the 3 measurements from Dellinger et al. (2015) cannot be reached (Fig. 6.6). This first result however shows that the simple batch model implemented here can reproduce at first order the field data, where batch fractionation is thought to control the isotopic composition of river waters.

6.4.2 Coupling “hillslope” and “floodplain”

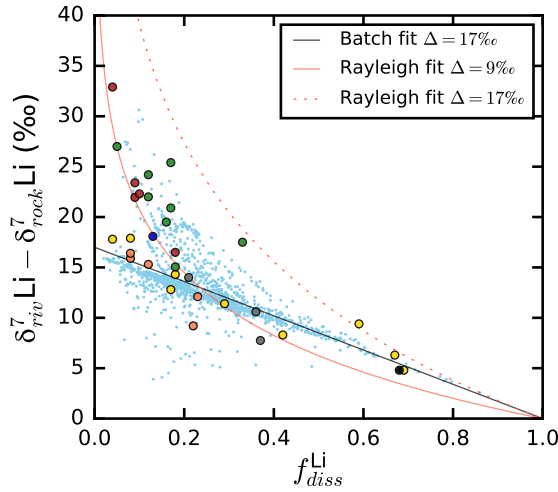


FIGURE 6.7 – Scatterplot of the riverine $\delta^7\text{Li}$ riverine minus the $\delta^7\text{Li}$ of the source rocks (y axis) as a function of the lithium riverine remaining fraction (f_{diss}^{Li} , Eq. 6.11, x axis). The Batch fractionation and Rayleigh distillation trends are represented by the black and red lines respectively. Colored circles are the Dellinger et al. (2015) data. Blue dots are model points. Only the case #1 is considered here: Eq. 6.5 for $F_{sp}(\text{Li})$ with parameters optimised over the whole dataset (see section 4.6).

Both lithium models are now coupled. In brief, the *hillslope* module has first been tuned to match the available measurements. Then, all the coupled simulations are performed assuming the same value for the parameter τ_o (see previous section). For this, we add the *floodplain* module equations (6.5 or 6.6) to the model, and determine the parameter values leading to the best fit of the published data (Dellinger et al., 2015).

We first test the case where Eq. 6.5 is used for computing $F_{sp}(\text{Li})$ and the parameter optimization is done by considering all the river database. It is referred as case #1 (as in section 3.2 and Fig. 6.3). This model is able to reproduce the two distinct trends observed by Dellinger et al. (2015) when plotting $\delta^7_{riv}\text{Li}$ versus f_{diss}^{Li} (the ratio of the river flux at a given measurement site versus the upstream integrated fluxes of Li

released by rock weathering):

$$f_{diss}^{Li}(x) = \frac{\int_{upstr. x} (F_{diss} - F_{sp})}{\int_{upstr. x} F_{diss}} = \frac{F_{riv}(x)}{\int_{upstr. x} F_{diss}} \quad (6.11)$$

This is illustrated in Fig. 6.7 for parameterization case #1; yet, it is also observed for the other parameterizations discussed below (not shown). The batch fractionation trend (black line in Fig. 6.7) is generated by the *hillslope* model, whose fractionation factor Δ_{land} is close to Dellinger et al. (2015)’s fit (17‰). The Rayleigh distillation trend is more surprising. The *floodplain* model never simulates pure Rayleigh distillation except in areas where weathering rate is close to zero (corresponding to a $F_{diss}(Li)$ equal to zero). But in those particular areas, the model should follow a Rayleigh trend with Δ_{land} close to 17‰ (dotted red line in Fig. 6.7), not 9‰ (solid red line in Fig. 6.7) as observed by Dellinger et al. (2015) and reproduced by our model. There is no clear explanation of this 9‰ Rayleigh trend.

Given the model assumptions, the highest δ_{riv}^7Li correspond to rivers flowing through inundated areas. This is however independent from the equation chosen for $F_{sp}(Li)$ and the parameterization. This is verified by the Madeira river data (See Fig. 6.5 showing the map of inundated area at the model resolution as well as the location of the river δ^7Li values): highest δ_{riv}^7Li are found downstream the inundated area between 12°S and 15°S, whereas lower δ_{riv}^7Li are found when the Béni river leaves the Andes. Conversely, the Solimões river seems to follow the opposite trend: the highest δ_{riv}^7Li are found at the beginning of the inundated area, close to the Andes (Huallaga, Pastaza, Morona, Marañón at Borja), whereas δ_{riv}^7Li is lower downstream (Tamshiyacu, Iquitos) or for longer river path (Ucayali). However, in contrast to the Madeira, the Solimões tributaries have not been monitored for δ^7Li inside the Andes range, so this information is lacking to describe precisely enough the δ_{riv}^7Li evolution along river path.

We show that, when the parameter optimization is conducted using all rivers, the model fails to explain the whole dataset at the scale of the Amazon basin. None of the tested combinations of parameters leads to a positive r^2 , which means the mismatch between data and model is always greater than the variability of the data. Highest a (greater than 1.5) give almost the same “best” r^2 (around -0.5 see Fig. D.3 and D.4). They correspond to smooth variations of δ^7Li along the course of the river. This “best-fit” case shown in Fig. 6.8a ($r^2 = -0.51$) is actually a compromise between the two incompatible river’s behaviours described in previous paragraph. In this configuration, three Solimões tributaries are dramatically underestimated (by 15‰, 10‰ and 8‰ respectively): the Huallaga, the Marañón at Borja, and the Morona. This is because

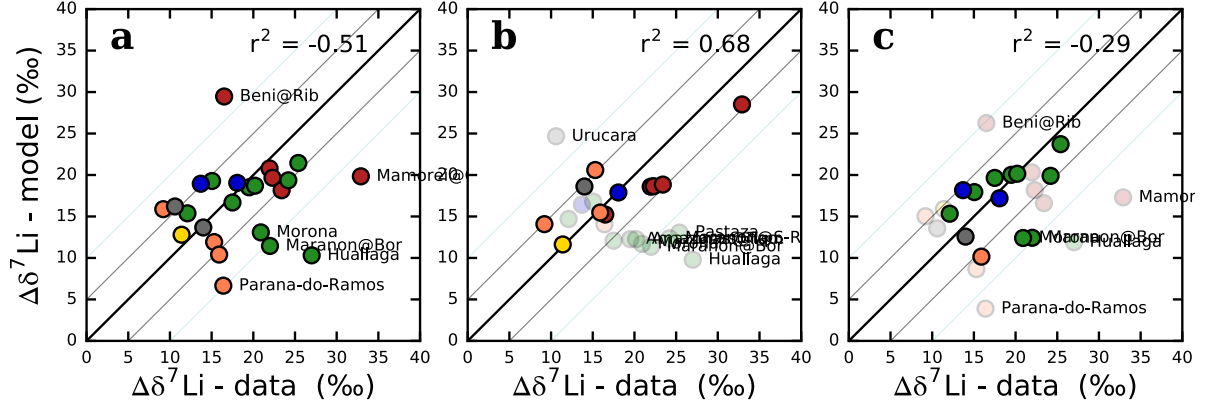


FIGURE 6.8 – Data-model scatterplots when the model is run with the best-fit parameters for 3 cases: (a) Eq. 6.5 for $F_{sp}(\text{Li})$ and optimization using all stations (case #1); (b): Eq. 6.6 for $F_{sp}(\text{Li})$ and optimization on the Madeira only (case #2-M); (c) Eq. 6.5 for $F_{sp}(\text{Li})$ and optimization on the Solimões only (case #1-S). On (b) and (c), the stations not used for the parameter optimization are drawn in transparency. The names of the stations where the misfits are greater than 7‰ (for $\Delta\delta_{riv}^7$) are specified. Colour code follows Dellinger et al. (2015; see Fig. 6.1). Madeira tributaries are in yellow, red and orange (except Parana do Ramos), Solimões tributaries in green.

the “rate of distillation” —given by the k_{sp} — is too low with respect to their small path through the inundated area. In parallel, the Béni at Riberalta $\delta^7\text{Li}$ value is overestimated by $\sim 15\text{‰}$ for the exact opposite reason (rate of distillation too high with respect to its long path). The Mamoré at Guayaramerín is underestimated by $\sim 10\text{‰}$ despite its very long path through inundated areas. This paradoxical behaviour is in fact due to a distillation so efficient that the lithium concentration of the Mamoré becomes lower than the Guaporé’s one when they meet, although this last sub-basin has a weathering flux of several orders of magnitude lower than the Mamoré, and is actually negligible in term of chemical flux (see Fig. 6.4). The isotopic signature of the Guaporé —much lower than the Mamoré’s one— becomes dominant. The last outlier is the Parana do Ramos that is abnormally low with respect to all the rivers flowing in the plain. This is a consequence of a weathering increases shortly before it meets the Amazon mainstream (see Fig. 6.4b). The *floodplain* model responds to this increase of weathering with a drop in $\delta^7\text{Li}$. This can be seen on the map of modelled $\delta^7\text{Li}$ with the “best-fit” parameters (Fig. 6.9).

If we use Eq. 6.6 for computing $F_{sp}(\text{Li})$ (case 2), the results are not improved (see Fig. D.3 and D.4, best r^2 is -0.47). The best fit is found for higher K_m value (around 20). For such high values, Eq. 6.6 becomes equivalent to Eq. 6.5 in the linear case ($a = 1$).

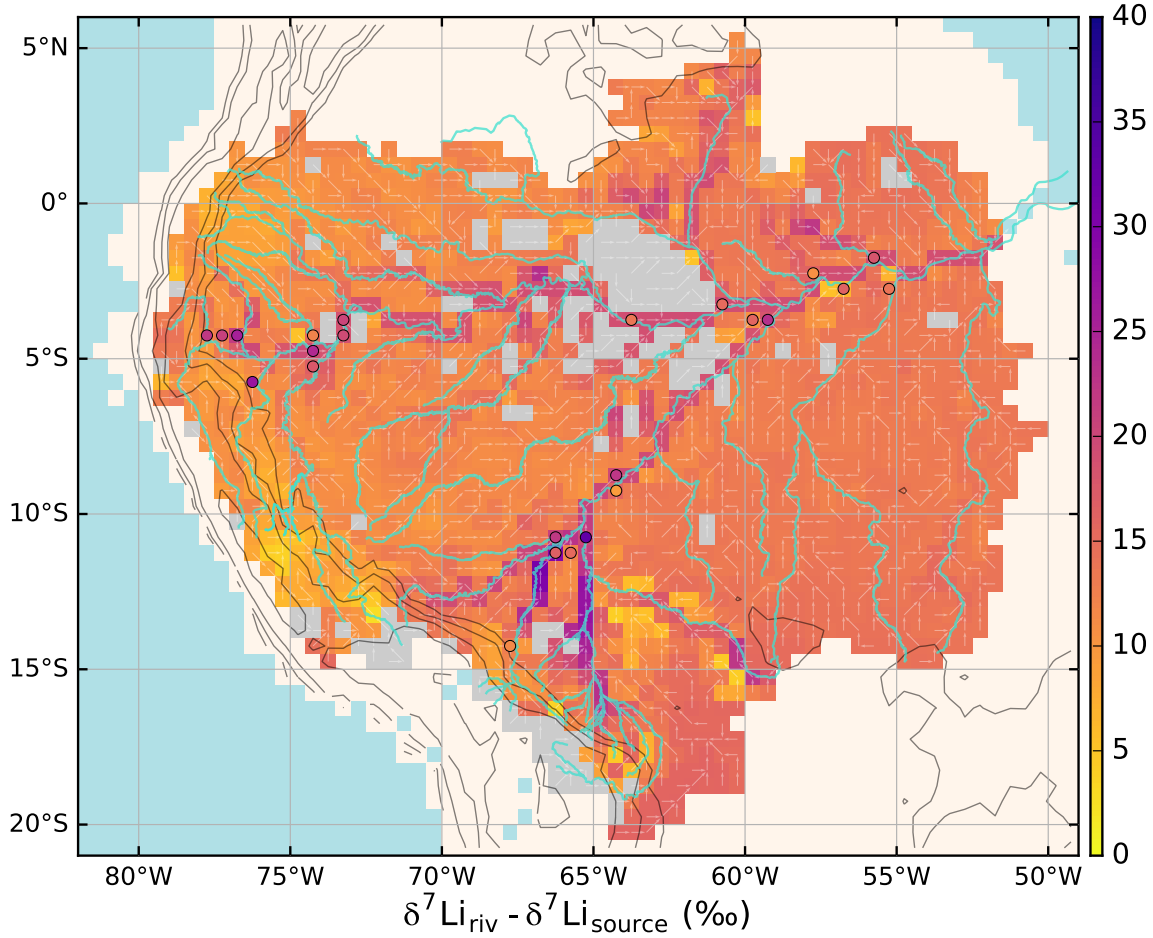


FIGURE 6.9 – Map of $\delta^7\text{Li}$ riverine minus the $\delta^7\text{Li}$ of the source rock (‰) when the model is run with the best-fit parameters of case 1 (Eq. 6.5 for $F_{sp}(\text{Li})$ and optimization on all stations). Circles shows the [Dellinger et al. \(2015\)](#) monitoring stations and are colored by the measured $\delta^7\text{Li}$ riverine minus the $\delta^7\text{Li}$ of the source rock. The blue lines show the path of the main rivers, the white arrows show water routing in the model grid, black contours are elevation isolines (500 m, 1000 m, 2000 m, 4000 m and 6000 m).

6.4.3 Local optimizations:

As stated above, the modelling shows that data from Madeira and the Solimões appear to be incompatible. Thus, the “global” optimization performed in the previous section represents a compromise where none of the river trends are correctly simulated (Fig. 6.8a). Because of this apparent incompatibility, we then performed a separate parameter optimization for each basin. For this, we optimized the parameters by minimizing the mismatch between the model and the data by considering the points of the Madeira only (case -M), or those of the Solimões only (case -S). We added—in both cases—the point downstream the confluence (Óbidos, Tapajós and Parana Madeirinha). We removed—in both optimizations—two data points, the Urucará and the Parana do

Ramos. The Urucará is a shield river often overestimated by the model. Dellinger et al. have shown that shield rivers are often affected by clay dissolution, leading to low δ^7 . This is the case for example for the Negro and Trombetas rivers. Even if Urucará has not been shown to have such behaviour, its low $\delta^7\text{Li}$ (12‰), generally overestimated by the model, leads us to remove it for the following optimizations. We removed the Parana do Ramos because of the plausible artefact already mentioned (increase of weathering rate before its mouth). Finally, for the optimization on the Solimões, we removed the data point of the Huallaga. Indeed, this river displays a very high, $\delta^7\text{Li}$ (27‰) despite the quasi-absence of inundated area along its path. This river is affected by the dissolution of evaporites (Dellinger et al., 2015; Moquet et al., 2011), with potentially high $\delta^7\text{Li}$ (Huh et al., 1998).

For the optimization on the Madeira, better results are found when using Eq. 6.6 for $F_{sp}(\text{Li})$ (case 2-M). The best fit is obtained for low K_m , around 6–7 ($r^2 = 0.68$) (Fig. D.3 and D.4). This corresponds to a regime where $F_{sp}(\text{Li})$ is limited by F_{diss} (see Appendix D¹). As shown in Fig. 6.8b, the Béni is no longer overestimated nor the Mamoré underestimated. The Parana do Ramos is well predicted too though the optimization did not try to reduce its misfit. However, as expected, most of the points from the Solimões are now underestimated. The Urucará is still overestimated by $\sim 15\%$, but is likely impacted by clay dissolution, as underlined above,

When the optimization is performed on the Solimões tributaries, none of the two equations for $F_{sp}(\text{Li})$ (Eq. 6.5 or 6.6) yields reasonable results: r^2 remains negative in both cases. Eq. 6.5 (case #1-S) gives the “best” result (-0.4, shown in Fig. 6.8c). As in case #1, r^2 reaches a plateau for high values of a (greater than 2, see Fig. D.4), making this optimization less reliable. The Morona and Marañón at Borja are still underestimated. The Huallaga too but that was expected because the parameter optimization does not try to reduce its mismatch and this river is likely impacted by evaporite dissolution. Yet, for the first two, the contributions from the dissolution of evaporites cannot be invoked as no significant dissolved flux from evaporites has been reported (Moquet et al., 2011). It seems that these three tributaries have behaviour that cannot be explained by the model coevally with the other points of the Solimões. Moreover, the data-model scatterplot of the current optimization (case 1-S, Fig. 6.8c) is very close to the one obtained with the whole dataset (case 1, Fig. 6.8a), and displays the same outliers: Béni at Riberalta, Mamoré at Guayaramerín and Parana do Ramos—in addition to the three Solimões tributaries.

While using Eq. 6.6 for $F_{sp}(\text{Li})$ (case #2-S), r^2 is constantly increasing with K_m for

1. *Annexe D du manuscrit, partie 4*

the tested range (1–100, see Fig. D.4), as if the limitation by F_{diss} was inappropriate for this dataset. Indeed, Eq. 6.6 is equivalent Eq. 6.5 with $a = 1$ when K_m approaches infinity.

In an attempt to refine our modelling, we have constrained independently the range of parameters needed to explain the high $\delta^7\text{Li}$ values exhibited by the three Solimões tributaries. Then we test them for the whole dataset. For this, we first minimized the mismatch of these three points only (Fig. D.5), using Eq. 6.5 for $F_{sp}(\text{Li})$. Results show that these three datapoints can be fitted by our modelling with a very low a (~ 0.3) and a very high k_{sp} . The k_{sp} value obtained here cannot be compared directly with other optimizations because it is directly correlated to a . Indeed, as $[\text{Li}]_{riv}$ is lower than 1, increasing the exponent a requires to increase k_{sp} in order to keep the same order of magnitude for the product $k_{sp}([\text{Li}]_{riv})^a$. For this reason, the plausible parameters plot along a straight line in $\{a, \log k_{sp}\}$ space, with a roughly similar slope in all optimizations (see Fig. D.3a–c and D.5a). One way to compare the k_{sp} of the different optimizations is to compare the intercept: For the minimum tested a (0.2), the values of k_{sp} we get are $\sim 3 \cdot 10^{-2}$ for cases #1 and #1-M, $\sim 5 \cdot 10^{-2}$ for case #1-S and $\sim 1 \cdot 10^1$ in the current optimization (see Fig. D.3a–c and D.5a). By doing the same comparison at $a = 1$, we get a factor of 50 (because of the weaker slope in Fig. D.5a). In conclusion, we see that explaining the values of the Mara  n at Borja, the Huallaga and the Morona requires a kinetic of Li incorporation on secondary phases about 100 times faster compared to the three other optimizations. In that case, almost all the other rivers display an unrealistic $\delta^7\text{Li}$, generally overestimated (Fig. D.5c).

6.5 Discussion

6.5.1 At the scale of the Amazon basin.

The various optimizations of the parameters of the lithium *floodplain* model supports the coexistence of different behaviours with respect to the lithium elemental and isotopic budgets throughout the Amazonian basin, as initially suggested by Dellinger et al. (2015).

The spatial fluctuations of river $\delta^7\text{Li}$ values along the course of the Madeira and its tributaries (B  ni, Madre de Dios, Mamoré...) can be simulated by a batch fractionation in the regolith coupled to a Rayleigh distillation occurring in the flooding areas (case 2-M, Fig. 6.8b). Moreover, the model results show that the fit is better in the case #2 (Eq. 6.6 for F_{sp}) than in the case #1 (Eq. 6.5 for F_{sp}). In floodplains, equation 6.6 links the storage of lithium into secondary phases directly to the production of lithium by

primary mineral dissolution. This has important implications because it demonstrates that lithium is preferentially incorporated into secondary phase during their formation in floodplains, and not through interactions with previously existing secondary phases. This result is highly dependent on the reliability of the calculated weathering chart, where it is considered that leaching or dissolution (in undersaturated conditions) is congruent ($F_{diss}(\text{Li})$ is set proportional to weathering rate). This seems reasonable based on recent experimental investigations (e.g. Pistiner & Henderson, 2003; Verney-Carron et al., 2011; Wimpenny et al., 2010a; Ryu et al., 2014).

Moreover, we assumed a uniform weathering rate within each cell, even if the cell is partly filled with flooding area. However, the weathering rate could be higher or lower in the flooded part of the grid cell, compared to the weathering contribution of the non-flooded part of the grid cell. The release of lithium by weathering may depend on the nature of deposited sediments, being more or less weatherable. Therefore, the dissolution rates within the flooded area of the model remains poorly constrained. If the weathering rates in flooded area differ significantly from the weathering rate outside the flooded area, nothing can be said about the relative efficiency of equation 6.6 versus equation 6.5.

6.5.2 The Solimões particularity

The Solimões isotopic signature can hardly be explained with the floodplain hypothesis, because high $\delta^7\text{Li}$ are rapidly reached, well before the river reaches the flooded area. The three most problematic measurements are the Huallaga at mouth, the Marañón at Borja and the Morona at mouth. Among the Solimões stations, these three stations are the closest to the Andean range, the Huallaga having the highest $\delta^7\text{Li}$. Reaching those high $\delta^7\text{Li}$ so upstream would require a kinetics of the secondary phases precipitation (k_{sp}) 100 times more efficient in floodplains compared to the other rivers of the Amazon watershed. Yet, they are not the only outliers, the Pastaza at mouth and the Marañón at San Regis —station downstream the first four mentioned (Fig. 6.5)— are underestimated when optimization is not performed only on the Solimões (case #1, Fig 8a and case #2-M, Fig. 6.8b). The Marañón at Tamshicayu and at Iquitos —downstream San Regis— are also underestimated when parameters are optimized on the Madeira (case 2-M, Fig. 6.8b). Only the stations located further downstream (Iracema, Manacapuru) or stations with $\delta^7\text{Li}$ rising more slowly (Ucayali, Tigre) are correctly simulated.

Conversely to the Madeira system, the Solimões measurements are better explained by Eq. 6.5 (case #1) for computing F_{sp} in flooding areas. This suggests that, in the Solimões system, the lithium uptake, in addition to being more efficient, could also be done on previously formed secondary phases. However, the same uncertainties about the

weathering lithium production apply. As a consequence, these two contrasted behaviours in terms of lithium isotopic budget cannot be explained by a single Rayleigh distillation scenario in the floodplain. Several explanations can be put forward:

Firstly, the climate is not uniform over the Amazon watershed. The Solimões flows under an equatorial climate, with very low seasonality, whereas the Madeira, located southward, has a tropical climate with more pronounced seasonal contrast. Although no clear seasonal fluctuations in the riverine isotopic composition have been reported up to now, seasonal precipitations may explain a lower lithium uptake rate, because flooding areas are inundated only for a few months a year. Yet, alternate wet and dry period could also lead to more intense distillation via strong evaporation in varseas disconnected from river paths during the dry season. The influence of seasonality is far from being understood.

Secondly, the lithology differs between the two watersheds. The Andean headwaters of the Madeira drain shales, that are recycled sediments, depleted in cations but enriched in lithium and most of all, weakly weatherable. In contrast, in the Solimões river basin weathering budget is significantly influenced by igneous rocks (Dellinger et al., 2015), including a large contribution from volcanic rocks weathering. Weathering rate is doubtlessly not the same for these two basins. We can speculate that because of lithological contrasts, the weathering of sediments eroded in the range occurs in the first tenths of kilometres of the alluvial plain in the Solimões basin, whereas it occurs over larger distance in the Madeira basin.

Finally, another possibility is that Rayleigh distillation does not take place only in inundated areas, but within the whole basin. Several studies have highlighted high $\delta^7\text{Li}$ values in mountainous rivers (e.g. Huh et al., 1998, 2001; Kısakürek et al., 2005). Some of these high values cannot be explained by batch fractionation as underlined in the Introduction. It is still unknown whether high $\delta^7\text{Li}$ in mountains is an exception or a common feature since most recent studies of large basins (Ganges, Amazon) show the opposite behaviour as what was highlighted in previous publications (Burton & Vigier, 2012; Schmitt et al., 2012). Colluviums are a possible site for lithium distillation in mountains: if river waters flow through colluviums, a reactive transport concept would makes sense: lithium would dissolve upstream, and be incorporated into colluviums, leading to a pseudo-distillation just like in *floodplain* model, although shorter residence time of the waters are expected compared to the floodplain environments. Still we need to further understand why colluvium would play a more important role in the Solimões Li cycle and not in the Madeira one.

6.5.3 Assessing large scale implications

When plotting the lithium isotopic signature of the rivers as a function of the riverine remaining lithium fraction, [Dellinger et al. \(2015\)](#) have shown that some data points plot along the batch fractionation line, and some others along a Rayleigh distillation line (Fig. 6.7). Based on this observation, they proposed the Rayleigh fractionation in flooding areas as an explanation for very high dissolved $\delta^7\text{Li}$. Built on this hypothesis, the model points plot nicely along those trends (Fig. 6.7). Nevertheless, the agreement between data and model points on Fig. 6.7 should not be considered as a precise validation of the flooding area hypothesis. Indeed, the spatial distributions of the data and of the model points do not coincide. Model high dissolved $\delta^7\text{Li}$ are located mainly at the outlet of inundated areas in the plain, while the data display some of the highest $\delta^7\text{Li}$ of the flowing waters just at the feet of the mountainous area. The model predicts correctly the high values but not always at the right location. This has an important implication in terms of data interpretation: correlations between geochemical data should account for the location of the data points when interpreting them. We have seen that the role of floodplains in the acquisition of high $\delta^7\text{Li}$ by river waters might be only true for the Southern part of the Amazon watershed. For the Northern part, the enrichment in ^7Li of the upstream waters of the Solimoes can be hardly explained by Rayleigh distillation in flood plains (see the above discussion). Although Rayleigh distillation in floodplains is a possible explanation for high isotopic ratios, our model results in agreement with published data, strongly suggest that enrichment processes are also at play in some elevated areas of active orogens.

If this result can be extrapolated at the global scale, the riverine $\delta^7\text{Li}$ might not be critically dependent on the presence or absence of mountain ranges, at odds with the hypothesis of ([Froelich & Misra, 2014](#)) linking the absence of mountains to low riverine $\delta^7\text{Li}$ in the Eocene. A rather uniform $\delta^7\text{Li}$ of global riverine discharge, whatever the tectonic environment, might be more in agreement with the scenario of the Cenozoic evolution of the lithium cycle proposed by ([Vigier & Goddéris, 2015](#)). But this is highly speculative. At this stage, the only firm conclusion is that the lithium isotopic composition of large rivers is the result complex processes, not fully understood yet.

6.6 Conclusions

In the present study, we explore the processes controlling the elementary and isotopic cycle of the lithium in a continental-scale watershed: the Amazonian basin. We build a numerical model specifically designed to simulate the processes at play in vertical weathering profiles, and coupled it to an horizontal reactive-transport model. The model

is able to simulate the impact of the formation of weathering profiles on the lithium isotopic composition of the rivers, as well as the role of floodplains. The model takes advantage on the existence of spatially distributed sites where the riverine lithium has been monitored, from the Andes to the outlet in the Atlantic ocean.

The main findings of the study are:

1. we identify two different regimes in the Amazon basin. In the southern part of the basin (Madeira basin), the evolution of the riverine lithium isotopic composition can be explained first by the production of lithium through weathering reactions inside the regolith, with a fractionation occurring during the precipitation of secondary mineral phases. Then, interactions between the water and the secondary mineral phases within floodplains generate a Rayleigh distillation process explaining high isotopic values for dissolved riverine lithium. This scenario, previously proposed by [Dellinger et al. \(2015\)](#) based on river sampling, does not work for the Northern part of the watershed. Indeed, the Huallaga, Marañón at Borja and Morona display high isotopic values well before they flow through the inundated area in the flood plain. The model failed at reproducing those upstream high isotopic values without accelerating the kinetics of the reactions up to non-reasonable values. We suggest that three factors could be explored in more detailed in future modeling: the impact of lithology, the amplitude of the climatic seasonal fluctuations (less pronounced in the Northern part of the watershed), and the possibility for Rayleigh distillation processes in uplands when water flows through colluvions.
2. The hypothesis of the role of floodplains on the lithium isotopic signature of rivers through Rayleigh distillation was proposed based on data compilation ([Dellinger et al., 2015](#)). Here by using a spatially-distributed model, we show that places where distillation should occur do not always correspond to inundated areas. This is the case for the Northern part of the Amazon watershed, and this remains unexplained.

Our study shows that the lithium continental cycle is not fully understood yet, at least for the biggest watershed on Earth. This has implications on the interpretation of the oceanic lithium isotopic composition in terms of past weathering. The variability of the lithium isotopic signature at the outlet of the same mountain range (the Andes) suggests that the role of mountains on this tracer is not well-constrained yet, and consequently their impact on the global carbon cycle and other major chemical species are still to be refined.

Chapitre 7

Conclusion et perspectives

Sommaire

7.1	Conclusions générales	169
7.1.1	Synthèse	169
7.1.2	Limites de cette étude	172
7.2	Perspectives	175
7.2.1	Le lithium comme traceur isotopique global de l'altération . .	175
7.2.2	Érosion, altérabilité et climat au cours du Cénozoïque	176
7.2.3	Cycle organique du carbone et érosion	176
7.2.4	Transport horizontal de sédiments	177
7.2.5	Lithologie	178
7.2.6	Relation tectonique-érosion-topographie-climat	179

7.1 Conclusions générales

7.1.1 Synthèse

Le travail de cette thèse n’a abordé qu’une facette de la complexité des interactions entre orogénèse, érosion et climat. Néanmoins, il met en lumière plusieurs aspects jusqu’alors peu ou non étudiés, et il ouvre de nombreuses perspectives.

Il est possible de récapituler cette thèse en trois grandes étapes :

1. Développer un modèle de régolithe (profil vertical d’altération) décrivant son comportement dynamique, et applicable à l’échelle de la Terre.
2. Décrire les conséquences des reliefs sur la dynamique du climat, puis, comparer les effets de la dynamique climatique seule et de l’érosion sur l’altération.
3. Développer un modèle tentant de reproduire le cycle isotopique continental du lithium dans le but de l’utiliser comme traceur de l’altération.

Dynsoil, le modèle de régolithe développé dans le cadre de cette thèse est une généralisation en régime transitoire du modèle de [Gabet & Mudd \(2009\)](#) et de [West \(2012\)](#).

L’étude de perturbations transitoires a permis de mettre en évidence l’effet d’inertie des régolithes, prolongeant les perturbations sur plusieurs millions d’années, ainsi qu’un rôle déterminant du régime moyen d’altération des continents (*kinetically-limited* ou *supply-limited*). Un régime globalement *supply-limited* — où l’essentiel des silicates « disponibles » par érosion sont altérés — se traduit par une rétroaction de Walker plus faible, donc une perte de résilience du cycle du carbone. Cela ouvre des perspectives quant à l’instabilité potentielle d’une Terre à faible topographie et à climat chaud (typique du régime *supply-limited*) dont la limite Paléocène-Éocène en est peut-être un exemple.

Ce modèle a également permis d’étudier le comportement transitoire de l’altération lors de la mise en place et de la croissance d’un régolithe. En régime *supply-limited*, les régolithes montrent un pic d’altération pendant leur développement, jusqu’à un ordre de grandeur au-dessus du taux d’altération à l’équilibre. Ce résultat pose de nombreuses questions sur l’évolution du climat lors de la formation de latérites, ainsi qu’après le retrait d’importantes calottes glaciaires, laissant de vastes surfaces de roches peu altérées (voir inaltérées) à l’affleurement.

Cette étude a également souligné la présence d’un degré de liberté qui n’a aucune influence sur l’état stationnaire mais qui change le régime transitoire. À l’état stationnaire, un régolithe épais mais ayant une cinétique d’altération lente aura le même comportement qu’un régolithe fin mais ayant une cinétique d’altération rapide, car le nombre de Damköhler, quantifiant la nature du régime (*kinetically-limited* ou *supply-limited*), sera

le même. Cependant, en régime transitoire, cela affecte l'inertie du régolithe, c'est-à-dire le temps qu'il mettra à atteindre son état stationnaire. Nous appelons ce degré de liberté le facteur d'échelle du régolithe, c'est-à-dire tout simplement l'épaisseur de régolithe par rapport à une épaisseur de référence, pour un même nombre de Damköhler. Les expériences présentées au chapitre 5 montrent qu'un facteur d'échelle important rendait le climat moins sensible aux perturbations mais mettant davantage de temps à se rétablir après la perturbation, et ce d'autant plus que le régime est *kinetically-limited*. Étant donné qu'il ne peut être déduit du taux d'altération à l'état stationnaire, il est alors important pour les modèles d'avoir une bonne représentation de la distribution d'épaisseur de régolithe sur les continents afin de simuler correctement l'inertie qui en découle.

Cette thèse met en évidence les modifications notables du climat par les chaînes de montagnes via la circulation atmosphérique et océanique, « avant même » de considérer le cycle du carbone. Les travaux publiés dans Maffre et al. (2018a) et présentés au chapitre 3 en détaillent les mécanismes. Si l'effet de la topographie sur la circulation atmosphérique a été étudié tout au long du XX^{ème} siècle, l'étude de son impact sur la circulation thermohaline est bien plus récente, et les travaux présentés dans cette thèse sont parmi les tous premiers à aborder cette étude à l'aide d'un modèle couplé océan-atmosphère. Ces travaux ont démontré l'importance de la réorganisation due aux chaînes de montagnes du transport d'humidité atmosphérique, et notamment des flux tropicaux, sur la salinité des bassins océaniques et la localisation de la circulation thermohaline. En effet, La plongée des eaux (point de départ de la circulation thermohaline) a lieu actuellement en Atlantique nord, alors qu'elle a lieu dans le Pacifique nord dans la simulation climatique sans relief.

Ces changements climatiques prennent tout leur sens lorsque l'on considère le climat à l'échelle globale car si d'importants changements s'opèrent localement (au niveau de la chaîne de montagne : *lapse-rate effect*, précipitations orographiques...) d'autres non moins importants ont lieu plusieurs centaines voir milliers de kilomètres à l'écart des reliefs (*rain shadow effect*, mousson, ondes de Rossby stationnaires, circulation thermohaline...) Cela souligne l'importance de considérer les processus à l'échelle de la Terre pour saisir les mécanismes des variations climatiques.

Sur les continents, la réorganisation des circulations atmosphérique et océanique par les chaînes de montagnes entraîne des changements de température et de ruissellement moyens de respectivement -1.24°C et -2.29 cm/a , avec de fortes disparités géographiques (jusqu'à $\pm 25^{\circ}\text{C}$ et $\pm 3\text{ m/a}$).

La diminution des températures et du ruissellement continental liée aux changements de la dynamique du climat par les chaînes de montagnes actuelles diminue l'al-

térabilité des continents, alors que l'érosion de ces mêmes chaînes l'augmente. Ces deux effets antagonistes sont d'un ordre de grandeur comparable, selon l'estimation effectuée au regard des données d'altération (travaux publiés dans Maffre et al. (2018b) et présentés au chapitre 4). L'estimation la plus « vraisemblable » (en meilleur accord avec les données) de l'effet net des montagnes serait une augmentation de 25% de l'altération à taux de CO₂ fixé (à sa valeur actuelle). Cependant, l'incertitude est telle sur la sensibilité de l'altération à l'érosion ou au climat que même si le maximum de vraisemblance est à +25% d'altération, l'intervalle de confiance de l'on peut fournir sur ce chiffre est de -35% à +150% d'altération en présence de montagne.

Une incertitude demeure également sur le taux d'érosion en absence de montagne. Si ce taux d'érosion est suffisamment faible (de l'ordre de 10 t/km²/a en moyenne continentale, sachant que la moyenne actuelle est de 156 t/km²/a), alors l'augmentation de l'érosion en présence de montagne (d'un facteur 15!) devient indubitablement plus importante pour l'altération que les changements de dynamique climatique. Rappelons que ces chiffres sont estimés au regard des données utilisées pour contraindre le modèle d'altération. Nous avons montré une forte sensibilité des résultats à la base de données employée, et il est probable qu'en intégrer davantage affinerait la comparaison.

En outre, s'il est permis de supposer que les changements de dynamique climatique générés par les orogénèses au cours de l'Histoire de la Terre ont toujours été dans le sens d'une plus faible altérabilité (diminution de la température, aridification de l'intérieur des continents), il est possible que l'intensité exceptionnelle de ces changements (de l'ordre de 1 m/a de ruissellement en milieu tropical, et localement jusqu'à 3 m/a) soit une particularité de la configuration continentale actuelle. Ainsi, nos résultats suggèrent que ce serait plutôt l'érosion des reliefs et non la dynamique climatique qui aurait été le facteur dominant dans l'évolution du climat de la Terre, en plus de la position des continents.

Enfin, soulignons une fois de plus l'importance de *proxies* capables d'apporter des informations sur le fonctionnement de la zone critique dans le passé de la Terre, et notamment de *proxies* d'altération. En effet, il est pour l'heure quasiment impossible de valider les modèles d'altération dans le passé. Les seuls traceurs existants ($\delta^{18}\text{O}$, $\delta^{13}\text{C}$...) reflètent le climat moyen, le rapport de force entre les puits de carbone (organiques/inorganique)... Ils sont donc influencés par de nombreux autres processus que l'altération.

Le $\delta^7\text{Li}$ est potentiellement une source importante d'information sur la paléo-altération, et c'est ce qui a motivé au cours de cette thèse la modélisation du cycle continental du lithium présentée au chapitre 6 (article soumis à *Geochimica et Cosmochimica Acta*).

Les résultats de cette modélisation montrent la complexité du cycle du lithium, et la difficulté de déterminer quelles conditions sont favorables ou non au fractionnement entre

^6Li et ^7Li . L'étude a été restreinte au plus grand bassin-versant de la Terre, l'Amazone, et n'a pas été appliquée à la Terre entière par manque de contraintes sur le cycle du lithium. À l'échelle du bassin amazonien, au moins deux comportements ont pu être mis en évidence. La partie sud (bassin du Madeira) est bien expliquée par les deux phénomènes modélisés, à savoir un fractionnement *Batch* lors de l'altération dans les régolithes et un fractionnement du type distillation de Rayleigh lors de l'interaction entre l'eau des rivières et les phases secondaires dans la plaine d'inondation (coefficient de régression $r^2 = 0.68$).

Ce n'est en revanche pas le cas de la partie nord (bassin du Solimões), ou tout du moins, elle ne peut pas être modélisée avec les mêmes paramètres que la partie sud. En effet, de fortes valeurs de $\delta^7\text{Li}$, caractéristiques de la distillation de Rayleigh, sont rencontrées en début de zone d'inondation. Le Marañón à Borja, Le Morona et le Huallaga montrent des $\delta^7\text{Li}$ de respectivement 22‰, 21‰ et 26‰ alors que leurs trajets à travers des zones inondées sont de l'ordre de 10 à 100 kilomètres. En comparaison, dans le bassin du Madeira, le Béni a un $\delta^7\text{Li}$ de 10‰ à Rurrenabaque (en sortie de la chaîne andine, équivalent de Borja) et le Mamoré atteint sa valeur de 32‰ à Guayaramerin, après un trajet de plus de 1000 km dans la plaine d'inondation. L'efficacité de la distillation nécessaire pour expliquer ces trois valeurs (Marañón, Morona et Huallaga) requerrait une cinétique environ 100 fois plus rapide, ce qui est incompatible avec les valeurs de $\delta^7\text{Li}$ du reste du bassin, y compris de certaines rivières de la partie nord comme le Tigre, l'Ucayali et le Solimões à Iquitos qui sont bien plus en aval dans la plaine d'inondation et présentent des $\delta^7\text{Li}$ plus faibles (13–17‰).

Les deux processus modélisés, fractionnement *Batch* dans les régolithes et distillation de Rayleigh en plaine d'inondation, sont donc nécessaires pour expliquer le cycle du lithium dans le bassin amazonien, mais insuffisants. Il faut évoquer d'autres processus, encore non explorés, pour tenter de comprendre les variations géographiques de $\delta^7\text{Li}$. Ce n'est qu'une fois ces processus identifiés que l'on pourra tenter de déterminer lesquels ont pu varier au cours du Cénozoïque pour provoquer une telle évolution du $\delta^7\text{Li}$ océanique.

7.1.2 Limites de cette étude

La principale difficulté rencontrée dans cette thèse est la comparaison des modèles aux données.

Nous avons montré au chapitre 4 que le choix de la base de données influençait particulièrement les conclusions que l'on pouvait tirer de l'étude. Il n'est pas impossible que les données utilisées soient insuffisantes pour reproduire la diversité des environnements, et que les modèles sont par conséquent globalement sous-contraints. Si c'est probablement le cas dans cette thèse, ça l'est sans doute également dans de nombreuses études

de modélisation de l'altération.

La principale raison vient de la difficulté d'obtenir des données de flux d'altération des silicates au regard du nombre de mesures géographiquement distribuées dans les différents environnements qui serait nécessaire pour calibrer plus finement les modèles. Un travail de compilation afin de créer une base de données globale mais finement distribuée sur les continents, telle que la base de données GLORICH (Hartmann et al., 2014), serait une grande avancée pour ce genre d'études, mais pose le problème de l'hétérogénéité des mesures et de la surreprésentation de certains environnements, voire de certains processus par rapport à d'autres. Cette dualité entre précision et biais d'hétérogénéité est quasiment inhérente à la construction d'une base de données globale, ainsi que mentionné par Prémaillon et al. (2018).

Les données de lithium sont également éparses, montrant souvent un processus particulier dans un environnement particulier (Henchiri et al., 2016 sur le Congo, Kısakürek et al., 2005 sur l'Himalaya...), il est pour l'heure difficile d'en obtenir une vision d'ensemble.

Un aspect fondamental et légitimement critiquable des travaux de cette thèse est la calibration des modèles d'altération à l'état stationnaire avec les données actuelles, alors que la rapidité des variations climatiques du Quaternaire porte à croire que les profils d'altération ne sont pas à l'état d'équilibre (Vance et al., 2009; Braun et al., 2016). Cela biaise nécessairement le comportement des modèles lorsqu'on les extrapole à des conditions du passé de la Terre et que l'on cherche l'état stationnaire.

Le fait est que nous ne disposons de données que sur la Terre telle qu'elle est aujourd'hui ; ainsi nous ne connaissons pas les paléo-taux d'altération, même dans un passé géologiquement proche, tout comme nous ne connaissons pas les conditions initiales des profils d'altération qui ont abouti à l'état actuel, si tant est que la notion de condition initiale ait un sens ici.

L'hypothèse de l'état stationnaire semble la seule manière de pouvoir calibrer les modèles, car l'état stationnaire ne dépend pas des conditions initiales (sauf cas particulier comme la « *humped* » *soil production function*). Pour lever cette hypothèse, il faudrait soit en faire une autre sur le niveau de déséquilibre des profils d'altération, soit calibrer les taux d'altération moyennés sur le Quaternaire, ou au moins sur plusieurs cycles glaciaires-interglaciaires, à condition d'avoir des *proxies* de taux d'altération suffisamment précis et distribués géographiquement. Quoiqu'il en soit, une étude sur l'effet de l'hypothèse de l'état stationnaire serait particulièrement intéressante.

Une autre conséquence est que le comportement transitoire des régolithes est mal contraint, ainsi, de grandes incertitudes demeurent sur la façon dont cela affecte la réponse de l'altération à des perturbations transitoires. Une possibilité de calibration

du comportement transitoire aurait été de comparer le modèle des chronoséquences de régolithe, mais cela n'a pas pu être effectué pendant cette thèse.

Un autre aspect discutable de ces travaux est le fait d'ignorer les processus de petites échelles en faisant l'hypothèse que considérer les phénomènes à grande échelle est suffisant pour effectuer des bilans globaux. Comme précisé dans l'introduction de cette thèse (chapitre 1), la résolution géographique que nous considérons est celle des variations climatiques à grande échelle (de l'ordre de la centaine de kilomètres). Cette échelle correspond également aux larges variations topographiques (typiquement, contraste montagne-plaine).

Cette hypothèse est légitime au regard du temps de calcul demandé par les modèles et de la précision des données dont nous disposons. En effet, si l'on peut citer l'exemple — ou plutôt le contre-exemple — de la topographie dont le SRTM fournit une carte mondiale à l'échelle de 5 m, c'est loin d'être le cas pour l'essentiel des données (lithologie, épaisseur de régolithe, porosité du sol, écoulements souterrains...). Un modèle plus complexe et plus résolu ne serait pas plus utile s'il en devient d'autant plus sous-contraint.

Cependant, cette hypothèse ne tient que si les flux d'altération dus à des « points chauds » de petite taille géographique sont effectivement négligeables à l'échelle globale. On pourrait citer deux cas : les « points chauds d'érosion », dont Taïwan est un excellent exemple en contribuant à 1% de l'érosion mondiale pour seulement 0.02% de la superficie continentale ; et les « points chauds lithologiques », avec par exemple les ophiolites ou les coulées basaltiques, représentant peu de la superficie terrestre mais ayant une abondance en cations et une cinétique d'altération particulièrement élevées.

Si la distribution de l'altération à la surface de la Terre est trop inégale, par exemple si 99% de l'altération provient de 1% des continents, et que ce 1% correspond à des petites régions non représentées à la résolution du modèle, cela remettrait en cause les travaux présentés ici. Cependant, il n'a pas été prouvé que c'est le cas. Des estimations montrent au contraire que les zones faiblement actives (plaines, cratons) de part leur immense superficie contribuent presque autant à l'altération que les orogènes actives (Carretier et al., 2014).

Dans la continuité de cette critique, notre point de vue de modélisation à grande échelle suppose également que l'altération de l'ensemble des silicates peut être décrit par un concept de régolithe qui serait le même partout (avec éventuellement une différenciation lithologique des paramètres), et non pas la somme d'une multitude d'effets locaux spécifiques. Ce paradigme de généralisation est essentiel pour tenter de comprendre les variations climatiques globales, mais il se heurte au point de vue des études de terrain qui tentent souvent d'expliquer des particularités locales.

D'autre part, en considérant explicitement un profil vertical d'altération, nous supposons que l'on peut résumer la variabilité latérale à fine échelle des profils d'altération par un profil moyen, dépendant des conditions moyennes de l'environnement (climat, pente...). C'est-à-dire que nous faisons l'hypothèse que la dimension verticale est déterminante, alors que les dimensions horizontales ajoutent seulement un bruit aléatoire, du moins à fine échelle.

Enfin, d'autres considérations ont été négligées dans le travail de cette thèse et méritent d'être mentionnées ici :

- Le fait de considérer l'érosion comme un processus continu alors qu'il s'agit bien plus souvent de phénomènes épisodiques, ce qui peut changer la modélisation de l'altération (Gabet, 2007).
- Directement liée, l'importance des événements extrêmes (crues, orages, typhons, glissements de terrain) pour l'érosion mais également pour l'altération. Il est par exemple envisageable que l'effet moyen des précipitations diffère de celui calculé avec les précipitations moyennes.
- L'effet de la dénudation chimique sur l'épaisseur de régolithe, qui est toutefois évoqué à la fin de l'annexe B.
- Le transport latéral de matière, qui peut mettre en place des régolithes allochtones.

7.2 Perspectives

7.2.1 Le lithium comme traceur isotopique global de l'altération

Comme précisé dans la partie précédente, la modélisation du cycle du lithium présentée dans cette thèse n'est qu'à un stade exploratoire. Néanmoins, le modèle tel qu'il a été conçu peut être appliqué à la Terre entière et dans le passé. Même si les informations qu'il requiert (réseau hydrographique, cartographie des zones inondées) sont mal connues voir inconnues dans le passé, il est envisageable de faire des hypothèses ou de les déduire de façon empirique. La résolution utilisée pour le bassin amazonien ($0.5^\circ \times 0.5^\circ$) est également utilisable pour la Terre entière sans aboutir à des temps de calcul prohibitifs. En revanche, il n'est guère envisageable de connaître le réseau hydrographique global de la Terre à cette résolution dans le passé, il conviendra donc soit de dégrader la résolution du réseau hydrographique — en étudiant les biais que cela implique à l'actuel — soit d'augmenter artificiellement la résolution dans le passé sans contrainte — en explorant l'incertitude liée à ce degré de liberté.

Une fois identifiés les processus déterminant la variabilité du $\delta^7\text{Li}$ à l'échelle de la Terre, il sera alors possible d'utiliser ce modèle pour le passé de la Terre, et espérer pouvoir valider ou invalider des scénarios d'altérabilité, si le lien entre lithium et altération est suffisamment étroit.

7.2.2 Érosion, altérabilité et climat au cours du Cénozoïque

Les expériences que nous avons présentées sur l'interaction entre relief et altération restent assez théoriques et focalisées sur la géographie actuelle. Un des objectifs ayant initialement motivé cette thèse était de tester l'hypothèse selon laquelle les orogénèses du Cénozoïque ont été la cause du refroidissement du climat.

Cela n'a pas pu être accompli dans la durée de cette thèse, mais reste une perspective importante des travaux effectués. Une première étape serait de comparer la configuration actuelle des surfaces continentales à une configuration où la topographie est réduite, comme au début de l'Éocène. En plus de tester une paléogéographie réelle, cela permettrait également d'étudier la contribution relative de la position des continents et de la topographie sur l'altérabilité.

L'étape suivante serait une reconstruction entière du Cénozoïque, qui comprendrait donc différents niveaux de topographie, et une répartition des continents de plus en plus proche de l'actuelle. Il serait également envisageable d'étudier l'évolution transitoire des régolithes au cours du Cénozoïque. En effet, si les zones entrant en surrection sont rapidement soumises à des taux d'érosion importants, diminuant drastiquement le temps de réponse des régolithes, les zones inactives sont elles affectées par les changements climatiques liés à la réorganisation de la circulation atmosphérique et océanique (cf chapitre 3) ainsi qu'aux variations du niveau de CO_2 , et ce tout en gardant leur importante inertie. Le défi majeur d'une telle reconstruction dynamique sera de gérer « l'advection horizontale » des surfaces continentales liée au mouvement des plaques tectoniques, sachant qu'il sera impossible de recalculer le climat à chaque pas de temps, il faudra donc réfléchir à une méthode d'interpolation.

7.2.3 Cycle organique du carbone et érosion

Les travaux de cette thèse se sont concentrés uniquement sur le cycle inorganique du carbone. Cependant, il a été montré depuis plusieurs années que les chaînes de montagnes influençaient également le cycle organique du carbone en augmentant l'efficacité de l'enfouissement de la matière organique continentale (Galy et al., 2007; Bouchez et al., 2014). Le rapport de force entre cycle organique et inorganique a ainsi pu changer au cours du Cénozoïque, comme proposé par François & Goddérès (1998) en interprétant les enregistrements isotopiques.

Les orogénèses, en augmentant localement le taux d'érosion, augmentent aussi l'export de débris organiques charriés avec les sédiments des rivières, et si le taux de sédimentation à l'embouchure des fleuves est suffisamment important, la matière organique est enfouie sans avoir le temps de s'oxyder, dans la colonne d'eau ni dans la partie superficielle des sédiments.

Un modèle d'érosion applicable à l'échelle de la Terre a été présenté dans le cadre de cette thèse, modéliser ce processus demanderait de rajouter un modèle de sédimentation marine relié au flux érosif calculé, avec oxydation de la matière organique pendant la sédimentation. Il serait probablement aussi nécessaire de modéliser l'oxydation de la matière organique pendant le transport des sédiments par les rivières et le stockage éventuel dans les plaines alluviales.

7.2.4 Transport horizontal de sédiments

Nous venons d'évoquer l'oxydation des débris organiques pendant leur transport par les rivières, le même phénomène s'applique pour l'altération : les particules érodées non encore altérées sont soumises à l'altération pendant leur transport des montagnes vers les océans.

La modélisation du transport des sédiments et de leur altération fait partie des questions soulevées dans cette thèse qui n'ont pu être abordées. Représenter ce transport horizontal demanderait de changer radicalement le formalisme du modèle *dynsoil*. En effet, ce modèle ne s'applique strictement parlant qu'à des « sources pures » de sédiment, c'est-à-dire des zones d'érosion pure, sans dépôt (et donc, sans transfert latéral d'un élément de grille au suivant). Modéliser le dépôt de sédiments compliquerait grandement le modèle (comme mentionné en introduction, chapitre 1). Il serait probablement nécessaire de ne plus considérer de profil vertical, et de revenir à un modèle d'altération en boîte (0D), les plaines alluviales étant de toute façon soumises à un mélange vertical non négligeable à cause du balayage latéral des rivières.

Le concept de base pour modéliser l'altération pendant le transport de sédiments est le temps de résidence des sédiments dans la zone de transport (plaine alluviale). Techniquement parlant, il faudrait définir un temps de résidence pour chaque élément de grille du modèle, lesquels seraient connectés par un schéma de routage des sédiments. En l'absence d'information précise sur le réseau hydrographique, et sachant que ce dernier peut se réorganiser rapidement, surtout en plaine, il serait légitime de supposer une simple diffusion des sédiments des reliefs vers les côtes.

Une méthode plus élégante qu'un temps de résidence moyen par élément de grille serait de définir pour chaque élément une distribution de probabilité de temps de résidence. Le formalisme probabiliste est largement employé pour décrire le transport des

particules par les rivières (Hill et al., 2010; Furbish et al., 2012; Bradley & Tucker, 2013; Furbish et al., 2016). La distribution de probabilité devra être additive (par exemple loi Gamma) de façon à être indépendante de la résolution : considérons deux cellules connectées de la grille du modèle, l'une amont, l'autre aval, soumises exactement aux mêmes conditions. La loi de probabilité du temps de résidence calculée si on réunissait ces deux cellules en une seule doit alors être la même que la loi de probabilité de la somme des temps de résidence calculés pour chaque cellule séparément. Cette propriété est vérifiée si la loi de probabilité est additive. Le taux d'altération pourra alors se calculer comme l'altération moyenne pour tous les temps de résidence.

7.2.5 Lithologie

La lithologie est reconnue comme un des principaux facteurs contrôlant les taux d'altération. Dans cette thèse, nous avons adopté le formalisme d'une lithologie « diffuse », c'est-à-dire que nous supposons que chaque élément de grille contient un mélange de toutes les lithologies, et l'on ne calcule que l'effet moyen. Si la variabilité lithologique est souvent d'une échelle plus fine que la résolution des modèles de cette thèse, un certain nombre de formations géologiques (comme par exemple les *Large Igneous Provinces* ou les plateformes carbonatées exondées) ont une taille qui dépasse cette résolution.

Cependant, notre hypothèse reste cohérente si l'on peut considérer mathématiquement le flux d'altération comme une fonction séparée de la lithologie et du climat, c'est-à-dire : $F_{Alt} = f(litho.) \times g(clim.)$. La lithologie étant indépendante du climat, le flux d'altération moyen $\overline{F_{Alt}}$ est donc le produit des moyennes $\overline{f(litho.)}$ et $\overline{g(clim.)}$. Cela est vrai aussi bien pour la moyenne à l'intérieur d'une cellule que pour la somme de toutes les cellules (loi des grands nombres). Rigoureusement parlant, on ne peut pas écrire le flux d'altération comme une fonction séparée de la cinétique d'altération (dépendante de la lithologie) et du climat, car un climat trop altérant aboutit à un basculement dans le régime *supply-limited* où l'altération ne dépend plus de la cinétique. L'écriture en fonction séparée implique au contraire que l'influence du climat est la même quelle que soit la lithologie, et réciproquement ; d'où la nécessité de séparer les lithologies ayant des cinétiques très différentes (comme la séparation basaltes et granites effectuée au chapitre 5). Cette séparation ne remet pas en cause le formalisme « diffus » que l'on peut toujours appliquer à chaque classe lithologique.

En revanche, ce formalisme ne tient plus dès lors que l'on constate que la lithologie des zones en surrection n'est pas la même que celles des zones inactives. Les orogènes sont en effet souvent constituées de métasédiments alors que les cratons ou les boucliers ont plutôt des socles granitiques. En d'autres termes, la lithologie n'est pas indépendante de l'érosion, et la moyenne du produit $\overline{f(litho.) \times g(eros.)}$ n'est pas le produit des moyennes

$$\overline{f(litho.)} \times \overline{g(eros.)}.$$

Ainsi, la notion-clef à représenter n'est pas une carte lithologique détaillée, ce qui est par ailleurs impossible à obtenir pour le passé de la Terre, mais la corrélation entre lithologie et surrection (donc érosion). Cet aspect n'a pas pu être abordé au cours de cette thèse et demeure une piste à étudier.

7.2.6 Relation tectonique-érosion-topographie-climat

Pour terminer, rappelons que nous avons dû supposer dans cette thèse que l'érosion est entièrement déterminée par la topographie et le climat. En réalité, la topographie est le résultat d'un équilibre entre soulèvement tectonique et érosion. L'hypothèse la plus commune est que la topographie s'ajuste (pour un climat donné) afin que l'érosion compense le soulèvement. Ces notions de soulèvement tectonique et d'évolution du relief sont absentes de cette thèse, où l'on considère la topographie comme un « forçage externe » des modèles utilisés.

Prendre en considération ce processus pourrait être une amélioration future. Cependant, la tâche est très complexe car, outre l'existence potentielle d'une rétroaction du taux d'érosion sur le taux de soulèvement, les variations de topographie provoqueront des changements climatiques liés à la dynamique atmosphérique et océanique (cf chapitre 3), eux-mêmes changeant le taux d'érosion, ce qui affectera à nouveau la topographie, le tout en interagissant avec le taux d'altération et le niveau de CO₂.

Topographie, érosion et climat sont donc en fait étroitement imbriqués, et l'on ne peut prédire pour une configuration continentale et un soulèvement tectonique donnés quel sera l'équilibre trouvé par le système. Ces considérations nous amènent vers l'idée d'un modèle englobant la tectonique des plaques (liée à la dynamique du manteau terrestre), l'évolution des paysages, les cycles géochimiques et le climat. Un tel modèle est encore à construire, et présentera de nombreux défis, dont l'un des principaux sera de recalculer le climat pour chaque variation de topographie (qui ne sera plus un forçage, mais une variable du modèle), alors que le calcul du climat pour un petit nombre de niveaux de CO₂ (une dizaine au plus), tout autre paramètre constant, est déjà le facteur limitant des études présentées dans le cadre de cette thèse.

Annexe A

*Supplementary Materials de l'article *The influence of orography on modern ocean circulation**

Sommaire

A.1	Oceanic heat transport	183
A.2	Seasonality of water cycle	183
A.2.1	Indian and South-East Asian summer monsoon	183
A.2.2	Evaporation upon oceanic convection sites	184
A.3	Atlantic-Pacific-Indian water divide and atm. moisture fluxes	186
A.4	Reorganization of atmospheric circulation in South America	188
A.4.1	Moisture transport	188
A.4.2	Atmospheric convection	189
A.5	Windstress and Aghulas leakage	190

A.1 Oceanic heat transport

Figure A.1a-b-c shows the redistribution of oceanic heat transport from the Atlantic (in CTRL) to the Indo-Pacific (in FLAT). Despite a little increase of the southward transport at 15°S and a little decrease of the northward transport at 50°N, the latitudinal profile of the total transport remains nearly unchanged.

Interestingly, the modern “paradoxical” Atlantic heat transport (in CTRL) that is northward even in the Southern Hemisphere has no equivalent in FLAT where all heat transport profiles are much more symmetrical with respect to the equator.

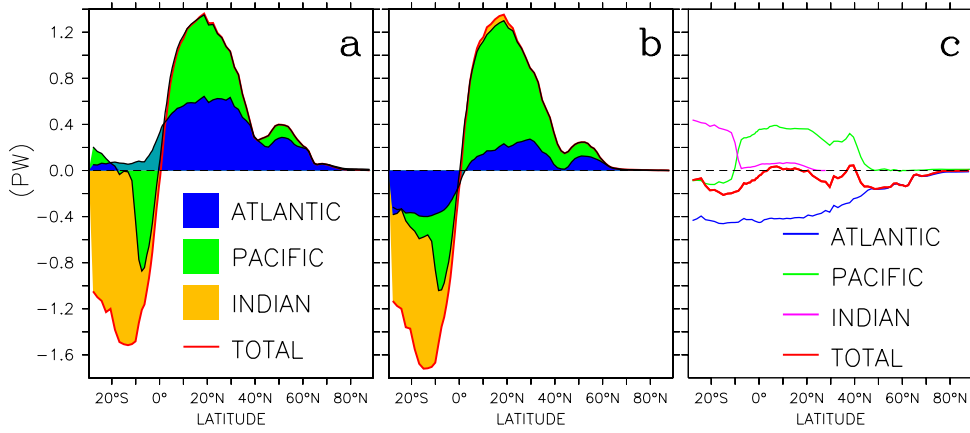


FIGURE A.1 – (a-b-c) Northward oceanic heat transport (PW), decomposition in Atlantic, Pacific and Indian component.
(a) CTRL, (b) FLAT, (c) FLAT-CTRL.

A.2 Seasonality of water cycle

A.2.1 Indian and South-East Asian summer monsoon

The careful analysis of the seasonality of the water cycle in Asia (Fig. A.2 and A.3) shows that the annual anomaly of precipitation and P–E shown in the article (Fig. 2i) are almost entirely driven by the summer anomaly, except for the westernmost part of Tibet.

The main feature of the winter anomaly (Fig. A.2) is the disappearance of orographic precipitations above the Himalayan range in the FLAT run, which explains the drying (in annual mean) of the westernmost part of Tibet.

The summer anomaly (Fig. A.3) shows in contrast a large drying from the northern half of India to Manchuria. This is the consequence of the collapse of both Indian and East-Asian summer monsoon.

The evaporation anomaly displays a pattern similar to the precipitation, making P–E anomaly close to P anomaly, with slightly reduced absolute values. One notable exception is the winter anomaly between 15°N and 25°N where evaporation decrease exceeds precipitation decrease, leading to an opposite P–E anomaly.

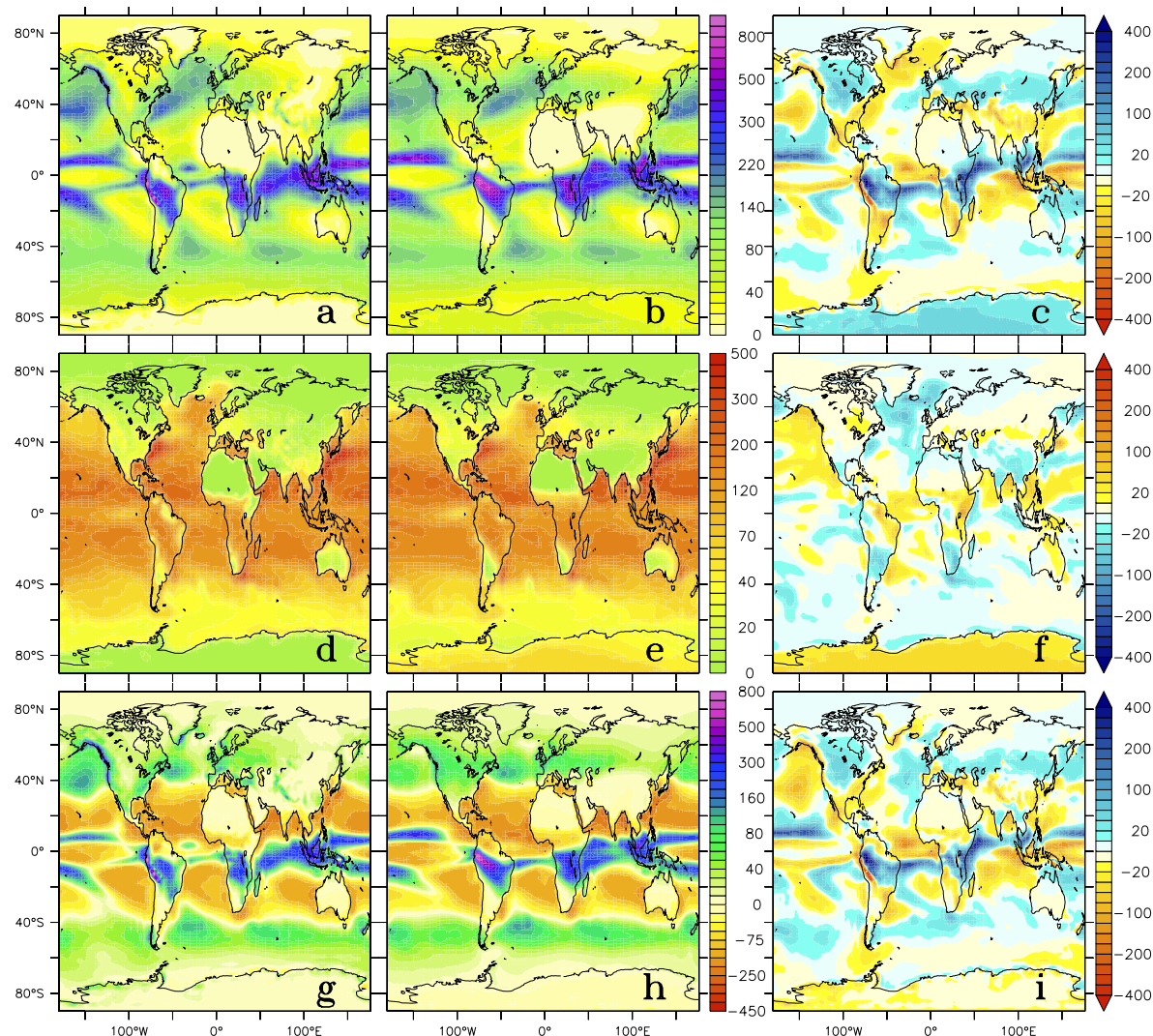


FIGURE A.2 – Winter mean (DJF) precipitation (first line: a-b-c), evaporation (second line: d-e-f) and precipitation–evaporation (third line g-h-i). First column (a-d-g): CTRL, second column (b-e-h): FLAT, third column (c-f-i): anomaly. Units: mm/y

A.2.2 Evaporation upon oceanic convection sites

Globally, the pattern of evaporation anomaly is similar to that of the precipitation, making P–E anomaly close to P anomaly. However, as stressed in the article, one notable exception is the ocean deep-water convection sites which are controlled by a change in the evaporation rate.

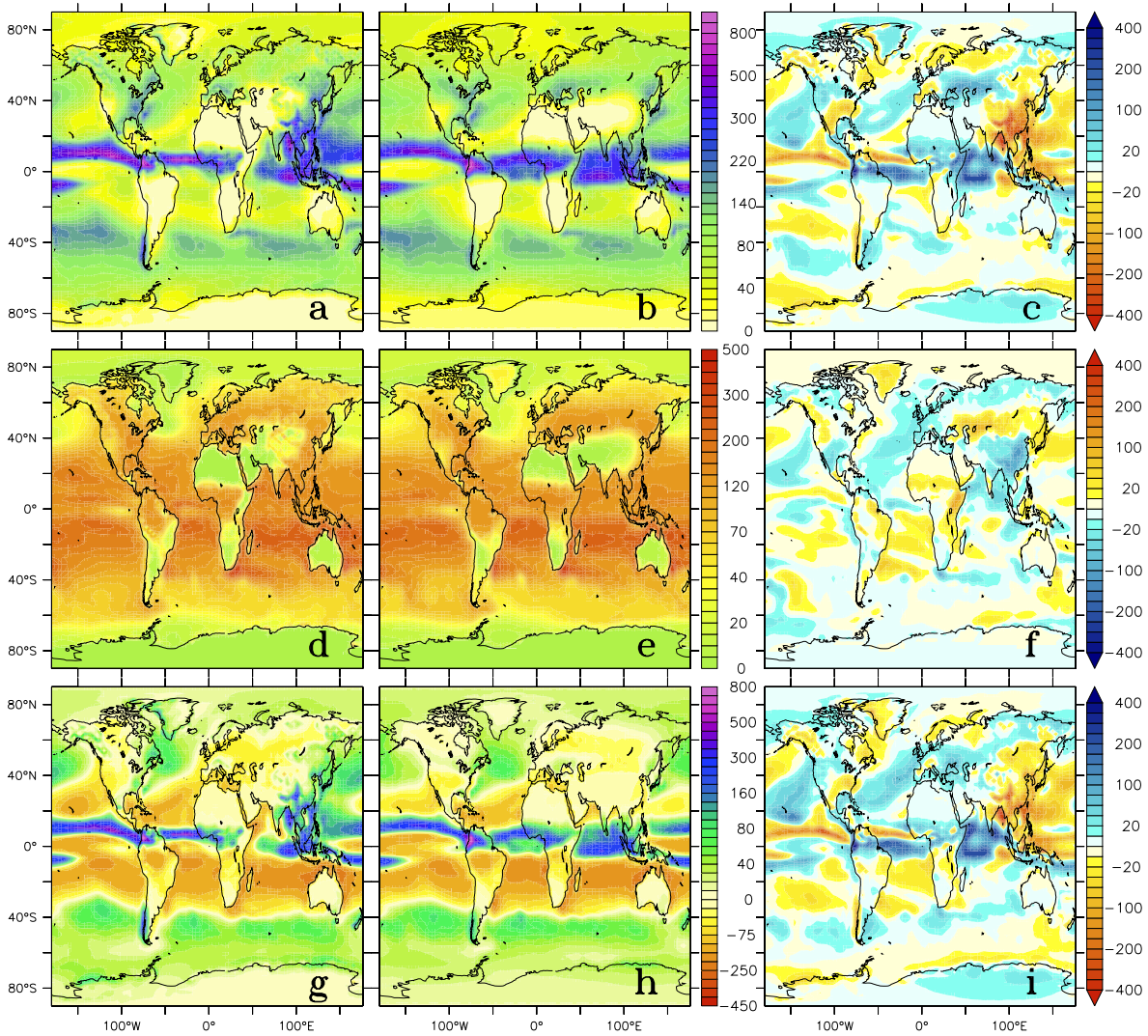


FIGURE A.3 – Same as Fig. A.2 for Summer mean (JJA).

Indeed, there is a feedback loop linking deep-water convection and evaporation. At convection sites warmer waters are brought from southern regions. Those warm waters promote evaporation, which increase seawater salinity and promotes water sinking.

Thus, as AMOC collapses in the FLAT experiment, evaporation decreases in North Atlantic, and as PMOC sets in, evaporation increases in North Pacific.

Convection occurs only in boreal winter (see Fig. A.4). Consequently, the above evaporation feedback operates only in winter. This is why in winter, North Atlantic and Pacific have an opposite evaporation anomaly (Fig A.2), strong enough to overcome the precipitation anomaly (at least in the Atlantic). Conversely, in summer, North Atlantic and Pacific have a similar evaporation anomaly, which does not take control on the P–E budget.

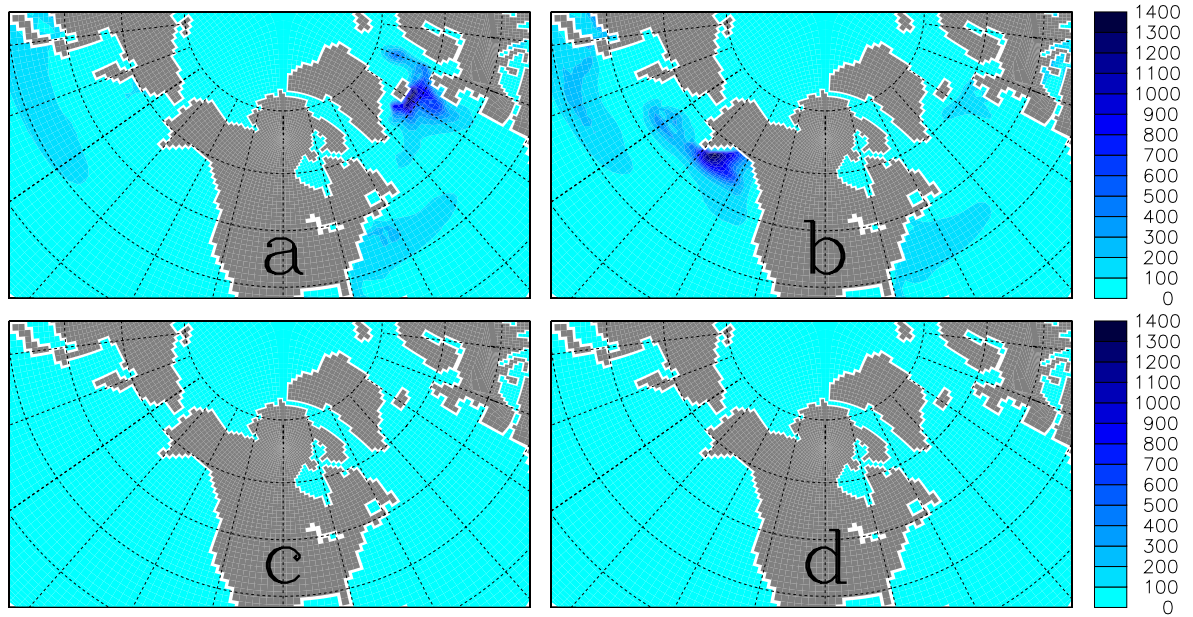


FIGURE A.4 – Mixed layer depth (m), in CTRL (a and c) and FLAT (b and d). a-b: Winter mean (DJF), c-d: Summer mean (JJA). Parallels are drawn every 15° from North Pole and meridians every 20° from Greenwich Meridian.

A.3 Defining the Atlantic-Pacific-Indian watershed boundary and computing the atmospheric moisture fluxes

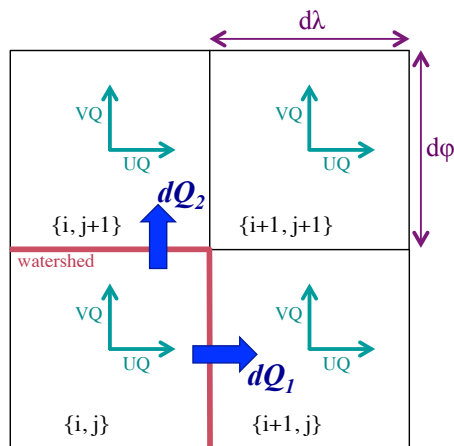


FIGURE A.5 – Schematic representation of atmospheric moisture transport on 4 grid cells, and integration along the watershed (red line).

The atmospheric moisture transport is integrated along a boundary (see black lines on Fig. A.6 and white lines on Fig. 7) which we defined consistently with the GCM water routing. Indeed, the land surface model (ORCHIDEE) includes the main river basins (see Fig. A.6) and the associated pathway for the runoff (the routing scheme follows Ducharne et al., 2003). For example, for all watersheds in South America, the runoff goes into the Atlantic basin. For the cells outside of the main basins, water is diffused to the closest oceanic grid point through coastal flow. The boundary marked by the black line on figure A.6 has been chosen to account for these flow directions imposed by watersheds defined in ORCHIDEE.

Atmospheric moisture transport is calculated by the atmospheric component of the model (LMDz) for each grid cell and at each timestep. The vertically integrated output variables are UQ (zonal transport) and VQ (meridional transport), both in kg/m/s. The monthly average of the last 100-years is integrated along the watershed boundary as follows:

When the transport is zonal, the elementary moisture transport across the portion of the watershed is:

$$dQ_1 = R_E \cdot d\phi \cdot \frac{UQ_{i,j} + UQ_{i+1,j}}{2}$$

and when the transport is meridional:

$$dQ_2 = R_E \cdot d\lambda \cdot \frac{\cos \phi_j VQ_{i,j} + \cos \phi_{j+1} VQ_{i,j+1}}{2}$$

where R_E is the radius of the Earth, ϕ , $d\lambda$ and $d\phi$ are respectively the latitude, the longitude resolution and latitude resolution of the model grid.

Finally, the total atmospheric freshwater transport flux is the sum of all dQ between two integration bounds (red circles in article Fig. 7).

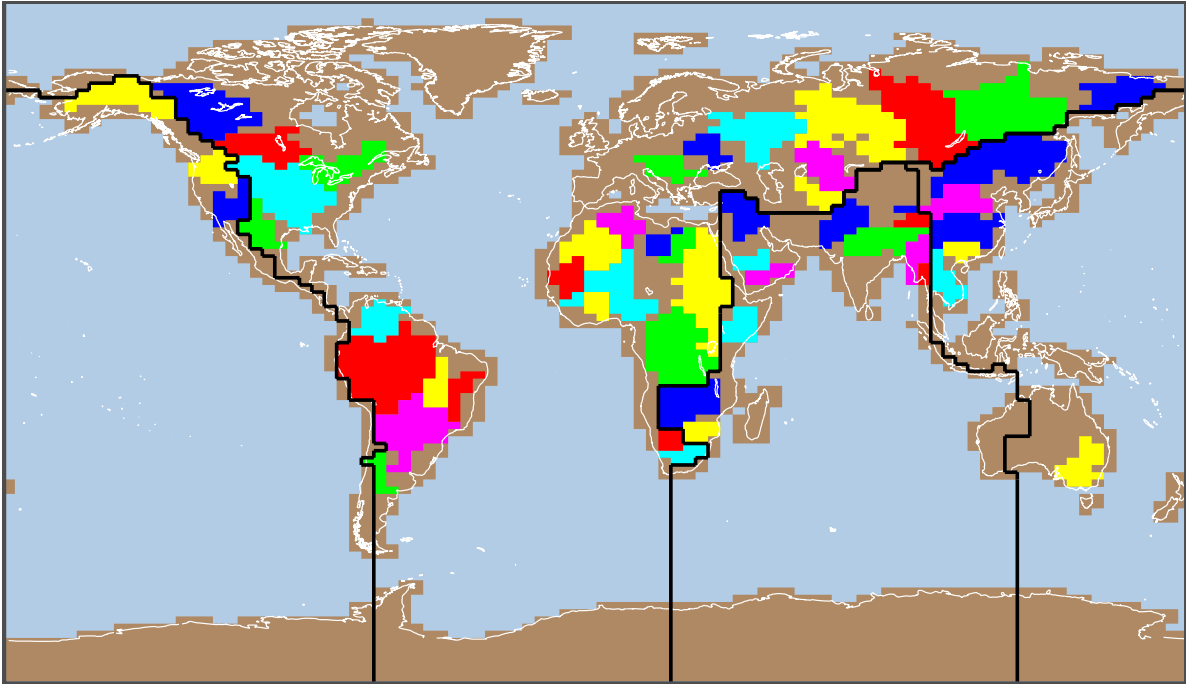


FIGURE A.6 – LMDZ river basins (red, green, blue, cyan, yellow and pink shapes) and the boundary used for the article for calculating atmospheric moisture transport (black line). Grey zones are 100% oceanic grid cells, brown ones contain a non-null fraction of land surface, but no river basin.

A.4 Reorganization of atmospheric circulation in South America

A.4.1 Moisture transport

When mountains are removed (FLAT simulation), precipitation rate increases over the Amazonian plain and at the location of Northern Andes (see Fig. A.7 showing P–E, or Fig 2). The reason lies in the reorganization of moisture transport by atmospheric circulation.

Firstly, Andes generates (in CTRL) a southeastward low-level jet around 20°S along the range (Fig. A.8). This jet is responsible for the transport of moisture from the Amazonian plain to the Andes (from North to South). The collapse of this jet in FLAT causes the northwestward transport anomaly (Fig. A.7c) between 25°S and 5°S. As a result, local P–E budget over the Amazonian basin increases. This was previously pointed out by Sepulchre et al. (2011).

Secondly, removing the Andes range does not result in a massive leakage of freshwater to the Pacific in the trade wind latitudes because air masses dry out along their westward track, preventing any freshwater leakage (as explained in the main text). There is even less leakage between 0° and 5°S because of the large increase in precipitation (and precipitation–evaporation). Increase in westward freshwater leakage nonetheless occurs

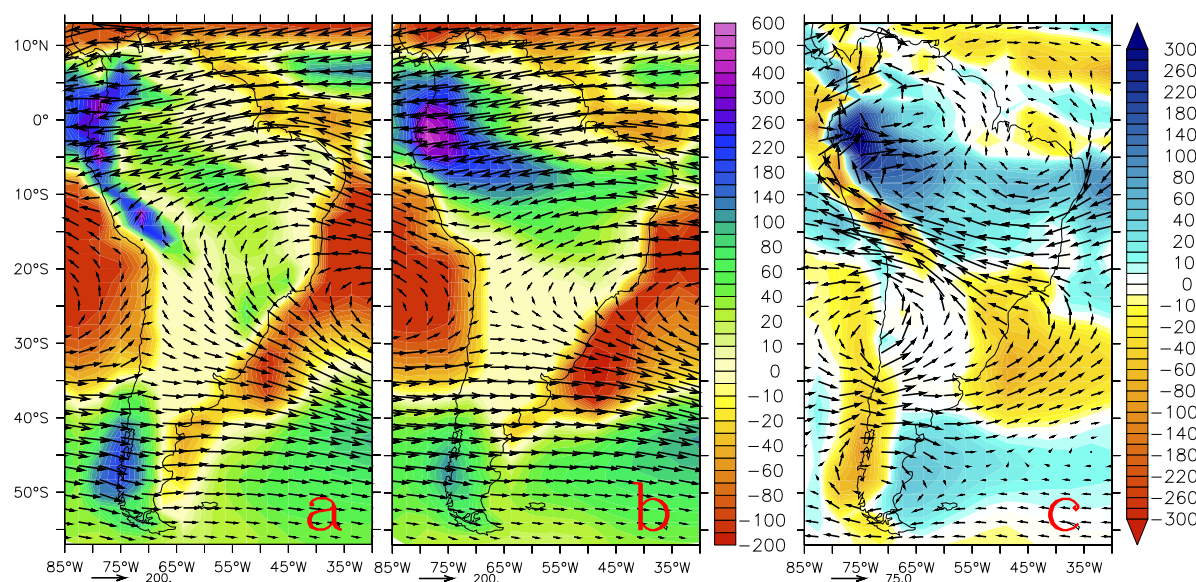


FIGURE A.7 – Annual mean precipitation minus evaporation (shaded) (cm/y) and vertically-integrated moisture transport (vector) (kg/m/s). (a) CTRL, (b) FLAT, (c) anomaly FLAT-CTRL. The colorscale is not linear.

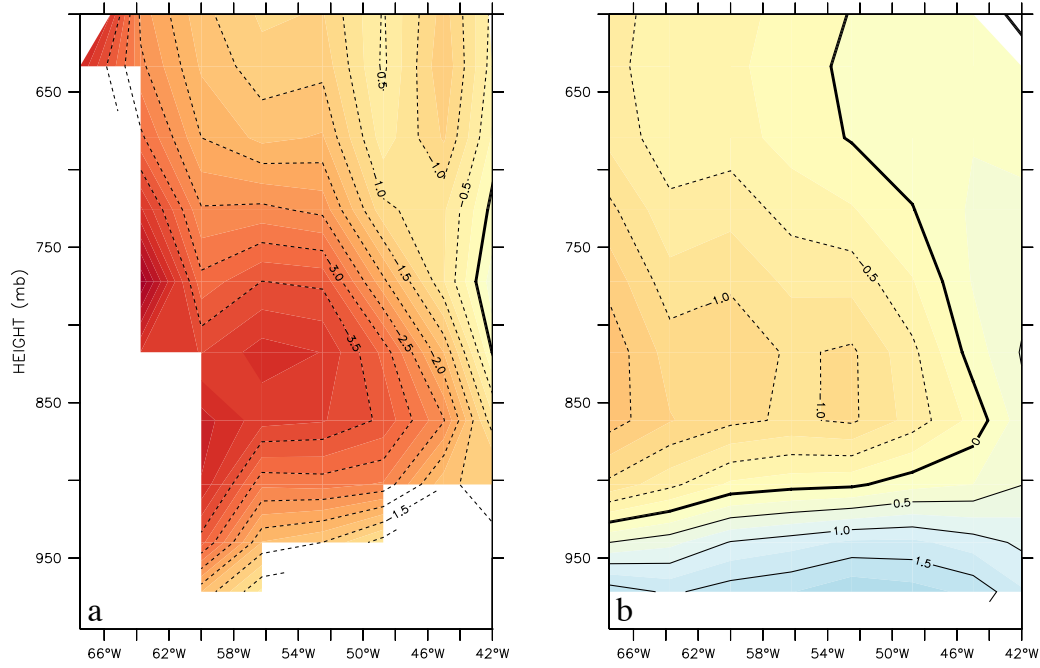


FIGURE A.8 – Boreal summer meridional wind velocity (m/s) at 20°S for (a) CTRL and (b) FLAT experiment, showing the collapse of the low-level jet when topography is removed.

between 10°S and 20°S leading to a global increase of 25 mSv of freshwater transfer to Pacific (Fig. 8 and Table 2).

To conclude, higher precipitations and runoff over Amazonia can be seen as an intensified recycling of water between Atlantic and South America, which prevents an Atlantic-to-Pacific freshwater transfer and help keeping the Atlantic Ocean fresher.

A.4.2 Atmospheric convection

The FLAT simulation predicts a high increase in precipitation over Amazonian plain, and at the former location of equatorial Andes.

Several mechanisms can be invoked. Firstly, the ITCZ shifts southward in the Atlantic driven by the AMOC collapse. This can be seen on winter and summer precipitation and evaporation charts (Fig. A.2 and A.3). The maximum of precipitation shifts southward in both cases, with a systematic drying in the north and moistening in the south. Thus, the convergence zone shifts from the northernmost South America (which indeed becomes drier) to the Amazonian plain.

Secondly, South America is more humid in the equatorial band, which helps triggering convection. We actually observe an increase in wind convergence in the central Amazonian plain in the lower troposphere (Fig. A.9 around 70°W, FLAT simulation).

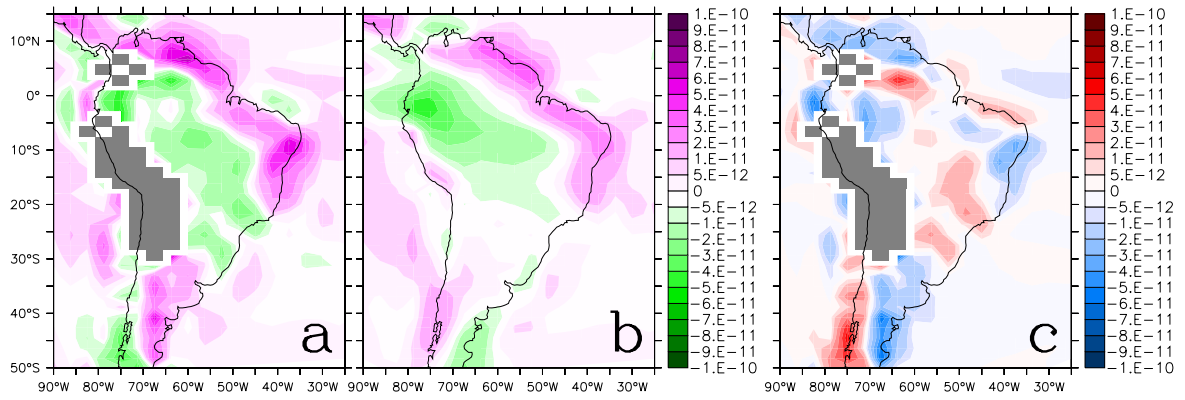


FIGURE A.9 – Wind divergence (s^{-1}) at 850 hPa, annual mean. (a) CTRL (b) FLAT (c) FLAT-CTRL.

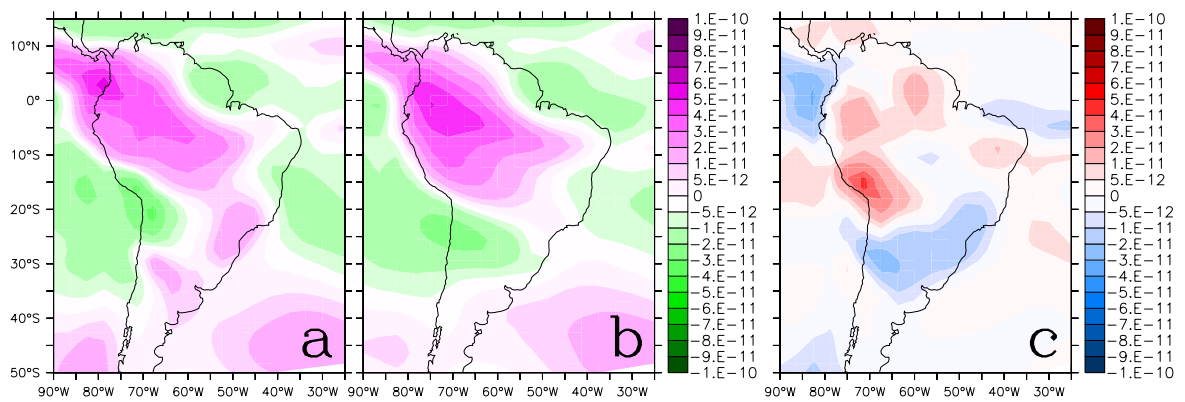


FIGURE A.10 – Same as Fig. A.9 at 200 hPa.

The same behaviour is predicted on the other side of the former Andes range, along the Pacific coast. However, convergence does not increase at the former location of the range. We also note a decrease in wind convergence over Brazilian and Guyana plateaus. In higher troposphere (Fig. A.10), wind divergence increases in the whole area, consistently with an enhanced convection.

This enhanced convection contributes to the observed eastward flux from Pacific Ocean between 0° and 5°S (Fig. A.7) via advection generated by ascending convective air masses.

A.5 Windstress and Aghulas leakage

As specified in the main text, we do not observe a decrease in windstress over southern high latitudes when removing mountains (invoked by Schmittner et al., 2011), as an additional mechanism for AMOC collapse), or a significant northward shift of zonally-

averaged windstress maximum (Fig. 8a). However, we do observe that Agulhas leakage—contributing to the Atlantic-Pacific salinity contrast in CTRL—vanishes (Fig. 8b and c).

Several studies (Schmittner et al., 2011; Nilsson et al., 2013; Beal et al., 2011) agree that the position of the maximum intensity of the westerlies (ie: the zero windstress curl line) located beyond the tip of Africa is crucial for the presence or absence of Agulhas leakage. Beal et al. (2011) also pointed that Agulhas system is driven by windstress curl over southern subtropical Indian ocean, and that a stronger gyre will result in a stronger retroflection of Agulhas current and less leakage.

Although there is almost no shift of zonal-mean windstress, we note a northward shift of the zero windstress curl line south of Africa (Fig A.11). Even if it does not reach African tip, it can be sufficient to explain Agulhas leakage collapse.

Conversely, no significant strengthening or weakening of the Indian gyre occurs in FLAT, leading us to speculate that the slight northward shift of the position of the zero windstress curl line is the main cause of Agulhas leakage disappearance.

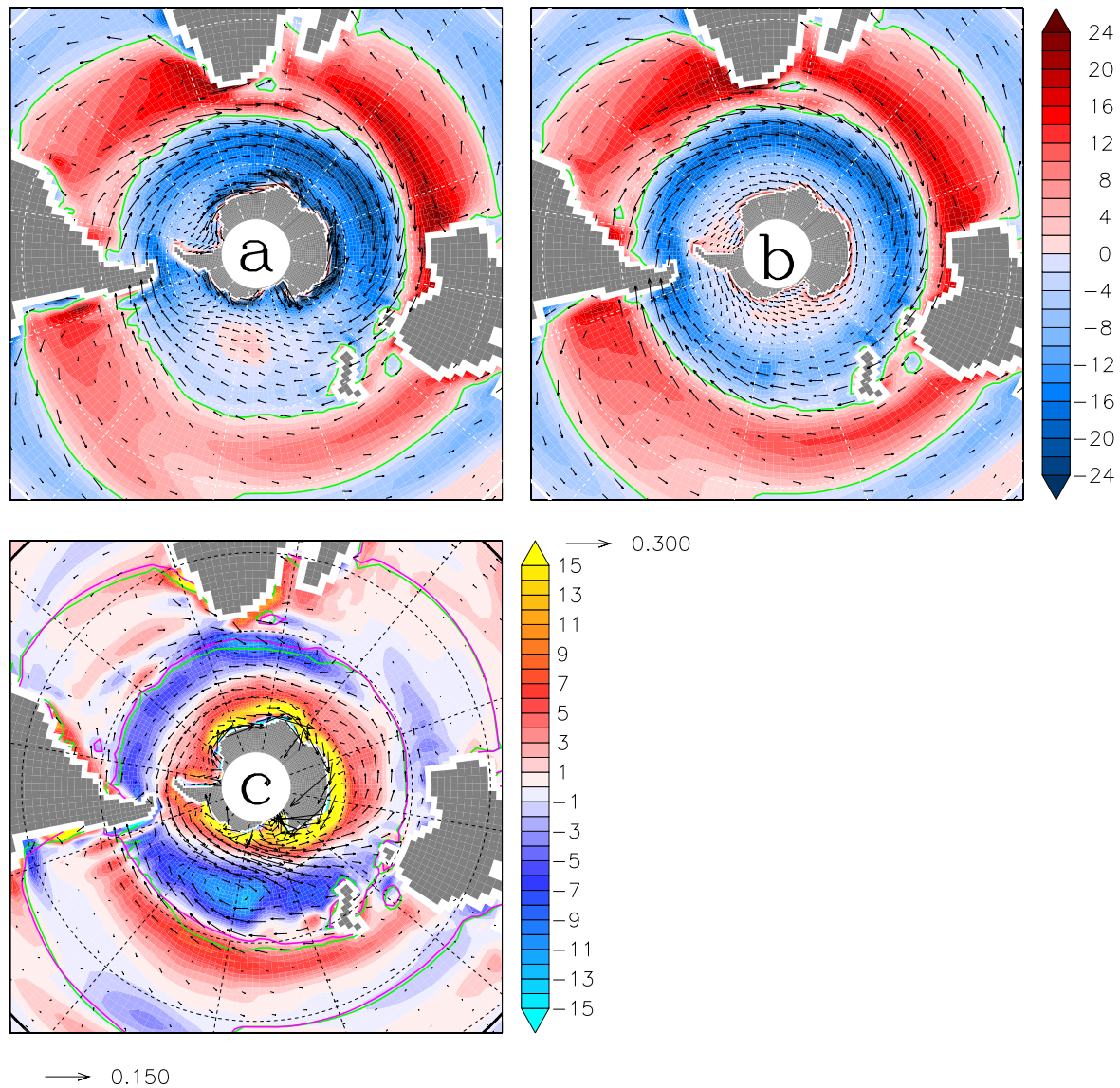


FIGURE A.11 – Annual mean windstress on oceans (vector, N/m^2) and windstress curl (shaded, 10^{-8}N/m^3) for (a) CTRL (b) FLAT and (c) FLAT-CTRL. The zero-line of windstress curl of CTRL or FLAT is drawn on each panel. In (c) the green line is for CTRL and the purple line for FLAT. Parallels are drawn every 30° from equator and meridians every 30° from Greenwich Meridian.

Annexe B

Concepts mathématiques de régolithe et démonstration des équations

Sommaire

B.1	Préliminaire : analyse dimensionnelle	196
B.2	Première démonstration par changement de variable	196
B.2.1	Sans dénudation chimique	197
B.2.2	Avec dénudation chimique	200
B.3	Deuxième démonstration par bilan de masse	205
B.3.1	Sans dénudation chimique	206
B.3.2	Avec dénudation chimique	207
B.4	Discussion à partir de cas particuliers	208
B.4.1	Comparaison régolithe fini/infini sans dénudation chimique . .	208
B.4.2	Approximation de la dénud. chimique à l'état stationnaire . .	218

Le concept de profil 1D vertical d'abondance de minéraux primaires comme modèle de régolithe se distingue en deux cas :

Profil fini

On suppose que le régolithe — que l'on définit comme la zone où les minéraux primaires s'altèrent — est borné en profondeur par une limite nette, h , que l'on nomme « épaisseur de régolithe ». Autrement, en-dessous d'une profondeur h , les réactions chimiques n'ont pas lieu ; ce n'est qu'au-dessus de cette profondeur qu'elles se produisent. Dans ce modèle, la cinétique de réaction ne dépend à priori pas de la profondeur. Toutefois, les travaux de [White & Brantley \(2003\)](#) montrent une dépendance de cette cinétique en loi de puissance du temps que les phases primaires ont passé depuis qu'elles ont franchi la profondeur h .

Ce modèle comporte donc une équation d'évolution du profil d'abondance des phases primaires : $m(z, t)$ et une équation d'évolution de l'épaisseur de régolithe $h(t)$.

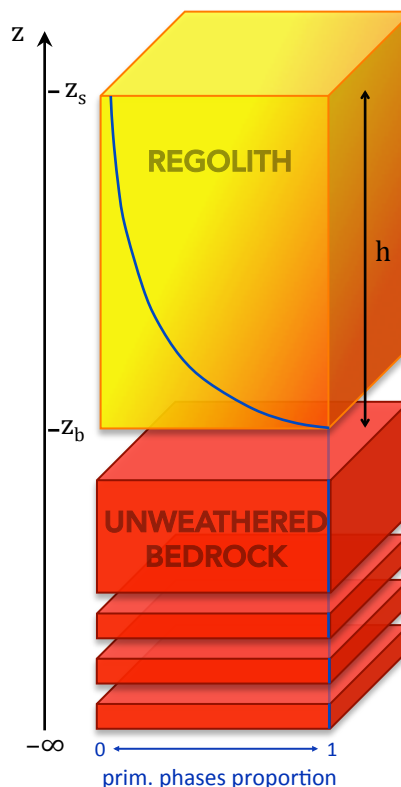


FIGURE B.1 – schéma de l'abondance des phases primaires dans le cas régolithe fini

Profil infini

Cette limite du régolithe h régie par une équation distincte de l'abondance des phases primaires peut paraître artificielle. Une autre manière de représenter un régolithe serait de considérer un profil d'abondance de phases primaires non borné, donc s'étendant de $z = -\infty$ à la surface $z = 0$. La présence d'un « front d'altération » et plus généralement le fait que l'abondance des phases primaires augmente avec la profondeur ne peut alors s'expliquer qu'en supposant que la cinétique d'altération diminue avec la profondeur.

Plusieurs éléments peuvent justifier cette diminution : tout d'abord, la quantité d'eau circulant diminue avec la profondeur. D'une part parce que, dans les premiers mètres sous la surface, les plantes absorbent l'eau qui s'infiltre. Il y a donc tout simplement moins d'eau disponible pour les réactions chimiques en profondeur. D'autre part, plus on va profond, plus la circulation de l'eau sera difficile car l'eau ne pourra pas ressortir

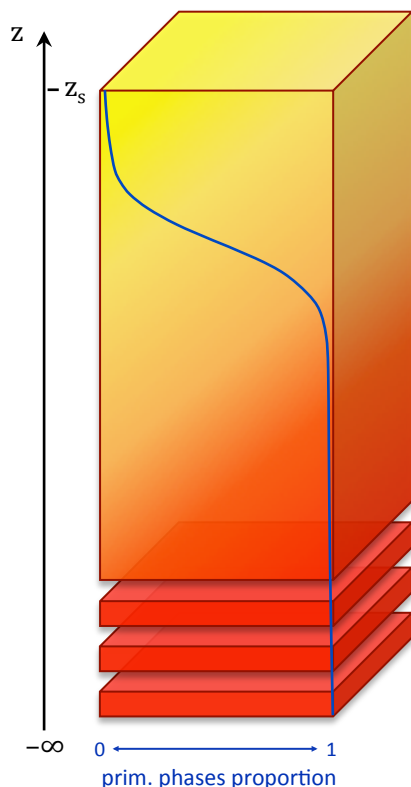


FIGURE B.2 – schéma de l'abondance des phases primaires dans le cas régolithe infini

phénomène n'est pas explicitement pris en compte, mais rentre en jeu dans la diminution de la cinétique de réaction avec la profondeur.

vers une résurgence. Bien que l'eau soit présente dans les roches jusque dans le manteau terrestre, à grande profondeur, elle finit par être immobile, vraisemblablement en équilibre chimique et les réactions sont bloquées. Ce n'est en revanche pas le cas en présence d'hydrothermalisme qui fait remonter l'eau vers la surface. Ce phénomène est entièrement négligé ici.

Le simple fait que l'eau en profondeur se sature chimiquement vis-à-vis des réactions de dissolution explique également que la cinétique diminue.

Enfin la présence d'un front d'altération net peut aussi s'expliquer par une rétroaction positive : la dissolution des phases primaires augmente la porosité, ce qui favorise encore plus cette dissolution, alors qu'une roche non altérée, peu poreuse sera plus difficile à dissoudre. Ce phéno-

B.1 Préliminaire : analyse dimensionnelle

Pour toutes les analyses dimensionnelles qui suivront, on notera les dimensions en lettres calligraphiées. Ainsi :

- $\mathcal{L}$ représente une unité de longueur (ex : m)
- $\mathcal{T}$ représente une unité de temps (ex : s)
- $\mathcal{M}$ représente une unité de masse (ex : kg)
- $\mathcal{N}$ représente une unité de quantité de matière (ex : mol)

B.2 Première démonstration par changement de variable

Les deux concepts (fini et infini) peuvent se représenter mathématiquement d'une même façon. On se place dans le référentiel terrestre (référentiel dans lequel le centre

de la terre est immobile), et on considère que à $t = 0$, l'altitude de la surface de la terre z_s est égale à 0. On considère également que la croûte continentale s'étend de $z = z_s$ à $z = -\infty$. z étant la coordonnée verticale, ou altitude. On emploiera ici le terme « altitude », nulle en surface et croissante vers le haut pour ne pas introduire de confusion avec la « profondeur », nulle en surface mais croissante vers le bas — bien qu'on ne considère que ce qui se situe sous la surface de la terre. Par conséquent, z sera toujours négatif, ce qui ne sera pas le cas de la nouvelle coordonnée verticale définie pour le régolithe fini.

Dans le cas du régolithe fini, on définit z_b l'altitude de la « base » du régolithe, et on a $z_s - z_b =: h$ (épaisseur de régolithe).

B.2.1 Sans dénudation chimique

On ignore pour le moment la présence de surrection tectonique faisant remonter la « pile » de matériel, et l'on ignore également la dénudation chimique (abaissement de la surface due à la perte de masse en profondeur par altération des phases primaires). L'altitude de la surface de la terre ne dépend alors que de l'érosion physique en surface, et l'on a :

$$\frac{dz_s}{dt} = -E \quad (\text{B.1})$$

On définit ensuite $m(z, t)$ la densité de phases primaires à l'altitude z et au temps t . Les cas régolithe fini ou infini peuvent se formaliser avec une unique équation :

$$\frac{\partial m}{\partial t} = -\mathcal{R}(m, z_s - z) \quad (\text{B.2})$$

Où $\mathcal{R}$ est la perte de masse par réaction chimique ($\mathcal{M}\mathcal{L}^{-3}\mathcal{T}^{-1}$). Typiquement, on aura $\mathcal{R}(m, z_s - z) = \mathcal{R}(m)f(z_s - z)$, et même plus simplement $\mathcal{R}(m, z_s - z) = Km f(z_s - z)$. $z_s - z =: d$ est la profondeur sous la surface. $f(z_s - z) = f(d)$ correspond à la variation du taux de réaction avec la profondeur. On la normalise en posant $f(0) = 1$.

Dans le cas du régolithe fini, on aura $f(d) = \mathbb{1}_{d \leq h}$, ce qui signifie que le taux de réaction est nul sous la base du régolithe (c'est-à-dire à une profondeur plus grande que l'épaisseur de régolithe h), et est constant entre la base du régolithe et la surface.

Dans le cas du régolithe infini, f est décroissante vers 0 en $+\infty$, décroissance qui doit remplir certaines conditions pour que le profil de régolithe vérifie des « bonnes » propriétés — comme l'existence d'un état stationnaire à érosion constante non nulle.

Pour le régolithe fini, il faut aussi définir l'équation d'évolution de la base du régolithe :

$$\frac{dz_b}{dt} = -P(h) \quad (\text{B.3})$$

P étant le taux de production de régolithe, que l'on écrit comme le produit d'un taux « optimal », dépendant des conditions climatiques et de la *soil production function* qui ne dépend que de la profondeur d .

On effectue maintenant un changement de variable pour se placer dans le référentiel du régolithe. Partant de l'équation B.2, on doit maintenant distinguer les cas du régolithe fini ou infini.

Régolithe fini

On se place dans le référentiel de la base du régolithe, en définissant une nouvelle variable verticale $\tilde{z} = z - z_b$. Pour toute variable ϕ en coordonnées $\{z, t\}$ on définit la variable $\tilde{\phi}$ définie en coordonnées $\{\tilde{z}, t\}$ par $\forall \tilde{z}, t \quad \tilde{\phi}(\tilde{z}, t) := \phi(\tilde{z} + z_b, t)$; ce qui équivaut à l'égalité (plus pratique à utiliser) $\forall z, t \quad \tilde{\phi}(z - z_b, t) = \phi(z, t)$.

Appliquons cela à m :

$$\begin{aligned} m(z, t) &= \tilde{m}(z - z_b, t) \\ \Rightarrow \frac{\partial m}{\partial t} \Big|_{z, t} &= \frac{\partial}{\partial t} \Big|_{z, t} m(z, t) = \frac{\partial}{\partial t} \Big|_{z, t} \tilde{m}(z - z_b, t) \\ &= \frac{\partial \tilde{m}}{\partial t} \Big|_{\tilde{z}, t} (z - z_b, t) - \frac{dz_b}{dt} \frac{\partial \tilde{m}}{\partial \tilde{z}} \Big|_{\tilde{z}, t} (z - z_b, t) \\ &= \frac{\partial \tilde{m}}{\partial t} \Big|_{\tilde{z}, t} (z - z_b, t) + P(h) \frac{\partial \tilde{m}}{\partial \tilde{z}} \Big|_{\tilde{z}, t} (z - z_b, t) \end{aligned}$$

En utilisant l'équation B.2, avec la formule pour régolithe fini $\mathcal{R} = \mathcal{R}(m) \mathbb{1}_{d \leq h}$:

$$\begin{aligned} \frac{\partial \tilde{m}}{\partial t} \Big|_{\tilde{z}, t} (z - z_b, t) + P(h) \frac{\partial \tilde{m}}{\partial \tilde{z}} \Big|_{\tilde{z}, t} (z - z_b, t) &= -\mathcal{R}(m(z, t)) \mathbb{1}_{d \leq h} \\ &= -\mathcal{R}(\tilde{m}(z - z_b, t)) \mathbb{1}_{z_s - z \leq z_s - z_b} = -\mathcal{R}(\tilde{m}(z - z_b, t)) \mathbb{1}_{z - z_b \geq 0} \end{aligned}$$

En remplaçant enfin $z - z_b$ par $\tilde{z}$:

$$\frac{\partial \tilde{m}}{\partial t}(\tilde{z}, t) + P(h) \frac{\partial \tilde{m}}{\partial \tilde{z}}(\tilde{z}, t) = -\mathcal{R}(\tilde{m}(\tilde{z}, t)) \mathbb{1}_{\tilde{z} \geq 0}$$

B.2 Première démonstration par changement de variable

Le facteur $\mathbb{1}_{\tilde{z} \geq 0}$ peut être omis en considérant que l'équation s'applique pour $\tilde{z}$ allant de 0 (base du régolithe) à h (surface). On écrit alors plus succinctement :

$$\frac{\partial \tilde{m}}{\partial t} + P(h) \frac{\partial \tilde{m}}{\partial \tilde{z}} = -\mathcal{R}(\tilde{m}) \quad (\text{B.4})$$

Quant à l'épaisseur de régolithe $h = z_s - z_b$, elle vérifie l'équation (en combinant les équations B.1 et B.3) :

$$\frac{dh}{dt} = P(h) - E \quad (\text{B.5})$$

Et puisque que le taux de réaction est nul sous la base du régolithe, la densité de phases primaires y est celle de la croûte terrestre m_o . On a donc comme condition limite :

$$\tilde{m}(\tilde{z} = 0, t) = m_o$$

Régolithe infini

La base du régolithe n'existant pas au sens strict, on se place dans le référentiel de la surface, en définissant cette fois-ci la nouvelle variable verticale $\tilde{z} = z - z_s (= -d)$. Pareillement, pour toute variable ϕ définie en coordonnées $\{z, t\}$ on définit la variable $\tilde{\phi}$ en coordonnées $\{\tilde{z}, t\}$ par $\forall \tilde{z}, t \quad \tilde{\phi}(\tilde{z}, t) := \phi(\tilde{z} + z_b, t) \iff \forall z, t \quad \tilde{\phi}(z - z_b, t) = \phi(z, t)$.

En appliquant cette formule à m :

$$\begin{aligned} m(z, t) &= \tilde{m}(z - z_s, t) \\ \Rightarrow \left. \frac{\partial m}{\partial t} \right|_{z, t} &= \left. \frac{\partial}{\partial t} \right|_{z, t} m(z, t) = \left. \frac{\partial}{\partial t} \right|_{z, t} \tilde{m}(z - z_s, t) \\ &= \left. \frac{\partial \tilde{m}}{\partial t} \right|_{\tilde{z}, t} (z - z_s, t) - \frac{dz_s}{dt} \left. \frac{\partial \tilde{m}}{\partial \tilde{z}} \right|_{\tilde{z}, t} (z - z_s, t) \\ &= \left. \frac{\partial \tilde{m}}{\partial t} \right|_{\tilde{z}, t} (z - z_s, t) + E \left. \frac{\partial \tilde{m}}{\partial \tilde{z}} \right|_{\tilde{z}, t} (z - z_s, t) \end{aligned}$$

En utilisant l'équation B.2, avec la formule pour régolithe infini $\mathcal{R} = \mathcal{R}(m)f(d) = \mathcal{R}(m)f(z_s - z)$:

$$\left. \frac{\partial \tilde{m}}{\partial t} \right|_{\tilde{z}, t} (z - z_s, t) + E \left. \frac{\partial \tilde{m}}{\partial \tilde{z}} \right|_{\tilde{z}, t} (z - z_s, t) = -\mathcal{R}(\tilde{m}(z - z_s, t)) f(z_s - z)$$

En remplaçant enfin $z - z_s$ par $\tilde{z}$:

$$\frac{\partial \tilde{m}}{\partial t} + E \frac{\partial \tilde{m}}{\partial \tilde{z}} = -\mathcal{R}(\tilde{m})f(-\tilde{z}) \quad (\text{B.6})$$

Et la condition limite est

$$\tilde{m}(\tilde{z} = -\infty, t) = m_o$$

Soulèvement tectonique

La présence de soulèvement tectonique introduit une différence dans les équations de base (en coordonnées $\{z, t\}$). Une particule de minéraux primaires est soumise à une advection verticale due à un soulèvement tectonique U et à une réaction chimique $\mathcal{R}$. L'équation de base (éq. B.2) est donc déjà une réaction d'advection-réaction :

$$\frac{\partial m}{\partial t} + U \frac{\partial m}{\partial z} = -\mathcal{R}(m, z_s - z)$$

De même, l'équation d'évolution de l'altitude de la surface (éq. B.1) et de l'éventuelle base du régolithe (éq. B.3) deviennent :

$$\frac{dz_s}{dt} = U - E \quad \text{et} \quad \frac{dz_b}{dt} = U - P(h)$$

Les changements de variable (fini ou infini) aboutissent aux mêmes équations. En effet (* représentant s ou b et $\mathbb{I}$ représentant E ou $P(h)$) :

$$\begin{aligned} & \frac{\partial}{\partial t} \tilde{m}(z - z_*, t) + U \frac{\partial}{\partial z} \tilde{m}(z - z_*, t) \\ &= \frac{\partial \tilde{m}}{\partial t}(z - z_*, t) - (U - \mathbb{I}) \frac{\partial \tilde{m}}{\partial \tilde{z}}(z - z_*, t) + U \frac{\partial \tilde{m}}{\partial \tilde{z}}(z - z_*, t) \\ &= \frac{\partial \tilde{m}}{\partial t}(z - z_*, t) + \mathbb{I} \frac{\partial m}{\partial \tilde{z}}(z - z_*, t) \end{aligned}$$

B.2.2 Avec dénudation chimique

La prise en compte de la dénudation chimique, ou érosion chimique, c'est-à-dire l'abaissement de la surface due aux pertes de masse en profondeur par réaction chimique posent plusieurs problèmes.

Premièrement, cela demande de prendre en compte explicitement la formation des phases secondaires. Jusque là, on pouvait raisonner en effectuant des bilans de masse *de phases primaires*, c'est-à-dire que dès qu'une particule de phase primaire était altérée, on considérait qu'elle disparaissait de la masse totale des phases primaires. Cela justifie

d'écrire : $\partial m / \partial t = -\mathcal{R}$ où m représente la densité des phases primaires. Considérer explicitement la masse *totale* du régolithe demande d'effectuer le bilan de masse de toutes les phases. Cela ne veut pas nécessairement dire tous les minéraux séparément ; par exemple, l'étude de [White & Brantley \(2003\)](#) calibre une loi cinétique sur quatre phases (orthose, plagioclase, hornblende et biotite) et montre que les paramètres cinétiques ne sont pas significativement différents. On peut donc regrouper ces quatre phases en un seul groupe. En revanche, il faut au moins distinguer trois catégories : les phases primaires inaltérables (comme le quartz), les phases primaires altérables (feldspaths, micas, pyroxènes, olivines...) et les phases secondaires.

Le bilan de masse prenant en compte les phases secondaires est difficile à expliciter car il demande de savoir quels éléments chimiques sont lessivés, quelle fraction des éléments mobiles est retenue, et également la masse d'oxygène et d'hydrogène issue de l'eau d'infiltration qui s'incorpore dans les phases secondaires. Cette masse n'est pas forcément négligeable : si l'on altère « totalement » de l'albite $\text{NaAlSi}_3\text{O}_8$ en gibbsite $\text{Al}(\text{OH})_3$, le bilan de la réaction, $\text{NaAlSi}_3\text{O}_{8(s)} + \text{CO}_2 + 2 \text{H}_2\text{O} \longrightarrow \text{Al}(\text{OH})_{3(s)} + 3 \text{SiO}_{2(aq)} + \text{Na}_{(aq)}^+ + \text{HCO}_3^-_{(aq)}$, montre que un oxygène et les trois hydrogènes de la gibbsite proviennent de l'eau d'infiltration, soit près d'un quart de la masse !

Deuxièmement, cela demande de calculer l'évolution de la densité du régolithe. La dénudation chimique peut s'apparenter à un « tassement » du régolithe (*volumetric collapse*, [Mudd & Yoo, 2010](#)). Un tel tassement ne se produit pas systématiquement, et peut dans la plupart des cas être négligé ([Mudd & Yoo, 2010](#)). En toute rigueur, il faudrait établir une fonction d'état du régolithe reliant la densité à la profondeur z en fonction de la masse au-dessus de z . On entre alors dans des considérations très spécifiques qui relèvent de la mécanique des milieux continus, et il faudrait aussi prendre en compte d'autres facteurs clefs comme la porosité du régolithe ou la teneur en eau, ainsi que les paramètres mécaniques du régolithe.

Un tel niveau de complexité est en pratique inatteignable car l'essentiel des paramètres nécessaires sont inconnus, et la nature « mélangée » du régolithe complique beaucoup la tâche. On doit alors faire une hypothèse assez forte, qui est la base de — à ma connaissance — tous les modèles de régolithe prenant en compte la dénudation chimique ([Ferrier & Kirchner, 2008](#); [Maher & Chamberlain, 2014](#)...). On doit supposer que la densité du régolithe est une constante, ou tout au moins que la densité de chaque phase (ou groupe de phases) considérée est constante ; la densité totale du régolithe est alors une moyenne des densités des différentes phases. Le tassement vertical s'ajuste pour compenser les pertes de masse et maintenir ces densités constantes.

Soit $W(z, t)$ le mouvement verticale à l'altitude z dû au tassement du régolithe, orienté selon l'axe z , donc positif vers le haut. On se place toujours dans le référentiel terrestre (centre de la Terre immobile). La dénudation chimique que l'on notera C est donc $-W(z_s, t)$, et la dénudation totale $D = E + C$. L'équation d'évolution de la surface est :

$$\frac{dz_s}{dt} = -D = -E + W(z_s, t) \quad (\text{B.7})$$

Dans le cas régolithe fini, l'équation d'évolution de la base du régolithe est toujours la même (eq. B.3) car elle n'est pas affectée par la dénudation chimique.

Démonstration des équations des profils

Pour être le plus général possible, on adoptera le formalisme de [Ferrier & Kirchner \(2008\)](#). On considère un système contenant n phases (ou groupe de phases) indexées par i .

On note m_i la masse de la phase i par unité de volume de régolithe. m_i a la dimension d'une densité ($\mathcal{M}\mathcal{L}^{-3}$) mais ne doit surtout être confondu avec ρ_i qui est la densité de la phase i à l'état pur. m_i peut varier entre 0 et ρ_i si le régolithe ne contient que la phase i , tandis que ρ_i est constante, par hypothèse.

La densité totale du régolithe est $\rho := \sum_{i=1}^n m_i$.

On utilise comme point de départ l'équation de la continuité en mécanique des fluides qui fait le bilan de masse d'une espèce $*$ présente en concentration m_* ($\mathcal{M}\mathcal{L}^{-3}$) dans un fluide se déplacement selon un champs de vitesse $\mathbf{u}$:

$$\frac{\partial m_*}{\partial t} + \nabla \cdot (m_* \mathbf{u}) = \text{Production} - \text{Destruction}$$

Dans notre cas, le champs de vitesse responsable de l'advection est W , la « concentration » de la phase i est m_i , et suivant [Ferrier & Kirchner \(2008\)](#), pour chaque phase i , on notera $\mathcal{R}_i$ son taux de dissolution et $\mathcal{S}_i$ son taux de précipitation (ou néoformation) ($\mathcal{M}\mathcal{L}^{-3}\mathcal{T}^{-1}$). Ces flux peuvent être nuls. Par exemple, une phase primaire inaltérable aura un $\mathcal{R}_i$ nul. Plus généralement, toutes les phases primaires auront un taux de néoformation $\mathcal{S}_i$ nul, et les phases secondaires auront un $\mathcal{R}_i$ nul, sauf si l'on prend en compte spécifiquement des phases secondaires « intermédiaires » qui peuvent aussi être dissoutes, comme les illites et smectites, ou même la kaolinite.

Ainsi, l'équation générale d'évolution d'une phase i est :

$$\frac{\partial m_i}{\partial t} + \frac{\partial(m_i W)}{\partial z} = -\mathcal{R}_i + \mathcal{S}_i \quad (\text{B.8})$$

Cela nous fait n équations, et nous avons $n + 1$ variables (les n $m_i(z, t)$ et $W(z, t)$). Il nous manque donc une dernière équation — l'équation d'état — on l'obtient en utilisant l'hypothèse fondamentale qui est que la densité de chaque phase pure ρ_i est constante.

Partons de la relation entre masse par unité de volume et densité :

$$\sum_{i=1}^n \frac{m_i}{\rho_i} = 1 \quad (\text{B.9})$$

En effet, considérons une tranche infinitésimale de régolithe. Soit δM_i la masse infinitésimale ($\mathcal{M}$) de la phase i présente dans cette tranche et δV_i le volume infinitésimal ($\mathcal{L}^3$) occupé par cette phase. La volume total de cette tranche est $\delta V_{tot} = \sum_i \delta V_i$. On a donc $m_i = \delta M_i / \delta V_{tot}$ et $\rho_i = \delta M_i / \delta V_i$.

Ainsi :

$$\begin{aligned} \sum_{i=1}^n \delta V_i &= \delta V_{tot} \\ \Leftrightarrow \sum_{i=1}^n \frac{\delta V_i}{\delta V_{tot}} &= 1 \\ \Leftrightarrow \sum_{i=1}^n \frac{\delta V_i}{\delta M_i} \frac{\delta M_i}{\delta V_{tot}} &= 1 \\ \Leftrightarrow \sum_{i=1}^n \frac{m_i}{\rho_i} &= 1 \end{aligned}$$

On applique maintenant l'opérateur $\partial * / \partial t + \partial (*W) / \partial z$ à droite et à gauche de l'équation B.9 en notant que cet opérateur est linéaire en $*$ et en utilisant l'hypothèse de base stipulant que toutes les ρ_i sont constantes :

$$\sum_{i=1}^n \frac{1}{\rho_i} \left(\frac{\partial m_i}{\partial t} + \frac{\partial (m_i W)}{\partial z} \right) = \frac{\partial W}{\partial z}$$

En appliquant maintenant l'équation B.8 :

$$\frac{\partial W}{\partial z} = \sum_{i=1}^n \frac{-\mathcal{R}_i + \mathcal{S}_i}{\rho_i} \quad (\text{B.10})$$

On s'attend à ce que W soit négatif et décroissant avec z , mais il peut être croissant voir même positif (ce qui ferait remonter la surface) si la perte de volume liée aux pertes

de masse par lessivage est surpassée par une expansion due aux plus faibles densités des phases secondaires.

Changement de variable

On utilisera un formalisme un peu plus abstrait que précédemment pour englober les deux cas (fini ou infini). On définit la nouvelle coordonnée verticale $\tilde{z} = z - z_*$ avec $z_* = z_b$ ou z_s selon le cas. De même, on définit $\mathbb{I} = -dz_*/dt = P(h)$ ou D selon le cas. De plus, on ne développera pas l'expression de $\mathcal{R}_i$ qui dépend à priori de tous les m_i et de z .

Comme dans la partie précédente, on définit $\tilde{\phi}$ par $\tilde{\phi}(\tilde{z}, t) := \phi(\tilde{z} + z_*, t) \iff \tilde{\phi}(z - z_*, t) = \phi(z, t)$.

En l'appliquant à l'équation B.10 pour le calcul de W :

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial z} (W(z, t)) &= \sum_{i=1}^n \frac{-\mathcal{R}_i(z, t) + \mathcal{S}_i(z, t)}{\rho_i} \\ \frac{\partial}{\partial z} (\tilde{W}(z - z_*, t)) &= \sum_{i=1}^n \frac{-\tilde{\mathcal{R}}_i(z - z_*, t) + \tilde{\mathcal{S}}_i(z - z_*, t)}{\rho_i} \\ \frac{\partial \tilde{W}}{\partial \tilde{z}}(z - z_*, t) &= \sum_{i=1}^n \frac{-\mathcal{R}_i(z - z_*, t) + \mathcal{S}_i(z - z_*, t)}{\rho_i} \end{aligned}$$

En remplaçant $z - z_*$ par $\tilde{z}$ et en omettant de préciser que l'équation s'applique en $(\tilde{z}, t)$:

$$\frac{\partial \tilde{W}}{\partial \tilde{z}} = \sum_{i=1}^n \frac{-\tilde{\mathcal{R}}_i + \tilde{\mathcal{S}}_i}{\rho_i} \quad (\text{B.11})$$

En appliquant le même principe à l'équation B.8 :

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial t} (m_i(z, t)) + \frac{\partial}{\partial z} (m_i(z, t)W(z, t)) &= -\mathcal{R}_i(z, t) + \mathcal{S}_i(z, t) \\ \frac{\partial}{\partial t} (\tilde{m}_i(z - z_*, t)) + \frac{\partial}{\partial z} (\tilde{m}_i(z - z_*, t)\tilde{W}(z - z_*, t)) &= -\tilde{\mathcal{R}}_i(z - z_*, t) + \tilde{\mathcal{S}}_i(z - z_*, t) \\ \frac{\partial \tilde{m}_i}{\partial t}(z - z_*, t) + \mathbb{I} \frac{\partial \tilde{m}_i}{\partial \tilde{z}}(z - z_*, t) + \frac{\partial (\tilde{m}_i \tilde{W})}{\partial \tilde{z}}(z - z_*, t) &= -\tilde{\mathcal{R}}_i(z - z_*, t) + \tilde{\mathcal{S}}_i(z - z_*, t) \end{aligned}$$

Toutes les variables et les dérivées s'appliquent en $(z - z_*, t)$. On omet de le préciser pour alléger la notation. L'équation d'évolution de $\tilde{m}_i$ en coordonnées $\{\tilde{z}, t\}$ est donc :

$$\frac{\partial \tilde{m}_i}{\partial t} + \mathbb{I} \frac{\partial \tilde{m}_i}{\partial \tilde{z}} + \frac{\partial (\tilde{m}_i \tilde{W})}{\partial \tilde{z}} = -\tilde{\mathcal{R}}_i + \tilde{\mathcal{S}}_i \quad (\text{B.12})$$

Dans le cas régolithe fini, cela donne :

$$\frac{\partial \tilde{m}_i}{\partial t} + P(h) \frac{\partial \tilde{m}_i}{\partial \tilde{z}} + \frac{\partial (\tilde{m}_i \tilde{W})}{\partial \tilde{z}} = -\tilde{\mathcal{R}}_i + \tilde{\mathcal{S}}_i \quad (\text{B.13})$$

Avec les conditions limites à la base du régolithe ($\tilde{z} = 0$) pour $\tilde{m}_i$ et pour $\tilde{W}$ ($= 0$).

Dans le cas régolithe infini, en notant que $W(z_s, t) = \tilde{W}(0, t)$, cela donne :

$$\frac{\partial \tilde{m}_i}{\partial t} + (E - \tilde{W}(0, t)) \frac{\partial \tilde{m}_i}{\partial \tilde{z}} + \frac{\partial (\tilde{m}_i \tilde{W})}{\partial \tilde{z}} = -\tilde{\mathcal{R}}_i + \tilde{\mathcal{S}}_i \quad (\text{B.14})$$

Avec les conditions limites en $\tilde{z} = -\infty$ pour $\tilde{m}_i$ et pour $\tilde{W}$ ($= 0$). Il apparait alors un problème pour la résolution numérique : l'intégration doit se faire pas à pas (par incrément de $\delta \tilde{z}$) en commençant de $-\infty$ puisque c'est là où sont les conditions limites. Mais parce qu'on s'est placé dans le référentiel de la surface, à chaque étape $\delta \tilde{z}$, le calcul dépend de la valeur de $\tilde{W}$ en surface (cf éq. B.14), que l'on ne peut connaître qu'à la dernière étape puisqu'on commence en $\tilde{z} = -\infty$.

B.3 Deuxième démonstration par bilan de masse

Les équations en coordonnée régolithe (fini ou infini) peuvent se démontrer directement dans cette coordonnée en effectuant un bilan de masse.

On considère un référentiel vertical se déplaçant au cours du temps — par rapport au référentiel terrestre — à une vitesse $-\mathbb{I}(t)$ dont on explicitera la valeur selon les cas. Par souci de simplicité, on notera z la coordonnée verticale dans ce référentiel. $-\mathbb{I}(t)$ est de telle sorte que le point $z = 0$ coïncide avec la base du régolithe (dans le cas fini) ou la surface de la terre (dans le cas infini). z dans cette partie est donc l'équivalent de $\tilde{z}$ dans la partie précédente.

B.3.1 Sans dénudation chimique

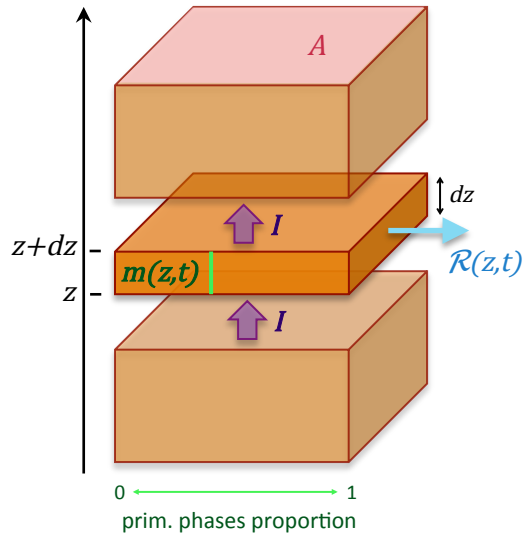


FIGURE B.3 – schéma d'une tranche infinitésimale de régolithe montrant le bilan de masse, sans dénudation chimique

Dans le cas où l'on néglige la dénudation chimique, aucun mouvement vertical n'a lieu. Considérons les surfaces aux altitudes z et $z + dz$ (cf Fig. B.3), elles se déplacent verticalement à une vitesse $-\mathbb{I}$, ce qui signifie que pendant un intervalle de temps dt , un volume $\mathbb{I}Adt$ ($\mathcal{L}^3$) traverse chacune de ces surfaces (A représente l'aire ($\mathcal{L}^2$) de la section de régolithe). Considérons maintenant les phases primaires, elles sont présentes dans le régolithe avec une densité variable $m(z, t)$ ($\mathcal{M}\mathcal{L}^{-3}$). Donc le volume traversant la surface z contient une masse de phases primaires $m(z, t)\mathbb{I}Adt$ ($\mathcal{M}$), et celui traversant la surface $z + dz$ en contient une masse $m(z + dz, t)\mathbb{I}Adt$.

Enfin, dans le volume infinitésimal compris entre les surfaces z et $z + dz$ a lieu une réaction de dissolution des phases primaires faisant diminuer leur masse d'un taux $\mathcal{R}(z, t)$ ($\mathcal{M}\mathcal{L}^{-3}\mathcal{T}^{-1}$). En notant $dM(z, t)$ la variation de masse infinitésimale ($\mathcal{M}$) de phases primaires contenues dans ce volume pendant l'intervalle dt , le bilan de masse donne :

$$dM(z, t) = m(z, t)\mathbb{I}Adt - m(z + dz, t)\mathbb{I}Adt - \mathcal{R}(z, t)Adzdt$$

Or, on peut écrire (développement limité) :

$$dM(z, t) = \frac{\partial m}{\partial t}Adzdt$$

En regroupant les deux formes et en simplifiant, on retrouve l'équation B.4 ou B.6 :

$$\frac{\partial m}{\partial t} = -\mathbb{I}\frac{\partial m}{\partial z} - \mathcal{R} \quad (\text{B.15})$$

Selon le cas (fini ou infini), le changement de variable sera différent, et explicitera la valeur de $\mathbb{I}$ ainsi que les conditions limites.

B.3.2 Avec dénudation chimique

En prenant en compte la dénudation chimique, on considère toujours les surfaces aux altitudes z et $z + dz$ qui se déplacent verticalement à une vitesse $-\mathbb{I}$. En plus de cette vitesse, la matière du régolithe se déplace verticalement à la vitesse $W(z, t)$. On a donc une surface z se déplaçant à la vitesse $-\mathbb{I}$ dans un milieu se déplaçant à la vitesse $W(z, t)$, par addition des vitesses, le flux volumique, ou volume par unité de temps et de surface ($\mathcal{L}\mathcal{T}^{-1}$) traversant la surface z vaut $\mathbb{I} + W(z, t)$. Autrement dit le volume traversant la surface z pendant un intervalle de temps dt est $(\mathbb{I} + W(z, t)) Adt$ (cf Fig. B.4). Quant à la masse de phase i traversant la surface z pendant dt , elle vaut $m_i(z, t) (\mathbb{I} + W(z, t)) Adt$.

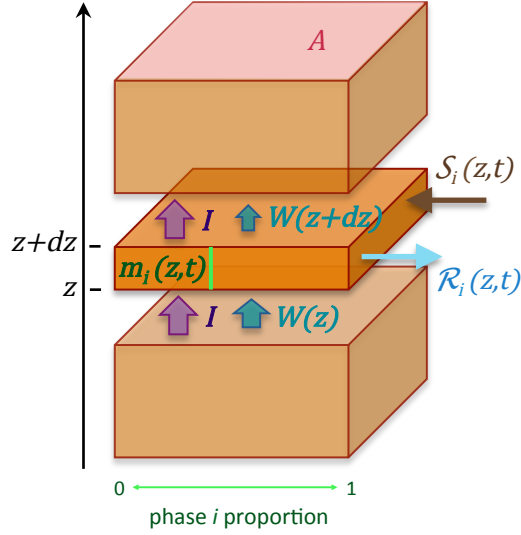


FIGURE B.4 – schéma d'une tranche infinitésimale de régolithe montrant le bilan de masse, avec dénudation chimique

Le bilan de masse de la phase i contenue dans le volume compris entre les deux surfaces z et $z + dz$ — en notant toujours $dM_i(z, t)$ la variation de masse infinitésimale de ce volume pendant dt — devient :

$$\begin{aligned} dM_i(z, t) &= m_i(z, t) (\mathbb{I} + W(z, t)) Adt - m_i(z + dz, t) (\mathbb{I} + W(z + dz, t)) Adt \\ &\quad - \mathcal{R}_i(z, t) Adzdt + \mathcal{S}_i(z, t) Adzdt \end{aligned}$$

Ce qui aboutit, avec le développement limité de $dM_i(z, t)$, à l'équation :

$$\frac{\partial m_i}{\partial t} = -\mathbb{I} \frac{\partial m_i}{\partial z} - \frac{\partial(m_i W)}{\partial z} - \mathcal{R}_i + \mathcal{S}_i \quad (\text{B.16})$$

Quant à W , on suit la même méthode que dans la partie précédente. On part de l'équation B.9 :

$$\sum_{i=1}^n \frac{m_i}{\rho_i} = 1$$

On applique l'opérateur (linéaire) $\frac{\partial \bullet}{\partial t} + \mathbb{I} \frac{\partial \bullet}{\partial z} + \frac{\partial(\bullet W)}{\partial z}$ à droite et à gauche en utilisant l'hypothèse de base stipulant que toutes les ρ_i sont constantes :

$$\sum_{i=1}^n \frac{1}{\rho_i} \left(\frac{\partial m_i}{\partial t} + \mathbb{I} \frac{\partial m_i}{\partial z} + \frac{\partial(m_i W)}{\partial z} \right) = \frac{\partial W}{\partial z}$$

Ce qui aboutit bien à l'équation B.11 :

$$\frac{\partial W}{\partial z} = \sum_{i=1}^n \frac{-\mathcal{R}_i + \mathcal{S}_i}{\rho_i} \quad (\text{B.17})$$

B.4 Discussion sur les concepts de régolithe fini et infini et sur la dénudation chimique à partir de cas particuliers des équations

Dans cette dernière partie, aborderons deux discussions : la comparaison du concept de régolithe fini par rapport à celui de régolithe infini, puis, une tentative de résolution analytique de la dénudation chimique et les conséquences que l'on peut en tirer. Pour ces deux discussions, nous utiliserons des cas particuliers des équations générales qui ont été démontrées dans les deux parties précédentes. C'est-à-dire que nous utiliserons des relations mathématiques explicites (exponentielles, lois de puissance) pour les fonctions abstraites des parties précédentes (*soil production function*, taux de dissolution...).

B.4.1 Comparaison des modèles régolithe fini et infini sans dénudation chimique

Le but de cette partie est de comparer les concepts de régolithe fini et infini en régime transitoire et à l'état stationnaire. La différence fondamentale entre ces deux concepts est que le premier suppose un taux d'altération constant de la surface à la base du régolithe, laquelle évolue en suivant la *soil production function*, tandis que le second suppose que le taux d'altération diminue avec la profondeur, jusqu'à s'annuler à l'infini. Nous montrerons que la fonction mathématique décrivant cette diminution est en fait proche du concept de *soil production function*. En utilisant des analogues de l'épaisseur de régolithe dans le cas infini et en regardant le taux d'altération à l'état stationnaire, on montre qu'on peut la définir de sorte à retrouver les mêmes comportements que dans le cas fini.

Évolution transitoire sans érosion

L'évolution transitoire de l'épaisseur de régolithe (définie ici dans le cas régolithe fini) a été beaucoup étudié, on peut citer notamment les travaux de [Mudd & Yoo \(2010\)](#) ou [Braun et al. \(2016\)](#).

En contexte anorogénique, c'est-à-dire à érosion nulle, l'épaisseur de régolithe évolue selon :

$$\frac{dh}{dt} = P(h) = -P_o \cdot f_{sp}(h)$$

Où l'on décompose le taux de production de régolithe P ($\mathcal{LT}^{-1}$) comme produit du taux de production optimale P_o , dépendant des conditions climatiques, et de la *soil production function* f_{sp} (sans dimension) dépendant uniquement de la profondeur de la base du régolithe h .

f_{sp} contrôle la vitesse de propagation de la base du régolithe. Par exemple, une f_{sp} en exponentielle décroissante de h aboutit à une croissance de h en $\log(t)$. Une f_{sp} en $1/h^\nu$ aboutit à une croissance du régolithe en $t^{1/(\nu+1)}$. Notamment, pour expliquer une croissance de h en $\sqrt{t}$ qui a été observé dans certaines chronoséquences ([Braun et al., 2016](#)), il faut supposer une *soil production function* en $1/h$, soit $\nu = 1$.

Intéressons-nous maintenant au modèle de régolithe infini. Le taux de réaction $\mathcal{R}$ peut s'exprimer comme :

$$\mathcal{R} = \mathcal{R}(m)f(-z)$$

Où z est l'altitude en coordonnée régolithe — c'est-à-dire $z = 0$ à la surface du régolithe — et f (sans dimension) représente la décroissance du taux de réaction avec la profondeur, de façon analogue à la *soil production function*. On note $f(-z)$ car z est orienté vers le haut, donc négatif dans tout le régolithe.

Pour avoir des expressions plus intuitives, tout en évitant les confusions entre z et $-z$, on définit *dans le cas régolithe infini uniquement* $h := -z$. On parlera alors de *profondeur* h (positive) et d'*altitude* z (négative). Ainsi :

$$\mathcal{R} = \mathcal{R}(m)f(h)$$

L'équation d'évolution du profil de phases primaires B.6 sans érosion est :

$$\frac{\partial m}{\partial t} = -\mathcal{R}(m)f(h)$$

On se limite au cas linéaire où $\mathcal{R} = Km$, bien que les mêmes calculs puissent se faire en considérant un ordre α : $\mathcal{R} = Km^\alpha$. K est la constante de réaction ($\mathcal{T}^{-1}$).

L'équation devient alors :

$$\frac{\partial m}{\partial t} = -Kmf(h)$$

Ce qui se résout aisément :

$$m(z, t) = m(z, 0)e^{-Kf(h)t} \quad (\text{B.18})$$

On peut interpréter cette équation comme ceci : pour une profondeur h fixée, l'abondance en phases primaires sera diminuée d'un facteur a par rapport à sa valeur initiale ($m(z, t)/m(z, 0) = 1/a$) au bout d'un temps $\ln a/Kf(h)$.

Inversement, à un temps t fixé, la profondeur $h_{1/a}$ où l'abondance en phases primaires est divisée par a par rapport à sa valeur initiale est :

$$h_{1/a} = f^{-1}\left(\frac{\ln a}{Kt}\right) \quad (\text{B.19})$$

Considérons que la condition initiale est une roche non altérée : $m(z, 0) = m_o$. On considérera aussi que la fonction de décroissance f est de la forme :

$$f_\nu(h) = \left(1 + \frac{1}{\nu - 1} \frac{h}{d}\right)^{-\nu} \quad (\text{B.20})$$

Cette formulation permet de vérifier les propriétés :

- $f_\nu(0) = 1$
- $f_\nu(\infty) = 0$
- f_ν décroît en $1/h^\nu$
- la profondeur caractéristique de décroissance est d , définie par $d = \int_0^\infty f_\nu(h)dh$

L'exposant ν doit être plus grand que 1 pour permettre de définir d .

On a de plus la propriété $f_\nu(h) \xrightarrow[\nu \rightarrow \infty]{} \exp(-h/d)$

En reprenant l'équation B.19, on déduit que au temps t , l'abondance en phases primaires sera divisée par a par rapport à la valeur initiale m_o à la profondeur :

$$h_{1/a} = d(\nu - 1) \left(\left(\frac{Kt}{\ln a} \right)^{\frac{1}{\nu}} - 1 \right) \quad (\text{B.21})$$

Et dans le cas exponentiel ($\nu = \infty$) :

$$h_{1/a} = d \ln \left(\frac{Kt}{\ln a} \right) \quad (\text{B.22})$$

En utilisant ces résultats, un premier analogue de l'épaisseur de régolithe dans le cas régolithe infini est la profondeur de déplétion $1/2$, soit $h_{1/2}$. On a donc un premier résultat disant que l'épaisseur de régolithe augmente en $t^{1/\nu}$, alors qu'on avait une augmentation en $t^{1/(\nu+1)}$ dans la cas régolithe fini avec une *soil production function* en $1/h^\nu$. On en déduit que la fonction de décroissance $f_{1+\nu}$ dans le cas infini est l'analogue de f_{sp} dans le cas fini avec un exposant ν .

Et dans le cas exponentiel, on a bien l'épaisseur de régolithe qui augmente en $\log(t)$ comme dans le cas régolithe fini.

Un autre analogue de l'épaisseur de régolithe, ou plutôt du front d'altération, est la profondeur du point d'inflexion.

À partir de l'équation B.18, le calcul de la dérivée seconde de m par rapport à z est :

$$\begin{aligned} \frac{\partial m}{\partial z}(z, t) &= -m_o K t f'(-z) e^{-K f(-z)t} \\ \frac{\partial^2 m}{\partial z^2}(z, t) &= m_o \left(-K t f''(-z) e^{-K f(-z)t} + (K t f'(-z))^2 e^{-K f(-z)t} \right) \\ \frac{\partial^2 m}{\partial z^2}(z, t) &= m_o K t e^{-K f(-z)t} \left(-f''(-z) + K t (f'(-z))^2 \right) \end{aligned}$$

Le signe de cette dérivée seconde est donc — en remplaçant $-z$ par h — celui de :

$$-f''(h) + K t (f'(h))^2$$

C'est à dire, en notant $c = 1/((\nu - 1)d)$:

$$c^2 \nu (\nu + 1) (1 + ch)^{-\nu-2} + K t (-c \nu (1 + ch)^{-\nu-1})^2$$

En simplifiant encore, le signe de la dérivée seconde de m est celui de :

$$-(1 + ch)^\nu + \frac{\nu}{\nu + 1} K t$$

Soit :

$$-\left(1 + \frac{1}{\nu - 1} \frac{h}{d}\right)^\nu + \frac{\nu}{\nu + 1} K t$$

On a vu plus haut qu'on devait avoir la condition $\nu > 1$. Il apparait alors clairement que, à t fixé, la dérivée seconde de m s'annule et change de signe pour une unique profondeur h , sauf si $\frac{\nu}{\nu+1}Kt < 1$, auquel cas, elle est entièrement négative.

On en conclut qu'à partir d'un temps $t = \frac{\nu+1}{\nu} \frac{1}{K}$, le profil de phases primaires possède un unique point d'inflexion à la profondeur :

$$h_{kp} = d(\nu - 1) \left[\left(\frac{\nu}{\nu+1} Kt \right)^{\frac{1}{\nu}} - 1 \right] \quad (\text{B.23})$$

kp réfère à *knickpoint*, point d'inflexion en anglais.

Et dans le cas exponentiel, le signe de la dérivée :

$$-f''_{\infty}(h) + Kt (f'_{\infty}(h))^2$$

est celui de :

$$-\frac{1}{d^2} e^{-\frac{h}{d}} + Kt \frac{1}{d^2} e^{-\frac{2h}{d}}$$

soit :

$$-e^{\frac{h}{d}} + Kt$$

On en tire les mêmes conclusions, à partir d'un temps $t = 1/K$, le profil de phases primaires possède un unique point d'inflexion à la profondeur :

$$h_{kp} = d \ln(Kt) \quad (\text{B.24})$$

On remarque qu'on peut identifier l'équation B.23 à l'équation B.21 (épaisseur où le profil est déprimé d'un facteur a) si l'on a $\ln a = \frac{\nu+1}{\nu}$, soit $a = \exp\left(1 + \frac{1}{\nu}\right)$. Pareillement, on peut identifier dans le cas exponentiel l'équation B.24 à l'équation B.22 si l'on a $a = e$.

Le point d'inflexion du profil est donc le point où la déplétion du profil de phases primaires vaut $\exp\left(-1 - \frac{1}{\nu}\right)$. Et notre analogue d'épaisseur de régolithe h_{kp} croît donc en $t^{1/\nu}$ pour une loi de puissance ν ou en $\log t$ pour une loi exponentielle.

On peut remarquer également que pour ces deux analogues, il n'est pas nécessaire d'avoir $\nu > 1$ pour avoir ce comportement en $t^{1/\nu}$, à condition de normaliser différemment f_{ν} pour $\nu \leq 1$ (c'est-à-dire changer c).

Un troisième analogue de l'épaisseur de régolithe, peut-être le plus parlant est ce qu'on pourrait appeler *l'épaisseur caractéristique de déplétion*, c'est-à-dire l'intégrale du profil de déplétion (*accumulated deficit of weathered material*, [Kirkby, 1985](#)) :

$$h_{dep} = \int_{-\infty}^0 \left(1 - \frac{m(z, t)}{m_o} \right) dz$$

En reprenant l'équation [B.18](#) et la condition initiale $m(z, 0) = m_o$:

$$h_{dep} = \int_{-\infty}^0 (1 - e^{-K f_{\nu}(-z)t}) dz = \int_0^{\infty} (1 - e^{-K f_{\nu}(h)t}) dh$$

Il n'est pas possible calculer analytiquement cette intégrale, même dans le cas $\nu = \infty$ où elle est plus simple. En revanche, on peut montrer que la croissance de h_{dep} est bien en $t^{1/\nu}$ quand $t \rightarrow \infty$. Calculons pour cela $t^{-1/\nu} h_{dep}$ (en posant toujours $c = 1/((\nu - 1)d)$) :

$$t^{-\frac{1}{\nu}} h_{dep} = \int_0^{\infty} t^{-\frac{1}{\nu}} \left(1 - e^{-K(1+ch)^{-\nu}t} \right) dh$$

On effectue le changement de variable $u = t(1+ch)^{-\nu}$, soit $h = (1/c) (t^{1/\nu} u^{-1/\nu} - 1)$ et donc $dh = -(1/\nu c) t^{1/\nu} u^{-1-1/\nu} du$

$$t^{-\frac{1}{\nu}} h_{dep} = \int_t^0 -\frac{1}{\nu c} t^{-\frac{1}{\nu}} t^{\frac{1}{\nu}} u^{-1-\frac{1}{\nu}} (1 - e^{-Ku}) du$$

$$t^{-\frac{1}{\nu}} h_{dep} = \int_0^t \frac{1}{\nu c} u^{-1-\frac{1}{\nu}} (1 - e^{-Ku}) du$$

Cette intégrale converge pour $t \rightarrow \infty$ à condition que $\nu > 1$. En effet, la fonction sous l'intégrale est d'une part majorée par $u^{-1-\frac{1}{\nu}}$ qui est bien intégrable au voisinage de $+\infty \forall \nu > 0$, et d'autre part, est équivalente à $u^{-\frac{1}{\nu}}$ au voisinage de 0, donc est également intégrable au voisinage de 0 si $\nu > 1$.

On a donc $t^{-1/\nu} h_{dep} \xrightarrow[t \rightarrow \infty]{} cste > 0$, ce qui prouve que h_{dep} croît en équivalent de $t^{1/\nu}$.

Et pour $\nu = \infty$, on a :

$$h_{dep} = \int_0^{\infty} \left(1 - e^{-K e^{-h/d} t} \right) dh$$

On effectue le changement de variable $u = t \exp(-h/d)$ ce qui donne $dh = -d(1/u) du$:

$$h_{dep} = d \int_0^t \frac{1}{u} (1 - e^{-Ku}) du$$

On décompose l'intégrale en :

$$h_{dep} = d \int_0^1 \frac{1}{u} (1 - e^{-Ku}) du + d \int_1^t \frac{1}{u} - d \int_1^t \frac{e^{-Ku}}{u} du$$

$$h_{dep} = d \int_0^1 \frac{1}{u} (1 - e^{-Ku}) du + d \ln t - d \int_1^t \frac{e^{-Ku}}{u} du$$

La première intégrale est finie car la fonction sous l'intégrale est équivalente à K au voisinage de 0, et la deuxième converge également quand $t \rightarrow \infty$.

On a donc bien $h_{dep} \sim d \ln t$ quand $t \rightarrow \infty$.

En résumé :

On a démontré que le concept de régolithe infini avec une décroissance du taux d'altération avec la profondeur possède plusieurs analogies avec le concept de régolithe fini et de *soil production function*. En particulier, une décroissance du taux d'altération en $1/h^{1+\nu}$ aboutit à une croissance du régolithe analogue à celle du régolithe fini avec une *soil production function* en $1/h^\nu$, que l'on considère la profondeur de mi-déplétion ($h_{1/2}$), la profondeur du point d'inflexion du profil de déplétion (h_{kp}) ou la profondeur caractéristique de déplétion (h_{dep}). Pour ce dernier cas, on doit avoir $\nu > 0$ pour que le comportement soit identique. Une décroissance exponentielle du taux d'altération — correspondant à un exposant ν infini — est aussi analogue à une *soil production function* exponentielle avec une croissance du régolithe en $\log t$.

Enfin, rappelons qu'on a montré ces résultats en se limitant à une relation linéaire entre le taux d'altération et la densité de phases primaires à une profondeur donnée (cinétique d'ordre 1). Dans les faits, on pourrait généraliser au cas où le taux de réaction est une fonction séparée de m et de h , c'est-à-dire : $\mathcal{R} = \mathcal{R}(m)f(h)$. On montre que si $f(h) \sim h^{-\nu}$, on a bien $h_{1/2}$ et $h_{dep} \sim t^{1/\nu}$, et pareillement, si $f(h) \sim \exp(-h)$, on a bien $h_{1/2}$ et $h_{dep} \sim \log t$. En revanche, l'existence d'un point d'inflexion dépend sensiblement de f et de $\mathcal{R}$, on ne peut rien conclure sur h_{kp} dans ce cas général.

État stationnaire en présence d'érosion et modèle de Gabet & Mudd

Le modèle de régolithe fini aboutit toujours à un état stationnaire dès lors que la *soil production function* tend vers 0 à l'infini. Il correspond à la résolution de $z = 0$ (base du régolithe) à $z = h_{stat}$ de l'équation différentielle :

$$\frac{dm}{dz} = -\frac{1}{E} \mathcal{R}(m)$$

Le cas régolithe infini est légèrement plus complexe. L'équation d'évolution du profil de phases primaires B.6 à l'état stationnaire est :

$$E \frac{dm}{dz} = -\mathcal{R}(m)f(-z)$$

Ce qui peut s'écrire :

$$-\frac{1}{\mathcal{R}(m)} \frac{dm}{dz} = \frac{1}{E} f(-z)$$

Après intégration :

$$\begin{aligned} \Psi(m(z)) &= \frac{1}{E} \int_{-\infty}^z f(-z) dz \\ m(z) &= \Psi^{-1} \left(\frac{1}{E} \int_{-z}^{\infty} f(h) dh \right) \end{aligned} \quad (\text{B.25})$$

Où Ψ est la primitive de $-1/\mathcal{R}$ s'annulant en m_o (densité de phases primaires dans une roche non altérée). Comme $\mathcal{R}$ est positif, Ψ est décroissante, et donc $\Psi(m) \geq 0$ car $m \leq m_o$. On a effectué un changement de variable dans l'intégrale pour n'avoir que des valeurs positives. En effet, $z = 0$ en surface, on a donc toujours $z \leq 0$.

La première conclusion est que l'existence d'un profil stationnaire pour un régolithe infini dépend uniquement de l'intégrabilité de f au voisinage de l'infini. En particulier si f est de type $h^{-\nu}$, il faut donc qu'on ait l'exposant $\nu > 1$ pour qu'un profil stationnaire existe avec la condition limite $m(-\infty) = m_o$. Si f n'est pas intégrable au voisinage de l'infini, quel que soit le taux d'érosion, le profil continue de se déprimer à l'infini, pour tendre vers un profil uniformément nul ; c'est-à-dire qu'un profil stationnaire existe, mais ne vérifiant plus la condition limite $m(-\infty) = m_o$.

On a supposé que f était strictement décroissante (avec la profondeur) et que $f(0) = 1$. On pourrait imaginer le cas où f tend vers l'infini en 0, c'est-à-dire que la vitesse de réaction tend vers l'infini en surface. Cela ne signifie pas pour autant que m est nul en surface si f est intégrable au voisinage de 0. En revanche, si f n'est pas intégrable au voisinage de 0, le profil stationnaire est toujours défini, mais on a obligatoirement $m(0) = 0$, et donc l'altération stationnaire est directement proportionnelle à l'érosion (régime *supply-limited*), quels que soient les paramètres..

Comme précédemment, on se limite au cas linéaire : $\mathcal{R}(m) = Km$. Le profil stationnaire est alors :

$$m(z) = m_o \exp \left(-\frac{K}{E} \int_{-z}^{\infty} f(h) dh \right) \quad (\text{B.26})$$

En particulier, la densité de phases primaires en surface est :

$$m(0) = m_o \exp\left(-\frac{Kd}{E}\right)$$

avec d la profondeur caractéristique de décroissance, c'est-à-dire l'intégrale de f de 0 à ∞ .

Ainsi, le modèle linéaire de régolithe infini est équivalent — à l'état stationnaire — au modèle linéaire de régolithe fini en remplaçant l'épaisseur de régolithe stationnaire h_{stat} par d . C'est entre autre le modèle de [Gabet & Mudd \(2009\)](#) sans dépendance temporelle du taux d'altération ($\sigma = 0$). Une différence importante est que dans le modèle de régolithe fini, l'épaisseur stationnaire de régolithe dépend des conditions climatiques et du taux d'érosion ([Gabet & Mudd, 2009](#); [Carretier et al., 2014](#)), alors que l'épaisseur caractéristique d est à priori un paramètre fixé, la dépendance climatique étant portée par la constante cinétique K . Cependant, d'une part, rien n'oblige d à être constant, d'autre part, l'étude de [West \(2012\)](#) cherchant à optimiser les paramètres du modèle de [Gabet & Mudd \(2009\)](#) conclut que l'on peut fixer comme constante l'« épaisseur d'altération » (c'est-à-dire l'épaisseur stationnaire du modèle de [Gabet & Mudd](#)) et expliquer tout aussi bien les données de flux d'altération.

Le modèle exact de [Gabet & Mudd](#) (σ non nul) considère que le taux d'altération dépend du temps depuis lequel les phases primaires ont commencé à s'altérer. Cette dépendance a été observée expérimentalement par [White & Brantley \(2003\)](#) qui ont proposé cette paramétrisation en loi de puissance. En appelant τ ce temps :

$$\mathcal{R} = Km\tau^\sigma$$

τ est défini (en coordonnée régolithe fini) par :

$$\frac{\partial \tau}{\partial t} + P \frac{\partial \tau}{\partial z} = 1$$

Avec comme condition limite $\tau = 0$ à la base du régolithe. Cela se démontre exactement de la même manière que pour m , par le changement de variable permettant de passer de l'équation B.2 à l'équation B.4 ; ce en partant — à la place de l'équation B.2 — de l'équation de départ *en coordonnée terrestre* :

$$\frac{\partial \tau(z, t)}{\partial t} = \mathbb{1}_{z_b \leq z}$$

Cette équation s'interprète comme un chronomètre associé à une particule de roche que l'on lance au moment où elle franchit la base du régolithe, c'est-à-dire que la base du régolithe devient plus profonde que la profondeur de particule : $z_b \leq z$.

La résolution des équations différentielles de τ et m aboutit à l'équation suivante,

combinaison des équations 4 et 7 de [Gabet & Mudd \(2009\)](#) :

$$m_{surf} = m_o \exp \left(-\frac{K}{\sigma + 1} \left(\frac{h_{stat}}{E} \right)^{\sigma+1} \right) \quad (\text{B.27})$$

On ne peut pas définir d'analogie de τ au sens strict dans le modèle de régolithe infini car on considère que les phases primaires s'altèrent depuis $z = -\infty$, ce qui voudrait dire que τ est infini dans tout le régolithe. En revanche, on peut modifier le taux d'altération $\mathcal{R}$ pour prendre en compte le fait que les particules les plus altérées deviennent plus difficilement altérable.

Pour cela, on écrit $\mathcal{R} = \mathcal{R}(m)f(-z)$ et on cherche $\mathcal{R}$ pour que m_{surf} à l'état stationnaire s'exprime comme pour le modèle de [Gabet & Mudd](#) (équation B.27). En appliquant l'équation B.25 en surface du régolithe :

$$m_{surf} = \Psi^{-1} \left(\frac{d}{E} \right) = m_o e^{-\frac{K}{\sigma+1} \left(\frac{d}{E} \right)^{\sigma+1}}$$

Donc :

$$\Psi^{-1}(x) = m_o e^{-\frac{K}{\sigma+1} x^{\sigma+1}}$$

$$\Leftrightarrow \Psi(m) = \left[-\frac{\sigma+1}{K} \ln \left(\frac{m}{m_o} \right) \right]^{\frac{1}{\sigma+1}}$$

$$\begin{aligned} \frac{d\Psi}{dm} &= -\frac{1}{\mathcal{R}(m)} = \frac{1}{\sigma+1} \left(-\frac{\sigma+1}{K} \frac{1}{m} \right) \left[-\frac{\sigma+1}{K} \ln \left(\frac{m}{m_o} \right) \right]^{\frac{1}{\sigma+1}-1} \\ &= \frac{-1}{Km} \left[\frac{\sigma+1}{K} \ln \left(\frac{m_o}{m} \right) \right]^{-\frac{\sigma}{\sigma+1}} \end{aligned}$$

Donc :

$$\mathcal{R}(m) = Km \left[\frac{\sigma+1}{K} \ln \left(\frac{m_o}{m} \right) \right]^{\frac{\sigma}{\sigma+1}} \quad (\text{B.28})$$

On retrouve bien la cinétique d'ordre 1, Km , multipliée par une diminution de la cinétique d'altération pour les phases les plus altérées en $\log(1/x)^{-\alpha}$ avec α compris entre 0 et ∞ (car σ est négatif et > -1). On pourrait alors considérer que l'analogie pour le régolithe infini de τ est :

$$\left[\frac{\sigma + 1}{K} \ln \left(\frac{m_o}{m} \right) \right]^{\frac{1}{\sigma+1}}$$

En utilisant cette nouvelle formulation de $\mathcal{R}(m)$ en régime transitoire anorogénique, on démontre les mêmes caractéristiques que pour un $\mathcal{R}(m)$ linéaire, y compris l'existence à partir d'un certain temps d'un unique point d'inflexion évoluant en $t^{1/\nu}$ ou $\log t$.

Conclusion

Bien que le modèle de régolithe infini soit fondamentalement différent du modèle de régolithe fini qui sépare en deux parties indépendantes la production de régolithe et la dissolution des phases primaires, les deux ont des comportements similaires, en régime transitoire anorogénique comme en régime stationnaire. On peut trouver dans le concept de régolithe infini des analogues de l'épaisseur de régolithe, un analogue de la *soil production function*, un analogue de l'épaisseur de régolithe stationnaire ainsi qu'un analogue de la diminution de la cinétique de dissolution montrée par [White & Brantley \(2003\)](#). Tous ces analogues sont plus ou moins compatibles entre eux, et on retrouve les mêmes caractéristiques principales que pour le régolithe fini (vitesse de croissance du régolithe, densité de phases primaires en surface. . .) Cela nous amène à conclure que les modèles de régolithe fini ou infini proposent une description similaire de l'évolution des processus d'altération.

Dans la pratique, les travaux de cette thèse n'ont considéré que le concept de régolithe fini, d'une part parce qu'il est beaucoup plus courant, donc étudié, dans la littérature scientifique, et d'autre part, parce que la résolution numérique d'une équation aux dérivées partielles sur un domaine fini est beaucoup plus facile que sur un domaine infini. En particulier, l'intégration discrète du taux de dissolution sur tout le régolithe (infini) pour obtenir le flux total d'altération est problématique. Même effectuer un changement de variable — comme celui décrit dans l'annexe C — pour se ramener à un domaine fini ne résout pas le problème car la première « tranche » aura une pondération infinie, qui est théoriquement compensée par un taux d'altération tendant vers 0 de sorte à ce que l'altération intégrée sur cette tranche soit finie et non nulle. Ceci est particulièrement difficile à reproduire de façon discrète.

B.4.2 Approximation de la dénudation chimique à l'état stationnaire

Le but de cette partie est de proposer une solution analytique du modèle de régolithe avec dénudation chimique moyennant quelques hypothèses (état stationnaire, faible

perte de volume par réaction chimique...). On se place dans un cas simplifié du modèle polyphasé avec dénudation chimique où l'on considère uniquement trois groupes : les phases primaires inaltérables, les phases primaires altérables et les phases secondaires. Les phases primaires inaltérables sont inertes, et n'interviendront pas dans les équations, les phases primaires altérables se transforment en phases secondaires et ne peuvent pas se former ($\mathcal{S} = 0$), les phases secondaires n'existent pas dans la roche saine (en $z = -\infty$), se forment par dissolution des phases primaires et ne réagissent plus ($\mathcal{R} = 0$). On note $m_p(z, t)$ et $m_s(z, t)$ les masses par unité de volume du régolithe des phases primaires altérables et des phases secondaires (respectivement). On note également ρ_p et ρ_s leurs densités respectives.

On englobe pour le moment les cas régolithe fini et infini et on suppose que, à érosion non nulle, il existe un état stationnaire. On a vu que ce n'est pas forcément le cas pour le régolithe infini, de plus la présence de dénudation chimique complexifie grandement le modèle et, si elle est suffisamment forte, il n'est pas impossible que cela empêche l'existence d'un état stationnaire même dans le cas régolithe fini. On ne cherchera pas les conditions mathématiques d'existence et d'unicité de l'état stationnaire, on se contentera de supposer que c'est le cas.

De plus, on fait l'hypothèse que la fraction de phases primaires dissoutes qui sont lessivées et ne précipitent pas en phases secondaires est constante : λ . En notant $\mathcal{R}$ le flux de dissolution des phases primaires, le flux de précipitation des phases secondaires est donc $(1 - \lambda)\mathcal{R}$.

Partons de l'équation de W (B.11) :

$$\frac{\partial W}{\partial z} = \sum_{i=1}^n \frac{-\mathcal{R}_i + \mathcal{S}_i}{\rho_i}$$

Elle devient avec nos hypothèses :

$$\frac{\partial W}{\partial z} = \frac{-\mathcal{R}}{\rho_p} + \frac{(1 - \lambda)\mathcal{R}}{\rho_s}$$

$$\frac{\partial W}{\partial z} = \left(\frac{1 - \lambda}{\rho_s} - \frac{1}{\rho_p} \right) \mathcal{R}$$

$$\frac{\partial W}{\partial z} = -\frac{\gamma}{m_o} \mathcal{R} \tag{B.29}$$

En posant : $\gamma = m_o \left(\frac{1}{\rho_p} - (1 - \lambda) \frac{1}{\rho_s} \right)$.

Faire apparaître m_o , en plus de normaliser γ pour le rendre sans dimension, simplifie les calculs qui suivront.

On fait maintenant l'approximation que la perte de volume par dénudation chimique est faible. C'est à dire que le volume des phases secondaires se formant par dissolution d'une unité de masse de phases primaires $(1 - \lambda)/\rho_s$ est quasiment identique au volume de cette unité de phases primaires $1/\rho_p$. Cela revient à dire $\gamma \ll 1$. On considère le cas où γ est positif, ce qui signifie que le volume des phases secondaires formées est légèrement inférieur au volume des phases primaires dissoutes.

Utilisons maintenant l'équation B.12 à l'état stationnaire appliquée aux phases primaires :

$$\mathbb{I} \frac{\partial m_p}{\partial z} + \frac{\partial(m_p W)}{\partial z} = -\mathcal{R}$$

Rappelons que, dans le cas régolithe fini, $\mathbb{I}$ est le taux de production de régolithe $P(h)$. À l'état stationnaire, il doit être égal à la dénudation totale $D = E - W_{surf}$ pour que l'épaisseur de régolithe soit stabilisée (on rappelle que W est négatif car orienté vers le haut). Et dans le cas régolithe infini, on a déjà par construction $\mathbb{I} = D$.

En remplaçant le membre de droite avec l'équation B.29 :

$$D \frac{\partial m_p}{\partial z} + \frac{\partial(m_p W)}{\partial z} = \frac{\gamma}{m_o} \frac{\partial W}{\partial z}$$

On intègre maintenant cette équation entre $-\infty$ et z en utilisant les conditions limites : $m_p(-\infty, t) = m_o$ et $W(-\infty, t) = 0$:

$$D(m_p - m_o) + m_p W = \frac{\gamma}{m_o} W$$

Que l'on modifie pour en déduire l'expression de W en fonction de m_p :

$$W = D \frac{m_o - m_p}{m_p - \frac{m_o}{\gamma}}$$

En introduisant la fraction de masses primaires résiduelles : $x = m_p/m_o$.

$$W = D \frac{1 - x}{x - \frac{1}{\gamma}}$$

$$W = -\gamma \frac{1 - x}{1 - \gamma x} D \quad (\text{B.30})$$

On a $0 \leq x \leq 1$ par construction, et on se place dans l'approximation $\gamma \ll 1$. L'équation devient donc :

$$W \simeq -\gamma(1 - x)D \quad (\text{B.31})$$

En appliquant cette équation à la surface du régolithe, on a :

$$W_{surf} \simeq -\gamma(1 - x_{surf})D = -\gamma(1 - x_{surf})(E - W_{surf})$$

On peut donc déduire un lien entre la dénudation chimique intégrée sur tout le régolithe $-W_{surf}$ et l'érosion physique :

$$-W_{surf} \simeq \frac{\gamma}{\gamma + \frac{1}{1-x_{surf}}} E$$

On peut déjà tirer une conclusion importante : en faisant uniquement l'hypothèse que la perte de volume par dissolution/précipitation est faible, on a forcément la dénudation chimique faible par rapport à l'érosion physique, quelle que soit la valeur de celle-ci. Cela signifie que, selon ce modèle, si il existe des régolithes dont « l'advection de matière » est dominée par la dénudation chimique, c'est qu'ils sont hors état stationnaire, et le taux de dénudation chimique va évoluer en à diminuant jusqu'à devenir négligeable par rapport à la dénudation physique (érosion).

On se place maintenant dans l'hypothèse où le régolithe est en régime *supply-limited*, donc que le profil de phases primaires est très déprimé. À part à proximité du front d'altération (ou base du régolithe), on a $m_p \ll m_o$, ou encore $x \ll 1$. Avec l'hypothèse que l'on a faite, cette zone où on ne peut pas négliger m_p par rapport à m_o comptera peut lors de l'intégration sur toute la pile de régolithe.

On a alors :

$$W \simeq -\gamma D \tag{B.32}$$

On réécrit l'équation B.12 sous sa forme non intégrée en utilisant cette expression :

$$D \frac{\partial m_p}{\partial z} - \gamma D \frac{\partial m_p}{\partial z} = -\mathcal{R}$$

$$D(1 - \gamma) \frac{\partial m_p}{\partial z} = -\mathcal{R}$$

On peut donc écrire $D \simeq E + \gamma D$, et cette approximation est d'autant plus vraie qu'à la surface, on a bien $x \ll 1$. L'équation devient alors similaire au cas sans dénudation chimique :

$$E \frac{\partial m_p}{\partial z} = -\mathcal{R}$$

On arrive donc à cette conclusion contre-intuitive que, en supposant uniquement que la perte de volume liée à la dissolution-précipitation est faible, en régime *supply-limited* où à priori l'érosion physique est faible, à l'ordre 1, le profil vertical de m_p est équivalent au cas sans dénudation chimique. Les effets de la dénudation chimique sont non-linéaires, et interviennent vraisemblablement à l'ordre 2. Une méthode plus précise de le démontrer serait de faire un développement asymptotique en γ .

Une conséquence directe est le calcul de m_p en surface qui est déterminant pour l'altération totale $\int \mathcal{R} dz$. En effet, un bilan de masse sur le régolithe entier à l'état stationnaire montre que :

$$m_o D = m_{surf} D + \int \mathcal{R} dz$$

En particulier, en reprenant le modèle de [Gabet & Mudd \(2009\)](#) avec dénudation chimique, on obtient :

$$\int \mathcal{R} dz = m_o D \left[1 - \exp \left(-K \frac{(h/E)^{\sigma+1}}{\sigma + 1} \right) \right]$$

Ce qui diffère de l'équation de [West \(2012\)](#) où le terme dans l'exponentielle est h/D .

Annexe C

Changement de variable et résolution numérique du modèle de Gabet et Mudd

Sommaire

C.1	Démonstration analytique	225
C.1.1	Équations de base	225
C.1.2	Passage en coordonnées de masse :	226
C.1.3	Condition de surface	229
C.1.4	Paramétrisation des constantes et des flux au bord	230
C.2	Discretisation	231
C.2.1	schéma numérique	231
C.2.2	calcul du taux de dissolution	232
C.2.3	condition en surface	233
C.2.4	stabilité du schéma implicite-upstream	237
C.3	Flux de masse et flux d'altération	240
C.3.1	masse des phases primaires	240
C.3.2	flux d'altération	241

Cette annexe a pour but de décrire les équations du modèle de régolithe *dynsoil* telles qu'elles sont utilisées et résolues numériquement par le code. Elle explique également les méthodes de résolution numérique et le choix de ces méthodes.

Le modèle *dynsoil* utilise les équations non-stationnaires du modèle de Gabet & Mudd (2009), c'est-à-dire à l'état transitoire. Ce modèle fait maintenant partie intégrante du modèle GEOCLIM III.

C.1 Démonstration analytique

C.1.1 Équations de base

On part des équations de base du modèle de Gabet & Mudd (2009) (équ. 5.1) dont la démonstration rigoureuse a été effectuée dans l'annexe B, en particulier l'écriture en « coordonnée régolithe », c'est-à-dire $z = 0$ à la base du régolithe. On l'écrit plus concisément en utilisant la dérivée particulaire $\frac{D}{Dt}$, c'est-à-dire la dérivée en suivant une particule au cours de son devenir dans le régolithe :

$$\frac{Dm}{Dt} = -K(t)mT^\sigma \quad (\text{C.1})$$

avec m la densité masse de phases primaires dans une « particule » régolithe (en kg/m^3) et T le temps que la particule a passé dans le régolithe. K est le « facteur » cinétique de dissolution, il est fonction de t car il dépend des conditions climatiques (voir partie C.1.4), et σ est une constante.

Et quant au temps passé par une particule au cours de son évolution dans le régolithe, il « suit » t , c'est-à-dire :

$$\frac{DT}{Dt} = 1 \quad (\text{C.2})$$

Le système (régolithe) possède deux coordonnées : t le temps et z la coordonnée verticale définie par $z = 0$ à la limite roche crustale – régolithe. Conformément à ce qui a été vu dans l'annexe B, la dérivée particulaire est une équation d'advection :

$$\frac{Df}{Dt} = \frac{\partial f}{\partial t} + P(t)\frac{\partial f}{\partial z} \quad (\text{C.3})$$

avec $P(t)$ le taux de production de régolithe (en m/an).

C.1.2 Passage en coordonnées de masse :

La coordonnée de masse (ou plutôt en coordonnée d'« appauvrissement ») x se définit par $x = m(z, t)/m_0$. m_0 étant une constante (la masse primaire initiale). C'est cohérent car m est strictement décroissante selon z . La représentation d'un profil de régolithe en coordonnée z ou en coordonnée x est illustrée fig. C.1.

L'intérêt de la coordonnée de masse par rapport à la coordonnée z est qu'on ne connaît pas à priori les limites de z , l'épaisseur de régolithe pouvant atteindre des valeurs importantes (centaine de mètres) tout comme rester très faible (moins d'un mètre). De plus, on peut avoir des endroits sur Terre où le profil de régolithe met plusieurs dizaines de mètres à se déprimer en phases primaires, et d'autres où le profil est épais d'une centaine de mètres mais est entièrement déprimé dès le premier mètre. Il faut donc représenter entièrement le profil de régolithe pour couvrir tous les cas, et à haute résolution pour capturer les cas où la zone réactive est très fine. Cela demanderait une très grande quantité de mémoire et de calculs, dont une large partie sera inutile puisque représentera des portions de profils entièrement déprimés où rien ne se passe.

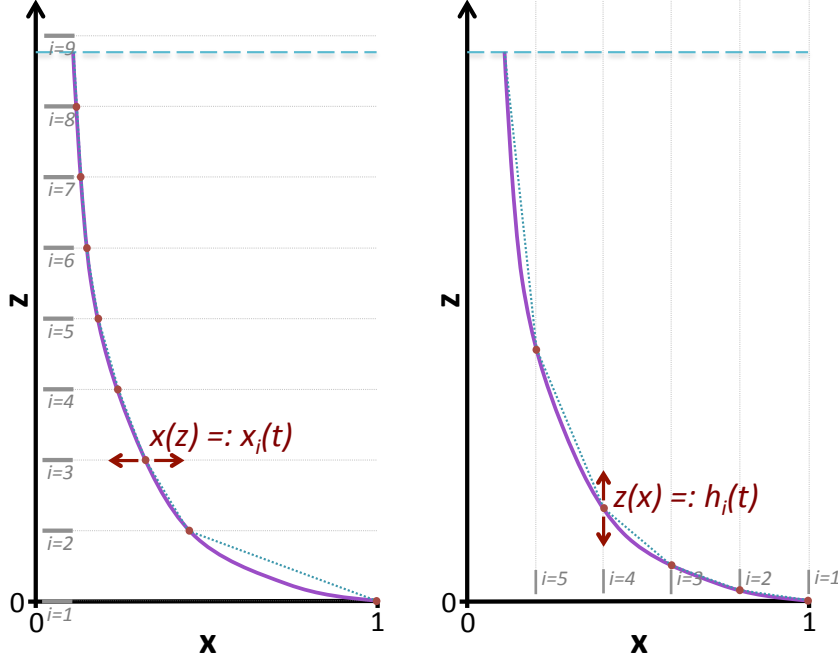
En coordonnées de masse par contre, le profil de régolithe ira toujours de $x = 1$ à $x = 0$, le domaine d'intégration numérique a donc une taille fixe, et le profil sera représenté de la même façon qu'il y ait 10 cm ou 100 m entre $x = 1$ et $x = 0$. En revanche, si le profil d'altération en lui-même est aussi bien représenté avec beaucoup moins de points, on verra que la coordonnée x entraîne des difficultés pour le calcul du bilan de masse, qui est ce qui nous intéresse puisque le but du modèle est de calculer un flux d'altération.

On définit la variable h par $h(x, t) = z$ tel que $m(z, t)/m_0 = x$; et plus généralement, le passage des coordonnées $\{z, t\}$ au coordonnées $\{x, t\}$ par $F(x, t) = f(h(x, t), t)$.

On peut donc écrire les dérivées partielles en coordonnées $\{x, t\}$ comme :

$$\begin{aligned} \frac{\partial F}{\partial x}(x, t) &= \frac{\partial}{\partial x} \left(f(h(x, t), t) \right) = \frac{\partial f}{\partial z}(h(x, t), t) \frac{\partial h}{\partial x}(x, t) \\ \Rightarrow \frac{\partial f}{\partial z}(h(x, t), t) &= \frac{\frac{\partial F}{\partial x}(x, t)}{\frac{\partial h}{\partial x}(x, t)} \end{aligned} \quad (C.4)$$

$$\frac{\partial F}{\partial t}(x, t) = \frac{\partial}{\partial t} \left(f(h(x, t), t) \right) = \frac{\partial f}{\partial z}(h(x, t), t) \frac{\partial h}{\partial t}(x, t) + \frac{\partial f}{\partial t}(h(x, t), t)$$


 FIGURE C.1 – Schematic of regolith profile with discretization along z (left) or along x (right).

$$\Rightarrow \quad \frac{\partial f}{\partial t}(h(x, t), t) = \frac{\partial F}{\partial t}(x, t) - \frac{\partial F}{\partial x}(x, t) \frac{\frac{\partial h}{\partial t}(x, t)}{\frac{\partial h}{\partial x}(x, t)} \quad (\text{C.5})$$

Les équations C.4 et C.5 nous permettent de définir la dérivée particulière (éq. C.3) en coordonnées $\{x, t\}$:

$$\begin{aligned} \left. \frac{DF}{Dt} \right|_{\{x, t\}}(x, t) &:= \left. \frac{Df}{Dt} \right|_{\{z, t\}}(h(x, t), t) \\ &= \frac{\partial f}{\partial t}(h(x, t), t) + P(t) \frac{\partial f}{\partial z}(h(x, t), t) \\ &= \frac{\partial F}{\partial t}(x, t) - \frac{\partial F}{\partial x}(x, t) \frac{\frac{\partial h}{\partial t}(x, t)}{\frac{\partial h}{\partial x}(x, t)} + P(t) \frac{\frac{\partial F}{\partial x}(x, t)}{\frac{\partial h}{\partial x}(x, t)} \\ \left. \frac{DF}{Dt} \right|_{\{x, t\}} &= \frac{\partial F}{\partial t} + \frac{P - \frac{\partial h}{\partial t}}{\frac{\partial h}{\partial x}} \frac{\partial F}{\partial x} \end{aligned} \quad (\text{C.6})$$

On définit $\tau(x, t) = \tau(h(x, t), t)$ et $M(x, t) = m(h(x, t), t) = m_0 x$ par définition, et on applique l'équation C.6 à l'équation C.1 au point $(h(x, t), t)$:

$$\begin{aligned}
 \left. \frac{DM}{Dt} \right|_{\{x,t\}}(x,t) &= \left. \frac{Dm}{Dt} \right|_{\{z,t\}}(h(x,t),t) = -K(t) \cdot m(h(x,t),t) \cdot \tau(h(x,t),t)^\sigma \\
 \Rightarrow \frac{\partial M}{\partial t}(x,t) + \frac{P(t) - \frac{\partial h}{\partial t}(x,t)}{\frac{\partial h}{\partial x}(x,t)} \frac{\partial M}{\partial x}(x,t) &= -K(t) \cdot M(x,t) \cdot \tau(x,t)^\sigma \\
 \Rightarrow 0 + \frac{P(t) - \frac{\partial h}{\partial t}}{\frac{\partial h}{\partial x}} m_0 &= -K(t) m_0 x \tau^\sigma \\
 \Rightarrow \frac{\partial h}{\partial t} &= P + K x \tau^\sigma \frac{\partial h}{\partial x}
 \end{aligned} \tag{C.7}$$

Ce qui nous permet de redéfinir l'équation C.6 de la dérivée particulière :

$$\begin{aligned}
 \left. \frac{DF}{Dt} \right|_{\{x,t\}}(x,t) &= \frac{\partial F}{\partial t}(x,t) + \frac{P(t) - \frac{\partial h}{\partial t}(x,t)}{\frac{\partial h}{\partial x}(x,t)} \frac{\partial F}{\partial x}(x,t) \\
 &= \frac{\partial F}{\partial t}(x,t) + \frac{-K(t) x \tau^\sigma \frac{\partial h}{\partial x}(x,t)}{\frac{\partial h}{\partial x}(x,t)} \frac{\partial F}{\partial x}(x,t) \\
 \left. \frac{DF}{Dt} \right|_{\{x,t\}} &:= \frac{\partial F}{\partial t} - K x \tau^\sigma \frac{\partial F}{\partial x}
 \end{aligned} \tag{C.8}$$

Enfin, en reformulant l'équation C.7 et en appliquant l'équation C.8 à l'équation C.2, on a :

$$\frac{\partial h}{\partial t}(x,t) - K(t) x \tau^\sigma \frac{\partial h}{\partial x}(x,t) = P(t) \tag{C.9}$$

$$\frac{\partial \tau}{\partial t}(x,t) - K(t) x \tau^\sigma \frac{\partial \tau}{\partial x}(x,t) = 1 \tag{C.10}$$

Ce qui revient à $\frac{Dh}{Dt} = P$ et $\frac{D\tau}{Dt} = 1$.

Notre système est donc décrit en coordonnées $\{x, t\}$ par les variables h et τ vérifiant les équations C.9 et C.10.

C.1.3 Condition de surface

On ne souhaite pas représenter le régolithe allant de $z = 0$ à $z = \infty$ (de $x = 1$ à $x = 0$), mais seulement jusqu'à une certaine hauteur h_s (la limite supérieure du régolithe, c'est-à-dire la surface de la Terre) régie par l'équation :

$$\frac{dh_s}{dt} = P(t) - E(t) \quad (\text{C.11})$$

E étant le taux d'érosion, et P toujours le taux de production de régolithe, tous deux sont connus.

On définit ainsi les variables $x_s(t)$ telle que $h(x_s(t), t) = h_s(t)$ et $\tau_s = \tau(x_s(t), t)$.

La méthode adoptée consiste à ajouter un point « flottant » x_s au n points de discrétisation x_i ; « flottant » car son emplacement (en x) n'est pas fixe, contrairement aux autres points x_i . On calculera les dérivées spatiales des variables pronostics h et τ en ce point x_s en fonction du point x_i immédiatement inférieur (voir partie C.2 *Discrétisation*).

D'abord, déterminons l'équation de $x_s(t)$:

$$\begin{aligned} \frac{dh_s}{dt} &= \frac{d}{dt} \left(h(x_s(t), t) \right) = \frac{\partial h}{\partial x}(x_s(t), t) \frac{dx_s}{dt} + \frac{\partial h}{\partial t}(x_s(t), t) = P(t) - E(t) \\ \Rightarrow \frac{dx_s}{dt} &= \frac{P(t) - E(t) - \frac{\partial h}{\partial t}(x_s(t), t)}{\frac{\partial h}{\partial x}(x_s(t), t)} \\ &= \frac{-K(t)x_s\tau(x_s, t)^\sigma \frac{\partial h}{\partial x}(x_s, t) - E(t)}{\frac{\partial h}{\partial x}(x_s, t)} \\ \frac{dx_s}{dt} &= -K(t)x_s\tau(x_s, t)^\sigma - \frac{E(t)}{\frac{\partial h}{\partial x}(x_s, t)} \end{aligned} \quad (\text{C.12})$$

Et l'équation de τ_s :

$$\frac{d\tau_s}{dt} = \frac{d}{dt} \left(\tau(x_s(t), t) \right) = \frac{\partial \tau}{\partial x}(x_s(t), t) \frac{dx_s}{dt} + \frac{\partial \tau}{\partial t}(x_s(t), t)$$

$$\begin{aligned}
 &= \frac{\partial \tau}{\partial x}(x_s(t), t) \left(-K(t)x_s \tau(x_s, t)^\sigma - \frac{E(t)}{\frac{\partial h}{\partial x}(x_s, t)} \right) + 1 + K(t)x_s \tau(x_s(t), t)^\sigma \frac{\partial \tau}{\partial x}(x_s, t) \\
 &\frac{d\tau_s}{dt} = 1 - E(t) \frac{\frac{\partial \tau}{\partial x}(x_s, t)}{\frac{\partial h}{\partial x}(x_s, t)} \tag{C.13}
 \end{aligned}$$

Remarque : h_s peut tout aussi bien être défini comme $h(x_s(t), t)$, et on retombe bien sur l'équation C.11.

C.1.4 Paramétrisation des constantes et des flux au bord

Pour le taux de production de régolithe $P(t)$, on écrira comme dans l'annexe B : $P = P_o f_{sp}(h_s)$ avec P_o dépendant du temps mais pas de l'épaisseur de régolithe, et f_{sp} la *soil production function* qui définit la dépendance en h_s .

On utilise pour P_o une équation couramment employée (c'est le cas par exemple dans Carretier et al., 2014) :

$$P = k_i q e^{-\frac{E_{Ai}}{R}(\frac{1}{T} - \frac{1}{T_0})} f_{sp}(h_s) \tag{C.14}$$

Avec T la température, q le ruissellement et $h_s = h(x_s, t)$ l'épaisseur totale du régolithe. On notera qu'on écrit $P(t)$ ou $P_o(t)$ car les conditions climatiques (T et q) sont susceptibles de changer au cours du temps.

On gardera une expression générique pour la *soil production function* car plusieurs lois ont été testées dans le cadre de cette thèse, et la plupart ne permettent pas une résolution analytique de h_s . Une loi a particulièrement retenu notre attention, il s'agit de la loi *humped* (Gilbert, 1877) :

$$f_{sp}(h_s) = e^{-\frac{h_s}{d_1}} - k_1 e^{-\frac{h_s}{d_2}}$$

On discutera ci-après des problèmes que peut poser cette expression pour la résolution numérique.

Le taux d'érosion du régolithe $E(t)$ dépend également des conditions climatiques, ainsi que de la pente topographique. Comme pour la *soil production function*, plusieurs lois empiriques ont été testées dans le cadre de cette thèse. On ne discutera pas des différentes expressions du taux d'érosion car il a toujours été gardé indépendant des variables du

régolithe (épaisseur de régolithe, déplétion du profil...) donc son expression n'a aucune influence sur la résolution de ce modèle de régolithe.

Enfin, pour le facteur de dissolution $K(t)$, nous utilisons la paramétrisation de [West \(2012\)](#) :

$$K = k_d(1 - e^{-k_w q})e^{-\frac{E_{Ad}}{R}(\frac{1}{T} - \frac{1}{T_0})}$$

Avec pareillement T la température et q le ruissellement.

C.2 Discrétisation

C.2.1 schéma numérique

Nous utilisons la méthode des différences finies, avec uniquement des schémas d'ordre 1, hautement plus simples à implémenter, et des pas d'espace (δx) et de temps (δt) constants. C'est-à-dire que l'on divise l'axe x en n points : $x_1, x_2, \dots, x_n = 1, 1 - 1/n, \dots, 1/n$. On remarque que $\delta x < 0$ puisque x est décroissant.

Le jeu d'équations (C.9 et C.10) s'apparente à des équations d'advection, dont, pour la dérivée spatiale, le schéma dit « downstream » (qui consiste à estimer la dérivée de f au point i en fonction f_{i+1} et f_i) est instable, contrairement au schéma dit « upstream » (qui consiste à estimer la dérivée de f au point i en fonction f_i et f_{i-1}), qui de plus est bien plus cohérent car la condition au bord est fixée en $x = 1$ ($i = 1$), qui est le « point de départ » du schéma upstream, alors que le schéma downstream doit s'arranger pour que la dérivée temporelle soit nulle en $i = 1$, ce qui implique, si $\sigma < 0$, une dérivée spatiale infinie, ce qui est impossible en discret.

De plus, ce schéma est suffisamment simple pour pouvoir implémenter un schéma implicite en temps, c'est-à-dire que les variables au temps $t + \delta t$ sont calculées non pas en fonction de la dérivée temporelle estimée au temps t , mais au temps $t + \delta t$. C'est-à-dire : $X_i^{t+\delta t} = X_i^t + \delta t \frac{\partial X}{\partial t}_i^{t+\delta t}$

Et, selon les équations C.9 et C.10 :

$$\begin{aligned} \frac{\partial h}{\partial t}_i^{t+\delta t} &= P + Diss_i^t \frac{h_i^{t+\delta t} - h_{i-1}^{t+\delta t}}{\delta x} \\ \frac{\partial \tau}{\partial t}_i^{t+\delta t} &= 1 + Diss_i^t \frac{\tau_i^{t+\delta t} - \tau_{i-1}^{t+\delta t}}{\delta x} \end{aligned}$$

Donc :

$$\begin{aligned}
 h_i^{t+\delta t} &= h_i^t + \delta t \left(P + Diss_i^t \frac{h_i^{t+\delta t} - h_{i-1}^{t+\delta t}}{\delta x} \right) \\
 \Rightarrow h_i^{t+\delta t} \left(1 - \frac{\delta t}{\delta x} Diss_i^t \right) &= h_i^t + P\delta t - \frac{\delta t}{\delta x} Diss_i^t h_{i-1}^{t+\delta t} \\
 \Rightarrow h_i^{t+\delta t} &= \frac{h_i^t + P\delta t - \frac{\delta t}{\delta x} Diss_i^t h_{i-1}^{t+\delta t}}{1 - \frac{\delta t}{\delta x} Diss_i^t} \quad (C.15)
 \end{aligned}$$

$$\text{Et pareillement pour } \tau : \quad \tau_i^{t+\delta t} = \frac{\tau_i^t + \delta t - \frac{\delta t}{\delta x} Diss_i^t \tau_{i-1}^{t+\delta t}}{1 - \frac{\delta t}{\delta x} Diss_i^t} \quad (C.16)$$

La résolution se fait à partir d'une condition initiale (h_i^0, τ_i^0) et en imposant $h_0^{t+\delta t} = 0$ et $\tau_0^{t+\delta t} = 0$.

On n'a volontairement pas exprimé la valeur de $P(t)$ et $Diss_i^t$, les calculs sont détaillés dans les sous-parties suivantes.

C.2.2 calcul du taux de dissolution

Le coefficient $Diss_i^t$ qui est en facteur devant la dérivée spatiale dans la dérivée particulière correspond plus exactement à la densité de taux de dissolution, c'est-à-dire le taux de dissolution par section δx . Analytiquement, on a $Diss(x, t) = kx\tau(x, t)^\sigma$, on pourrait écrire simplement dans le schéma numérique $Diss_i^t = kx\tau_i^t$, mais comme la dérivée spatiale est approximée par $(\tau_i^t - \tau_{i-1}^t)/\delta x$, soit analytiquement, sa valeur moyenne entre x_{i-1} et x_i , il est plus précis d'approximer $Diss(x, t)$ également par sa valeur moyenne entre x_{i-1} et x_i , en interpolant linéairement $x\tau(x, t)^\sigma$ entre x_{i-1} et x_i .

Cette astuce améliore sensiblement la justesse de la solution, en particulier à l'équilibre où elle devient très proche de la solution exacte, même avec une faible discrétisation en x (cf chapitre 5).

Ainsi, on a entre x_{i-1} et x_i :

$$x = x_{i-1} + \lambda(x_i - x_{i-1}) \quad \text{et} \quad \tau = \tau_{i-1} + \lambda(\tau_i - \tau_{i-1}) \quad , \text{ avec } \lambda \text{ allant de } 0 \text{ à } 1$$

On calcule alors $Diss_i^t$ par :

$$\begin{aligned}
 Diss_i^t &= \int_0^1 K \left(x_{i-1} + \lambda(x_i - x_{i-1}) \right) \left(\tau_{i-1} + \lambda(\tau_i - \tau_{i-1}) \right)^\sigma . d\lambda \\
 &= K \left(x_{i-1} \int_0^1 \left(\tau_{i-1} + \lambda(\tau_i - \tau_{i-1}) \right)^\sigma . d\lambda + (x_i - x_{i-1}) \int_0^1 \lambda \left(\tau_{i-1} + \lambda(\tau_i - \tau_{i-1}) \right)^\sigma . d\lambda \right) \\
 &= K \left(x_{i-1} \left[\frac{\left(\tau_{i-1} + \lambda(\tau_i - \tau_{i-1}) \right)^{\sigma+1}}{(\sigma+1)(\tau_i - \tau_{i-1})} \right]_0^1 + (x_i - x_{i-1}) \left(\left[\lambda \frac{\left(\tau_{i-1} + \lambda(\tau_i - \tau_{i-1}) \right)^{\sigma+1}}{(\sigma+1)(\tau_i - \tau_{i-1})} \right]_0^1 \right. \right. \\
 &\quad \left. \left. - \int_0^1 \frac{\left(\tau_{i-1} + \lambda(\tau_i - \tau_{i-1}) \right)^{\sigma+1}}{(\sigma+1)(\tau_i - \tau_{i-1})} . d\lambda \right) \right) \\
 &= K \left(x_{i-1} \frac{\tau_i^{\sigma+1} - \tau_{i-1}^{\sigma+1}}{(\sigma+1)(\tau_i - \tau_{i-1})} + (x_i - x_{i-1}) \left(\frac{\tau_i^{\sigma+1}}{(\sigma+1)(\tau_i - \tau_{i-1})} \right. \right. \\
 &\quad \left. \left. - \left[\frac{\left(\tau_{i-1} + \lambda(\tau_i - \tau_{i-1}) \right)^{\sigma+2}}{(\sigma+1)(\sigma+2)(\tau_i - \tau_{i-1})^2} \right]_0^1 \right) \right) \\
 &= K \left(\frac{x_i \tau_i^{\sigma+1} - x_{i-1} \tau_{i-1}^{\sigma+1}}{(\sigma+1)(\tau_i - \tau_{i-1})} - (x_i - x_{i-1}) \left[\frac{\left(\tau_{i-1} + \lambda(\tau_i - \tau_{i-1}) \right)^{\sigma+2}}{(\sigma+1)(\sigma+2)(\tau_i - \tau_{i-1})^2} \right]_0^1 \right) \\
 Diss_i^t &= K \frac{x_i \tau_i^{\sigma+1} - x_{i-1} \tau_{i-1}^{\sigma+1} - (x_i - x_{i-1}) \frac{\tau_i^{\sigma+2} - \tau_{i-1}^{\sigma+2}}{(\sigma+2)(\tau_i - \tau_{i-1})}}{(\sigma+1)(\tau_i - \tau_{i-1})} \tag{C.17}
 \end{aligned}$$

C.2.3 condition en surface

La partie la plus délicate consiste à calculer la valeur de (x, h, τ) en surface et de l'intégrer au schéma numérique.

La méthode que nous utilisons est d'ajouter un point « flottant » $\{x_s, h_s, \tau_s\}_t$, qui vérifie les équations C.12, C.11 et C.13, et de ne calculer les variables que pour i allant de 1 à i_{top} , i_{top} étant le dernier point avant la surface, c'est-à-dire le plus grand i tel que $x_i > x_s + \epsilon|\delta x|$ (on rappelle que l'axe x est décroissant). L'intérêt d'introduire ce ϵ est que comme on calculera les dérivées spatiales en surface entre $x_{i_{top}}$ et x_s , d'éviter d'avoir un $x_s - x_{i_{top}}$ qui puisse être arbitrairement petit, en imposant $|x_s - x_{i_{top}}| > \epsilon|\delta x|$. La valeur utilisée est $\epsilon = 0.01$.

Ainsi, on discrétise les équations C.11, C.12 et C.13 entre $x_{i_{top}}$ et x_s , et après intégration de x_s , on recherche le plus grand i tel que $x_i > x_s + \epsilon$ (en pratique, on effectue une boucle à partir de i_{top} en montant ou en descendant suivant la valeur de $x_s^{t+\delta t}$). Si on a $i_{top}^{t+\delta t} < i_{top}^t$, on « désactive » les points entre $i_{top}^{t+\delta t}$ et i_{top}^t en remplaçant la valeurs des variables (h et τ) par des *missing-value*, et si on a $i_{top}^{t+\delta t} > i_{top}^t$, on « crée » les points entre i_{top}^t et $i_{top}^{t+\delta t}$ en interpolant linéairement les variables entre i_{top}^t et x_s .

h en surface

On commence par calculer $h_s^{t+\delta t}$ en utilisant l'équation C.11, $dh_s/dt = P - E$, car cette équation ne dépend d'aucune variable excepté h_s ; en effet, selon l'équation C.14 : $P = k_i q e^{-\frac{E A_i}{R}(\frac{1}{T} - \frac{1}{T_0})} f_{sp}(h_s)$.

Dans le cas où on l'utilise la loi *humped* pour la *soil production function* ($f_{sp}(h_s) = e^{-\frac{h_s}{d_1}} - k_1 e^{-\frac{h_s}{d_2}}$), la dépendance de dh_s/dt en h_s devient trop complexe pour pouvoir utiliser un schéma implicite, on utilise donc le schéma Runge-Kutta 4, moyennant quelques corrections.

On rappelle que ce schéma consiste à estimer quatre fois la dérivée de $h_s(t)$ et de moyenner ces quatre estimations en une « estimation finale », ce qui revient comme E ne dépend pas de h_s à estimer quatre fois P .

On écrit donc $h_s^{t+\delta t} = h_s^t + \delta t(\tilde{P} - E)$ avec $\tilde{P}$ calculé par le schéma Runge-Kutta 4. Et c'est cette même estimation $\tilde{P}$ qui est utilisée dans le calcul de $h_i^{t+\delta t}$ (équation C.15).

Le schéma Runge-Kutta 4 classique serait (en notant $f(h_s) = k_i q e^{-\frac{E A_i}{R}(\frac{1}{T} - \frac{1}{T_0})} f_{sp}(h_s)$:

$$\begin{aligned} P_1 &= f(h_s^t) \quad , \quad h_{s1} = h_s^t + (\delta t/2)(P_1 - E) \\ P_2 &= f(h_{s1}) \quad , \quad h_{s2} = h_s^t + (\delta t/2)(P_2 - E) \\ P_3 &= f(h_{s2}) \quad , \quad h_{s3} = h_s^t + \delta t(P_3 - E) \\ P_4 &= f(h_{s3}) \\ \tilde{P} &= \frac{P_1 + 2P_2 + 2P_3 + P_4}{6} \end{aligned}$$

On y apporte les corrections suivantes :

1. On impose que les estimations h_{s1} , h_{s2} et h_{s3} soit nulles si le schéma calcule une valeur négative (l'équation C.11 n'a de sens qu'avec h_s positif).
2. Dans le cas de la loi *humped* uniquement, si le pas de temps est vraiment trop grand, quand h_s^t est inférieur à sa valeur d'équilibre, la première estimation h_{s1} peut être supérieure à cette valeur d'équilibre, et P_2 sera alors, à cause de la décroissance exponentielle, quasiment nul comparé à P_1 . Ce qui peut donner une deuxième estimation h_{s2} nulle, donc P_3 et P_4 très faible également, donc un $h_s^{t+\delta t}$ proche de 0, où en tout cas plus petit que h_s^t alors qu'il devrait être plus grand.

Pour éviter cela, on commence par calculer une approximation de h_s à l'équilibre, $\hat{h}_{eq}$, qui consiste à remarquer que $d_1 \gg d_2$, ce qui implique que $f(h_s) \approx k_i q e^{-\frac{E A_i}{R} (\frac{1}{T} - \frac{1}{T_0})} e^{-\frac{h_s}{d_1}}$. On remarque que cette approximation de f est toujours strictement supérieure à f . Ainsi, $\hat{h}_{eq} > h_{eq}$.

On impose alors si $h_s^t < \hat{h}_{eq}$ que les estimations h_{s1} , h_{s2} et h_{s3} ne soient pas plus grande que $\hat{h}_{eq}$. En effet, h_s ne peut pas dépasser sa valeur d'équilibre, $\hat{h}_{eq}$ est de toute façon (légèrement) plus grand que cette valeur d'équilibre. Cela limite sérieusement le problème puisque $P(\hat{h}_{eq}) \approx E$ (par définition), donc on ne se trompera pas sur le signe de la dérivée de h (c'est-à-dire $\tilde{P} - E$).

On impose également que « l'estimation finale » $h_s^{t+\delta t}$ ne dépasse pas $\hat{h}_{eq}$, toujours si $h_s^t < \hat{h}_{eq}$.

Aucune correction de ce type n'est apportée dans l'autre sens (si on a $h_s^t > \hat{h}_{eq}$).

Si la valeur prédite de $h_s^{t+\delta t}$ est négative (ou nulle), on impose $E = \frac{h_s^t}{\delta t} + \tilde{P}$ ($\Rightarrow h_s^{t+\delta t} = 0$), $x_s^{t+\delta t} = 1$ et $\tau_s^{t+\delta t} = 0$, et on « désactive » tous les points x_i .

Enfin, remarquons qu'il existe un cas où l'on peut trouver la solution analytique de h_s même quand l'érosion est non nulle, c'est le cas de la *soil production function* exponentielle. En effet, l'équation C.11 devient donc :

$$\frac{dh_s}{dt} = P_o e^{-\frac{h_s}{d}} - E$$

Cette équation se résout avec le changement de variable : $y = e^{\frac{h_s}{d}}$. On a alors :

$$\frac{dy}{dt} = \frac{e^{\frac{h_s}{d}}}{d} \frac{dh_s}{dt} = \frac{P_o}{d} - \frac{E}{d} e^{\frac{h_s}{d}}$$

On aboutit donc à une équation différentielle linéaire avec second membre :

$$\frac{dy}{dt} = -\frac{E}{d} y + \frac{P_o}{d}$$

Dans ce cas particulier, on résout analytiquement cette équation entre t et $t + \delta t$ en considérant que E et P_o sont constants pendant cet intervalle de temps. Ainsi :

$$\begin{aligned} y(t + \delta t) &= \left(y(t) + \frac{P_o}{E} \right) e^{-\frac{E(t+\delta t-t)}{d}} - \frac{P_o}{E} \\ &= y(t) \left(\left(1 + \frac{P_o}{E} \frac{1}{y(t)} \right) e^{-\frac{E\delta t}{d}} - \frac{P_o}{E} \frac{1}{y(t)} \right) \end{aligned}$$

Soit :

$$h_s(t + \delta t) = h_s(t) + d \ln \left(\left(1 + \frac{P_o}{E} e^{-\frac{h_s(t)}{d}} \right) e^{-\frac{E \delta t}{d}} - \frac{P_o}{E} e^{-\frac{h_s(t)}{d}} \right)$$

L'intérêt d'avoir factorisé par $y(t)$ est de ne pas avoir à calculer d'exponentielle positive à l'intérieur du logarithme, ce qui — bien que strictement équivalent du point de vue mathématique — ferait planter le code numérique en créant un nombre trop grand pendant le calcul de l'expression.

Il faut également traiter le cas particulier ou $E = 0$:

$$h_s(t + \delta t) = h_s(t) + \ln \left(1 + e^{-\frac{h_s(t)}{d}} \frac{P_o \delta t}{d} \right)$$

L'avantage de cette méthode est, en plus d'être plus précise qu'une discrétisation en temps, de ne jamais poser de problème de stabilité numérique pour h_s .

calcul du profil de h et τ

La deuxième étape d'intégration est le calcul de $h_i^{t+\delta t}$ et $\tau_i^{t+\delta t}$, en utilisant la méthode vue parties 2.1 et 2.2, et en utilisant la valeur $\tilde{P}$ calculée juste avant. On calcule ses valeurs jusqu'à ce que $h_i^{t+\delta t}$ devienne supérieur à $h_s^{t+\delta t}$. Si c'est le cas, on définit le nouvel $i_{top} = i - 1$, on interpole linéairement entre $i - 1$ et i pour calculer $x_s^{t+\delta t}$ et $\tau_s^{t+\delta t}$, et on supprime les points allant de i à l'ancien i_{top} . Sinon, le calcul s'effectue normalement de 1 à i_{top} , et on utilise les équations « de surface » pour calculer $x_s^{t+\delta t}$ et $\tau_s^{t+\delta t}$.

τ et x en surface

On calcule $\tau_s^{t+\delta t}$ en discrétisant l'équation C.13 $\frac{d\tau_s}{dt} = 1 - E(t) \frac{\partial \tau}{\partial x}(x_s, t) / \frac{\partial h}{\partial x}(x_s, t)$ avec un schéma implicite, c'est-à-dire en estimant les dérivées spatiales au temps $t + \delta t$:

$$\begin{aligned} \tau_s^{t+\delta t} &= \tau_s^t + \delta t \left(1 - E(t) \frac{\tau_s^{t+\delta t} - \tau_{i_{top}}^{t+\delta t}}{h_s^{t+\delta t} - h_{i_{top}}^{t+\delta t}} \right) \\ \Rightarrow \tau_s^{t+\delta t} &= \frac{\tau_s^t + \delta t \left(1 + \frac{E(t)}{h_s^{t+\delta t} - h_{i_{top}}^{t+\delta t}} \tau_{i_{top}}^{t+\delta t} \right)}{1 + \delta t \frac{E(t)}{h_s^{t+\delta t} - h_{i_{top}}^{t+\delta t}}} \end{aligned} \quad (C.18)$$

Enfin, on calcule $x_s^{t+\delta t}$ en discrétisant également l'équation C.12 $\frac{dx_s}{dt} = -K(t) x_s \tau(x_s, t)^\sigma - E(t) / \frac{\partial h}{\partial x}(x_s, t)$ avec un schéma implicite :

$$x_s^{t+\delta t} = x_s^t - \delta t \left(K(t) \tau_s^{t+\delta t} + E(t) \frac{x_s^{t+\delta t} - x_{i_{top}}^{t+\delta t}}{h_s^{t+\delta t} - h_{i_{top}}^{t+\delta t}} \right)$$

$$\Rightarrow x_s^{t+\delta t} = \frac{x_s^t + \delta t \frac{E(t)}{h_s^{t+\delta t} - h_{i_{top}}^{t+\delta t}} x_{i_{top}}^{t+\delta t}}{1 + \delta t \left(K(t) \overline{\tau}^\sigma + \frac{E(t)}{h_s^{t+\delta t} - h_{i_{top}}^{t+\delta t}} \right)} \quad (\text{C.19})$$

Avec $\overline{\tau}^\sigma$ calculé de manière similaire à celle vu partie C.2.2, en moyennant τ^σ entre $x_{i_{top}}^t$ et x_s^t . On ne moyenne pas $x\tau^\sigma$ comme dans la partie C.2.2 car cela peut conduire à une surestimation et à un x_s négatif, même avec le schéma implicite.

Avec un calcul similaire à celui effectué dans la partie C.2.2, on obtient :

$$\overline{\tau}^\sigma = \frac{\tau_s^{\sigma+1} - \tau_{i_{top}}^{\sigma+1}}{(\sigma + 1)(\tau_s - \tau_{i_{top}})}$$

ajout/suppression des points de discrétisation

Pour finir, on compare la valeur calculée $x_s^{t+\delta t}$ à $x_{i_{top}}$. Au vu de l'équation C.19, $x_s^{t+\delta t}$ ne peut pas être supérieur à $x_{i_{top}}$. Les points sont en fait supprimés lorsqu'ils deviennent plus hauts que h_s , et qu'on doit alors chercher un i_{top} plus bas.

Et si $x_s^{t+\delta t} < x_{i_{top}} + (1+\epsilon)\delta x$ (on rappelle que l'axe x est décroissant, et donc $\delta x < 0$), on ajoute les points x_i entre $x_{i_{top}}$ et $x_s^{t+\delta t}$ par interpolation linéaire, c'est-à-dire :

$$f_i^{t+\delta t} = f_{i_{top}}^{t+\delta t} + \frac{x_i - x_{i_{top}}}{x_s - x_{i_{top}}} (f_s^{t+\delta t} - f_{i_{top}}^{t+\delta t})$$

On applique cette formule uniquement au « vrais » nouveaux points, et pas à ceux dont la hauteur h_i était supérieure à h_s . Ceux-ci (s'ils n'ont pas été supprimés à cause de la nouvelle valeur de x_s) sont laissés à la valeur h_s et seront supprimés si besoin à l'itération suivante.

Ces étapes d'ajout ou suppression de points sont illustrés fig. C.2 et C.3 (respectivement).

C.2.4 stabilité du schéma implicite-upstream

Notre analyse s'appuie sur le critère fondamental de cohérence suivant : on doit avoir en tout point x_i :

$$h_{i+1} > h_i \quad \text{et} \quad \tau_{i+1} > \tau_i$$

Et aux limites, on impose $h_0 = 0$ et $\tau_0 = 0$, et il faut également que $h_s > h_{i_{top}}$ et $\tau_s > \tau_{i_{top}}$.

Ce critère est nécessaire pour la stabilité du schéma, mais il n'est pas forcément suffisant. Il implique notamment que h et τ restent positifs puisqu'on impose leurs valeurs

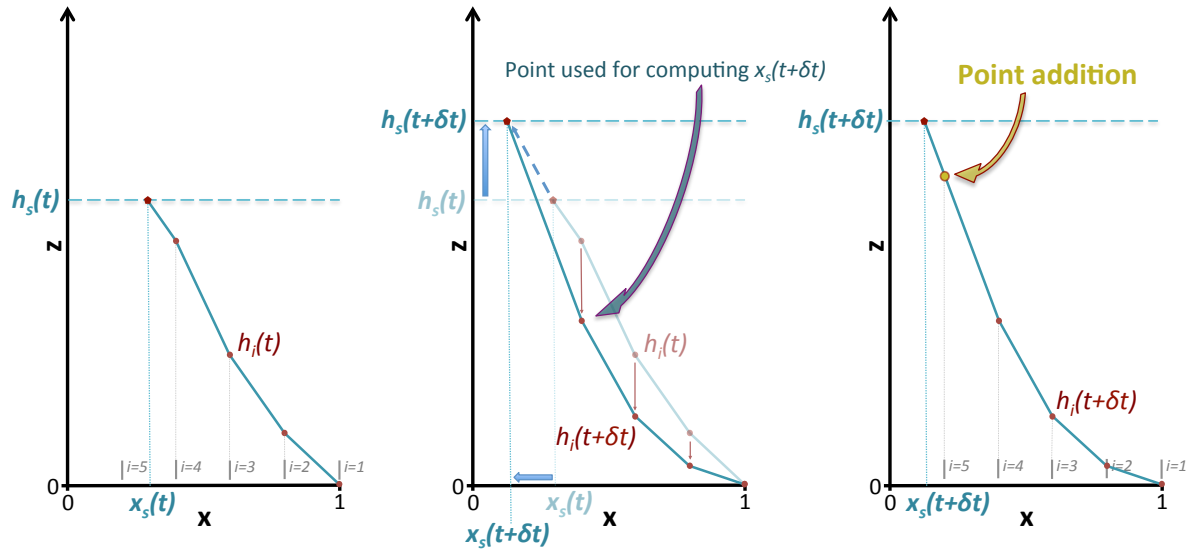


FIGURE C.2 – Schematic of discrete regolith profile with point addition between two timesteps.

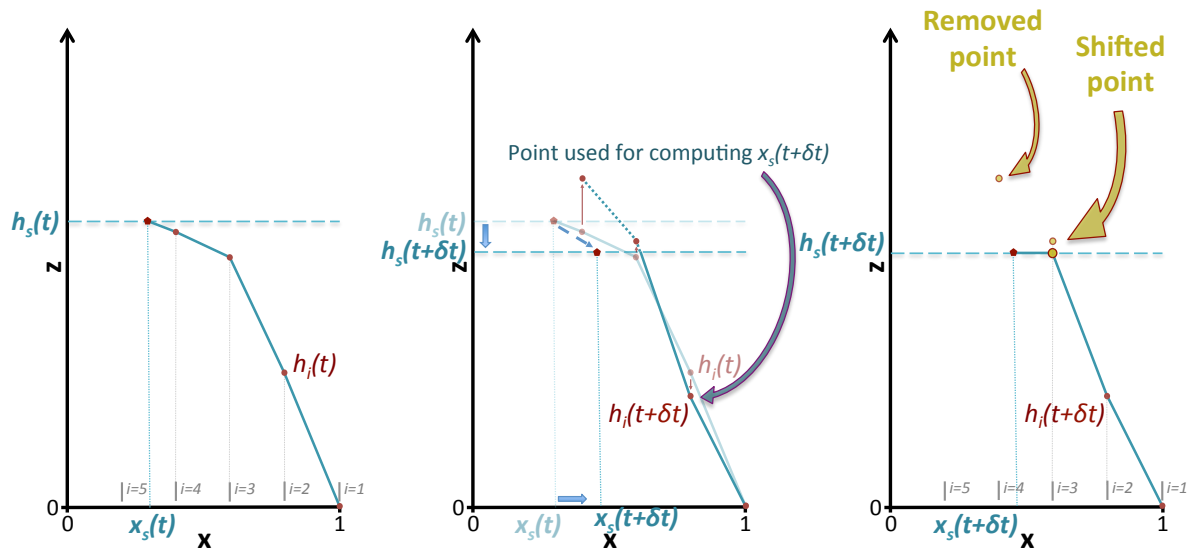


FIGURE C.3 – Schematic of discrete regolith profile with point removal between two timesteps.

à 0 à la base.

On démontre par récurrence que ce critère est respecté par le schéma t-implicite x-upstream quelle que soit la valeur des paramètres et des pas de discrétisation, y compris pour un δx variable. Il faut simplement que $\sigma > -1$ faute de quoi les équations n'ont pas de sens (singularité en 0) et bien évidemment que $K > 0$ ($P > 0$ est évident mais non nécessaire).

Tout d'abord, comme les équations sont $Dh/Dt = 1$ et $D\tau/Dt = P$, on notera pour plus de généralité $f = h$ ou τ et $C = P$ ou 1.

Supposons que notre critère de cohérence soit vérifié à l'instant t pour tout i et à

l'instant $t + \delta t$ entre 1 et i . On utilise les équations C.15 et C.16 :

$$f_{i+1}^{t+\delta t} > f_i^{t+\delta t} \Leftrightarrow \frac{f_{i+1}^t + C\delta t - Diss_{i+1}^t \frac{\delta t}{\delta_{i+1}x} f_i^{t+\delta t}}{1 - Diss_{i+1}^t \frac{\delta t}{\delta_{i+1}x}} > \frac{f_i^t + C\delta t - Diss_i^t \frac{\delta t}{\delta_{i+1}x} f_{i-1}^{t+\delta t}}{1 - Diss_i^t \frac{\delta t}{\delta_{i+1}x}}$$

Pour plus de lisibilité, on note $a_i = -Diss_i^t \frac{\delta t}{\delta_{i+1}x} > 0$ car $\delta_{i+1}x < 0$:

$$\Leftrightarrow \frac{f_{i+1}^t + C\delta t + a_{i+1}f_i^{t+\delta t}}{1 + a_{i+1}} > \frac{f_i^t + C\delta t + a_i f_{i-1}^{t+\delta t}}{1 + a_i}$$

$$\Leftrightarrow (1 + a_i) \left[f_{i+1}^t + C\delta t + a_{i+1}f_i^{t+\delta t} \right] > (1 + a_{i+1}) \left[f_i^t + C\delta t + a_i f_{i-1}^{t+\delta t} \right]$$

$$\Leftrightarrow$$

$$(1 + a_i) \left[f_{i+1}^t + C\delta t + a_{i+1}f_i^{t+\delta t} \right] - (1 + a_i + (a_{i+1} - a_i)) \left[f_i^t + C\delta t + a_i f_{i-1}^{t+\delta t} \right] > 0$$

$$\Leftrightarrow$$

$$(1 + a_i) \left[f_{i+1}^t - f_i^t + a_{i+1}f_i^{t+\delta t} - a_i f_{i-1}^{t+\delta t} \right] + (a_i - a_{i+1}) \left[f_i^t + C\delta t + a_i f_{i-1}^{t+\delta t} \right] > 0$$

$$\Leftrightarrow$$

$$(1 + a_i) \left[f_{i+1}^t - f_i^t + a_i f_i^{t+\delta t} - (a_i - a_{i+1}) f_i^{t+\delta t} - a_i f_{i-1}^{t+\delta t} \right] + (a_i - a_{i+1}) \left[f_i^t + C\delta t + a_i f_{i-1}^{t+\delta t} \right] > 0$$

$$\Leftrightarrow$$

$$(1 + a_i) \left[f_{i+1}^t - f_i^t + a_i (f_i^{t+\delta t} - f_{i-1}^{t+\delta t}) \right] + (a_i - a_{i+1}) \left[f_i^t + C\delta t + a_i f_{i-1}^{t+\delta t} - (1 + a_i) f_i^{t+\delta t} \right] > 0$$

Or, en réécrivant légèrement le schéma numérique, on a : $(1 + a_i) f_i^{t+\delta t} = f_i^t + C\delta t + a_i f_{i-1}^{t+\delta t}$.

$$\Leftrightarrow (1 + a_i) \left[f_{i+1}^t - f_i^t + a_i (f_i^{t+\delta t} - f_{i-1}^{t+\delta t}) \right] > 0$$

Ce qui est toujours le cas puisque par hypothèse $f_{i+1}^t - f_i^t > 0$ et $f_i^{t+\delta t} - f_{i-1}^{t+\delta t} > 0$ et que $a_i > 0$.

Cette démonstration fait appel à une double récurrence (entre 0 et t pour tout i et entre 1 et i à $t + \delta t$), Il faut donc deux initialisations : Le profil initial f_i^0 doit être cohérent

($f_{i+1}^0 > f_i^0$ pour tout i), et il faut aussi que $f_1^{t+\delta t} > f_0^{t+\delta t} = 0$ qui est la condition au bord.

$$f_1^{t+\delta t} = \frac{f_1^t + C\delta t + a_1 f_0^{t+\delta t}}{1 + a_1} = \frac{f_1^t + C\delta t}{1 + a_1} > 0 \text{ car tous les termes sont } > 0$$

Et quant à la condition de surface, on a vu partie C.2.3 qu'on choisissait i_{top} de sorte à ce que $h_{i_{top}} < h_s$, et pour τ_s , son calcul (equation C.18) est de la forme :

$$\tau_s^{t+\delta t} = \frac{\tau_s^t + C\delta t + a_s \tau_{i_{top}}^{t+\delta t}}{1 + a_s} \text{ avec } C = 1 \text{ et } a_s = \frac{\delta t E(t)}{h_s^{t+\delta t} - h_{i_{top}}^{t+\delta t}} > 0$$

Cela rentre donc dans le cadre de cette démonstration $\Rightarrow \tau_s^{t+\delta t} > \tau_{i_{top}}^{t+\delta t}$.

C.3 Flux de masse et flux d'altération

C.3.1 masse des phases primaires

Tout d'abord, se pose la question de comment représenter dans le modèle la masse des phases primaires dans le profil. Pour qu'il n'y ait pas de variation artificielle de la masse lorsqu'on ajoute un point par interpolation linéaire entre deux autres, la seule manière de procéder est de supposer que la masse varie linéairement entre deux niveaux. C'est équivalent au fait que h varie linéairement entre x_i et x_{i+1} .

Ayant pris cela en compte, la masse totale des phases primaires se calcule tout simplement avec la méthode des trapèzes (voir aussi fig. C.4) :

$$M_{tot} = m_0 \left(\sum_{i=1}^{i_{top}-1} \frac{x_{i+1} + x_i}{2} (h_{i+1} - h_i) + \frac{x_s + x_{i_{top}}}{2} (h_s - h_{i_{top}}) \right)$$

Modifié comme ci-dessous pour faciliter le calcul (en tenant compte du fait que les points x_i sont régulièrement espacés, et décroissants $\Rightarrow \delta x < 0$) :

$$M_{tot} = m_0 \left(-\delta x \sum_{i=2}^{i_{top}-1} h_i + \frac{x_{i_{top}} + x_{i_{top}-1}}{2} h_{i_{top}} + \frac{x_s + x_{i_{top}}}{2} (h_s - h_{i_{top}}) \right) \quad (C.20)$$

C.3.2 flux d'altération

Le but de ce modèle n'est pas tant la représentation d'un profil d'altération, mais le calcul du flux d'altération, c'est-à-dire de la consommation de CO_2 . Ce flux d'altération est directement proportionnel au flux de dissolution des phases primaires. La façon la plus simple de le calculer est d'effectuer un bilan de masse des phases primaires :

$$\frac{dM_{tot}}{dt} = F_{prod} - F_{eros} - F_{diss}$$

Et de déduire le flux dissout F_{diss} de cette égalité.

En effet, le flux de production de régolithe se calcule facilement, $F_{prod} = m_0 P(t)$. Quant au flux d'érosion des phases primaires, analytiquement, il vaut $F_{eros} = m_0 x_s(t) E(t)$. Mais cette expression n'est pas utilisable numériquement quand x_s varie beaucoup d'un pas de temps à l'autre. Si en plus le F_{eros} est très grand par rapport à F_{diss} , ce dernier sera calculé comme la différence de deux termes bien plus grands que lui, et les erreurs numériques liés à x_s entraîneront un F_{diss} surestimé de plusieurs ordres de grandeur, ou négatif.

Même si l'on revient à la définition intrinsèque de F_{diss} comme la somme des dissolutions à chaque niveau x_i , on retombe exactement sur le même problème de partitionnement entre érosion et dissolution dans le dernier niveau (x_{top}). La seule manière d'éviter des erreurs trop importantes est d'affiner le calcul de ce partitionnement.

La méthode adoptée est la suivante : Dans le cas où il n'y a pas de suppression de point entre deux pas de temps, même s'il y a des ajouts, on ne peut pas avoir d'information sur x_s entre les deux pas de temps, on suppose donc qu'il évolue linéairement entre les deux pas de temps (les ajouts de points se font d'ailleurs par interpolation linéaire). On a donc :

$$F_{eros}^t = m_0 \frac{x_s^t + x_s^{t+\delta t}}{2} E^t$$

En revanche, si il y a suppression d'un ou plusieurs points entre t et $t + \delta t$, le profil de h impose des contraintes sur la variation de x_s entre deux pas de temps. Si il y a une rupture de pente dans le profil de x en fonction de h , la vitesse d'évolution de x_s ne sera pas constante.

On prend cela en compte en effectuant un calcul supplémentaire dit « sans érosion (cf fig. C.4) » : on suppose que la surface « se déplace » (par rapport au niveau de base $x = 1$) à une vitesse constante $(h_s^{t+\delta t} - h_s^t)/dt$, tandis que chaque point « se déplace » à une vitesse $(h_i^{t+\delta t} - h_i^t)/dt$. Pour les points qui seront supprimés au temps $t + \delta t$, on

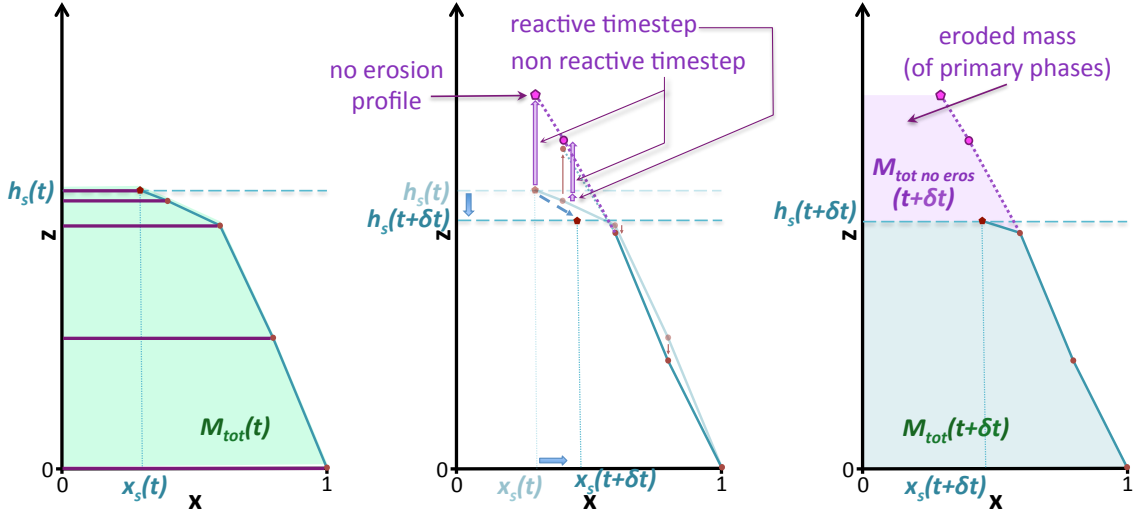


FIGURE C.4 – Schematic of discrete regolith profile and mass computation.

peut diviser le pas de temps en deux parties : avant qu'ils ne « croisent » la surface : δt_R , et après qu'ils aient croisés la surface : $\delta t - \delta t_R$.

$$\delta t_R(i) = \frac{h_s^t - h_i^t}{(h_i^{t+\delta t} - h_i^t) - (h_s^{t+\delta t} - h_s^t)} \delta t \quad (\text{C.21})$$

On considère dans ce calcul « sans érosion » que tant que le point est sous la surface, il est chimiquement réactif, donc on prend en compte la dissolution, et quand il est passé « au-dessus de la surface », il n'est plus réactif, et donc, on ne prend plus en compte la dissolution.

Pour tous les point i concernés, le calcul de $\tilde{h}^{t+\delta t}$ (h sans érosion) se fait donc de la façon suivante, en reprenant l'équation C.15 :

$$\tilde{h}_i^{t+\delta t} = \frac{h_i^t + P\delta t_R - \frac{\delta t_R}{\delta x} \text{Diss}_i^t \tilde{h}_{i-1}^{t+\delta t_R}}{1 - \frac{\delta t_R}{\delta x} \text{Diss}_i^t} + P(\delta t - \delta t_R) \quad (\text{C.22})$$

Et pour la condition de surface :

$$\begin{aligned} \tilde{h}_s^{t+\delta t} &= P(\delta t - \delta t_R) = P\delta t \\ \tilde{x}_s^{t+\delta t} &= x_s^t \end{aligned}$$

Pour les points qui ne sont pas supprimés au temps $t + \delta t$, cela ne change rien, on a $\tilde{h} = h$. Tout ceci est illustré fig. C.4.

Notons que, à cause de la coordonnée x , un point peut être supprimé soit parce que le régalithe se réduit ($E > P$), soit parce que la dissolution est trop faible par rapport à la « remontée » de matière (par rapport au niveau de base $x = 1$), et donc à h fixé, x diminue, ce qui fait que, en coordonnée x , à x_i fixé, h_i augmente ; et s'il devient plus grand que h_s , le point i est supprimé.

Le flux de masse primaire érodée F_{eros}^t est alors simplement calculé par la différence de masse entre le profil sans érosion $\tilde{h}^{t+\delta t}$ et le profil réel $h^{t+\delta t}$ divisé par δt :

$$F_{eros}^t = \frac{\tilde{M}_{tot}^{t+\delta t} - M_{tot}^{t+\delta t}}{\delta t}$$

La masse des profils est calculée selon la méthode vue dans la sous-partie précédente (C.3.1). Le flux dissout F_{diss}^t est finalement calculé à partir du bilan de masse entre t et $t + \delta t$, il ne peut être négatif avec cette méthode.

Annexe D

Annexes de l'article *Modeling continental weathering and river $d^7\text{Li}$ variability throughout the Amazon Basin*

Sommaire

D.1	App. A: HYBAM stations and correction method	247
D.2	App. B: numerical resolution of lithium models	249
D.3	App. C: lithium fractionation factor	251
D.4	App. D: parameter exploration and optimizations	251

(Moquet et al., 2016), using the same correction procedure for the atmospheric inputs than Moquet et al. (2011). For each sampling station, we subtract the flux from the upstream stations in order to get fluxes from non-overlapping areas. The map of these non-overlapping watersheds and their corresponding stations is shown in Fig. D.1. 8 of them had to be removed from the present analyses because the subtraction procedure gave aberrant fluxes due to the proximity of the upstream and downstream stations considered to calculate the sub-basin flux (CES, EXU, FAZ, OBI, PVE, SRE, TAB, TAM). Their watersheds and names are drawn and written in transparency on Fig. D.1.

These measured fluxes are used to correct both the erosion and weathering charts used by the model. First, the watershed are converted into the regular $0.5^\circ \times 0.5^\circ$ model grid as follow: for each station k , for each cell of the grid $\{i, j\}$ (ie: cell located at the i^{th} column and the j^{th} row), we computed the area common to the watershed k and the grid cell $\{i, j\}$: $A_{i,j}^k$.

The total area of the cell is $A_{i,j}^{\text{tot}}$. The modeled erosion flux at the station k is then:

$$F_k = \sum_{i,j} E_{i,j} A_{i,j}^k$$

where $E_{i,j}$ is the erosion rate field as used by the lithium model.

F_k^{dat} is the erosion flux measured at the station k . The simplest way to correct the erosion $E_{i,j}$ would be to multiply each cell of the considered watershed by the ratio of the measured erosion flux at station k versus the model integrated erosion flux at the same station. The correction would thus be uniform over one given watershed:

$$E_{i,j}^{\text{corr}} = E_{i,j} \cdot (F_k^{\text{dat}} / F_k)$$

The problem is that many cells intercept several watersheds. They would see their erosion rate corrected several times, and these corrections are incompatible. We overcame this issue by correcting iteratively the whole erosion field.

Starting with:

$$E_{i,j}^0 = E_{i,j}$$

We iterated as follow:

$$F_k^n = \sum_{i,j} E_{i,j}^n A_{i,j}^k$$

$$E_{i,j}^{n+1} = E_{i,j}^n \prod_k (F_k^{\text{dat}} / F_k^n)^{A_{i,j}^k / A_{i,j}^{\text{tot}}}$$

The exponent $A_{i,j}^k/A_{i,j}^{tot}$ ensures that cells not intercepting the watershed k will not be modified by F_k^{dat} , and also provides smoother transition for cells at the boundary between several watersheds. Note that the order of the stations (k) used for the computation has no importance because the terms of the product are interchangeable.

This process converges toward a stable corrected field $E_{i,j}^\infty$ that satisfies —for each k — the relation $F_k^\infty = \sum_{i,j} E_{i,j}^\infty A_{i,j}^k = F_k^{dat}$. In practice, we computed 10 iterations which is enough to get close to this relation.

The corrected erosion field is used to compute the silicate cations dissolution field (Eq. 6.9), which is then corrected by the HYBAM measurements of silicate cations using exactly the same method. Finally, the lithium dissolution is computed with this corrected cation dissolution rate assuming a constant lithium-cation ratio in source rock:

$$F_{diss}(\text{Li}) = \frac{\chi_{\text{Li}}}{\chi_{\text{cat}}} F_{diss}^{corr}(\text{cat})$$

Note that the field of cation dissolution rate computed in Maffre et al. (2018b) —with optimization only on HYBAM data— was already in agreement with data ($r^2 = 0.45$), most of rivers misfit the data by less than an factor 2.

D.2 Appendix B: numerical resolution of lithium models

Cells of the model mesh are first ordered from upstream to downstream along the specified drainage network and then treated in that order, so that their incoming water fluxes and material are known. In the drainage network we used, each cell is connected to a unique downstream cell, and the following equations involve this assumption. Once the sorting complete, the four integration steps are computed cell by cell in the following order. (H denotes *hillslope* model and F *floodplain* model):

1. Running the *hillslope* model (Eq. 6.2 and 6.1) and computing $F_{riv}(\text{Li})_H$ and $\delta_{riv}^7 \text{Li}_H$
2. Averaging the outputs of all upstream cells which are directly connected to the considered cell, to initialize the *floodplain* model:

$$F_{riv}(\text{Li}) = \sum_{upstream} F_{out}$$

$$\delta_{riv}^7 \text{Li}_F(0) = \sum_{upstream} \delta_{riv}^7 \text{Li}_{out} \cdot F_{riv}^7 \text{Li}_{out} / F_{riv}^7 \text{Li}_F(0)$$

$$Q_F = \sum_{upstream} Q_{out} + q \cdot A_{flood}$$

out stands for “leaving the cell”. $\delta_{riv}^7 Li_F(0)$ and $F_{riv}(Li)_F(0)$ are the initial value of the *floodplain* model $\delta_{riv}^7 Li$ and $F_{riv}(Li)$. q denotes here the runoff and Q is the water discharge. The discharge within the considered cell floodplain (Q_F) is the sum of the discharges coming from the upstream cells plus the runoff generated by rainfall on the inundated part of the considered cell: $q \cdot A_{flood}$.

3. Integrating the *floodplain* variables $F_{riv}(Li)_F$ and $\delta_{riv}^7 Li_F$ (Eq. 6.2 and 6.1) from $x = 0$ to $x = L$.

We assumed that the integration length is equal to the square root of the cell area ($L = \sqrt{A_{cell}}$). As mentioned in the main text, the precise value of L does not matter, as long as $w \cdot L = A_{flood}$.

Equation 6.3 ($F_{riv}(Li)_F$) is solved using the 4th-order Runge-Kutta method. Q_F , w and $F_{diss}(Li)_F$ being constant in a cell, the equation is then a non-linear differential equation with (locally) constant coefficients.

Equation 6.4 is solved analytically with the approximation that $F_{riv}(x)$ and $F_{sp}(x)$ are constant between 0 and L . Regarding F_{sp} we consider $F_{sp} = \frac{1}{w} \frac{dF_{riv}}{dx} - F_{diss}$ where $\frac{dF_{riv}}{dx}$ is computed with the Runge-Kutta 4th-order method. Regarding F_{riv} , if $F_{riv}(0)$ is null, we take the value $F_{riv}(L)$, otherwise the harmonic mean between $F_{riv}(0)$ and $F_{riv}(L)$ (because Eq. 6.1 is divided by F_{riv}):

$$\overline{F_{riv}} = \begin{cases} F_{riv}(L) & \text{if } F_{riv}(0) = 0 \\ 2 / (1/F_{riv}(0) + 1/F_{riv}(L)) & \text{otherwise} \end{cases}$$

Equation 6.4 becomes:

$$\frac{d\delta_{riv}^7}{dx} = -\frac{wF_{diss}}{\overline{F_{riv}}} \delta_{riv}^7 + \frac{w(F_{diss}\delta_{rock}^7 + F_{sp}\Delta_{land})}{\overline{F_{riv}}} =: a\delta_{riv}^7 + b$$

And the analytical solution is:

$$\delta_{riv}^7(L) = \begin{cases} (\delta_{riv}^7(0) - b/a)e^{-aL} + b/a & \text{if } a > 0 \\ \delta_{riv}^7(0) + bL & \text{if } a = 0 \end{cases}$$

4. Mixing *hillslope* and *floodplain* outputs to compute the values leaving the cell.

At this step we define the out values, ie: value “leaving” the current cell towards the downstream cell. They are the result of the mixing of *hillslope* and *floodplain* output within the current cell:

$$F_{riv}(\text{Li})_{out} = F_{riv}^7 \text{Li}_H + F_{riv}^7 \text{Li}_F$$

$$\delta_{riv}^7 \text{Li}_{out} = (\delta_{riv}^7 \text{Li}_H \cdot F_{riv}^7 \text{Li}_H + \delta_{riv}^7 \text{Li}_F \cdot F_{riv}^7 \text{Li}_F) / F_{riv}^7 \text{Li}_{out}$$

$$Q_{out} = (A_{cell} - A_{flood}) q + Q_F$$

D.3 Appendix C: lithium fractionation factor

Eq. 6.10 is the best fit $aT^{-2} + b$ of the data and ab-initio simulation of lithium isotopic fractionation from (Dupuis et al., 2017, Fig. 5 of their contribution).

Δ_{land} computed this way varies little over the Amazon catchment. It reaches 19‰ in the coldest places of the Andes, but is most of the time close to 17‰, down to 16‰ in the warmest places of the plain (see Fig. D.2).

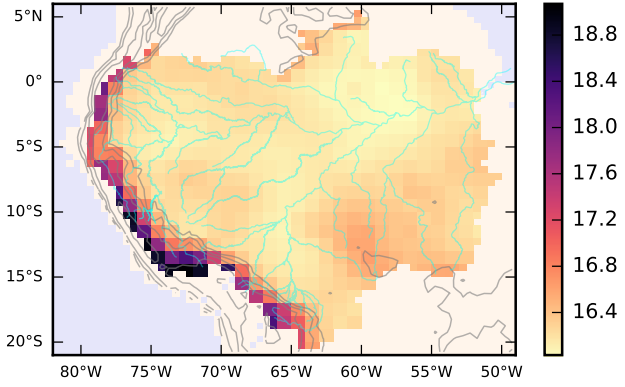


FIGURE D.2 – Li isotopic fractionation occurring during the precipitation of secondary phases Δ_{land} over the Amazon catchment (‰) as computed by Eq. 6.10.

D.4 Appendix D: parameter exploration and the model optimizations.

One of the key process of the model is the calculation of the lithium flux being removed from the water by secondary phases $F_{sp}(\text{Li})$. In the absence of firm constraints, two mathematical expressions are tested (Eq. 6.5 and Eq. 6.6). Each equation has two parameters for which we tested a large range of values. For each tested combination of the two parameters, we ran the complete lithium model and assessed the modelled $\delta_{riv}^7 \text{Li}$ with respect to the data by computing the regression coefficient:

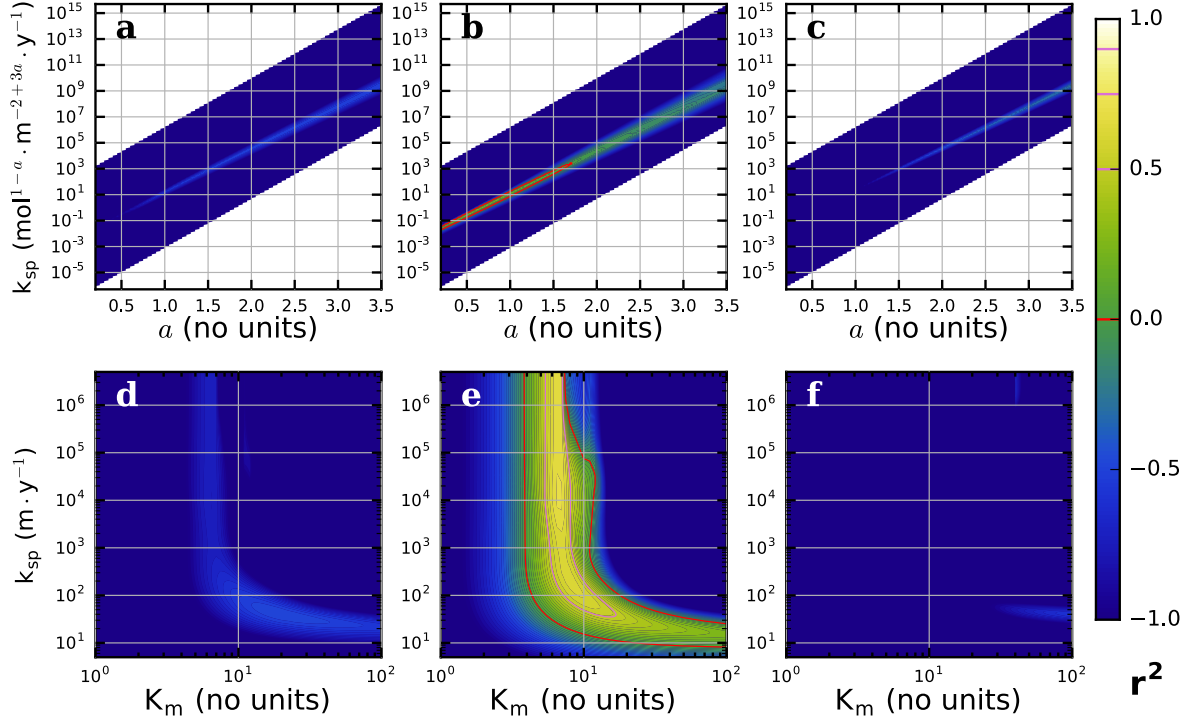


FIGURE D.3 – Exploration of the parameters of Eq. 6.5 (a–c) (case # 1) and Eq. 6.6 (d–f). (case # 2). Each panel shows the data-model regression coefficient (r^2) as a function of the two parameters: k_{sp} and a (a–c) and k_{sp} and K_m (d–f). We remind that a is equivalent to a reaction order, K_m is the saturating SP/diss ratio and k_{sp} is the kinetics constant in both equations. r^2 is computed using: (a and d) all stations (resp. case # 1 and case # 2); (b and e) The Madeira stations (resp. case # 1-M and case # 2-M); (c and f) The Solimões stations (resp. case # 1-S and case # 2-S).

$$r^2 = 1 - \frac{\sum [\Delta\delta_{model}^7 - \Delta\delta_{data}^7]^2}{\sum [\Delta\delta_{data}^7 - \overline{\Delta\delta_{data}^7}]^2}$$

Where $\Delta\delta_{data}^7$ stands for “measured $\delta_{riv}^7\text{Li}$ minus estimated $\delta^7\text{Li}$ of source rock” and $\Delta\delta_{model}^7$ for “modelled $\delta_{riv}^7\text{Li}$ at the corresponding location minus $\delta_{rock}^7\text{Li}$ ”. In the model, $\delta_{rock}^7\text{Li}$ is uniform and set to 1.7‰. $(\overline{\Delta\delta_{data}^7})$ is the unweighted arithmetic average of $\Delta\delta_{data}^7$.

When using Eq. 6.5 to compute $F_{sp}(\text{Li})$, the value of k_{sp} depends closely on the exponent a . Indeed, as $[\text{Li}]_{riv}$ is lower than 1, k_{sp} should increase exponentially with a to maintain a “realistic” value of $k_{sp}[\text{Li}]_{riv}^a$. This appears clearly on Fig. D.3a–c showing the r^2 as a function of k_{sp} and a . For this reason, we did not explore the whole space of parameter: the white regions in Fig. D.3a–c correspond to combinations of k_{sp} and a that have not been tested. Hence, the parameter optimization can be grasped looking at a only, as on Fig. D.4a showing for a given a the maximum r^2 for all values of k_{sp} .

When using the whole dataset (case 1, blue curve on Fig. D.4a), the best r^2 is found for $a = 1.5$, and for higher a , it stays almost at the same value. When using only the Madeira stations (case 1-M, red curve on Fig. D.4a), the best fit is for low a (0.4). When using only the Solimões stations (case 1-S, green curve on Fig. D.4a), the result of the optimization is worse than with the whole dataset. r^2 reaches a plateau for a above 2.

Eq. 6.6 is slightly more complex to interpret. Fig. D.3d-f shows the r^2 as a function of k_{sp} and K_m . The model displays two regimes depending on the value of K_m . For low K_m , F_{sp} is strongly limited by F_{diss} , and weakly by $[Li]_{riv}$. This means that $\delta^7_{riv}Li$ — and consequently r^2 — are almost independent on the value of k_{sp} . Conversely, for high K_m , F_{sp} becomes limited by $[Li]_{riv}$ and not by F_{diss} , which means that the r^2 depends on k_{sp} but very weakly on K_m . In this regime, Eq. 6.6 becomes equivalent to Eq. 6.5 with $a = 1$. Fig. D.4b shows for a given K_m the maximum r^2 of all values of k_{sp} .

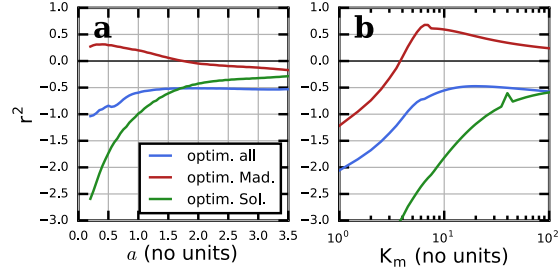


FIGURE D.4 – Parameter exploration of Eq. 6.5 (a-c) or Eq. 6.6 (d-f). Each panel show the data-model regression coefficient (r^2) as a function of a (a) and K_m (b). For each given value of (or K_m) the k_{sp} leading to the best r^2 has been chosen, and this best r^2 is shown on the y axis. Colour code indicates the stations that have been selected to compute the r^2 .

When using the whole dataset (case 2, Fig. D.3d and blue curve on Fig. D.4b), there is a plateau for intermediate values of K_m (between 10 and 50) where the maximum r^2 is found. This corresponds roughly to the transition between the two regimes. When using only the Madeira stations (case 2-M, Fig. D.3e and red curve on Fig. D.4b), the best regression is clearly for low K_m (between 5 and 6), in the first regime. When using only the Solimões stations (case 2-S, Fig. D.3f and green curve on Fig. D.4b), r^2 increases continuously within the tested range of K_m , so it is not possible to strictly define a best regression.

A last optimization has been conducted where we minimize the misfits of only the three “main” outliers of the Solimões system: the Huallaga, the Marañón at Borja and the Morona. Optimizing 2 parameters with 3 data points does not really make sense, this should rather be seen as a test of the model limits: is there a range of parameter able to produce the high δ^7Li observed in these 3 rivers despite their very short path in inundated area? Only the case with Eq. 6.5 is discussed here. There is actually a narrow range of a (between 0.2 and 0.4) for which the r^2 computed with this 3 points is positive (Fig. D.5b). Such low a leads to high and narrow “peaks of δ^7Li ” along river paths (see

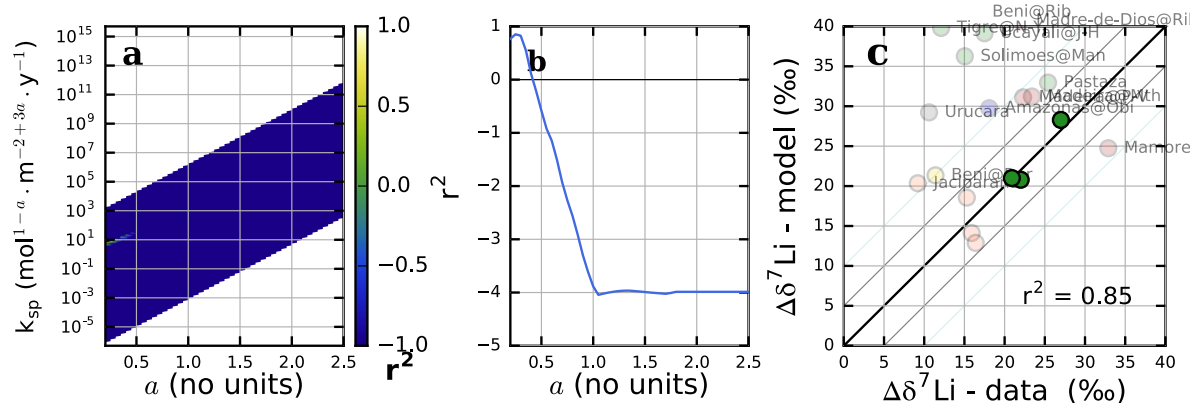


FIGURE D.5 – Parameter exploration of Eq. 6.5 and optimization (according to r^2) on only three Solimões tributaries: Huallaga, Marañón at Borja and Morona. (a) same as Fig. D.3. (b) same as Fig. D.4 (c) same as Fig. 6.8.

Fig. 6.3). In addition, it also requires a kinetics constant k_{sp} around 50 to 100 times higher than for the other optimizations (Fig. D.5a). Besides, Eq. 6.6—that cannot generate such high and narrow peaks—never produces positive r^2 for those 3 points (not shown). Finally, the parameters best explaining these 3 rivers generate unrealistic values for almost all the other rivers (Fig. D.5c).

Bibliographie

- A. M. Anders, G. H. Roe, D. R. Montgomery, et B. Hallet, 2008 : Influence of precipitation phase on the form of mountain ranges. *Geology*, **36** (6), 479, doi : 10.1130/G24821A.1, URL : <https://pubs.geoscienceworld.org/geology/article/36/6/479-482/29774>.
- S. P. Anderson, F. von Blanckenburg, et A. F. White, 2007 : Physical and Chemical Controls on the Critical Zone. *Elements*, **3** (5), 315–319, doi : 10.2113/gselements.3.5.315, URL : <https://pubs.geoscienceworld.org/elements/article/3/5/315-319/137743>.
- F. Anhert, 1967 : The role of the equilibrium concept in the interpretation of landforms of fluvial erosion and deposition. *L'évolution des versants*, 23–41.
- Aristote, 350 av. J.-C. : *Du ciel*.
- D. I. Armstrong McKay, et T. M. Lenton, 2018 : Reduced Carbon Cycle Resilience across the Palaeocene-Eocene Thermal Maximum. *Climate of the Past Discussions*, 1–19, doi : 10.5194/cp-2018-57, URL : <https://www.clim-past-discuss.net/cp-2018-57/>.
- M.-L. Bagard, A. J. West, K. Newman, et A. R. Basu, 2015 : Lithium isotope fractionation in the Ganges–Brahmaputra floodplain and implications for groundwater impact on seawater isotopic composition. *Earth and Planetary Science Letters*, **432**, 404–414, doi : 10.1016/j.epsl.2015.08.036, URL : <http://linkinghub.elsevier.com/retrieve/pii/S0012821X15005622>.
- E. J. Barron, S. L. Thompson, et W. W. Hay, 1984 : Continental distribution as a forcing factor for global-scale temperature. *Nature*, **310** (5978), 574–575, doi : 10.1038/310574a0, URL : <http://www.nature.com/articles/310574a0>.
- E. J. Barron, et W. M. Washington, 1984 : The Role of Geographic Variables in Explaining Paleoclimates : Results From Cretaceous Climate Model Sensitivity Studies. *Journal of Geophysical Research*, **89** (D1), 1267–1279, doi : 10.1029/JD089iD01p01267, URL : <https://doi.org/10.1029/JD089iD01p01267>.
- L. M. Beal, W. P. M. De Ruijter, A. Biastoch, R. Zahn, et SCOR/WCRP/IAPSO Working Group 136, 2011 : On the role of the Agulhas system in ocean circulation and climate. *Nature*, **472** (7344), 429–436, doi : 10.1038/nature09983, URL : <http://www.nature.com/articles/nature09983>.
- A. Beauvais, et D. Chardon, 2013 : Modes, tempo, and spatial variability of Cenozoic cratonic denudation : The West African example : CENOZOIC CRATONIC DENUDATION. *Geochemistry, Geophysics, Geosystems*, **14** (5), 1590–1608, doi : 10.1002/ggge.20093, URL : <http://doi.wiley.com/10.1002/ggge.20093>.

BIBLIOGRAPHIE

- N. M. Bergman, 2004 : COPSE : A new model of biogeochemical cycling over Phanerozoic time. *American Journal of Science*, **304** (5), 397–437, doi : 10.2475/ajs.304.5.397,
URL : <http://www.ajsonline.org/cgi/doi/10.2475/ajs.304.5.397>.
- R. A. Berner, 1991 : A model for atmospheric CO₂ over Phanerozoic time. *American Journal of Science*, **291** (4), 339–376, doi : 10.2475/ajs.291.4.339,
URL : <http://www.ajsonline.org/cgi/doi/10.2475/ajs.291.4.339>.
- R. A. Berner, 1994 : GEOCARB II; a revised model of atmospheric CO₂ over Phanerozoic time. *American Journal of Science*, **294** (1), 56–91, doi : 10.2475/ajs.294.1.56,
URL : <http://www.ajsonline.org/cgi/doi/10.2475/ajs.294.1.56>.
- R. A. Berner, 1997 : Geochemistry and Geophysics : The Rise of Plants and Their Effect on Weathering and Atmospheric CO₂. *Science*, **276** (5312), 544–546, doi : 10.1126/science.276.5312.544,
URL : <http://www.sciencemag.org/cgi/doi/10.1126/science.276.5312.544>.
- R. A. Berner, 2004 : *The Phanerozoic Carbon Cycle : CO₂ and O₂*. Oxford Univ. Press, Oxford, oCLC : 845609385.
- R. A. Berner, et Z. Kothavala, 2001 : GEOCARB III : A revised model of atmospheric CO₂ over Phanerozoic time. *American Journal of Science*, **301** (2), 182–204, doi : 10.2475/ajs.301.2.182,
URL : <http://www.ajsonline.org/cgi/doi/10.2475/ajs.301.2.182>.
- P. R. Bierman, et M. Caffee, 2001 : Slow Rates of Rock Surface Erosion and Sediment Production across the Namib Desert and Escarpment, Southern Africa. *American Journal of Science*, **301** (4-5), 326–358, doi : 10.2475/ajs.301.4-5.326,
URL : <http://www.ajsonline.org/lookup/doi/10.2475/ajs.301.4-5.326>.
- T. J. Blackburn, S. A. Bowring, J. T. Perron, K. H. Mahan, F. O. Dudas, et K. R. Barnhart, 2012 : An Exhumation History of Continents over Billion-Year Time Scales. *Science*, **335** (6064), 73–76, doi : 10.1126/science.1213496,
URL : <https://doi.org/10.1126/science.1213496>.
- G. J. Bluth, et L. R. Kump, 1994 : Lithologic and climatologic controls of river chemistry. *Geochimica et Cosmochimica Acta*, **58** (10), 2341–2359, doi : 10.1016/0016-7037(94)90015-9,
URL : <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/0016703794900159>.
- B. Bolin, 1950 : On the influence of the earth's orography on the general character of the westerlies. *Tellus*, **2** (3), 184–195, doi : 10.1111/j.2153-3490.1950.tb00330.x,
URL : <https://doi.org/10.1111/j.2153-3490.1950.tb00330.x>.
- S. Bonnet, et A. Crave, 2003 : Landscape response to climate change : Insights from experimental modeling and implications for tectonic versus climatic uplift of topography. *Geology*, **31** (2), 123, doi : 10.1130/0091-7613(2003)031<0123:LRTCCI>2.0.CO;2,
URL : <https://pubs.geoscienceworld.org/geology/article/31/2/123-126/192541>.
- W. R. Boos, et Z. Kuang, 2010 : Dominant control of the South Asian monsoon by orographic insulation versus plateau heating. *Nature*, **463** (7278), 218–222, doi : 10.1038/nature08707,
URL : <http://www.nature.com/articles/nature08707>.
- J. Bouchez, V. Galy, R. G. Hilton, J. Gaillardet, P. Moreira-Turcq, M. A. Pérez, C. France-Lanord, et L. Maurice, 2014 : Source, transport and fluxes of Amazon River particulate organic carbon : Insights from river sediment depth-profiles. *Geochimica et Cosmochimica Acta*, **133**, 280–298, doi :

- 10.1016/j.gca.2014.02.032,
URL : <http://linkinghub.elsevier.com/retrieve/pii/S0016703714001410>.
- J. Bouchez, F. von Blanckenburg, et J. A. Schuessler, 2013 : Modeling novel stable isotope ratios in the weathering zone. *American Journal of Science*, **313** (4), 267–308, doi : 10.2475/04.2013.01,
URL : <http://www.ajsonline.org/cgi/doi/10.2475/04.2013.01>.
- D. N. Bradley, et G. E. Tucker, 2013 : The storage time, age, and erosion hazard of laterally accreted sediment on the floodplain of a simulated meandering river : SEDIMENT STORAGE TIME. *Journal of Geophysical Research : Earth Surface*, **118** (3), 1308–1319, doi : 10.1002/jgrf.20083,
URL : <http://doi.wiley.com/10.1002/jgrf.20083>.
- S. Brantley, H. Buss, M. Lebedeva, R. Fletcher, et L. Ma, 2011 : Investigating the complex interface where bedrock transforms to regolith. *Applied Geochemistry*, **26**, S12–S15, doi : 10.1016/j.apgeochem.2011.03.017,
URL : <http://linkinghub.elsevier.com/retrieve/pii/S0883292711000965>.
- S. L. Brantley, M. B. Goldhaber, et K. V. Ragnarsdottir, 2007 : Crossing Disciplines and Scales to Understand the Critical Zone. *Elements*, **3** (5), 307–314, doi : 10.2113/gselements.3.5.307,
URL : <https://pubs.geoscienceworld.org/elements/article/3/5/307-314/137740>.
- S. L. Brantley, et A. F. White, 2009 : Approaches to Modeling Weathered Regolith. *Reviews in Mineralogy and Geochemistry*, **70** (1), 435–484, doi : 10.2138/rmg.2009.70.10,
URL : <https://pubs.geoscienceworld.org/rimg/article/70/1/435-484/140840>.
- M.-O. Brault, H. D. Matthews, et L. A. Mysak, 2017 : The importance of terrestrial weathering changes in multimillennial recovery of the global carbon cycle : a two-dimensional perspective. *Earth System Dynamics*, **8** (2), 455–475, doi : 10.5194/esd-8-455-2017,
URL : <https://www.earth-syst-dynam.net/8/455/2017/>.
- J. Braun, J. Mercier, F. Guillocheau, et C. Robin, 2016 : A simple model for regolith formation by chemical weathering : Regolith formation. *Journal of Geophysical Research : Earth Surface*, **121** (11), 2140–2171, doi : 10.1002/2016JF003914,
URL : <http://doi.wiley.com/10.1002/2016JF003914>.
- J.-J. Braun, J.-C. Marechal, J. Riotte, J.-L. Boeglin, J.-P. Bedimo Bedimo, J. R. Ndam Ngoupayou, B. Nyeck, H. Robain, M. Sekhar, S. Audry, et J. Viers, 2012 : Elemental weathering fluxes and saprolite production rate in a Central African lateritic terrain (Nsimi, South Cameroon). *Geochimica et Cosmochimica Acta*, **99**, 243–270, doi : 10.1016/j.gca.2012.09.024,
URL : <http://linkinghub.elsevier.com/retrieve/pii/S0016703712005303>.
- D. J. Brayshaw, B. Hoskins, et M. Blackburn, 2009 : The Basic Ingredients of the North Atlantic Storm Track. Part I : Land–Sea Contrast and Orography. *Journal of the Atmospheric Sciences*, **66** (9), 2539–2558, doi : 10.1175/2009JAS3078.1,
URL : <http://journals.ametsoc.org/doi/abs/10.1175/2009JAS3078.1>.
- S. D. Burgess, et S. A. Bowring, 2015 : High-precision geochronology confirms voluminous magmatism before, during, and after Earth’s most severe extinction. *Science Advances*, **1** (7), e1500470–e1500470, doi : 10.1126/sciadv.1500470,
URL : <http://advances.sciencemag.org/cgi/doi/10.1126/sciadv.1500470>.

BIBLIOGRAPHIE

- K. W. Burton, et N. Vigier, 2012 : Lithium Isotopes as Tracers in Marine and Terrestrial Environments. *Handbook of Environmental Isotope Geochemistry*, M. Baskaran, Ed., Springer Berlin Heidelberg, Berlin, Heidelberg, 41–59, doi : 10.1007/978-3-642-10637-8_4, URL : http://link.springer.com/10.1007/978-3-642-10637-8_4.
- H. L. Buss, P. B. Sak, S. M. Webb, et S. L. Brantley, 2008 : Weathering of the Rio Blanco quartz diorite, Luquillo Mountains, Puerto Rico : Coupling oxidation, dissolution, and fracturing. *Geochimica et Cosmochimica Acta*, **72** (18), 4488–4507, doi : 10.1016/j.gca.2008.06.020, URL : <http://linkinghub.elsevier.com/retrieve/pii/S0016703708003955>.
- S. Carretier, Y. Goddéris, T. Delannoy, et D. Rouby, 2014 : Mean bedrock-to-saprolite conversion and erosion rates during mountain growth and decline. *Geomorphology*, **209**, 39–52, doi : 10.1016/j.geomorph.2013.11.025, URL : <http://linkinghub.elsevier.com/retrieve/pii/S0169555X13006119>.
- S. Carretier, P. Martinod, M. Reich, et Y. Godderis, 2016 : Modelling sediment clasts transport during landscape evolution. *Earth Surface Dynamics*, **4** (1), 237–251, doi : 10.5194/esurf-4-237-2016, URL : <http://www.earth-surf-dynam.net/4/237/2016/>.
- S. Carretier, B. Poisson, R. Vassallo, E. Pepin, et M. Farias, 2009 : Tectonic interpretation of transient stage erosion rates at different spatial scales in an uplifting block. *Journal of Geophysical Research*, **114** (F2), doi : 10.1029/2008JF001080, URL : <http://doi.wiley.com/10.1029/2008JF001080>.
- D. C. Catling, et M. W. Claire, 2005 : How Earth’s atmosphere evolved to an oxic state : A status report. *Earth and Planetary Science Letters*, **237** (1–2), 1–20, doi : 10.1016/j.epsl.2005.06.013, URL : <http://linkinghub.elsevier.com/retrieve/pii/S0012821X05003924>.
- J. G. Charney, et A. Eliassen, 1949 : A Numerical Method for Predicting the Perturbations of the Middle Latitude Westerlies. *Tellus*, **1** (2), 38–54, doi : 10.3402/tellusa.v1i2.8500, URL : <https://www.tandfonline.com/doi/full/10.3402/tellusa.v1i2.8500>.
- S. Cohen, G. Willgoose, et G. Hancock, 2009 : The mARM spatially distributed soil evolution model : A computationally efficient modeling framework and analysis of hillslope soil surface organization. *Journal of Geophysical Research*, **114** (F3), doi : 10.1029/2008JF001214, URL : <http://doi.wiley.com/10.1029/2008JF001214>.
- S. Cohen, G. Willgoose, et G. Hancock, 2010 : The mARM3d spatially distributed soil evolution model : Three-dimensional model framework and analysis of hillslope and landform responses. *Journal of Geophysical Research*, **115** (F4), doi : 10.1029/2009JF001536, URL : <http://doi.wiley.com/10.1029/2009JF001536>.
- J. Colberg, et A. Anders, 2014 : Numerical modeling of spatially-variable precipitation and passive margin escarpment evolution. *Geomorphology*, **207**, 203–212, doi : 10.1016/j.geomorph.2013.11.006, URL : <http://linkinghub.elsevier.com/retrieve/pii/S0169555X13005825>.
- P. Davy, et A. Crave, 2000 : Upscaling local-scale transport processes in large-scale relief dynamics. *Physics and Chemistry of the Earth, Part A : Solid Earth and Geodesy*, **25** (6–7), 533–541, doi : 10.1016/S1464-1895(00)00082-X, URL : <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S146418950000082X>.

- M. Dellinger, J. Gaillardet, J. Bouchez, D. Calmels, V. Galy, R. G. Hilton, P. Louvat, et C. France-Lanord, 2014 : Lithium isotopes in large rivers reveal the cannibalistic nature of modern continental weathering and erosion. *Earth and Planetary Science Letters*, **401**, 359–372, doi : 10.1016/j.epsl.2014.05.061,
URL : <http://linkinghub.elsevier.com/retrieve/pii/S0012821X14003793>.
- M. Dellinger, J. Gaillardet, J. Bouchez, D. Calmels, P. Louvat, A. Dosseto, C. Gorge, L. Alanoca, et L. Maurice, 2015 : Riverine Li isotope fractionation in the Amazon River basin controlled by the weathering regimes. *Geochimica et Cosmochimica Acta*, **164**, 71–93, doi : 10.1016/j.gca.2015.04.042,
URL : <http://linkinghub.elsevier.com/retrieve/pii/S0016703715002483>.
- C. Dessert, B. Dupré, J. Gaillardet, L. M. François, et C. J. Allègre, 2003 : Basalt weathering laws and the impact of basalt weathering on the global carbon cycle. *Chemical Geology*, **202 (3-4)**, 257–273, doi : 10.1016/j.chemgeo.2002.10.001,
URL : <http://linkinghub.elsevier.com/retrieve/pii/S000925410300247X>.
- W. E. Dietrich, R. Reiss, M.-L. Hsu, et D. R. Montgomery, 1995 : A process-based model for colluvial soil depth and shallow landsliding using digital elevation data. *Hydrological Processes*, **9 (3-4)**, 383–400, doi : 10.1002/hyp.3360090311,
URL : <http://doi.wiley.com/10.1002/hyp.3360090311>.
- Y. Donnadieu, Y. Godderis, et N. Bouttes, 2009 : Exploring the climatic impact of the continental vegetation on the Mesozoic atmospheric CO₂ and climate history. *Clim. Past*, **12**.
- Y. Donnadieu, Y. Goddérès, R. Pierrehumbert, G. Dromart, F. Fluteau, et R. Jacob, 2006a : A GEOCLIM simulation of climatic and biogeochemical consequences of Pangea breakup : SIMULATION OF PANGAEA BREAKUP. *Geochemistry, Geophysics, Geosystems*, **7 (11)**, n/a–n/a, doi : 10.1029/2006GC001278,
URL : <http://doi.wiley.com/10.1029/2006GC001278>.
- Y. Donnadieu, Y. Goddérès, G. Ramstein, A. Nédélec, et J. Meert, 2004 : A ‘snowball Earth’ climate triggered by continental break-up through changes in runoff. *Nature*, **428 (6980)**, 303–306, doi : 10.1038/nature02408,
URL : <http://www.nature.com/articles/nature02408>.
- Y. Donnadieu, R. Pierrehumbert, R. Jacob, et F. Fluteau, 2006b : Modelling the primary control of paleogeography on Cretaceous climate. *Earth and Planetary Science Letters*, **248 (1-2)**, 426–437, doi : 10.1016/j.epsl.2006.06.007,
URL : <http://linkinghub.elsevier.com/retrieve/pii/S0012821X06004213>.
- J. I. Drever, 1997 : *The geochemistry of natural waters : surfaces and groundwater environments*. 3rd ed., Prentice Hall, Upper Saddle River, NJ,
URL : http://www.prenhall.com/books/esm_0132727900.html, oCLC : 247644208.
- A. Ducharne, C. Golaz, E. Leblois, K. Laval, J. Polcher, E. Ledoux, et G. de Marsily, 2003 : Development of a high resolution runoff routing model, calibration and application to assess runoff from the LMD GCM. *Journal of Hydrology*, **280 (1-4)**, 207–228, doi : 10.1016/S0022-1694(03)00230-0,
URL : <http://linkinghub.elsevier.com/retrieve/pii/S0022169403002300>.
- J.-L. Dufresne, et coauteurs, 2013 : Climate change projections using the IPSL-CM5 Earth System Model : from CMIP3 to CMIP5. *Climate Dynamics*, **40 (9-10)**, 2123–2165, doi : 10.1007/s00382-012-1636-1,
URL : <http://link.springer.com/10.1007/s00382-012-1636-1>.

BIBLIOGRAPHIE

- R. Dupuis, M. Benoit, M. E. Tuckerman, et M. Méheut, 2017 : Importance of a Fully Anharmonic Treatment of Equilibrium Isotope Fractionation Properties of Dissolved Ionic Species As Evidenced by Li^+ (aq). *Accounts of Chemical Research*, **50** (7), 1597–1605, doi : 10.1021/acs.accounts.6b00607, URL : <http://pubs.acs.org/doi/10.1021/acs.accounts.6b00607>.
- S. El Meknassi, G. Dera, T. Cardone, M. De Rafélis, C. Brahmi, et V. Chavagnac, 2018 : Sr isotope ratios of modern carbonate shells : Good and bad news for chemostratigraphy. *Geology*, doi : 10.1130/G45380.1, URL : <https://pubs.geoscienceworld.org/gsa/geology/article/564935/Sr-isotope-ratios-of-modern-carbonate-shells-Good>.
- H. Elderfield, et A. Schultz, 1996 : Mid-Ocean Ridge Hydrothermal Fluxes and the Chemical Composition of the Ocean. *Annual Review of Earth and Planetary Sciences*, **24** (1), 191–224, doi : 10.1146/annurev.earth.24.1.191, URL : <http://www.annualreviews.org/doi/10.1146/annurev.earth.24.1.191>.
- R. Emberson, N. Hovius, A. Galy, et O. Marc, 2016 : Chemical weathering in active mountain belts controlled by stochastic bedrock landsliding. *Nature Geoscience*, **9** (1), 42–45, doi : 10.1038/ngeo2600, URL : <http://www.nature.com/articles/ngeo2600>.
- EPICA community members, 2004 : Eight glacial cycles from an Antarctic ice core. *Nature*, **429** (6992), 623–628, doi : 10.1038/nature02599, URL : <http://www.nature.com/articles/nature02599>.
- M. J. Evans, L. A. Derry, et C. France-Lanord, 2008 : Degassing of metamorphic carbon dioxide from the Nepal Himalaya : METAMORPHIC CARBON DIOXIDE. *Geochemistry, Geophysics, Geosystems*, **9** (4), n/a–n/a, doi : 10.1029/2007GC001796, URL : <http://doi.wiley.com/10.1029/2007GC001796>.
- T. G. Farr, et coauteurs, 2007 : The Shuttle Radar Topography Mission. *Reviews of Geophysics*, **45** (2), doi : 10.1029/2005RG000183, URL : <http://doi.wiley.com/10.1029/2005RG000183>.
- D. Ferreira, J. Marshall, et J.-M. Campin, 2010 : Localization of Deep Water Formation : Role of Atmospheric Moisture Transport and Geometrical Constraints on Ocean Circulation. *Journal of Climate*, **23** (6), 1456–1476, doi : 10.1175/2009JCLI3197.1, URL : <http://journals.ametsoc.org/doi/abs/10.1175/2009JCLI3197.1>.
- K. L. Ferrier, et J. W. Kirchner, 2008 : Effects of physical erosion on chemical denudation rates : A numerical modeling study of soil-mantled hillslopes. *Earth and Planetary Science Letters*, **272** (3–4), 591–599, doi : 10.1016/j.epsl.2008.05.024, URL : <http://linkinghub.elsevier.com/retrieve/pii/S0012821X0800352X>.
- K. L. Ferrier, et N. West, 2017 : Responses of chemical erosion rates to transient perturbations in physical erosion rates, and implications for relationships between chemical and physical erosion rates in regolith-mantled hillslopes. *Earth and Planetary Science Letters*, **474**, 447–456, doi : 10.1016/j.epsl.2017.07.002, URL : <http://linkinghub.elsevier.com/retrieve/pii/S0012821X17303801>.
- P. A. Finke, 2012 : Modeling the genesis of luvisols as a function of topographic position in loess parent material. *Quaternary International*, **265**, 3–17, doi : 10.1016/j.quaint.2011.10.016, URL : <http://linkinghub.elsevier.com/retrieve/pii/S1040618211005891>.

- G. L. Foster, D. L. Royer, et D. J. Lunt, 2017 : Future climate forcing potentially without precedent in the last 420 million years. *Nature Communications*, **8**, 14845, doi : 10.1038/ncomms14845, URL : <http://www.nature.com/doifinder/10.1038/ncomms14845>.
- L. A. Frakes, J. E. Francis, et J. I. Syktus, 2005 : *Climate modes of the phanerozoic : the history of the earth's climate over the past 600 million years*. Cambridge Univ. Press, Cambridge, URL : <https://doi.org/10.2277/0521021944>, oCLC : 255169300.
- C. France-Lanord, et L. A. Derry, 1997 : Organic carbon burial forcing of the carbon cycle from Himalayan erosion. *Nature*, **390**, 3, doi : 10.1038/36324, URL : <https://www.nature.com/articles/36324>.
- L. François, et Y. Goddéris, 1998 : Isotopic constraints on the Cenozoic evolution of the carbon cycle. *Chemical Geology*, **145** (3-4), 177–212, doi : 10.1016/S0009-2541(97)00143-5, URL : <http://linkinghub.elsevier.com/retrieve/pii/S0009254197001435>.
- F. Froelich, et S. Misra, 2014 : Was the Late Paleocene-Early Eocene Hot Because Earth Was Flat ? An Ocean Lithium Isotope View of Mountain Building, Continental Weathering, Carbon Dioxide, and Earth's Cenozoic Climate. *Oceanography*, **27** (1), 36–49, doi : 10.5670/oceanog.2014.06, URL : <https://tos.org/oceanography/article/was-the-late-paleocene-early-eocene-hot-because-earth-was-flat-an-ocean-lit>.
- D. J. Furbish, J. C. Roseberry, et M. W. Schmeeckle, 2012 : A probabilistic description of the bed load sediment flux : 3. The particle velocity distribution and the diffusive flux : BED LOAD FLUX, 3. *Journal of Geophysical Research : Earth Surface*, **117** (F3), n/a–n/a, doi : 10.1029/2012JF002355, URL : <http://doi.wiley.com/10.1029/2012JF002355>.
- D. J. Furbish, M. W. Schmeeckle, R. Schumer, et S. L. Fathel, 2016 : Probability distributions of bed load particle velocities, accelerations, hop distances, and travel times informed by Jaynes's principle of maximum entropy : DISTRIBUTIONS OF BED LOAD PARTICLE MOTIONS. *Journal of Geophysical Research : Earth Surface*, **121** (7), 1373–1390, doi : 10.1002/2016JF003833, URL : <http://doi.wiley.com/10.1002/2016JF003833>.
- E. J. Gabet, 2007 : A theoretical model coupling chemical weathering and physical erosion in landslide-dominated landscapes. *Earth and Planetary Science Letters*, **264** (1-2), 259–265, doi : 10.1016/j.epsl.2007.09.028, URL : <http://linkinghub.elsevier.com/retrieve/pii/S0012821X07006115>.
- E. J. Gabet, et S. M. Mudd, 2009 : A theoretical model coupling chemical weathering rates with denudation rates. *Geology*, **37** (2), 151–154, doi : 10.1130/G25270A.1, URL : <http://pubs.geoscienceworld.org/geology/article/37/2/151/519451/A-theoretical-model-coupling-chemical-weathering>.
- J. Gaillardet, B. Dupré, P. Louvat, et C. J. Allègre, 1999 : Global silicate weathering and CO₂ consumption rates deduced from the chemistry of large rivers. *Chemical Geology*, **159** (1-4), 3–30, doi : 10.1016/S0009-2541(99)00031-5, URL : [https://doi.org/10.1016/S0009-2541\(99\)00031-5](https://doi.org/10.1016/S0009-2541(99)00031-5).
- J. Gaillardet, et A. Galy, 2008 : Himalaya–Carbon Sink or Source ? *Science*, **320** (5884), 1727–1728, doi : 10.1126/science.1159279, URL : <http://www.sciencemag.org/cgi/doi/10.1126/science.1159279>.

BIBLIOGRAPHIE

- V. Galy, C. France-Lanord, O. Beyssac, P. Faure, H. Kudrass, et F. Palhol, 2007 : Efficient organic carbon burial in the Bengal fan sustained by the Himalayan erosional system. *Nature*, **450** (7168), 407–410, doi : 10.1038/nature06273,
URL : <http://www.nature.com/articles/nature06273>.
- A. Ganachaud, et C. Wunsch, 2000 : Improved estimates of global ocean circulation, heat transport and mixing from hydrographic data. *Nature*, **408**, 453–457, doi : 10.1038/35044048,
URL : <https://doi.org/10.1038/35044048>.
- M. T. Gibbs, et L. R. Kump, 1994 : Global chemical erosion during the Last Glacial Maximum and the present : Sensitivity to changes in lithology and hydrology. *Paleoceanography*, **9** (4), 529–543, doi : 10.1029/94PA01009,
URL : <http://doi.wiley.com/10.1029/94PA01009>.
- G. K. Gilbert, 1877 : Report on the geology of the Henry Mountains. Tech. rep., U.S. Geographical and Geological Survey of the Rocky Mountain Region, Washington, D.C.
URL : <http://pubs.er.usgs.gov/publication/70039916>.
- F. Girault, L. Bollinger, M. Bhattarai, B. P. Koirala, C. France-Lanord, S. Rajaure, J. Gaillardet, M. Fort, S. N. Sapkota, et F. Perrier, 2014 : Large-scale organization of carbon dioxide discharge in the Nepal Himalayas. *Geophysical Research Letters*, **41** (18), 6358–6366, doi : 10.1002/2014GL060873,
URL : <http://doi.wiley.com/10.1002/2014GL060873>.
- Y. Goddéris, et Y. Donnadieu, 2017 : A sink- or a source-driven carbon cycle at the geological timescale? Relative importance of palaeogeography versus solid Earth degassing rate in the Phanerozoic climatic evolution. *Geological Magazine*, 1–11, doi : 10.1017/S0016756817001054,
URL : https://www.cambridge.org/core/product/identifier/S0016756817001054/type/journal_article.
- Y. Goddéris, Y. Donnadieu, S. Carretier, M. Aretz, G. Dera, M. Macouin, et V. Regard, 2017 : Onset and ending of the late Palaeozoic ice age triggered by tectonically paced rock weathering. *Nature Geoscience*, **10** (5), 382–386, doi : 10.1038/ngeo2931,
URL : <http://www.nature.com/doi/10.1038/ngeo2931>.
- Y. Goddéris, Y. Donnadieu, G. Le Hir, V. Lefebvre, et E. Nardin, 2014 : The role of palaeogeography in the Phanerozoic history of atmospheric CO₂ and climate. *Earth-Science Reviews*, **128**, 122–138, doi : 10.1016/j.earscirev.2013.11.004,
URL : <http://linkinghub.elsevier.com/retrieve/pii/S0012825213001918>.
- Y. Goddéris, Y. Donnadieu, M. Tombozafy, et C. Dessert, 2008 : Shield effect on continental weathering : Implication for climatic evolution of the Earth at the geological timescale. *Geoderma*, **145** (3-4), 439–448, doi : 10.1016/j.geoderma.2008.01.020,
URL : <http://linkinghub.elsevier.com/retrieve/pii/S0016706108000207>.
- Y. Goddéris, et L. François, 1995 : The Cenozoic evolution of the strontium and carbon cycles : relative importance of continental erosion and mantle exchanges. *Chemical Geology*, **126** (2), 169–190, doi : 10.1016/0009-2541(95)00117-3,
URL : <http://linkinghub.elsevier.com/retrieve/pii/0009254195001173>.
- Y. Goddéris, L. M. François, A. Probst, J. Schott, D. Moncoulon, D. Labat, et D. Viville, 2006 : Modelling weathering processes at the catchment scale : The WITCH numerical model. *Geochimica et Cosmochimica Acta*, **70** (5), 1128–1147, doi : 10.1016/j.gca.2005.11.018,
URL : <http://linkinghub.elsevier.com/retrieve/pii/S0016703705008690>.

- Y. Goddéris, J. Z. Williams, J. Schott, D. Pollard, et S. L. Brantley, 2010 : Time evolution of the mineralogical composition of Mississippi Valley loess over the last 10kyr : Climate and geochemical modeling. *Geochimica et Cosmochimica Acta*, **74** (22), 6357–6374, doi : 10.1016/j.gca.2010.08.023, URL : <http://linkinghub.elsevier.com/retrieve/pii/S0016703710004722>.
- J. Golonka, 2002 : Plate-tectonic Maps of the Phanerozoic. Dans : Kiessling W., Fl  gel E., Golonka J. (editeurs) Phanerozoic reef patterns. *SEPM special publication*, **72**, 21–75.
- D. O. Gough, 1981 : Solar Interior Structure and Luminosity Variations. *Physics of Solar Variations*, V. Domingo, Ed., Springer Netherlands, Dordrecht, 21–34, doi : 10.1007/978-94-010-9633-1_4, URL : http://link.springer.com/10.1007/978-94-010-9633-1_4.
- J.-L. Grimaud, D. Chardon, V. Metelka, A. Beauvais, et O. Bamba, 2015 : Neogene cratonic erosion fluxes and landform evolution processes from regional regolith mapping (Burkina Faso, West Africa). *Geomorphology*, **241**, 315–330, doi : 10.1016/j.geomorph.2015.04.006, URL : <http://linkinghub.elsevier.com/retrieve/pii/S0169555X15002032>.
- D. G. Hahn, et S. Manabe, 1975 : The Role of Mountains in the South Asian Monsoon Circulation. *Journal of the Atmospheric Sciences*, **32** (8), 1515–1541, doi : 10.1175/1520-0469(1975)032<1515:TROMIT>2.0.CO;2, URL : [https://doi.org/10.1175/1520-0469\(1975\)032<1515:TROMIT>2.0.CO;2](https://doi.org/10.1175/1520-0469(1975)032<1515:TROMIT>2.0.CO;2).
- J. Han, N. M. Gasparini, et J. P. L. Johnson, 2015 : Measuring the imprint of orographic rainfall gradients on the morphology of steady-state numerical fluvial landscapes : OROGRAPHIC RAINFALL AND STEADY-STATE FLUVIAL LANDSCAPES. *Earth Surface Processes and Landforms*, **40** (10), 1334–1350, doi : 10.1002/esp.3723, URL : <http://doi.wiley.com/10.1002/esp.3723>.
- S. Hao, J. Xue, D. Guo, et D. Wang, 2010 : Earliest rooting system and root : shoot ratio from a new Zosterophyllum plant. *New Phytologist*, **185** (1), 217–225, doi : 10.1111/j.1469-8137.2009.03056.x, URL : <http://doi.wiley.com/10.1111/j.1469-8137.2009.03056.x>.
- N. Harris, 1995 : Significance of weathering Himalayan metasedimentary rocks and leucogranites for the Sr isotope evolution of seawater during the early Miocene. *Geology*, **23** (9), 795, doi : 10.1130/0091-7613(1995)023<0795:SOWHMR>2.3.CO;2, URL : <https://pubs.geoscienceworld.org/geology/article/23/9/795-798/206354>.
- J. Hartmann, R. Lauerwald, et N. Moosdorf, 2014 : A Brief Overview of the GLObal RIver Chemistry Database, GLORICH. *Procedia Earth and Planetary Science*, **10**, 23–27, doi : 10.1016/j.proeps.2014.08.005, URL : <http://linkinghub.elsevier.com/retrieve/pii/S1878522014000678>.
- J. Hartmann, et N. Moosdorf, 2012 : The new global lithological map database GLiM : A representation of rock properties at the Earth surface : TECHNICAL BRIEF. *Geochemistry, Geophysics, Geosystems*, **13** (12), doi : 10.1029/2012GC004370, URL : <http://doi.wiley.com/10.1029/2012GC004370>.
- A. M. Heimsath, R. A. DiBiase, et K. X. Whipple, 2012 : Soil production limits and the transition to bedrock-dominated landscapes. *Nature Geoscience*, **5** (3), 210–214, doi : 10.1038/ngeo1380, URL : <http://www.nature.com/articles/ngeo1380>.
- A. M. Heimsath, W. E. Dietrich, K. Nishiizumi, et R. C. Finkel, 1997 : The soil production function and landscape equilibrium. *Nature*, **388** (21), 358–361, doi : 10.1038/41056, URL : <http://dx.doi.org/10.1038/41056>.

BIBLIOGRAPHIE

- S. Henchiri, J. Gaillardet, M. Dellinger, J. Bouchez, et R. G. M. Spencer, 2016 : Riverine dissolved lithium isotopic signatures in low-relief central Africa and their link to weathering regimes :. *Geophysical Research Letters*, **43** (9), 4391–4399, doi : 10.1002/2016GL067711, URL : <http://doi.wiley.com/10.1002/2016GL067711>.
- K. M. Hill, L. DellAngelo, et M. M. Meerschaert, 2010 : Heavy-tailed travel distance in gravel bed transport : An exploratory enquiry : SIZE-DEPENDENT PARTICLE TRANSPORT. *Journal of Geophysical Research : Earth Surface*, **115** (F2), doi : 10.1029/2009JF001276, URL : <http://doi.wiley.com/10.1029/2009JF001276>.
- G. E. Hilley, et M. R. Strecker, 2004 : Steady state erosion of critical Coulomb wedges with applications to Taiwan and the Himalaya : STEADY STATE EROSION OF CRITICAL COULOMB WEDGES. *Journal of Geophysical Research : Solid Earth*, **109** (B1), doi : 10.1029/2002JB002284, URL : <http://doi.wiley.com/10.1029/2002JB002284>.
- C. Hoorn, et coauteurs, 2010 : Amazonia Through Time : Andean Uplift, Climate Change, Landscape Evolution, and Biodiversity. *Science*, **330** (6006), 927–931, doi : 10.1126/science.1194585, URL : <http://www.sciencemag.org/cgi/doi/10.1126/science.1194585>.
- F. Hourdin, et coauteurs, 2013 : LMDZ5b : the atmospheric component of the IPSL climate model with revisited parameterizations for clouds and convection. *Climate Dynamics*, **40** (9-10), 2193–2222, doi : 10.1007/s00382-012-1343-y, URL : <http://link.springer.com/10.1007/s00382-012-1343-y>.
- A. D. Howard, 1994 : A detachment-limited model of drainage basin evolution. *Water Resources Research*, **30** (7), 2261–2285, doi : 10.1029/94WR00757, URL : <https://doi.org/10.1029/94WR00757>.
- M. Huber, et A. Goldner, 2012 : Eocene monsoons. *Journal of Asian Earth Sciences*, **44**, 3–23, doi : 10.1016/j.jseaes.2011.09.014, URL : <http://linkinghub.elsevier.com/retrieve/pii/S1367912011003725>.
- Y. Huh, L.-H. Chan, et J. M. Edmond, 2001 : Lithium isotopes as a probe of weathering processes : Orinoco River. *Earth and Planetary Science Letters*, **194** (1-2), 189–199, doi : 10.1016/S0012-821X(01)00523-4, URL : <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0012821X01005234>.
- Y. Huh, L.-H. Chan, L. Zhang, et J. M. Edmond, 1998 : Lithium and its isotopes in major world rivers : implications for weathering and the oceanic budget. *Geochimica et Cosmochimica Acta*, **62** (12), 2039–2051, doi : 10.1016/S0016-7037(98)00126-4, URL : <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0016703798001264>.
- G. S. Humphreys, et M. T. Wilkinson, 2007 : The soil production function : A brief history and its rediscovery. *Geoderma*, **139** (1-2), 73–78, doi : 10.1016/j.geoderma.2007.01.004, URL : <http://linkinghub.elsevier.com/retrieve/pii/S0016706107000146>.
- R. L. Jacob, 1997 : Low frequency variability in a simulated atmosphere ocean system. Ph.D. thesis, University of Wisconsin–Madison.
- G. S. Jenkins, M. A. S. McMenamin, C. P. McKay, et L. Sohl, Eds., 2004 : *The extreme Proterozoic : geology, geochemistry, and climate*. No. 146, Geophysical monograph, American Geophysical Union, Washington, DC, URL : <https://doi.org/10.1002/9781118666289>, oCLC : 694883864.

- M. J. Kirkby, 1985 : A basis for soil profile modelling in a geomorphic context. *Journal of Soil Science*, **36** (1), 97–121, doi : 10.1111/j.1365-2389.1985.tb00316.x,
URL : <http://doi.wiley.com/10.1111/j.1365-2389.1985.tb00316.x>.
- A. Kitoh, 1997 : Mountain uplift and surface temperature changes. *Geophysical Research Letters*, **24** (2), 185–188, doi : 10.1029/96GL03953,
URL : <https://doi.org/10.1029/96GL03953>.
- A. Kitoh, 2002 : Effects of large-scale mountains on surface climate—A coupled ocean-atmosphere general circulation model study. *Journal of the Meteorological Society of Japan. Ser. II*, **80** (5), 1165–1181, doi : 10.2151/jmsj.80.1165,
URL : <https://doi.org/10.2151/jmsj.80.1165>.
- G. Knorr, et G. Lohmann, 2003 : Southern Ocean origin for the resumption of Atlantic thermohaline circulation during deglaciation. *Nature*, **424** (6948), 532–536, doi : 10.1038/nature01855,
URL : <http://www.nature.com/articles/nature01855>.
- L. R. Kump, et M. A. Arthur, 1997 : Global Chemical Erosion during the Cenozoic : Weatherability Balances the Budgets. *Tectonic Uplift and Climate Change*, W. F. Ruddiman, Ed., Springer US, Boston, MA, 399–426, doi : 10.1007/978-1-4615-5935-1_18,
URL : http://link.springer.com/10.1007/978-1-4615-5935-1_18.
- L. R. Kump, J. F. Kasting, et R. G. Crane, 2000 : *The earth system*. Repr. with corrections apr. 2000 ed., Prentice Hall, Upper Saddle River, N.J.,
URL : <https://www.pearson.com/us/higher-education/product/Kump-Earth-System-The/9780131773875.html>, oCLC : 246336074.
- J. E. Kutzbach, W. L. Prell, et W. F. Ruddiman, 1993 : Sensitivity of Eurasian Climate to Surface Uplift of the Tibetan Plateau. *The Journal of Geology*, **101** (2), 177–190, doi : 10.1086/648215,
URL : <https://www.journals.uchicago.edu/doi/10.1086/648215>.
- B. Kısakürek, R. H. James, et N. B. Harris, 2005 : Li and $\delta^7\text{Li}$ in Himalayan rivers : Proxies for silicate weathering? *Earth and Planetary Science Letters*, **237** (3-4), 387–401, doi : 10.1016/j.epsl.2005.07.019,
URL : <http://linkinghub.elsevier.com/retrieve/pii/S0012821X05005005>.
- D. Lague, 2014 : The stream power river incision model : evidence, theory and beyond : STREAM POWER INCISION MODEL. *Earth Surface Processes and Landforms*, **39** (1), 38–61, doi : 10.1002/esp.3462,
URL : <http://doi.wiley.com/10.1002/esp.3462>.
- M. Lebedeva, R. Fletcher, et S. Brantley, 2010 : A mathematical model for steady-state regolith production at constant erosion rate. *Earth Surface Processes and Landforms*, n/a–n/a, doi : 10.1002/esp.1954,
URL : <http://doi.wiley.com/10.1002/esp.1954>.
- M. I. Lebedeva, et S. L. Brantley, 2013 : Exploring geochemical controls on weathering and erosion of convex hillslopes : beyond the empirical regolith production function : HILLSLOPE EVOLUTION AND REGOLITH THICKNESS. *Earth Surface Processes and Landforms*, **38** (15), 1793–1807, doi : 10.1002/esp.3424,
URL : <http://doi.wiley.com/10.1002/esp.3424>.

BIBLIOGRAPHIE

- S. Levitus, 1983 : Climatological Atlas of the World Ocean. *Eos, Transactions American Geophysical Union*, **64** (49), 962, doi : 10.1029/EO064i049p00962-02,
URL : <http://doi.wiley.com/10.1029/EO064i049p00962-02>.
- D. D. Li, A. D. Jacobson, et D. J. McInerney, 2014 : A reactive-transport model for examining tectonic and climatic controls on chemical weathering and atmospheric CO₂ consumption in granitic regolith. *Chemical Geology*, **365**, 30–42, doi : 10.1016/j.chemgeo.2013.11.028,
URL : <http://linkinghub.elsevier.com/retrieve/pii/S0009254113005664>.
- G. Li, et A. J. West, 2014 : Evolution of Cenozoic seawater lithium isotopes : Coupling of global denudation regime and shifting seawater sinks. *Earth and Planetary Science Letters*, **401**, 284–293, doi : 10.1016/j.epsl.2014.06.011,
URL : <http://linkinghub.elsevier.com/retrieve/pii/S0012821X14003884>.
- Z. X. Li, et H. Le Treut, 1999 : Transient behavior of the meridional moisture transport across South America and its relation to atmospheric circulation patterns. *Geophysical Research Letters*, **26** (10), 1409–1412, doi : 10.1029/1999GL900274,
URL : <http://doi.wiley.com/10.1029/1999GL900274>.
- F. Lott, 1999 : Alleviation of Stationary Biases in a GCM through a Mountain Drag Parameterization Scheme and a Simple Representation of Mountain Lift Forces. *Monthly Weather Review*, **127** (5), 788–801, doi : 10.1175/1520-0493(1999)127<0788:AOSBIA>2.0.CO;2,
URL : <http://journals.ametsoc.org/doi/abs/10.1175/1520-0493%281999%29127%3C0788%3AAOSBIA%3E2.0.CO%3B2>.
- F. Lott, et M. J. Miller, 1997 : A new subgrid-scale orographic drag parametrization : Its formulation and testing. *Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society*, **123**, 101–127, doi : 10.1002/qj.49712353704,
URL : <https://doi.org/10.1002/qj.49712353704>.
- J. Lovelock, 2000 : *The ages of Gaia : a biography of our living Earth*. 2nd ed., Oxford Univ. Press, Oxford, oCLC : 247395943.
- Y. Lucas, 2001 : The Role of Plants in Controlling Rates and Products of Weathering : Importance of Biological Pumping. *Annual Review of Earth and Planetary Sciences*, **29** (1), 135–163, doi : 10.1146/annurev.earth.29.1.135,
URL : <http://www.annualreviews.org/doi/10.1146/annurev.earth.29.1.135>.
- W. Ludwig, et J.-L. Probst, 1998 : River sediment discharge to the oceans ; present-day controls and global budgets. *American Journal of Science*, **298**, 265–295, doi : 10.2475/ajs.298.4.265,
URL : <https://doi.org/10.2475/ajs.298.4.265>.
- M. Lupker, C. France-Lanord, V. Galy, J. Lavé, J. Gaillardet, A. P. Gajurel, C. Guilmette, M. Rahman, S. K. Singh, et R. Sinha, 2012 : Predominant floodplain over mountain weathering of Himalayan sediments (Ganga basin). *Geochimica et Cosmochimica Acta*, **84**, 410–432, doi : 10.1016/j.gca.2012.02.001,
URL : <http://linkinghub.elsevier.com/retrieve/pii/S0016703712000749>.
- G. Madec, et M. Imbard, 1996 : A global ocean mesh to overcome the North Pole singularity. *Climate Dynamics*, **12** (6), 381–388, doi : 10.1007/BF00211684,
URL : <http://link.springer.com/10.1007/BF00211684>.

- P. Maffre, J.-B. Ladant, Y. Donnadieu, P. Sepulchre, et Y. Goddéris, 2018a : The influence of orography on modern ocean circulation. *Climate Dynamics*, **50** (3-4), 1277–1289, doi : 10.1007/s00382-017-3683-0,
URL : <http://link.springer.com/10.1007/s00382-017-3683-0>.
- P. Maffre, J.-B. Ladant, J.-S. Moquet, S. Carretier, D. Labat, et Y. Goddéris, 2018b : Mountain ranges, climate and weathering. Do orogens strengthen or weaken the silicate weathering carbon sink ? *Earth and Planetary Science Letters*, **493**, 174–185, doi : 10.1016/j.epsl.2018.04.034,
URL : <http://linkinghub.elsevier.com/retrieve/pii/S0012821X18302371>.
- K. Maher, et C. P. Chamberlain, 2014 : Hydrologic Regulation of Chemical Weathering and the Geologic Carbon Cycle. *Science*, **343** (6178), 1502–1504, doi : 10.1126/science.1250770,
URL : <http://www.sciencemag.org/cgi/doi/10.1126/science.1250770>.
- S. Manabe, 1969 : CLIMATE AND THE OCEAN CIRCULATION ¹ : I. THE ATMOSPHERIC CIRCULATION AND THE HYDROLOGY OF THE EARTH’S SURFACE. *Monthly Weather Review*, **97** (11), 739–774, doi : 10.1175/1520-0493(1969)097<0739:CATOC>2.3.CO;2,
URL : <http://journals.ametsoc.org/doi/abs/10.1175/1520-0493%281969%29097%3C0739%3ACATOC%3E2.3.CO%3B2>.
- S. Manabe, et A. J. Broccoli, 1990 : Mountains and Arid Climates of Middle Latitudes. *Science*, **247** (4939), 192–195, doi : 10.1126/science.247.4939.192,
URL : <http://www.sciencemag.org/cgi/doi/10.1126/science.247.4939.192>.
- S. Manabe, et A. J. Broccoli, 1992 : The Effects of Orography on Midlatitude Northern Hemisphere Dry Climates. *Journal of Climate*, **5** (11), 1181–1201, doi : 10.1175/1520-0442(1992)005<1181:TEOOOM>2.0.CO;2,
URL : [https://doi.org/10.1175/1520-0442\(1992\)005<1181:TEOOOM>2.0.CO;2](https://doi.org/10.1175/1520-0442(1992)005<1181:TEOOOM>2.0.CO;2).
- S. Manabe, et T. Terpstra, 1974 : The Effects of Mountains on the General Circulation of the Atmosphere as Identified by Numerical Experiments. *Journal of the Atmospheric Sciences*, **31** (1), 3–42, doi : 10.1175/1520-0469(1974)031<0003:TEOMOT>2.0.CO;2,
URL : [https://doi.org/10.1175/1520-0469\(1974\)031<0003:TEOMOT>2.0.CO;2](https://doi.org/10.1175/1520-0469(1974)031<0003:TEOMOT>2.0.CO;2).
- O. Marc, N. Hovius, P. Meunier, T. Gorum, et T. Uchida, 2016 : A seismologically consistent expression for the total area and volume of earthquake-triggered landsliding. *Journal of Geophysical Research : Earth Surface*, **121** (4), 640–663, doi : 10.1002/2015JF003732,
URL : <http://doi.wiley.com/10.1002/2015JF003732>.
- O. Marc, A. Stumpf, J.-P. Malet, M. Gosset, T. Uchida, et S.-H. Chiang, 2018 : Towards a global database of rainfall-induced landslide inventories : first insights from past and new events. *Earth Surface Dynamics Discussions*, 1–28, doi : 10.5194/esurf-2018-20,
URL : <https://www.earth-surf-dynam-discuss.net/esurf-2018-20/>.
- J. Marshall, et K. Speer, 2012 : Closure of the meridional overturning circulation through Southern Ocean upwelling. *Nature Geoscience*, **5** (3), 171–180, doi : 10.1038/ngeo1391,
URL : <http://www.nature.com/articles/ngeo1391>.
- Y. Martin, et M. Church, 1997 : Diffusion in Landscape Development Models : On The Nature of Basic Transport Relations. *Earth Surface Processes and Landforms*, **22** (3), 273–279, doi : 10.1002/(SICI)1096-9837(199703)22:3<273::AID-ESP755>3.0.CO;2-D,
URL : <http://doi.wiley.com/10.1002/%28SICI%291096-9837%28199703%2922%3A3%3C273%3A%3AAID-ESP755%3E3.0.CO%3B2-D>.

BIBLIOGRAPHIE

- J. Martinez, et T. Letoan, 2007 : Mapping of flood dynamics and spatial distribution of vegetation in the Amazon floodplain using multitemporal SAR data. *Remote Sensing of Environment*, **108** (3), 209–223, doi : 10.1016/j.rse.2006.11.012,
URL : <http://linkinghub.elsevier.com/retrieve/pii/S0034425706004585>.
- N. R. McKenzie, B. K. Horton, S. E. Loomis, D. F. Stockli, N. J. Planavsky, et C.-T. A. Lee, 2016 : Continental arc volcanism as the principal driver of icehouse-greenhouse variability. *Science*, **352** (6284), 444–447, doi : 10.1126/science.aad5787,
URL : <https://doi.org/10.1126/science.aad5787>.
- M. Meybeck, 1989 : The quality of rivers : From pristine stage to global pollution. *Global and Planetary Change*, **1** (4), 283–309, doi : 10.1016/0921-8181(89)90007-6,
URL : <http://linkinghub.elsevier.com/retrieve/pii/0921818189900076>.
- J. Mignot, et C. Frankignoul, 2010 : Local and remote impacts of a tropical Atlantic salinity anomaly. *Climate Dynamics*, **35** (7-8), 1133–1147, doi : 10.1007/s00382-009-0621-9,
URL : <http://link.springer.com/10.1007/s00382-009-0621-9>.
- J. P. Milliman, et K. L. Farnsworth, 2013 : *River Discharge to the Coastal Ocean*. Cambridge University Press,
URL : <http://www.cambridge.org/fr/academic/subjects/earth-and-environmental-science/geomorphology-and-physical-geography/river-discharge-coastal-ocean-global-synthesis?format=PB#1RuVpxRjLgprOAsH.97>.
- R. Millot, J. Gaillardet, B. Dupré, et C. J. Allègre, 2002 : The global control of silicate weathering rates and the coupling with physical erosion : new insights from rivers of the Canadian Shield. *Earth and Planetary Science Letters*, **196** (1-2), 83–98, doi : 10.1016/S0012-821X(01)00599-4,
URL : <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0012821X01005994>.
- R. Millot, B. Scaillet, et B. Sanjuan, 2010a : Lithium isotopes in island arc geothermal systems : Guadeloupe, Martinique (French West Indies) and experimental approach. *Geochimica et Cosmochimica Acta*, **74** (6), 1852–1871, doi : 10.1016/j.gca.2009.12.007,
URL : <http://linkinghub.elsevier.com/retrieve/pii/S0016703709007467>.
- R. Millot, N. Vigier, et J. Gaillardet, 2010b : Behaviour of lithium and its isotopes during weathering in the Mackenzie Basin, Canada. *Geochimica et Cosmochimica Acta*, **74** (14), 3897–3912, doi : 10.1016/j.gca.2010.04.025,
URL : <http://linkinghub.elsevier.com/retrieve/pii/S0016703710002103>.
- B. Minasny, P. Finke, U. Stockmann, T. Vanwalleghe, et A. B. McBratney, 2015 : Resolving the integral connection between pedogenesis and landscape evolution. *Earth-Science Reviews*, **150**, 102–120, doi : 10.1016/j.earscirev.2015.07.004,
URL : <http://linkinghub.elsevier.com/retrieve/pii/S0012825215300155>.
- S. Misra, et P. N. Froelich, 2012 : Lithium Isotope History of Cenozoic Seawater : Changes in Silicate Weathering and Reverse Weathering. *Science*, **335** (6070), 818–823, doi : 10.1126/science.1214697,
URL : <http://www.sciencemag.org/cgi/doi/10.1126/science.1214697>.
- P. Molnar, W. R. Boos, et D. S. Battisti, 2010 : Orographic Controls on Climate and Paleoclimate of Asia : Thermal and Mechanical Roles for the Tibetan Plateau. *Annual Review of Earth and Planetary Sciences*, **38** (1), 77–102, doi : 10.1146/annurev-earth-040809-152456,
URL : <http://www.annualreviews.org/doi/10.1146/annurev-earth-040809-152456>.

- P. Molnar, et P. England, 1990 : Late Cenozoic uplift of mountain ranges and global climate change : chicken or egg ? *Nature*, **346** (**6279**), 29–34, doi : 10.1038/346029a0, URL : <http://www.nature.com/articles/346029a0>.
- M. Montoya, A. Griesel, A. Levermann, J. Mignot, M. Hofmann, A. Ganopolski, et S. Rahmstorf, 2005 : The earth system model of intermediate complexity CLIMBER-3a. Part I : description and performance for present-day conditions. *Climate Dynamics*, **25** (**2-3**), 237–263, doi : 10.1007/s00382-005-0044-1, URL : <http://link.springer.com/10.1007/s00382-005-0044-1>.
- J.-S. Moquet, et coauteurs, 2011 : Chemical weathering and atmospheric/soil CO₂ uptake in the Andean and Foreland Amazon basins. *Chemical Geology*, **287** (**1-2**), 1–26, doi : 10.1016/j.chemgeo.2011.01.005, URL : <http://linkinghub.elsevier.com/retrieve/pii/S0009254111000209>.
- J.-S. Moquet, J. Viers, A. Crave, E. Armijos, C. Lagane, W. Lavado, E. Pépin, R. Pombosa, L. Noriega, W. Santini, et J.-L. Guyot, 2014 : Comparison between Silicate Weathering and Physical Erosion Rates in Andean Basins of the Amazon River. *Procedia Earth and Planetary Science*, **10**, 275–279, doi : 10.1016/j.proeps.2014.08.061, URL : <http://linkinghub.elsevier.com/retrieve/pii/S1878522014001234>.
- J.-S. Moquet, J.-L. Guyot, A. Crave, J. Viers, N. Filizola, J.-M. Martinez, T. C. Oliveira, L. S. H. Sánchez, C. Lagane, W. S. L. Casimiro, L. Noriega, et R. Pombosa, 2016 : Amazon River dissolved load : temporal dynamics and annual budget from the Andes to the ocean. *Environmental Science and Pollution Research*, **23** (**12**), 11 405–11 429, doi : 10.1007/s11356-015-5503-6, URL : <http://link.springer.com/10.1007/s11356-015-5503-6>.
- J.-S. Moquet, J.-L. Guyot, S. Morera, A. Crave, P. Rau, P. Vauchel, C. Lagane, F. Sondag, C. W. Lavado, R. Pombosa, et J.-M. Martinez, 2018 : Temporal variability and annual budget of inorganic dissolved matter in Andean Pacific Rivers located along a climate gradient from northern Ecuador to southern Peru. *Comptes Rendus Geoscience*, **350** (**1-2**), 76–87, doi : 10.1016/j.crte.2017.11.002, URL : <http://linkinghub.elsevier.com/retrieve/pii/S1631071317301311>.
- S. M. Mudd, et K. Yoo, 2010 : Reservoir theory for studying the geochemical evolution of soils. *Journal of Geophysical Research*, **115** (**F3**), doi : 10.1029/2009JF001591, URL : <http://doi.wiley.com/10.1029/2009JF001591>.
- G. Muttoni, et D. V. Kent, 2007 : Widespread formation of cherts during the early Eocene climate optimum. *Palaeogeography, Palaeoclimatology, Palaeoecology*, **253** (**3-4**), 348–362, doi : 10.1016/j.palaeo.2007.06.008, URL : <http://linkinghub.elsevier.com/retrieve/pii/S0031018207003033>.
- D. Nahon, 2003 : Altérations dans la zone tropicale. Signification à travers les mécanismes anciens et/ou encore actuels. *Comptes Rendus Geoscience*, **335** (**16**), 1109–1119, doi : 10.1016/j.crte.2003.10.008, URL : <http://linkinghub.elsevier.com/retrieve/pii/S1631071303002013>.
- D. Nash, 1980 : Forms of bluffs degraded for different lengths of time in emmet county, Michigan, U.S.A. *Earth Surface Processes*, **5** (**4**), 331–345, doi : 10.1002/esp.3760050405, URL : <http://doi.wiley.com/10.1002/esp.3760050405>.
- J. Nilsson, P. L. Langen, D. Ferreira, et J. Marshall, 2013 : Ocean Basin Geometry and the Salinification of the Atlantic Ocean. *Journal of Climate*, **26** (**16**), 6163–6184, doi : 10.1175/JCLI-D-12-00358.1, URL : <http://journals.ametsoc.org/doi/10.1175/JCLI-D-12-00358.1>.

BIBLIOGRAPHIE

- K. P. Norton, et F. Schlunegger, 2017 : Lack of a weathering signal with increased Cenozoic erosion ? *Terra Nova*, **29** (5), 265–272, doi : 10.1111/ter.12278,
URL : <http://doi.wiley.com/10.1111/ter.12278>.
- P. Oliva, J. Viers, et B. Dupré, 2003 : Chemical weathering in granitic environments. *Chemical Geology*, **202** (3-4), 225–256, doi : 10.1016/j.chemgeo.2002.08.001,
URL : <http://linkinghub.elsevier.com/retrieve/pii/S0009254103002468>.
- J. R. O’Neil, R. N. Clayton, et T. K. Mayeda, 1969 : Oxygen Isotope Fractionation in Divalent Metal Carbonates. *The Journal of Chemical Physics*, **51** (12), 5547–5558, doi : 10.1063/1.1671982,
URL : <http://aip.scitation.org/doi/10.1063/1.1671982>.
- L. C. Peterson, 2000 : Rapid Changes in the Hydrologic Cycle of the Tropical Atlantic During the Last Glacial. *Science*, **290** (5498), 1947–1951, doi : 10.1126/science.290.5498.1947,
URL : <http://www.sciencemag.org/cgi/doi/10.1126/science.290.5498.1947>.
- J. S. Pistiner, et G. M. Henderson, 2003 : Lithium-isotope fractionation during continental weathering processes. *Earth and Planetary Science Letters*, **214** (1-2), 327–339, doi : 10.1016/S0012-821X(03)00348-0,
URL : <http://linkinghub.elsevier.com/retrieve/pii/S0012821X03003480>.
- P. A. Pogge von Strandmann, P. J. Frings, et M. J. Murphy, 2017 : Lithium isotope behaviour during weathering in the Ganges Alluvial Plain. *Geochimica et Cosmochimica Acta*, **198**, 17–31, doi : 10.1016/j.gca.2016.11.017,
URL : <http://linkinghub.elsevier.com/retrieve/pii/S0016703716306597>.
- P. A. Pogge von Strandmann, et G. M. Henderson, 2015 : The Li isotope response to mountain uplift. *Geology*, **43** (1), 67–70, doi : 10.1130/G36162.1,
URL : <http://pubs.geoscienceworld.org/geology/article/43/1/67/131694/The-Li-isotope-response-to-mountain-uplift>.
- C. J. Poulsen, T. A. Ehlers, et N. Insel, 2010 : Onset of Convective Rainfall During Gradual Late Miocene Rise of the Central Andes. *Science*, **328** (5977), 490–493, doi : 10.1126/science.1185078,
URL : <http://www.sciencemag.org/cgi/doi/10.1126/science.1185078>.
- J.-L. Probst, et Y. Tardy, 1989 : Global runoff fluctuations during the last 80 years in relation to world temperature change. *American Journal of Science*, **289** (3), 267–285, doi : 10.2475/ajs.289.3.267,
URL : <http://www.ajsonline.org/cgi/doi/10.2475/ajs.289.3.267>.
- M. Prémaillon, V. Regard, T. J. B. Dewez, et Y. Auda, 2018 : GlobR2c2 (Global Recession Rates of Coastal Cliffs) : a global relational database to investigate coastal rocky cliff erosion rate variations. *Earth Surface Dynamics*, **6** (3), 651–668, doi : 10.5194/esurf-6-651-2018,
URL : <https://www.earth-surf-dynam.net/6/651/2018/>.
- G. Ramstein, F. Fluteau, J. Besse, et S. Joussaume, 1997 : Effect of orogeny, plate motion and land–sea distribution on Eurasian climate change over the past 30 million years. *Nature*, **386** (6627), 788–795, doi : 10.1038/386788a0,
URL : <http://www.nature.com/doi/10.1038/386788a0>.
- M. E. Raymo, et W. F. Ruddiman, 1992 : Tectonic forcing of late Cenozoic climate. *Nature*, **359**, 117–122, doi : 10.1038/359117a0,
URL : <https://doi.org/10.1038/359117a0>.

- V. Regard, S. Carretier, J.-L. Boeglin, J.-R. Ndam Ngoupayou, J.-G. Dzana, J.-P. Bedimo Bedimo, J. Riotte, et J.-J. Braun, 2016 : Denudation rates on cratonic landscapes : comparison between suspended and dissolved fluxes, and ^{10}Be analysis in the Nyong and Sanaga River basins, south Cameroon : DENUDATION RATES FROM MODERN FLUXES AND COSMOGENIC NUCLIDES, CAMEROON. *Earth Surface Processes and Landforms*, **41** (12), 1671–1683, doi : 10.1002/esp.3939, URL : <http://doi.wiley.com/10.1002/esp.3939>.
- C. S. Riebe, J. W. Kirchner, et R. C. Finkel, 2003 : Long-term rates of chemical weathering and physical erosion from cosmogenic nuclides and geochemical mass balance. *Geochimica et Cosmochimica Acta*, **67** (22), 4411–4427, doi : 10.1016/S0016-7037(03)00382-X, URL : <http://linkinghub.elsevier.com/retrieve/pii/S001670370300382X>.
- C. S. Riebe, J. W. Kirchner, et R. C. Finkel, 2004 : Erosional and climatic effects on long-term chemical weathering rates in granitic landscapes spanning diverse climate regimes. *Earth and Planetary Science Letters*, **224** (3–4), 547–562, doi : 10.1016/j.epsl.2004.05.019, URL : <http://linkinghub.elsevier.com/retrieve/pii/S0012821X04003401>.
- G. H. Roe, D. R. Montgomery, et B. Hallet, 2002 : Effects of orographic precipitation variations on the concavity of steady-state river profiles. *Geology*, **30** (2), 143, doi : 10.1130/0091-7613(2002)030<0143:EOOPVO>2.0.CO;2, URL : <https://pubs.geoscienceworld.org/geology/article/30/2/143-146/192328>.
- G. H. Roe, D. B. Stolar, et S. D. Willett, 2006 : Response of a steady-state critical wedge orogen to changes in climate and tectonic forcing. *Special Paper 398 : Tectonics, Climate, and Landscape Evolution*, Vol. 398, Geological Society of America, 227–239, doi : 10.1130/2005.2398(13), URL : <https://pubs.geoscienceworld.org/books/book/569/chapter/3803116/>.
- G. H. Roe, K. X. Whipple, et J. K. Fletcher, 2008 : Feedbacks among climate, erosion, and tectonics in a critical wedge orogen. *American Journal of Science*, **308** (7), 815–842, doi : 10.2475/07.2008.01, URL : <http://www.ajsonline.org/cgi/doi/10.2475/07.2008.01>.
- J.-S. Ryu, N. Vigier, S.-W. Lee, K.-S. Lee, et O. A. Chadwick, 2014 : Variation of lithium isotope geochemistry during basalt weathering and secondary mineral transformations in Hawaii. *Geochimica et Cosmochimica Acta*, **145**, 103–115, doi : 10.1016/j.gca.2014.08.030, URL : <http://linkinghub.elsevier.com/retrieve/pii/S0016703714005250>.
- C. Sagan, et G. Mullen, 1972 : Earth and Mars : Evolution of Atmospheres and Surface Temperatures. *Science*, **177** (4043), 52–56, doi : 10.1126/science.177.4043.52, URL : <http://www.sciencemag.org/cgi/doi/10.1126/science.177.4043.52>.
- M. W. Schmidt, H. J. Spero, et D. W. Lea, 2004 : Links between salinity variation in the Caribbean and North Atlantic thermohaline circulation. *Nature*, **428** (6979), 160–163, doi : 10.1038/nature02346, URL : <http://www.nature.com/articles/nature02346>.
- A.-D. Schmitt, N. Vigier, D. Lemarchand, R. Millot, P. Stille, et F. Chabaux, 2012 : Processes controlling the stable isotope compositions of Li, B, Mg and Ca in plants, soils and waters : A review. *Comptes Rendus Geoscience*, **344** (11–12), 704–722, doi : 10.1016/j.crte.2012.10.002, URL : <http://linkinghub.elsevier.com/retrieve/pii/S1631071312001587>.
- A. Schmittner, T. A. Silva, K. Fraedrich, E. Kirk, et F. Lunkeit, 2011 : Effects of mountains and ice sheets on global ocean circulation. *Journal of Climate*, **24** (11), 2814–2829, doi : 10.1175/2010JCLI3982.1, URL : <https://doi.org/10.1175/2010JCLI3982.1>.

BIBLIOGRAPHIE

- T. Schneider von Deimling, A. Ganopolski, H. Held, et S. Rahmstorf, 2006 : How cold was the Last Glacial Maximum? *Geophysical Research Letters*, **33** (14), doi : 10.1029/2006GL026484, URL : <http://doi.wiley.com/10.1029/2006GL026484>.
- P. Sepulchre, G. Ramstein, F. Fluteau, M. Schuster, J.-J. Tiercelin, et M. Brunet, 2006 : Tectonic Uplift and Eastern Africa Aridification. *Science*, **313** (5792), 1419–1423, doi : 10.1126/science.1129158, URL : <http://www.sciencemag.org/cgi/doi/10.1126/science.1129158>.
- P. Sepulchre, L. C. Sloan, et F. Fluteau, 2011 : Modelling the Response of Amazonian Climate to the Uplift of the Andean Mountain Range. *Amazonia : Landscape and Species Evolution*, C. Hoorn, et F. P. Wesselingh, Eds., Wiley-Blackwell Publishing Ltd., Oxford, UK, 211–222, doi : 10.1002/9781444306408.ch13, URL : <http://doi.wiley.com/10.1002/9781444306408.ch13>.
- Z. Shi, X. Liu, Y. Liu, Y. Sha, et T. Xu, 2015 : Impact of Mongolian Plateau versus Tibetan Plateau on the westerly jet over North Pacific Ocean. *Climate Dynamics*, **44** (11-12), 3067–3076, doi : 10.1007/s00382-014-2217-2, URL : <http://link.springer.com/10.1007/s00382-014-2217-2>.
- B. Sinha, A. T. Blaker, J. J.-M. Hirschi, S. Bonham, M. Brand, S. Josey, R. S. Smith, et J. Marotzke, 2012 : Mountain ranges favour vigorous Atlantic meridional overturning : MOUNTAIN RANGES AND ATLANTIC OVERTURNING. *Geophysical Research Letters*, **39** (2), n/a–n/a, doi : 10.1029/2011GL050485, URL : <http://doi.wiley.com/10.1029/2011GL050485>.
- R. F. Stallard, et J. M. Edmond, 1983 : Geochemistry of the Amazon : 2. The influence of geology and weathering environment on the dissolved load. *Journal of Geophysical Research : Oceans*, **88** (C14), 9671–9688, doi : 10.1029/JC088iC14p09671, URL : <http://doi.wiley.com/10.1029/JC088iC14p09671>.
- M. W. Strudley, A. B. Murray, et P. K. Haff, 2006 : Emergence of pediments, tors, and piedmont junctions from a bedrock weathering–regolith thickness feedback. *Geology*, **34** (10), 805–808, doi : 10.1130/G22482.1, URL : <https://doi.org/10.1130/G22482.1>.
- D. Swingedouw, P. Braconnot, P. Delecluse, E. Guilyardi, et O. Marti, 2007 : Quantifying the AMOC feedbacks during a 2×CO₂ stabilization experiment with land-ice melting. *Climate Dynamics*, **29** (5), 521–534, doi : 10.1007/s00382-007-0250-0, URL : <http://link.springer.com/10.1007/s00382-007-0250-0>.
- J. P. Syvitski, et J. P. Milliman, 2007 : Geology, Geography, and Humans Battle for Dominance over the Delivery of Fluvial Sediment to the Coastal Ocean. *The Journal of Geology*, **115** (1), 1–19, doi : 10.1086/509246, URL : <https://doi.org/10.1086/509246>.
- F.-Z. Teng, W. McDonough, R. Rudnick, C. Dalpé, P. Tomascak, B. Chappell, et S. Gao, 2004 : Lithium isotopic composition and concentration of the upper continental crust. *Geochimica et Cosmochimica Acta*, **68** (20), 4167–4178, doi : 10.1016/j.gca.2004.03.031, URL : <http://linkinghub.elsevier.com/retrieve/pii/S0016703704004326>.
- F.-Z. Teng, R. L. Rudnick, W. F. McDonough, et F.-Y. Wu, 2009 : Lithium isotopic systematics of A-type granites and their mafic enclaves : Further constraints on the Li isotopic composition of the continental crust. *Chemical Geology*, **262** (3-4), 370–379, doi : 10.1016/j.chemgeo.2009.02.009, URL : <http://linkinghub.elsevier.com/retrieve/pii/S0009254109000874>.

- M. F. Thomas, 1966 : Some Geomorphological Implications of Deep Weathering Patterns in Crystalline Rocks in Nigeria. *Transactions of the Institute of British Geographers*, **40**, 173, doi : 10.2307/621576, URL : <https://www.jstor.org/stable/621576?origin=crossref>.
- J. Toggweiler, et B. Samuels, 1995 : Effect of drake passage on the global thermohaline circulation. *Deep Sea Research Part I : Oceanographic Research Papers*, **42** (4), 477–500, doi : 10.1016/0967-0637(95)00012-U, URL : <http://linkinghub.elsevier.com/retrieve/pii/096706379500012U>.
- M. A. Torres, A. J. West, K. E. Clark, G. Paris, J. Bouchez, C. Ponton, S. J. Feakins, V. Galy, et J. F. Adkins, 2016 : The acid and alkalinity budgets of weathering in the Andes–Amazon system : Insights into the erosional control of global biogeochemical cycles. *Earth and Planetary Science Letters*, **450**, 381–391, doi : 10.1016/j.epsl.2016.06.012, URL : <http://linkinghub.elsevier.com/retrieve/pii/S0012821X16302990>.
- G. E. Tucker, et G. R. Hancock, 2010 : Modelling landscape evolution. *Earth Surface Processes and Landforms*, **35** (1), 28–50, doi : 10.1002/esp.1952, URL : <http://doi.wiley.com/10.1002/esp.1952>.
- H. C. Urey, 1952 : *The planets : their origin and development*. Yale university press ed.
- D. Vance, D. A. H. Teagle, et G. L. Foster, 2009 : Variable Quaternary chemical weathering fluxes and imbalances in marine geochemical budgets. *Nature*, **458** (7237), 493–496, doi : 10.1038/nature07828, URL : <http://www.nature.com/doifinder/10.1038/nature07828>.
- J. Veizer, et coauteurs, 1999 : $^{87}\text{Sr}/^{86}\text{Sr}$, $\delta^{13}\text{C}$ and $\delta^{18}\text{O}$ evolution of Phanerozoic seawater. *Chemical Geology*, **161** (1-3), 59–88, doi : 10.1016/S0009-2541(99)00081-9, URL : <http://linkinghub.elsevier.com/retrieve/pii/S0009254199000819>.
- A. Verney-Carron, N. Vigier, et R. Millot, 2011 : Experimental determination of the role of diffusion on Li isotope fractionation during basaltic glass weathering. *Geochimica et Cosmochimica Acta*, **75** (12), 3452–3468, doi : 10.1016/j.gca.2011.03.019, URL : <http://linkinghub.elsevier.com/retrieve/pii/S001670371100175X>.
- N. Vigier, A. Decarreau, R. Millot, J. Carignan, S. Petit, et C. France-Lanord, 2008 : Quantifying Li isotope fractionation during smectite formation and implications for the Li cycle. *Geochimica et Cosmochimica Acta*, **72** (3), 780–792, doi : 10.1016/j.gca.2007.11.011, URL : <http://linkinghub.elsevier.com/retrieve/pii/S0016703707006680>.
- N. Vigier, S. Gislason, K. Burton, R. Millot, et F. Mokadem, 2009 : The relationship between riverine lithium isotope composition and silicate weathering rates in Iceland. *Earth and Planetary Science Letters*, **287** (3-4), 434–441, doi : 10.1016/j.epsl.2009.08.026, URL : <http://linkinghub.elsevier.com/retrieve/pii/S0012821X09004993>.
- N. Vigier, et Y. Goddéris, 2015 : A new approach for modeling Cenozoic oceanic lithium isotope paleo-variations : the key role of climate. *Climate of the Past*, **11** (4), 635–645, doi : 10.5194/cp-11-635-2015, URL : <http://www.clim-past.net/11/635/2015/>.
- A. Violette, Y. Goddéris, J.-C. Maréchal, J. Riotte, P. Oliva, M. M. Kumar, M. Sekhar, et J.-J. Braun, 2010 : Modelling the chemical weathering fluxes at the watershed scale in the Tropics (Mule Hole, South India) : Relative contribution of the smectite/kaolinite assemblage versus primary minerals. *Chemical Geology*, **277** (1-2), 42–60, doi : 10.1016/j.chemgeo.2010.07.009, URL : <http://linkinghub.elsevier.com/retrieve/pii/S0009254110002597>.

BIBLIOGRAPHIE

- F. von Blanckenburg, 2005 : The control mechanisms of erosion and weathering at basin scale from cosmogenic nuclides in river sediment. *Earth and Planetary Science Letters*, **237** (3-4), 462–479, doi : 10.1016/j.epsl.2005.06.030,
URL : <http://linkinghub.elsevier.com/retrieve/pii/S0012821X05004139>.
- M. Vázquez, S. Ramírez, D. Morata, M. Reich, J.-J. Braun, et S. Carretier, 2016 : Regolith production and chemical weathering of granitic rocks in central Chile. *Chemical Geology*, **446**, 87–98, doi : 10.1016/j.chemgeo.2016.09.023,
URL : <https://linkinghub.elsevier.com/retrieve/pii/S0009254116304922>.
- J. C. G. Walker, P. B. Hays, et J. F. Kasting, 1981 : A negative feedback mechanism for the long-term stabilization of Earth's surface temperature. *Journal of Geophysical Research*, **86** (C10), 9776, doi : 10.1029/JC086iC10p09776,
URL : <http://doi.wiley.com/10.1029/JC086iC10p09776>.
- C. Wanner, E. L. Sonnenthal, et X.-M. Liu, 2014 : Seawater $\delta^7\text{Li}$: A direct proxy for global CO_2 consumption by continental silicate weathering? *Chemical Geology*, **381**, 154–167, doi : 10.1016/j.chemgeo.2014.05.005,
URL : <http://linkinghub.elsevier.com/retrieve/pii/S0009254114002435>.
- A. West, A. Galy, et M. Bickle, 2005 : Tectonic and climatic controls on silicate weathering. *Earth and Planetary Science Letters*, **235** (1-2), 211–228, doi : 10.1016/j.epsl.2005.03.020,
URL : <http://linkinghub.elsevier.com/retrieve/pii/S0012821X05002116>.
- A. J. West, 2012 : Thickness of the chemical weathering zone and implications for erosional and climatic drivers of weathering and for carbon-cycle feedbacks. *Geology*, **40** (9), 811–814, doi : 10.1130/G33041.1,
URL : <http://pubs.geoscienceworld.org/geology/article/40/9/811/131009/Thickness-of-the-chemical-weathering-zone-and>.
- K. X. Whipple, 2009 : The influence of climate on the tectonic evolution of mountain belts. *Nature Geoscience*, **2** (2), 97–104, doi : 10.1038/ngeo413,
URL : <http://www.nature.com/articles/ngeo413>.
- K. X. Whipple, et B. J. Meade, 2004 : Controls on the strength of coupling among climate, erosion, and deformation in two-sided, frictional orogenic wedges at steady state : EROSION AND DEFORMATION IN OROGENIC WEDGES. *Journal of Geophysical Research : Earth Surface*, **109** (F1), doi : 10.1029/2003JF000019,
URL : <http://doi.wiley.com/10.1029/2003JF000019>.
- K. X. Whipple, et G. E. Tucker, 1999 : Dynamics of the stream-power river incision model : Implications for height limits of mountain ranges, landscape response timescales, and research needs. *Journal of Geophysical Research : Solid Earth*, **104** (B8), 17 661–17 674, doi : 10.1029/1999JB900120,
URL : <http://doi.wiley.com/10.1029/1999JB900120>.
- A. F. White, et S. L. Brantley, 2003 : The effect of time on the weathering of silicate minerals : why do weathering rates differ in the laboratory and field? *Chemical Geology*, **202** (3-4), 479–506, doi : 10.1016/j.chemgeo.2003.03.001,
URL : <http://linkinghub.elsevier.com/retrieve/pii/S0009254103002560>.
- A. F. White, T. D. Bullen, M. S. Schulz, A. E. Blum, T. G. Huntington, et N. E. Peters, 2001 : Differential rates of feldspar weathering in granitic regoliths. *Geochimica et Cosmochimica Acta*, **65** (6), 847–869, doi : 10.1016/S0016-7037(00)00577-9,
URL : <http://linkinghub.elsevier.com/retrieve/pii/S0016703700005779>.

- J. K. Willenbring, et F. von Blanckenburg, 2010 : Long-term stability of global erosion rates and weathering during late-Cenozoic cooling. *Nature*, **465** (7295), 211–214, doi : 10.1038/nature09044, URL : <http://www.nature.com/articles/nature09044>.
- S. D. Willett, 1999 : Orogeny and orography : The effects of erosion on the structure of mountain belts. *Journal of Geophysical Research : Solid Earth*, **104** (B12), 28 957–28 981, doi : 10.1029/1999JB900248, URL : <http://doi.wiley.com/10.1029/1999JB900248>.
- J. Wimpenny, S. R. Gíslason, R. H. James, A. Gannoun, P. A. Pogge Von Strandmann, et K. W. Burton, 2010a : The behaviour of Li and Mg isotopes during primary phase dissolution and secondary mineral formation in basalt. *Geochimica et Cosmochimica Acta*, **74** (18), 5259–5279, doi : 10.1016/j.gca.2010.06.028, URL : <http://linkinghub.elsevier.com/retrieve/pii/S0016703710003698>.
- J. Wimpenny, R. H. James, K. W. Burton, A. Gannoun, F. Mokadem, et S. R. Gíslason, 2010b : Glacial effects on weathering processes : New insights from the elemental and lithium isotopic composition of West Greenland rivers. *Earth and Planetary Science Letters*, **290** (3-4), 427–437, doi : 10.1016/j.epsl.2009.12.042, URL : <http://linkinghub.elsevier.com/retrieve/pii/S0012821X10000051>.
- M. J. Winnick, et K. Maher, 2018 : Relationships between CO₂, thermodynamic limits on silicate weathering, and the strength of the silicate weathering feedback. *Earth and Planetary Science Letters*, **485**, 111–120, doi : 10.1016/j.epsl.2018.01.005, URL : <http://linkinghub.elsevier.com/retrieve/pii/S0012821X18300098>.
- G. Wu, Y. Liu, B. He, Q. Bao, A. Duan, et F.-F. Jin, 2012 : Thermal Controls on the Asian Summer Monsoon. *Scientific Reports*, **2** (1), doi : 10.1038/srep00404, URL : <http://www.nature.com/articles/srep00404>.
- K. Yoo, et S. M. Mudd, 2008 : Toward process-based modeling of geochemical soil formation across diverse landforms : A new mathematical framework. *Geoderma*, **146** (1-2), 248–260, doi : 10.1016/j.geoderma.2008.05.029, URL : <http://linkinghub.elsevier.com/retrieve/pii/S0016706108001456>.
- J. Zachos, 2001 : Trends, Rhythms, and Aberrations in Global Climate 65 Ma to Present. *Science*, **292** (5517), 686–693, doi : 10.1126/science.1059412, URL : <http://www.sciencemag.org/cgi/doi/10.1126/science.1059412>.

Nombre de références : 232

Table des figures

1	Allégorie	iv
2.1	Schéma du concept de régolithe - front d'altération	22
2.2	Schéma du concept de régolithe - modèle 0D	23
2.3	Schéma du concept de régolithe - modèle 1D vertical	25
2.4	Schéma du concept de régolithe - modèle 1D double profil vertical	26
2.5	Schéma du concept de régolithe - modèle de Maher & Chamberlain (2014)	28
2.6	Schéma du concept de régolithe - modèle de Braun et al. (2016)	29
2.7	Topographie à la résolution de 30'' et 30'	37
3.1	Temperature, sea-ice cover and wind, CTRL and FLAT	49
3.2	Precipitation and evaporation, CTRL and FLAT	51
3.3	Zonal streamfunctions and time-serie of MOC index, CTRL and FLAT	53
3.4	Mixed layer depth, CTRL and FLAT	53
3.5	Seawtater density anomaly and decomposition	54
3.6	Histograms of oceanic freshwater budgets	55
3.7	Summary of freshwater budget and moisture transport reoganization	56
3.8	Zonal wind stress and barotropic streamfunctions, CTRL and FLAT	59
3.9	Temperature et ruissellement, CTRL, FLAT et anomalie	63
4.1	Map of databases	75
4.2	Weathering chart and data-model, W-calibration	76
4.3	Weathering chart and data-model, Gi-calibration	77
4.4	Parameter exploration of west weathering model (Gi case)	78
4.5	Temperature and Runoff anomalies FLAT-CTRL and lands	80
4.6	Erosion charts, CTRL and FLAT	81
4.7	Weathering charts, W-calibration, CTRL and FLAT	82
4.8	Rated distributions of weathering anomaly, 4 cases	84
4.9	Rated istributions of weathering anomalyiy for 6 FLAT erosion	87
5.1	Schéma du modèle de Gabet & Mudd (2009)	98
5.2	Croissance de régolithe, cas KL, effet de la résolution verticale	107
5.3	Croissance de régolithe, cas intermédiaire, effet de la résolution verticale	108

TABLE DES FIGURES

5.4	Croissance de régolithe, cas SL, effet de la résolution verticale	109
5.5	Croissance de régolithe, cas SL, effet de la résolution temporelle	110
5.6	Profils de régolithe stationnaires pour différentes épaisseurs caractér.	112
5.7	Croissance du régolithe pour différentes épaisseurs caractéristiques	113
5.8	Profils de régolithe stationnaires pour différents exposants σ	115
5.9	Croissance du régolithe pour différents exposants σ	116
5.10	Profils de régolithe stationnaires pour différents taux d'érosion	117
5.11	Croissance de régolithe pour différents taux d'érosion	118
5.12	Topographie et pente à 265 Ma	123
5.13	Cartes de x_s à l'équilibre, 265 Ma, trois paramétrisations	124
5.14	Cartes d'altération à l'équilibre, 265 Ma, trois paramétrisations	126
5.15	Évolution du CO ₂ suite à un dégazage de trapp	128
5.16	Évolution des flux de carbone suite à un dégazage de trapp	129
5.17	Évolution de l'anomalie relative CO ₂ suite à un dégazage de trapp	130
5.18	Évolution de l'ISA suite à un dégazage de trapp	131
6.1	Map of Amazon basin showing Dellinger et al. (2015) lithium database	141
6.2	Schematic of lithium <i>hillslope</i> and <i>floodplain</i> models	145
6.3	Behaviour of lithium <i>floodplain</i> model in 1D	147
6.4	Erosion and weathering rates over Amazonia	151
6.5	Map of inundated areas and lithium data	154
6.6	Scatterplot of $\delta^7\text{Li}$ versus erosion rate	155
6.7	$\delta^7\text{Li}$ versus f_{diss}^{Li} , data and model	156
6.8	Lithium data versus model	158
6.9	Map of model $\delta^7\text{Li}$	159
A.1	Oceanic heat transport, CTRL and FLAT	183
A.2	Precipitation and evaporation, CTRL and FLAT, Winter mean	184
A.3	Precipitation and evaporation, CTRL and FLAT, Summer mean	185
A.4	Mixed layer depth, Winter and Summer mean, CTRL and FLAT	186
A.5	Schematic representation of atmospheric moisture transport	186
A.6	LMDZ river basins and the water divide used in the article	187
A.7	Precipitation minus evaporation and atmospheric moisture transport	188
A.8	Low-level jet at the feet of the Andes, CTRL and FLAT	189
A.9	Wind divergence at 850 hPa upon Amazonia, CTRL and FLAT	190
A.10	Wind divergence at 200 hPa upon Amazonia, CTRL and FLAT	190
A.11	Wind stress and wind stress curl on Southern Ocean, CTRL and FLAT	192
B.1	schéma régolithe fini	195

B.2	schéma régolithe infini	196
B.3	schéma tranche de régolithe sans dénudation chimique	206
B.4	schéma tranche de régolithe avec dénudation chimique	207
C.1	Schematic of regolith discretization along z or along x	227
C.2	Schematic of point addition on discretized regolith	238
C.3	Schematic of point removal on discretized regolith	238
C.4	Schematic of discrete regolith profile and mass computation.	242
D.1	Map of Amazon basin with HYBAM and Dellinger et al. stations	247
D.2	Map of Δ_{land} over Amazonia	251
D.3	Parameter exploration of lithium model	252
D.4	Param. explor. of lithium model, one parameter shown	253
D.5	Parameter exploration Huallaga-Borja-Morona	254

Liste des tableaux

2.1	Résumé des différents types de modèles de régolithe	31
3.1	Annual mean, area-averaged surface temperature (°C)	48
3.2	Freshwater fluxes, CTRL and FLAT	57
3.3	Freshwater fluxes for the first 10 years (mSv), CTRL and FLAT	61
4.1	Summary of methodology and calibration procedure	79
5.1	Paramètres et relations supplémentaires du modèles dynsoil	99
6.1	List of model parameters	149

Liste des équations

1.1	Équation chimique de l'altération des silicates	5
1.2	Équation chimique de l'altération des silicates — bilan continent + océan .	5
1.3	Equation chimique de l'altération des carbonates	7
2.1	Altération des silicates en fonction du climat, ordre zéro	19
2.2	Équation de l'épaisseur de régolithe	21
2.3	Bilans de masse des phases primaires et secondaires	23
2.4	Équation de l'épaisseur de régolithe avec phases primaires et secondaires .	24
2.5	Expression du flux de dissolution	24
4.1	Flux de dissolution des cations des silicates, loi de West (2012)	71
4.2	Équation générique <i>Stream Power Incision Model</i>	72
4.3	Équation érosion, modèle <i>BQART</i>	73
4.4	Équation érosion telle que utilisée dans Maffre et al. (2018b)	74
4.5	Seconde équation érosion telle que utilisée dans Maffre et al. (2018b) . . .	86
5.1	Équation d'évolution des phases primaires, modèle de Gabet & Mudd (2009)	97
5.2	Équation d'évolution de l'épaisseur de régolithe	98
5.3	Expression du taux de production de régolithe en fonction de la <i>SPF</i> . . .	98
5.4	Système d'équations d'évolution du régolithe	98
5.5	Expression du taux d'altération intégré sur le régolithe	98
5.6	Équation du taux d'altération à l'état stationnaire	101
5.7	Système d'équations d'évolution du régolithe redimensionné ($\times n$)	102
5.8	Changement de coordonnées ($\times n$) dans les équations de Gabet & Mudd . .	102
5.9	Changement de variables ($\times n$) dans les équations de Gabet & Mudd . . .	103
5.10	Correspondance entre variables du système « normal » et redimensionné . .	104
5.11	Expression du taux d'altération intégré sur le régolithe	104
5.12	Expression du taux d'altération intégré sur le régolithe	104
5.13	Correspondance du taux d'alt. du système « normal » et redimensionné . .	104
5.14	Relation entre k_d et σ pour un même taux d'altération stationnaire	115
5.15	équation de l'indice de saturation de l'altération	122
5.16	équation de l'indice de saturation de l'altération	127

LISTE DES ÉQUATIONS

6.1	Bilan isotopique du lithium dans les régolithes	143
6.2	Fraction de lithium retenue dans les ph. sec. dans les régolithes	144
6.3	Bilan de masse de lithium dans les zones inondées	144
6.4	Bilan isotopique de lithium dans les zones inondées	144
6.5	Expression du flux de Li retenu dans les zones inondées, cas 1	146
6.6	Expression du flux de Li retenu dans les zones inondées, cas 2	146
6.7	relation entre érosion et épaisseur de régolithe	150
6.8	relation inverse entre épaisseur de régolithe et érosion	150
6.9	Expression du flux de diss. d'une espèce chim., modèle de West (2012) . . .	152
6.10	Expression de Δ_{land} en fonction de la température	153
6.11	fraction de Li retenu par rapport total du Li dissout	157
B.1	évolution de la surface, érosion seule	197
B.2	évolution de la densité de phases primaires, coordonnées natives	197
B.3	évolution de la base du régolithe	198
B.4	évolution de la densité de phases primaires, coordonnées régolithe fini . . .	199
B.5	évolution de l'épaisseur de régolithe, coordonnées régolithe fini	199
B.6	évolution de la densité de phases primaires, coordonnées régolithe infini . .	200
B.7	évolution de la surface, érosion et dénudation chimique	202
B.8	évolution d'une phase i , érosion et dénudation chimique	203
B.9	relation masse–densité des phases	203
B.10	évolution du profil de dénudation chimique W	203
B.11	évolution du profil de dénudation chimique en coordonnée régolithe	204
B.12	évolution d'une phase i , coord. régolithe, avec dénudation chimique	205
B.13	évolution d'une phase i , coord. rég. fini, avec dénudation chimique	205
B.14	évolution d'une phase i , coord. rég. infini, avec dénudation chimique	205
B.15	évolution de la densité de phases primaires, coord. rég., 2 ^e démonstration .	206
B.16	évolution d'une phase i , coord. rég., avec dénud. chim., 2 ^e démonstration .	207
B.17	évolution du profil de dénud. chimique W , coord. rég., 2 ^e démonstration . .	208
B.18	profil de phases primaires au temps t , sans érosion, régolithe infini	210
B.19	profondeur de déplétion $1/a$, formule générale	210
B.20	décroissance du taux de réaction avec la profondeur en loi de puissance . .	210
B.21	profondeur de déplétion $1/a$, loi de puissance	210
B.22	profondeur de déplétion $1/a$, loi exponentielle	211
B.23	profondeur du point d'inflexion du profil de phases prim., loi de puissance .	212
B.24	profondeur du point d'inflexion du profil de phases prim., loi exponentielle	212
B.25	profil stationnaire de phases primaires, régolithe infini, cas général	215
B.26	profil stationnaire de phases primaires, régolithe infini, cas linéaire	215

B.27	abondance de phases primaires en surface, modèle de Gabet & Mudd . . .	217
B.28	taux de réaction $\mathcal{R}$ analogue au modèle de Gabet & Mudd en rég. infini . .	217
B.29	profil de dénudation chimique dans le modèle à deux phases	219
B.30	relation entre W et m_p dans le modèle à deux phases	220
B.31	relation entre W et m_p dans le modèle à deux phases, 1 ^{ère} approximation .	221
B.32	relation entre W et m_p dans le modèle à deux phases, 2 ^e approximation . .	221
C.1	évolution de la masse de phases prim., coord. rég. $\{z, t\}$, dérivée particul. .	225
C.2	évolution du temps d'altération, coord. rég. $\{z, t\}$, dérivée particulière . . .	225
C.3	expression de la dérivée particulière en coordonnées régolithe $\{z, t\}$	225
C.4	passage en coordonnées $\{x, t\}$ pour la dérivée spatiale	226
C.5	passage en coordonnées $\{x, t\}$ pour la dérivée temporelle	227
C.6	première expression de la dérivée particulière en coordonnées $\{x, t\}$	227
C.7	première équation de l'altitude à un point x fixé en coordonnées $\{x, t\}$. . .	228
C.8	expression de la dérivée particulière en coordonnées $\{x, t\}$	228
C.9	équation de l'altitude d'un point x fixé en coordonnées $\{x, t\}$	228
C.10	équation du temps d'altération à un point x fixé, coordonnées $\{x, t\}$	228
C.11	équation d'évolution de la surface du régolithe, coord. $\{z, t\}$	229
C.12	équation d'évolution de l'abondance de ph. prim. en surface, coord. $\{x, t\}$.	229
C.13	équation du temps d'altération en surface, coordonnées $\{x, t\}$	230
C.14	expression du taux de production de régolithe	230
C.15	équation discrétisée de l'altitude d'un point x fixé	232
C.16	équation discrétisée du temps d'altération à un point x fixé	232
C.17	expression discrétisée du taux de dissolution entre deux niveaux x	233
C.18	équation discrétisée du temps d'altération en surface	236
C.19	équation discrétisée de x en surface	237
C.20	calcul discrétisé de la masse totale des phases primaires	240
C.21	expression du « pas de temps réactif »	242
C.22	équation de l'altitude d'un point x fixé sans érosion	242

Auteur : Pierre Maffre

Titre : Interactions entre tectonique, érosion, altération des roches silicatées et climat à l'échelle des temps géologiques : rôle des chaînes de montagnes

Directeur de thèse : Yves Goddérès

Lieu et date de soutenance : Toulouse, le 5 septembre 2018

Résumé :

Cette thèse explore l'influence des orogénèses sur le climat de la Terre à travers l'étude quantitative des interactions entre dynamique climatique, érosion des continents, taux d'altération chimique des roches silicatées et cycle géologique du carbone.

Le premier chapitre détaille les mécanismes par lesquels les reliefs affectent la circulation atmosphérique et océanique, l'emphasis est mise sur la circulation thermohaline. Le second chapitre compare les effets des changements de dynamique climatique et d'érosion liés à la présence de montagnes sur l'altérabilité des continents. Le troisième chapitre développe un modèle dynamique de régolithe applicable à l'échelle globale et étudie son comportement en régime transitoire, ainsi que la réponse du cycle du carbone à un dégazage de CO₂. Enfin, le quatrième chapitre s'attache à modéliser le cycle isotopique continental du lithium, potentiel traceur de l'altération dans le passé de la Terre. Ce modèle est appliqué au cas du bassin amazonien.

Title: Interactions between tectonics, erosion, silicate rock weathering and climate at geological timescale: role of mountain belts

Abstract:

This thesis explores how orogenies may affect the Earth climate through the quantification of the interactions between climate dynamics, continental erosion, silicate rock weathering rate and geological carbon cycle.

The first chapter describes the mechanisms linking the continental topography and its impacts on the atmospheric and oceanic circulations, with emphasis on the thermohaline circulation. The second chapter compares the effects on continental weatherability of climate dynamics and erosional changes related to the presence of mountains. The third chapter describes a dynamic model of regolith designed for global scale simulations, and describes its transient behavior, as well as its response to a CO₂ degassing. Finally, the last chapter presents a numerical model of the continental isotopic cycle of lithium, so that its reliability as a proxy of the past weathering can be tested. The model explores the case study of the Amazon lithium cycle.

Mots-clés : Érosion, climat, cycle du carbone

Discipline administrative : Surfaces et interfaces continentales, hydrologie

Laboratoire :

Géosciences Environnement Toulouse (UMR 5563)

14, avenue Édouard Belin

31400 Toulouse