

Faculté des sciences

Modulation des cycles glaciaires - interglaciaires par l'excentricité de l'orbite de la Terre

Mémoire présenté en vue de l'obtention du grade académique de
Master [120] en sciences physiques, finalité approfondie

Auteur : Louis Castin

Promoteur : Michel Crucifix

Lecteur.rice.s : François Massonnet, Qiuzhen Yin

École de physique, ELIC

Année académique 2021-2022

Remerciements

Durant cette année académique, j'ai été entouré par plusieurs personnes qui ont rendu possible la réalisation de ce mémoire. J'aimerais ici prendre l'opportunité de leur exprimer ma gratitude.

Pour commencer, je voudrais remercier mes parents pour leur soutien durant mes années d'études et pour la relecture de ce texte.

Je remercie mes camarades de classe et en particulier Annelies Sticker et Justin Gérard pour nos échanges et pour leur soutien durant la réalisation de ce mémoire.

Merci aussi à la Maison des Sciences sans qui je ne serais pas arrivé là et particulièrement à Marie Annet pour son soutien sans faille durant mon master.

Je remercie également Didier Paillard et Sébastien Wouters pour leur disponibilité et nos échanges captivants ainsi que leurs conseils.

Je remercie François Massonnet et Qiuzhen Yin pour leurs remarques et leurs questions pertinentes.

Et pour finir un tout grand merci à mon promoteur Michel Crucifix pour les nombreuses discussions éclairantes que nous avons eu ensemble, pour ses précieux conseils, sa disponibilité et le temps qu'il m'a accordé.

Je vous souhaite autant de plaisir à lire ce mémoire que j'en ai pris à le réaliser.

Table des matières

Remerciements	i
Introduction	1
1 Etat de l'art	4
1.1 Forçage astronomique	4
1.1.1 Obliquité	5
1.1.2 Excentricité	6
1.1.3 Précession	6
1.1.4 Expansions harmoniques de Berger	8
1.2 Cycles glaciaires-interglaciaires	8
1.3 Théorie de Milankovitch et choix de l'insolation	10
1.3.1 Question de recherche	13
2 Méthodes	14
2.1 Données	14
2.1.1 Compilation de $\delta^{18}O$ benthique	14
2.1.2 Concentrations en dioxyde de carbone	14
2.1.3 Température de surface de la mer dans le Pacifique est-équatorial	15
2.2 Modèles	15
2.2.1 Modèle VCV	15
2.2.2 Modèle de Paillard 98	17
2.2.3 Modèle de Paillard-Parrenin	18
2.2.4 Comparaison des modèles	20
2.3 Méthodes d'analyse	21
2.3.1 Simple critère de déglaciation	21
2.3.2 Analyse en ondelettes de Morlet	22
3 Résultats	25
3.1 Pléistocène moyen et supérieur	25
3.1.1 Timing des déglaciations dans les données et modèles	25
3.1.2 Paradoxe du stade isotopique 11	26
3.2 Constats concernant le Pléistocène supérieur	27
3.2.1 Timing des déglaciations	27
3.2.2 SST du Pacifique est-équatorial	28
3.2.3 Anticorrélations excentricité - $\delta^{18}O$	29
3.3 Simulations pour les millions d'années à venir	30
3.3.1 Paillard 98	30
3.3.2 VCV	34

3.3.3	Paillard-Parrenin	37
3.4	Interprétation	40
	Conclusion	44
	Bibliographie	46

Introduction

Au cours de son histoire, le climat terrestre a connu de nombreuses variations naturelles. En particulier, ce qu'on appelle la cryosphère¹ a varié par son volume ainsi que la position de ses constituants. Il faut savoir que les calottes glaciaires que l'on connaît aujourd'hui (la calotte antarctique et celle du Groenland) n'ont pas toujours été là. On sait maintenant non seulement que le volume de la cryosphère a déjà été bien plus élevé par le passé, mais également que les calottes glaciaires n'ont pas toujours été présentes.

En effet, la période géologique du Miocène, par exemple, qui s'est terminée il y a environ 5 millions d'années, était caractérisée par l'absence de calottes glaciaires dans l'hémisphère Nord² et un climat particulièrement chaud. Après un refroidissement progressif de la planète durant quelques millions d'années, des calottes glaciaires se sont développées, mais pas de manière continue. Tout en suivant la tendance de refroidissement global du climat, des cycles sont apparus, faisant passer la Terre de périodes glaciaires durant lesquelles le volume de glace est plus élevé, à des périodes interglaciaires durant lesquelles celui-ci est plus faible mais sans non plus être nul, et vice-versa. Ces cycles ont pendant longtemps eu une période d'environ 40 000 ans avant de changer de régime et de passer à une période de 100 000 ans il y a environ un million d'années. [Ruddiman, 2014]

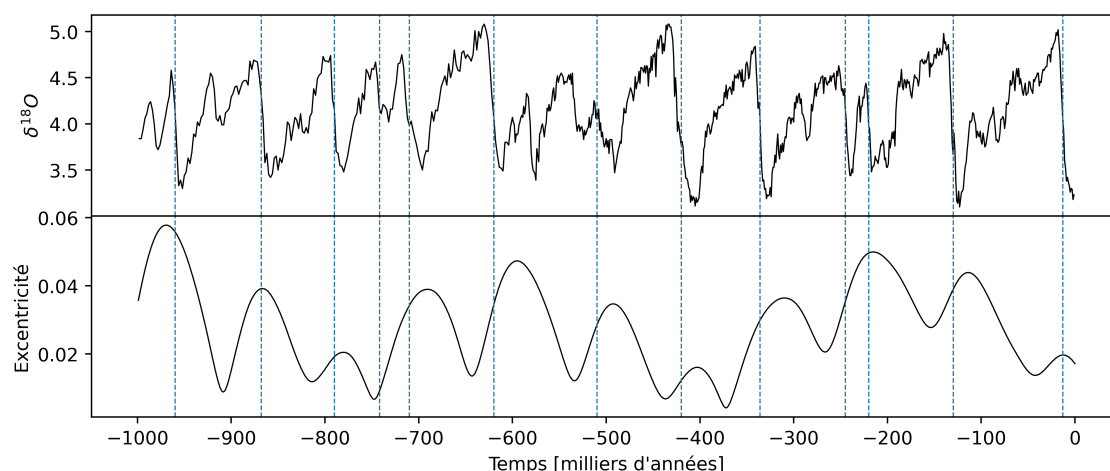


FIGURE 1 – Comparaison entre une estimation du volume de glace [Lisiecki and Raymo, 2005] (figure du haut) et l'excentricité [Berger, 1978] (figure du bas) sur le dernier million d'années.

-
1. ensemble des constituants du système terrestre composés d'eau à l'état solide.
 2. La calotte antarctique est devenue permanente durant le Miocène.

La raison de l'apparition de ces cycles glaciaires et les mécanismes modulant leur amplitude, leur fréquence et leur forme (qui a tendance à être en dent de scie surtout pour les cycles de 100 000 ans) ont été le sujet de nombreuses études [Imbrie, 1982, Paillard, 2015]. En particulier, les paléoclimatologues ont cherché à élaborer des théories sur les différents facteurs influençant ces cycles et leur impact respectif. Pour commencer, le forçage climatique principal est naturellement la quantité d'énergie qui est reçue du Soleil et ce qui module celle-ci sont les variations dans l'orbite terrestre qui seront développées en détail dans le chapitre 1. Une des caractéristiques les plus importantes de son orbite est son ellipticité. Celle-ci est faible mais a pourtant des conséquences importantes. En particulier, elle varie par le fait que le système solaire n'est pas réduit aux deux corps que sont le Soleil et la Terre. Les variations d'excentricité ont un comportement complexe formé de plusieurs cycles de 100 000 ans, 400 000 ans et 2,3 millions d'années principalement. Une autre caractéristique importante de l'orbite terrestre est l'angle que fait l'axe de rotation de la Terre avec le plan de son orbite autour du Soleil. Ce paramètre est appelé l'obliquité et ses variations ont des cycles d'environ 40 000 ans.

Les cycles glaciaires récents et le mécanisme leur donnant cette période sont encore aujourd'hui imparfaitement compris. Un premier phénomène qui peut être remarqué à l'observation des signaux bruts sur la figure 1 est le fait que les déglaciations ont plus souvent tendance à se dérouler lorsque le signal d'excentricité est dans une phase ascendante.

De plus, un paradoxe a déjà été observé dans d'autres études. En effet, comme on peut le voir sur la figure 2, on observe une forte variabilité du climat et en particulier ici du volume de glace sur Terre durant un minimum d'excentricité il y a environ 400 000 ans. Une de nos questions sera de comprendre si cela est une coïncidence ou si on peut y trouver une explication. Pour répondre à cette question, nous nous baserons dans ce mémoire sur trois piliers. Premièrement, nous nous servirons bien évidemment d'observations diverses. L'indicateur principal de variations de volume de glace est un rapport d'isotopes d'oxygène appelé $\delta^{18}O$ dont nous expliquerons le calcul et les causes de ses variations par la suite. Ensuite, nous utiliserons différents outils afin de pouvoir se focaliser sur différents aspects des signaux que nous analysons. Pour finir, nous utiliserons trois modèles pour faire des simulations numériques. Cela nous permettra de tester les hypothèses sur lesquels ceux-ci reposent.

Un signal comme celui des récents cycles glaciaires-interglaciaires a la particularité d'être à la fois empreint d'une périodicité forte et visible, mais également d'événements très marqués et abrupts que sont les déglaciations. Cette particularité a pour conséquence qu'analyser ce signal en regardant uniquement ses fréquences ou en regardant uniquement les moments où se déroulent les déglaciations nous fait passer à côté de certains éléments. Notre but est de combiner ces différents points de vue par le biais de deux méthodes d'analyse complémentaires : d'un côté un critère de détection des déglaciations qui va nous permettre de comparer leur timing avec le signal d'excentricité, d'un autre côté une analyse des variations locales de fréquences grâce à laquelle nous allons pouvoir visualiser le comportement des différents cycles présents dans les signaux.

Dans tout ce processus, plusieurs problèmes se posent qu'il faut garder constamment en tête. Par exemple, le signal durant lequel les cycles de glaciation ont une

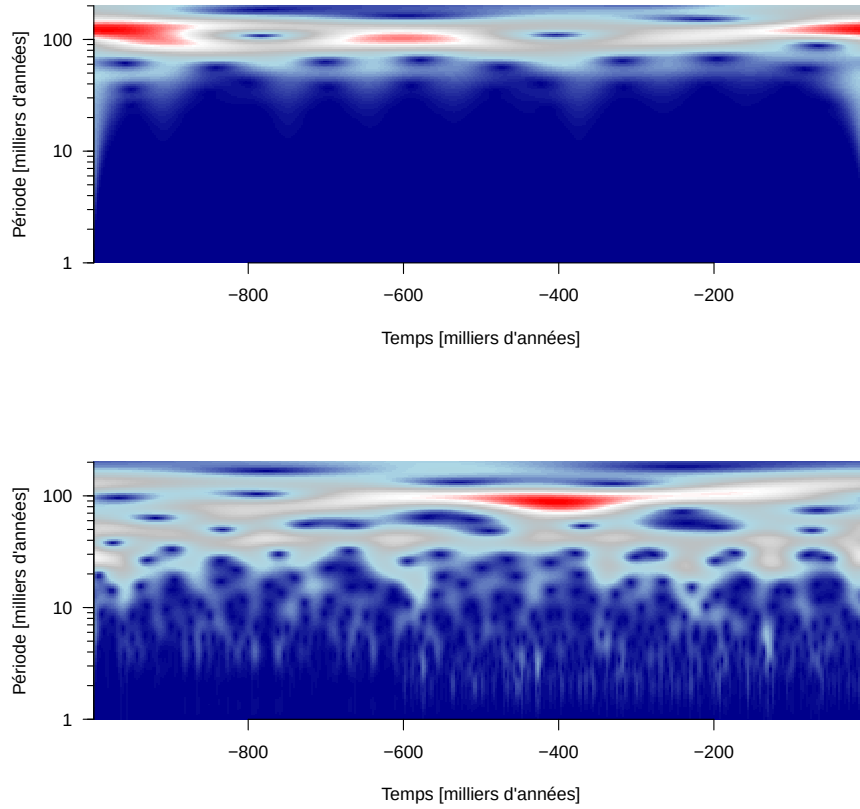


FIGURE 2 – Variation des fréquences principales des signals d’excentricité (en haut) et de $\delta^{18}O$ (en bas) sur le dernier million d’années.

période de 100 mille ans est extrêmement court puisqu’il est composé d’à peine une dizaine de cycles. Même si nous arrivons à trouver des relations entre celui-ci et le signal d’excentricité il ne faut pas oublier que notre échantillon n’est statistiquement pas très représentatif. D’un autre côté, les séries temporelles que nous allons utiliser ont une dynamique particulière et chaque cycle est différent. Nous devons faire attention à ne pas trouver des relations là où il n’y en a pas et toujours rester objectif sur les différents résultats que nous trouvons, les comparer et utiliser la complémentarité de ceux-ci.

Dans l’état de l’art, nous définirons chacun des paramètres orbitaux de la Terre, pour ensuite faire une discussion concernant l’état actuel des connaissances sur les cycles glaciaires-interglaciaires et les différentes théories proposées afin d’expliquer leur évolution. Nous spécifierons ensuite notre question de recherche. Dans le chapitre "Méthodes", nous préciserons d’où viennent nos différentes observations ainsi que leurs particularités. Nous définirons les modèles utilisés dans nos simulations numériques pour enfin spécifier nos méthodes d’analyse dont celle utilisée pour réaliser la figure 2. Pour finir les résultats commenceront par détailler nos différents constats concernant le passé puis mettront en lumière ce qu’on a pu tirer de nos simulations numériques pour le passé mais également pour les millions d’années à venir.

Chapitre 1

Etat de l'art

1.1 Forçage astronomique

L'énergie reçue en haut de l'atmosphère, calculée en W/m^2 et appelée *insolation*¹, dépend de la latitude à laquelle celle-ci est mesurée mais également du jour de l'année. En effet, l'insolation à l'équateur varie par exemple très peu au cours de l'année tandis que l'insolation aux pôles est nulle en hiver et prend des valeurs élevées en été. Ces variations en latitude et en temps peuvent être représentées dans un diagramme de Milankovitch (figure 1.1).

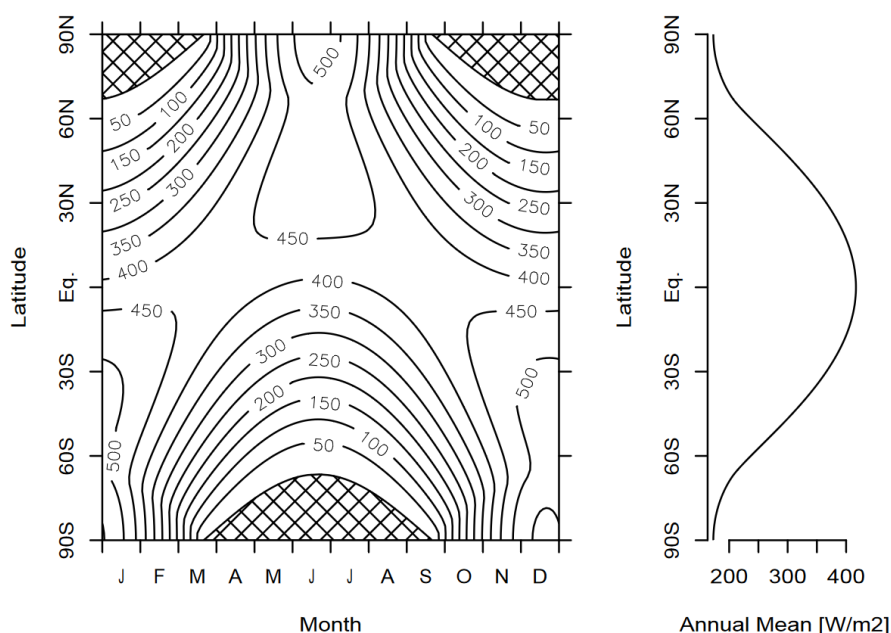


FIGURE 1.1 – Diagramme de Milankovitch et moyenne d'insolation annuelle par latitude pour une orbite circulaire. Figure réalisée avec le package *palinsol* en R.

Ce type de diagramme représente l'insolation en fonction de la latitude (sur l'axe des ordonnées) et du jour de l'année (axe des abscisses). Les isocontours représentent

1. pour **incoming solar radiation**

l'insolation en W/m^2 et sont appelés les courbes de Milankovitch. La forme particulière du diagramme représenté sur la figure 1.1 est due à l'angle que fait l'axe de rotation de la Terre avec le plan de l'orbite [Crucifix, 2022].

La distribution d'insolation est cruciale dans l'étude des systèmes climatiques. En effet, à chaque système correspond en général une insolation à une latitude donnée et un moment de l'année. L'insolation à cette latitude et à ce moment est le forçage principal pour simuler l'évolution du système. Ici, nous nous intéressons en particulier à la cryosphère et nous verrons par la suite quel est le moment de l'année et la latitude qui y sont associés et pourquoi. A l'échelle de plusieurs années, ce sont trois paramètres qui causent les changements dans la quantité et la distribution d'insolation : l'obliquité, l'excentricité et l'index de précession. Penchons-nous sur la définition de chacun de ces paramètres ainsi que leur impact sur l'insolation.

1.1.1 Obliquité

L'obliquité ϵ est l'angle que fait l'axe de rotation de la Terre avec la normale au plan contenant l'orbite de la Terre autour du Soleil, plan appelé l'écliptique. Cet angle est actuellement de 23.5° mais varie de 22.2° à 24.5° environ. Les changements dans l'obliquité se déroulent avec une période assez régulière de 41 000 ans, mais la nature des modulations de l'amplitude de ce signal est complexe, comme nous pouvons le voir sur la figure 1.2.

Les variations de l'obliquité ont un fort impact sur les régions polaires. En effet, l'augmentation d'obliquité augmente l'angle formé entre les rayons solaires et la surface de la Terre au Pôle Nord le jour du solstice d'été de l'hémisphère Nord, et au Pôle Sud le jour du solstice d'été de l'hémisphère Sud. Une diminution a l'effet inverse, elle diminue l'amplitude des contrastes saisonniers. Une augmentation d'obliquité va par ailleurs augmenter l'insolation moyenne annuelle pour les hautes latitudes et la diminuer pour les basses latitudes. En résumé, des changements dans l'obliquité vont principalement amplifier ou diminuer les saisons, particulièrement aux pôles, mais n'ont aucun impact sur l'insolation moyennée sur tout le globe puisqu'une diminution à une latitude sera toujours compensée par une augmentation à une autre.

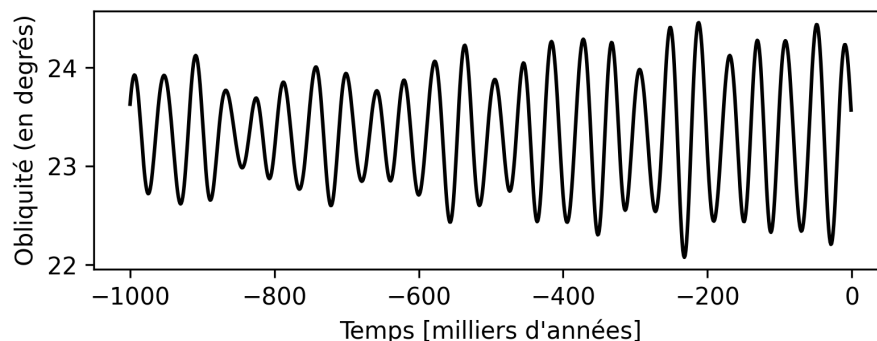


FIGURE 1.2 – Signal d'obliquité sur le dernier million d'années

1.1.2 Excentricité

L'excentricité e d'une orbite peut être définie comme étant une mesure de l'écart entre l'orbite analysée (ici une orbite elliptique) et une orbite parfaitement circulaire. Les orbites elliptiques sont une solution du problème à deux corps. Mathématiquement, $e = \sqrt{a^2 - b^2}/a$, où a et b sont les demi-grand axe et demi-petit axe de l'ellipse, c'est-à-dire respectivement la plus grande distance entre le centre de l'ellipse et elle-même et la plus petite distance entre le centre de l'ellipse et elle-même.

Cependant, l'excentricité de l'orbite terrestre n'est pas constante, et cela est dû à l'attraction gravitationnelle des autres planètes sur la Terre au cours de sa trajectoire. L'excentricité de la Terre varie de 0.005 à 0.0607. Celle-ci a également un rôle important dans le calcul de l'insolation moyenne globale annuelle reçue sur Terre. En effet, en utilisant la seconde loi de Kepler, on peut montrer que cette insolation est inversement proportionnelle à $\sqrt{1 - e^2}$ [Berger and Loutre, 1994]. Comme nous pouvons le voir sur la figure 1.3, le signal d'excentricité varie principalement à deux périodes : une première période autour de 100 000 ans et une deuxième d'environ 400 000 ans. Cette deuxième période est moins évidente mais elle est visible grâce à la variation d'amplitude des pics de 100 000 ans. Il existe également un troisième cycle de 2,3 Ma d'une amplitude plus faible.

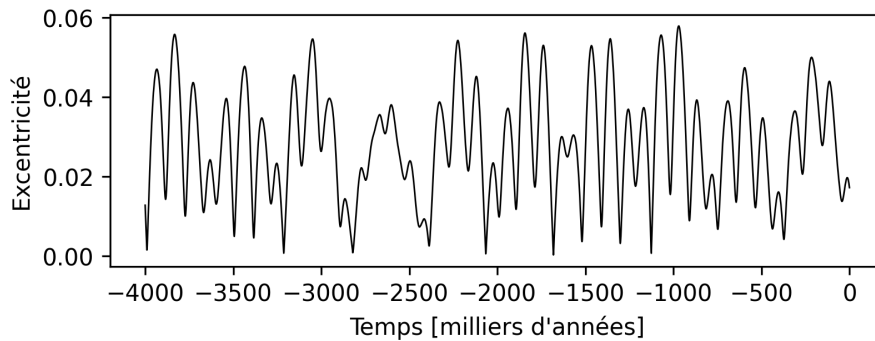


FIGURE 1.3 – Signal d'excentricité depuis -4 Ma

1.1.3 Précession

L'index de précession est certainement le paramètre astronomique le moins intuitif des trois. Il provient d'un phénomène composé de deux mouvements : la précession axiale et la précession de l'ellipse, qui à deux forment ce qu'on appelle la précession des équinoxes.

Précession axiale

La précession axiale exprime l'idée que, telle une toupie, l'axe de rotation de la Terre ne pointe pas toujours dans la même direction. Cette direction suit un cycle de $\sim 25\,700$ ans. Ce cycle est dans le cas de la Terre causé par la forme de notre planète. En effet, celle-ci n'est pas parfaitement sphérique et est plus épaisse au niveau de l'équateur. L'attraction gravitationnelle du Soleil et de la Lune ainsi que l'obliquité de la Terre entraînent donc une précession axiale due à ce bourrelet équatorial.

Précession de l'ellipse

Dans ce cas, c'est l'entièreté de l'orbite elliptique de la Terre qui se déplace autour du Soleil par rapport aux étoiles. Le petit et le grand axe se déplacent lentement et donc le périhélie aussi. Une orbite complète des équinoxes autour du Soleil dure approximativement 22 000 ans.

Combinés, ces deux mouvements décrivent le mouvement absolu des équinoxes et des solstices. La précession des équinoxes possède un cycle fort de 23 000 ans ainsi qu'un plus faible de 19 000 ans. Afin de pouvoir caractériser l'influence de ce mouvement, il faut le réduire puisque la précession des équinoxes est un mouvement complexe tridimensionnel. Pour ce faire, deux caractéristiques de l'orbite terrestre sont utilisées.

La première est l'angle ϖ , appelé *longitude du périhélie*, entre le point vernal γ et le périhélie. Le point vernal matérialise l'équinoxe de printemps, c'est la position de la Terre le 21 mars. En prenant $\sin \varpi$, nous avons une amplitude qui varie de -1 à +1 sur chaque cycle de précession. Ensuite, il faut considérer l'excentricité. En effet, si l'orbite terrestre était circulaire, la précession des équinoxes n'aurait pas d'impact sur la quantité d'énergie solaire reçue sur Terre. Le paramètre combinant la longitude du périhélie et l'excentricité est l'index de précession, qui vaut $e \sin \varpi$, et dont nous pouvons voir le signal sur la figure 1.4.

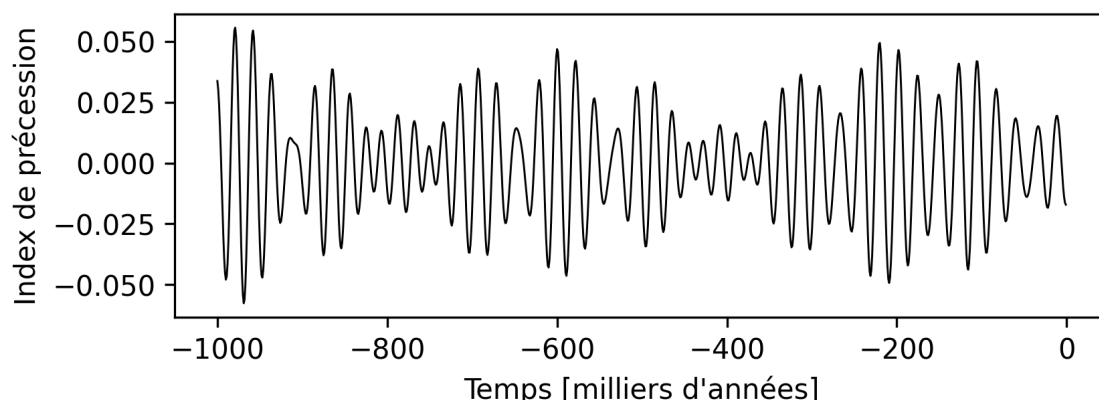


FIGURE 1.4 – Index de précession durant le dernier million d'années. Les cycles de 23 000, 100 000 et 400 000 ans sont particulièrement visibles.

Nous avons maintenant défini les trois paramètres du forçage astronomique : l'obliquité, l'excentricité et l'index de précession. Ceux-ci ont chacun des signaux et des effets très différents. L'obliquité a un cycle régulier de 41 000 ans, l'excentricité a plusieurs cycles ce qui la rend plus complexe puisque les périodes de ceux-ci ne sont pas des multiples l'un de l'autre. Et pour finir l'index de précession a une période principale de 23 000 ans et est modulé par l'excentricité.

Comme expliqué plus haut, un changement dans un de ces paramètres implique un changement d'insolation. Chaque paramètre implique des changements différents. Par exemple, les variations mensuelles d'insolation sont dominées par la précession aux latitudes basses et moyennes, et aux hautes latitudes, l'effet de l'obliquité apparaît. De plus, l'obliquité influence l'insolation intégrée sur une saison alors que ce n'est pas le cas de la précession.

1.1.4 Expansions harmoniques de Berger

Comme nous le verrons dans la section 1.3, avoir à sa disposition les variations à long terme d'insolation à n'importe quelle latitude ϕ est crucial dans l'étude des cycles glaciaires-interglaciaires. L'insolation à une certaine latitude est une fonction de la constante solaire S_0 , de l'excentricité e , de l'obliquité ϵ et de la longitude du périhélie ϖ . Les variations de e , ϵ et $e \sin \varpi$ peuvent être calculées en utilisant des expansions harmoniques [Berger, 1978], données par les expressions suivantes :

$$\begin{aligned}\epsilon &= \epsilon^* + \sum_i A_i \cos(f_i t + \delta_i) \\ e \sin \varpi &= \sum_i P_i \sin(\alpha_i t + \zeta_i) \\ e \cos \varpi &= \sum_i P_i \cos(\alpha_i t + \zeta_i) \\ e &= e_0 + \sum_i E_i \cos(\lambda_i t + \phi_i)\end{aligned}$$

où $e_0 = 0.028707$ et $\epsilon^* = 23^\circ 32' 05.56''$. Ces expansions ne permettent pas de calculer les paramètres astronomiques avec une précision suffisante au-delà de 3 Ma. Des solutions à plus long terme ont été fournies par [Laskar et al., 2004]. Cependant, et c'est ce qui nous intéresse ici, on peut, grâce aux expansions de Berger, facilement trouver quelles sont les périodes des modes principaux de chaque paramètre en regardant quelles sont les amplitudes A_i , P_i et E_i avec les valeurs absolues les plus élevées et déduire des vitesses moyennes f_i , α_i et λ_i la période de chacun de ces modes.

Pour l'obliquité, la période qui ressort principalement est bien 41 000 ans, comme déjà dit plus haut. En ce qui concerne l'excentricité, les amplitudes des modes principaux sont plus rapprochées et il y a six cycles importants qui ressortent avant que l'amplitude ne diminue de manière abrupte d'un mode au suivant. Pour commencer, nous avons la période de 413 000 ans qui a déjà été citée. Ensuite nous trouvons une succession de modes dont la période se rapproche de 100 000 ans qui ensemble forment le cycle que nous observons sur la figure 1.3. La période de 2,3 Ma que nous pourrions observer à de nombreuses reprises dans le reste de cette étude se trouve en sixième position. L'expansion harmonique de la longitude du périhélie fait également ressortir plusieurs modes différents. Ceux dont les amplitudes sont les plus fortes ont des périodes allant de 18 800 ans à 23 700 ans.

1.2 Cycles glaciaires-interglaciaires

Le volume des calottes glaciaires, leur forme, leur position et même leur présence a beaucoup varié au cours de l'histoire de notre planète. Selon les conventions des géologues, il y a 2,6 Ma, nous sommes entrés dans la période du Quaternaire, définie entre autres par la présence de calottes glaciaires et de cycles glaciaires-interglaciaires. Un cycle glaciaire-interglaciaire, que nous abrègerons cycle g-ig par la suite, est défini comme la succession suivante : pendant un certain intervalle de temps, les calottes glaciaires grandissent petit à petit. Ensuite, leur volume arrive à

un maximum et le système rentre en déglaciation. Aujourd'hui, nous sommes dans une période avec un plus faible volume de glace que lors du dernier maximum glaciaire (*last glacial maximum* ou LGM) puisque seules les calottes antarctique et du Groenland sont encore présentes. Mais il y a 21 000 ans, lors du LGM, la calotte laurentide recouvrait une grande partie de l'Amérique du Nord et la calotte fennoscandienne recouvrait le Nord de l'Eurasie.

Mais comment détecte-t-on ces cycles ? L'oxygène est présent de manière abondante dans le système climatique, en particulier via la molécule de H_2O et également dans la glace. Les réservoirs d'eau interagissent et il est donc possible de détecter des changements climatiques via les rapports d'abondance isotopique d'oxygène. Deux isotopes de l'oxygène sont fort présents dans la nature : l'oxygène 16, qui est plus léger et abondant, et l'oxygène 18 plus lourd. L'indicateur appelé $\delta^{18}O$ exprimée en ‰ est défini comme suit :

$$\delta^{18}O = \frac{(^{18}O/^{16}O)_{\text{echantillon}} - (^{18}O/^{16}O)_{\text{standard}}}{(^{18}O/^{16}O)_{\text{standard}}} \times 1000$$

De manière générale, lorsque la température augmente, l'évaporation est plus intense et l'oxygène 16 s'évapore plus facilement puisqu'il est plus léger et le $\delta^{18}O$ de l'eau de mer est plus élevé. Ce rapport est un bon indicateur de la variation du volume de glace mais il a évidemment ses failles puisqu'il ne dépend pas que du volume de glace mais également de la température², qui ne sont évidemment pas toujours étroitement liés. La figure 1.5 montre la succession qui définit les cycles g-ig que nous décrivons plus haut. Elle est ici bien marquée et nous pouvons y observer des cycles d'une période d'environ 100 000 ans.

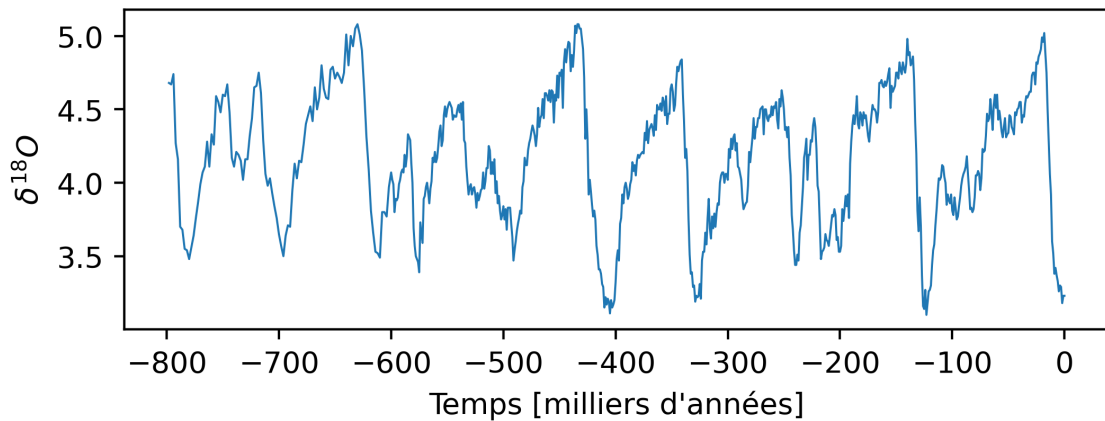


FIGURE 1.5 – Rapport $\delta^{18}O$ sur les huit cent mille dernières années. Compilation de données prélevées sur des coquilles de foraminifères benthiques dans 57 sites différents [Lisiecki and Raymo, 2005].

La provenance, les avantages et les inconvénients des données utilisées pour produire les figures 1.5 et 1.6 seront expliquées dans la section 2.1. Au vu de la première des deux figures, on pourrait penser que ces cycles sont très réguliers et que leur période tourne toujours autour de 100 000 ans. Cependant, ils ne se limitent bien

2. à laquelle les foraminifères benthiques desquels les mesures de $\delta^{18}O$ sont prises sont calcifiées, cfr. section 2.1

évidemment pas à la représentation qu'en donne la figure 1.5, En effet, la différence de comportement des séries temporelles représentées sur les deux figures est frappante malgré les intervalles de temps étudiés pourtant particulièrement proches : d'un côté on a des cycles en dent de scie de 100 000 ans avec une grande amplitude, d'un autre des cycles plus symétriques de 40 000 ans avec une amplitude bien plus faible.

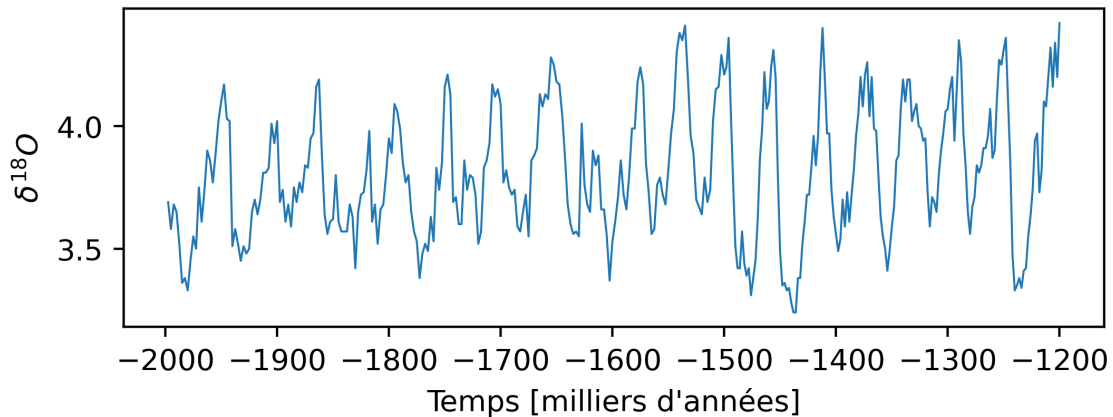


FIGURE 1.6 – Rapport $\delta^{18}O$ entre 2 Ma BP et 1.2 Ma BP. Données provenant de [Lisiecki and Raymo, 2005].

Cette transition entre les deux régimes des cycles g-ig du Quaternaire est appelée la Transition du Pléistocène Moyen, souvent abrégée MPT, et montre que ces cycles n'ont pas une dynamique simple. Cela complique la tâche pour nous qui voulons les étudier, et en particulier essayer dans un premier temps de s'intéresser au timing des déglaciations et à leur éventuel lien avec l'excentricité. En effet, la modulation des cycles g-ig rend plus complexe la définition d'un critère précis de déglaciation.

1.3 Théorie de Milankovitch et choix de l'insolation

Après cette mise en contexte, il nous reste à essayer de comprendre la dynamique assez particulière des cycles g-ig. Il est assez intuitif de se dire que les variations de volume de glace sont probablement régies entre autres par un forçage astronomique. Mais quand on cherche à comprendre exactement la nature de ce lien, une question se pose : quelle est l'insolation qui est critique dans ce phénomène ? En quelle saison et à quelle latitude ? Dès les années 1840 avec [Adhémar, 1842], une première théorie des âges glaciaires fut élaborée dans laquelle de longs hivers sont associés à des périodes glaciaires. Cela peut en effet sembler logique puisque c'est la période où la neige tombe et les calottes se forment. Par la suite, James Croll [Croll, 1867] fournit une version plus élaborée de la théorie d'Adhémar dans laquelle il insiste particulièrement sur le rôle de l'excentricité comme modulation de la précession. Cependant, plusieurs arguments ont montré par la suite que la saison d'hiver n'était pas la plus importante dans le processus des cycles glaciaires-interglaciaires. En effet, les calottes glaciaires se forment aux hautes latitudes, où les températures sont toujours froides en hiver. De plus, le Soleil, à ces latitudes, est toujours bas dans le ciel en hiver et l'insolation n'y est pas forte. Pour ces deux raisons, l'hiver n'est pas la saison critique.

C'est Joseph John Murphy [Murphy, 1876] qui proposa une nouvelle théorie "inverse" dans laquelle les étés froids ont plus d'importance que les hivers froids pour la croissance des glaciers. Cette possibilité, le contrôle des calottes glaciaires par l'insolation d'été, semble, après réflexion, plus raisonnable. L'argument pour expliquer cela est que peu importe à quel point il a neigé pendant un hiver, cette neige peut dans tous les cas facilement être fondue si l'été qui suit est suffisamment chaud. Cette idée que l'insolation d'été est critique pour produire des étés assez froids et permettre aux calottes glaciaires de résister forme la base de la **théorie de Milankovitch**. Elle porte le nom du premier scientifique à avoir calculé de manière systématique l'impact des changements astronomiques sur l'insolation à différentes latitudes et à différents moments de l'année. Pour Milankovitch, la latitude la plus sensible pour les valeurs de basse insolation est 65°N , la latitude à laquelle les calottes glaciaires³ commencent à se former et finissent de fondre. C'est la raison pour laquelle les modèles que nous utiliserons par la suite utilisent comme forçage l'insolation à 65°N en été et plus précisément au solstice d'été.

Beaucoup de modèles publiés [Calder, 1974, Imbrie and Imbrie, 1980] ont utilisé cette insolation comme forçage. D'autres utilisent ce qu'on appelle l'insolation calorique, définie (également par Milankovitch) comme étant l'insolation intégrée sur la moitié de l'année durant laquelle elle est la plus élevée et peut sembler plus adaptée puisqu'elle ne tient pas compte d'un seul jour. Un troisième type d'insolation couramment utilisé est l'insolation d'été intégrée seulement au-dessus d'un certain seuil. Selon [Huybers, 2006], celle-ci pourrait être plus appropriée dans l'étude des cycles g-ig car elle suit de plus près les jours avec des températures positives, et ceux-ci sont une métrique importante dans l'équilibre des calottes glaciaires.

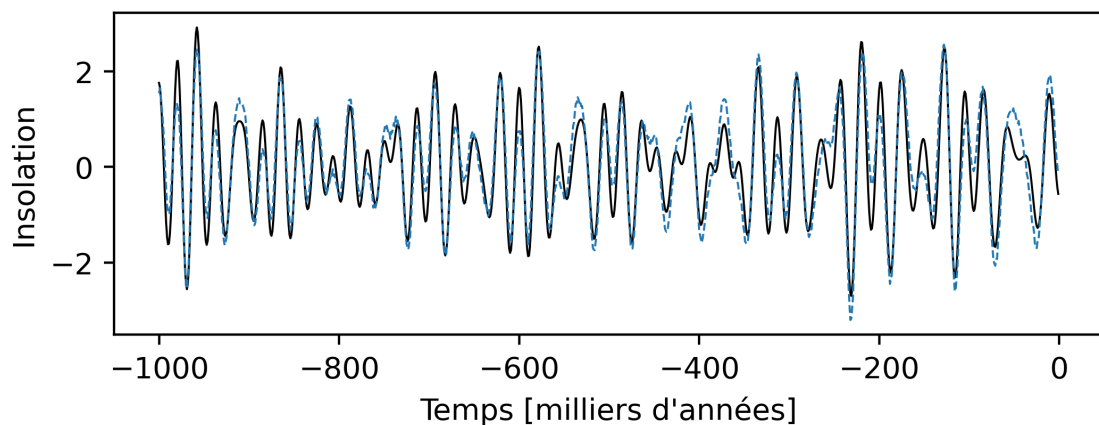


FIGURE 1.7 – Représentation de deux types de forçages couramment utilisés sur le dernier million d'années. En noir : l'insolation 65°N , en bleu pointillé : l'insolation calorique.

Le choix de l'une ou l'autre insolation lors de la construction d'un modèle, comme nous le verrons par la suite, n'est a priori pas quelque chose d'évident, que ce soit dans les raisons physiques qui accompagnent ce choix ou ses conséquences sur le modèle paléoclimatique [Leloup and Paillard, 2021]. Il faut cependant noter que les

3. celles du Quaternaire

insolations intégrées sont en général plus influencées par les changements d'obliquité que les insolations prises pour un jour.

Comme nous l'avons vu, la dynamique des cycles g-ig est fortement influencée par le forçage direct de l'insolation. Le forçage principal de la variabilité climatique à l'échelle des cycles g-ig sont les variations des paramètres orbitaux [Hays et al., 1976], mais l'influence exacte des différents mécanismes physiques impliqués est encore inconnue. En effet, il existe beaucoup d'effets indirects de l'insolation sur les cycles g-ig, ce qui en fait un phénomène complexe, difficile à modéliser. L'insolation a un impact sur énormément de composantes climatiques qui peuvent elles-mêmes influencer de manière directe ou indirecte les calottes glaciaires et inversement. Nous citerons ici deux exemples.

Tout d'abord, selon [Paillard and Parrenin, 2004], l'influence de la calotte antarctique sur la formation d'eaux profondes pourrait être l'élément qui complète la théorie astronomique des climats du Quaternaire. Leur idée est la suivante : pour eux, l'Antarctique est un élément clé car c'est un endroit où la formation d'eaux profondes stratifiée est facilitée. Les eaux profondes très denses et salées provenant de la formation de banquise permettent de stocker des quantités énormes de carbone. Durant une glaciation, la calotte antarctique envahit le plateau continental jusqu'à sa limite. Ensuite la formation d'eaux salées profondes devient plus difficile et la stratification de l'océan s'affaiblit, relâchant le carbone présent dans les profondeurs. Le CO_2 atmosphérique augmente alors et les calottes glaciaires de l'hémisphère nord sont réduites.

Le deuxième exemple a un effet différent. Ce sont ici les calottes glaciaires qui ont un impact sur une composante du système climatique, les moussons estivales d'Asie orientale [Lyu et al., 2021]. L'influence de l'insolation, du CO_2 et des calottes glaciaires de l'hémisphère nord sur ces moussons durant les 800 000 dernières années est étudiée. Il en résulte que l'insolation et les calottes glaciaires sont des facteurs importants dans le contrôle des moussons estivales d'Asie orientale à une échelle astronomique. En particulier, le volume de glace module l'effet de l'insolation en influençant le contraste de pression entre le continent et la mer.

En conclusion, nous avons d'un côté un forçage astronomique, qui est complexe mais qui a déjà été décortiqué par le passé et qu'on peut représenter avec trois paramètres : l'obliquité, l'excentricité et l'index de précession. Ceux-ci influencent l'insolation à une échelle astronomique, mais l'insolation peut avoir des effets indirects via les différentes composantes du système climatique. D'un autre côté, nous avons vu que les cycles glaciaires-interglaciaires peuvent avoir une période mais également une amplitude qui changent. De plus, leur comportement n'est pas sinusoïdal. Comme dit durant l'introduction, nous allons ici nous concentrer sur la modulation de ces cycles par l'excentricité. Nous avons pour cela besoin de plusieurs outils que nous allons développer dans le prochain chapitre.

1.3.1 Question de recherche

Maintenant que nous avons clarifié ces différents concepts, nous pouvons développer plus en profondeur notre question de recherche scientifique posée dans l'introduction. En particulier, nous pouvons nous demander pourquoi on s'attend à priori à retrouver les traces du signal d'excentricité dans les cycles g-ig.

L'idée que l'excentricité module les cycles glaciaires-interglaciaires provient dans un premier temps de l'analyse des récentes déglaciations. Depuis au moins un millions d'années, les phases des cycles de $\delta^{18}O$ et d'excentricité ont été décalées de maximum 10 000 ans (cfr. figure 1.8), ce qui tend à première vue à nous faire penser que les cycles g-ig sont régis par l'excentricité [Lisiecki, 2010]. Cependant l'effet exact de l'excentricité sur ceux-ci est inconnu. Le nombre de cycles sur cette période est faible puisque leur période est environ 2,5 fois plus grande qu'avant la MPT. Ce faible nombre nous empêche de faire certaines conclusions, puisqu'en plus de sa période de 100 000 ans, l'excentricité possède une période de 400 000 ans et de 2,3 Ma et il est donc impossible de procéder à des analyses pour notre court et récent intervalle de temps en ce qui concerne ces deux périodes.

Cependant, nous nous attendons à trouver des traces du signal d'excentricité à plusieurs niveaux puisque plusieurs relations intrigantes ont déjà fait l'objet d'études. Nous pouvons par exemple citer ce qui est communément appelé le *MIS 11 paradox* (voir [Berger and Wefer, 2003], [Droxler et al., 2003] et [Lisiecki, 2010]). Ce "paradoxe" consiste en l'observation suivante : il y a environ 400 000 ans, durant le MIS 11⁴, une grande amplitude des variations climatiques a été remarquée alors que le forçage astronomique est faible à cette période. D'autres relations auxquelles on ne s'attend pas au premier abord seront décrites dans le chapitre 3. En se servant de ce qui a déjà été observé, il s'agira de savoir comment et où regarder nos signaux et comment interpréter nos observations. A l'aide de nos différents outils, notre but est d'espérer offrir un regard nouveau sur la modulation des cycles g-ig par l'excentricité.

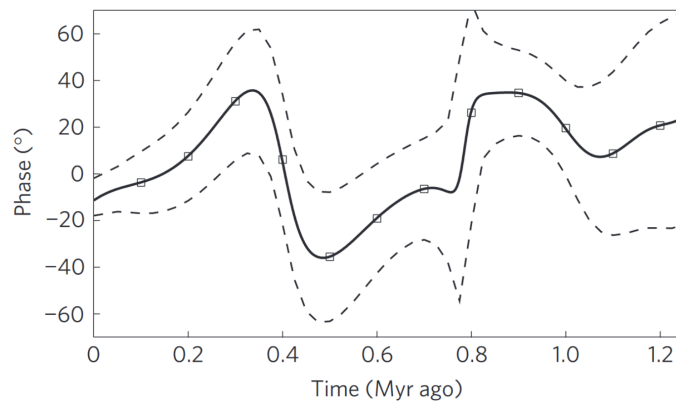


FIGURE 1.8 – Décalage de phase du cycle de 100 000 ans du signal de $\delta^{18}O$ de LR04 par rapport à celui de l'excentricité. La phase varie entre $+35^\circ$ (+10 000 ans) et -36° (-10 000 ans). Figure provenant de [Lisiecki, 2010].

4. Abrégé de *marine isotope stage*, les MIS sont une convention pour définir les différentes périodes froides et chaudes qui s'alternent, numérotées de la plus récente à la plus vieille.

Chapitre 2

Méthodes

2.1 Données

Il est important de garder en tête qu’une majorité des données utilisées en paléoclimat proviennent de ce qu’on appelle des *proxy*, c’est-à-dire certaines matières qui sont connues pour avoir une corrélation avec la variable qui nous intéresse. Ce sont des indicateurs de nos variables qui comportent des incertitudes et qui ne dépendent pas toujours uniquement de la variable d’intérêt. De plus, les hypothèses concernant la relation exacte entre cet indicateur et cette variable ne sont pas toujours fiables [McClelland et al., 2021].

2.1.1 Compilation de $\delta^{18}O$ benthique

Comme expliqué dans la section 1.2, le $\delta^{18}O$ est un bon indicateur de la variation de volume de glace et est calculé par le rapport entre les isotopes 18 et 16 de l’oxygène. En pratique, le $\delta^{18}O$ benthique¹ provient des coquilles des foraminifères benthiques, qui sont de petits organismes vivant dans le fond de l’océan. Leurs coquilles contiennent de l’oxygène provenant d’ions bicarbonates. Lorsque les foraminifères meurent, ils s’accumulent au fond de l’océan. Le signal que nous utilisons ici est une compilation, couramment abrégée LR04 pour [Lisiecki and Raymo, 2005]. Elle est le produit d’enregistrements de $\delta^{18}O$ benthique provenant de 57 sites différents distribués en longitude, latitude et profondeur de l’océan avec un total de plus de 38 000 mesures individuelles de $\delta^{18}O$. Ceux-ci fournissent après avoir été compilés avec un algorithme particulier une série temporelle de 5,33 Ma.

2.1.2 Concentrations en dioxyde de carbone

Cette série temporelle d’une longueur de 800 000 ans donne la concentration en CO_2 en ppmv pour *partie par million en volume* déterminée par la mesure de la composition de l’air dans les carottes de glace et a été fournie par le projet EPICA [Lüthi et al., 2008] (European Project for Ice Coring in Antarctica). Les auteurs de ce projet montrent une corrélation entre la composition atmosphérique de CO_2 et la température en Antarctique durant les huit derniers cycles glaciaires comme nous pouvons le voir sur la figure 2.1.

1. adjectif provenant de *benthos*, terme qui désigne l’ensemble des organismes aquatiques vivant à proximité du fond des mers, des océans, des lacs et des cours d’eau.

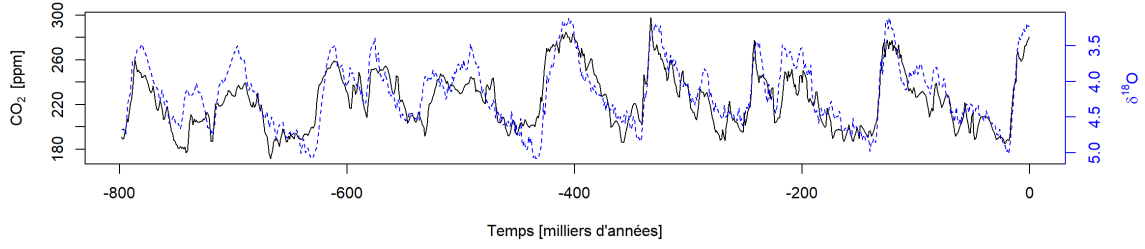


FIGURE 2.1 – Séries temporelles de CO_2 (EPICA, en noir) [Lüthi et al., 2008] et de $\delta^{18}\text{O}$ (LR04, en bleu pointillé) pour les 800 000 dernières années.

2.1.3 Température de surface de la mer dans le Pacifique est-équatorial

Ces données ([Dyez et al., 2016]) proviennent de plusieurs sites différents dans le Pacifique est-équatorial. Le proxy utilisé ici afin de déterminer les températures de surface de la mer passées est le $U_{37}^{K'}$. Cet indice est le degré d'insaturation des formes di- et tri-insaturées des alcénones. Les alcénones [Conte et al., 2006] sont des cétones à 37 atomes de carbones qui possèdent 2,3 ou 4 doubles liaisons et sont principalement photosynthétisées par une algue vivant dans l'océan de surface. L'identification de ce type d'algue dans les sédiments marins a permis [Epstein et al., 1953] de remarquer un lien entre l'indice $U_{37}^{K'}$ et la température de croissance des algues. On peut, à partir de cet indice, déduire la température des eaux de surface à l'époque de leur dépôt au fond des océans. On analysera l'évolution de celle-ci dans le chapitre 3.

2.2 Modèles

Les modèles que nous utiliserons pour nos simulations numériques sont des modèles simples, aussi appelés modèles conceptuels de par le peu d'hypothèses sur lesquels ils reposent. Ils sont constitués de quelques équations différentielles mais permettent de reconstituer à leur échelle la dynamique des cycles glaciaires.

2.2.1 Modèle VCV

Le modèle de Verbitsky, Crucifix et Volobuev [Verbitsky et al., 2018] que nous abrègerons VCV se base principalement sur des relations d'échelle issues des lois de la thermohydrodynamique. Il est limité à seulement deux composantes : les calottes glaciaires et l'océan. Le modèle est un système dynamique non-linéaire à trois variables : l'aire de glaciation S , la température basale des calottes Θ et la température extérieure ω . Si le modèle a un forçage astronomique constant, il atteindra un équilibre rapidement, c'est-à-dire que ce modèle n'a pas d'oscillation propre. Lorsqu'il est forcé, il peut produire différents modes en fonction des paramètres choisis. Le modèle se présente comme suit :

$$\begin{cases} \frac{dS}{dt} = \frac{4}{5}\zeta^{-1}S^{3/4}(a - \varepsilon F_S - \kappa\omega - c\theta) \\ \frac{d\theta}{dt} = \zeta^{-1}S^{-1/4}(a - \varepsilon F_S - \kappa\omega)(\alpha\omega + \beta[S - S_0] - \theta) \\ \frac{d\omega}{dt} = \gamma_1 - \gamma_2[S - S_0] - \gamma_3\omega \end{cases}$$

Ces trois équations ont été déduites en utilisant les équations de conservation de masse, de quantité de mouvement et de chaleur pour une fine couche de glace non-newtonienne et homogène, puis en utilisant différentes simplifications adaptées à l'étude d'une calotte glaciaire. Les différents paramètres utilisés dans celles-ci et leur origine sont présentés dans la table 2.1. En combinant huit paramètres, [Verbitsky et al., 2018] définit le nombre de variabilité V . Celui-ci permet de quantifier le rapport de puissance des différents feedbacks du modèle et est défini comme suit :

$$V = \frac{\left(\alpha + \frac{\kappa}{c}\right)\left(\frac{\gamma_2}{\gamma_3} - \frac{1}{S_0} \frac{\gamma_1}{\gamma_3}\right)}{\beta}$$

Lorsque $V = 0.75$, on peut simuler le Pléistocène Supérieur avec donc des cycles d'environ 100 000 ans. Si on fait tendre V vers 0, on va avoir des cycles qui ressemblent à ceux du Pléistocène Inférieur ou du Pliocène Supérieur. Enfin, si on fait tendre V vers 1, on observe des fluctuations d'environ 400 000 ans. Sur la figure 2.4, nous avons reproduit les huit cent milles dernières années en utilisant le modèle VCV avec $V = 0.75$. Afin de laisser le modèle rentrer dans sa dynamique et ne pas être trop impacté par les conditions initiales, nous avons choisi de lancer la simulation deux cent mille ans avant de commencer le graphe.

Paramètre	Description du paramètre	Valeur
ζ	Coefficient de proportionnalité entre l'épaisseur H de la couche de glace et $S^{1/4}$	1 [$10^{-3/2}km^{1/2}$]
a	Taux d'accumulation de la neige	0.065
ϵ	Coefficient de sensibilité pour le forçage astronomique F_S	0.11
κ	Coefficient de sensibilité pour ω	0.005
c	Coefficient de sensibilité pour Θ	0.042
S_0	Aire de référence	12
α	Coefficient de sensibilité pour ω	2
β	Coefficient de sensibilité pour ΔS	2
γ_1	Constante définissant l'état stationnaire de ω	0
γ_2	Mesure du contrôle de ω par les calottes polaires	0.21
γ_3	$1/\gamma_3 =$ temps de réaction du système	0.3

TABLE 2.1 – Paramètres du modèle de Verbitsky pour un mode simulant le Pléistocène Supérieur.

Ce modèle a pour caractéristique, comme déjà expliqué ci-dessus, de ne pas avoir d'oscillation propre. Les cycles g-ig qu'il fournit sont donc le fruit de la dyna-

mique du modèle lui-même et, en particulier, d'un doublement ou d'un triplement de fréquence² comme nous pouvons le voir sur la figure 2.4. Un avantage de VCV, démontré dans [Verbitsky et al., 2018], est que si un nombre de variabilité ne correspondant pas à l'intervalle de temps analysé est choisi, il est impossible que le forçage astronomique reproduise la bonne séquence d'événements. Autrement dit, si la physique implémentée n'est pas correcte, l'intensité du forçage astronomique ne peut pas rattraper cette erreur.

D'un autre côté, ce modèle a un inconvénient majeur que nous avons découvert en le manipulant : il est extrêmement sensible au choix de l'insolation. Lorsque le modèle a été testé avec l'insolation calorique, qui n'est pourtant pas si différente de l'insolation 65°N comme le montre la figure 1.7, les résultats pour l'aire de glaciation sont incohérents : ils atteignent des valeurs jusqu'à quatre fois plus grandes que la série de S calculée avec l'insolation 65°N. Il est possible, en multipliant l'insolation calorique par un coefficient, de retrouver les cycles de 100 000 ans. Mais cet ajustement fait tout de même ressortir le problème de sensibilité au choix du forçage qui n'est absolument pas anodin.

2.2.2 Modèle de Paillard 98

L'esprit dans lequel ce modèle a été développé est très différent du modèle précédent. [Paillard, 1998] cherche à reproduire au mieux les données de $\delta^{18}O$ avec le moins de règles possibles. Le modèle VCV, basé sur la théorie de Milankovitch, a entre autres pour but de trouver des invariants d'échelle dans le système climatique [Verbitsky and Crucifix, 2020] et son objectif premier n'est pas forcément d'approcher au mieux les données de $\delta^{18}O$.

Le modèle de Paillard 98 se base sur l'idée que la dynamique du système climatique peut être bien expliquée par un modèle à états stationnaires multiples et que ce type de modèle peut aussi être appliqué aux cycles glaciaires. Trois régimes différents sont définis : les régimes i , g et G pour interglaciaire, glaciaire moyen et glaciaire. Le principe du modèle est que les transitions d'un régime à l'autre sont provoquées par le passage d'une valeur critique.

Comme schématisé sur la figure 2.2, pour passer du régime i au régime g , il faut que l'insolation passe sous un certain seuil i_0 . Pour passer de g à G , le volume de glace doit dépasser $v_{\max}$. Et finalement pour faire la transition de G à i , l'insolation doit passer au-dessus d'un seuil i_1 . Les transitions ne peuvent se faire que selon le cycle $i \rightarrow g \rightarrow G \rightarrow i$. Le modèle est construit comme suit :

$$\frac{dv}{dt} = \frac{v_R - v}{\tau_R} - \frac{F}{\tau_F}$$

où v est le volume de glace et R représente le régime dans lequel le modèle se trouve. Notons également que celui-ci, comme VCV, ne possède pas d'oscillation

2. C'est-à-dire qu'on va avoir plusieurs cycles à fréquence élevée qui ensemble vont former un cycle à une fréquence plus basse, de manière à ce que le signal soit formé d'une tendance à l'augmentation tout en oscillant, jusqu'à retomber subitement à des valeurs basses. Le cycle ayant lieu entre -700 000 ans et -600 000 ans sur la figure 2.4 montre particulièrement bien ce mécanisme.

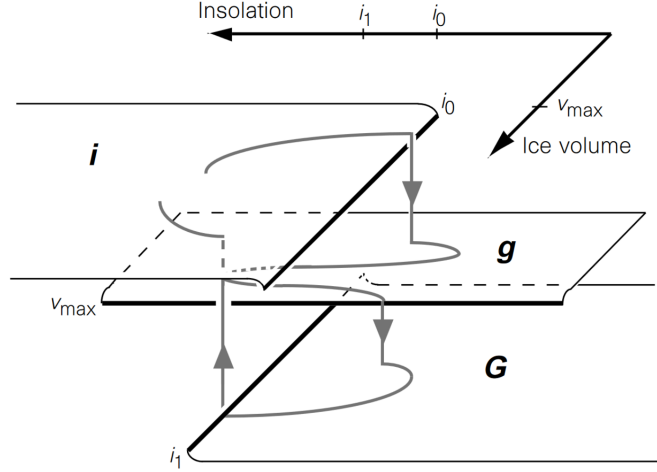


FIGURE 2.2 – Schéma représentant le modèle à états multiples [Paillard, 1998].

propre. De plus, l’auteur du modèle applique une troncature f sur l’insolation avant de la normaliser. f est défini comme suit :

$$f(x) = \frac{1}{2} \left(x + \sqrt{4a^2 + x^2} \right)$$

Lorsque a est nul, la troncature est complète et lorsque a tend vers l’infini, il n’y a pas de troncature. Ici, l’auteur choisit $a = 1$ et justifie cette troncature comme étant une correction empirique de la faible sensibilité du volume de glace durant les périodes plus froides.

2.2.3 Modèle de Paillard-Parrenin

Ce troisième modèle [Paillard and Parrenin, 2004] fonctionne également avec plusieurs régimes. Il y en a ici deux et le passage de l’un à l’autre est effectué à l’aide d’une fonction de Heaviside, définie par

$$H(x) = \begin{cases} 1 & \text{si } x > 0, \\ 0 & \text{sinon.} \end{cases}$$

Le modèle est plus riche en paramètres et en équations que le modèle de Paillard 98. Son but est de lier les cycles glaciaires au taux de CO_2 atmosphérique. Paillard et Parrenin soulèvent le fait qu’en analysant les courbes de températures en eaux profondes et dans l’océan Austral ainsi que celles de CO_2 , il est facile de faire la distinction entre les états climatiques glaciaire et interglaciaire, ce qui suggère un lien entre les fontes rapides des calottes glaciaires de l’hémisphère Nord et les pics de CO_2 à ces moments.

Comme nous l’avons vu dans la section 1.3, ce modèle tente de compléter la théorie astronomique des climats du Quaternaire en y ajoutant l’Antarctique, et en particulier l’effet de la formation d’eaux salées profondes dans ces régions. Le modèle est construit en utilisant trois variables différentes : le volume global de glace V , régi par l’insolation 65°N et le CO_2 atmosphérique, l’étendue de la calotte antarctique A , régie par le niveau des mers (et donc par V) et le CO_2 atmosphérique C principalement lié à l’état glaciaire ou interglaciaire en eaux profondes. Le passage

d'un état à l'autre est provoqué par la variable F , appelée "le paramètre d'efficacité de formation des eaux profondes salées", et vaut

$$F = aV - bA - cI_{60} + d$$

F augmente via V lorsque le climat refroidit et diminue via A lorsque les calottes glaciaires sont réduites. a , b , c et d sont des constantes et I_{60} est l'insolation 60°S au 21 février. Les équations décrivant les variations des trois variables principales du modèle sont les suivantes :

$$\begin{cases} \frac{dV}{dt} = (V_R - V)/\tau_V \\ \frac{dA}{dt} = (V - A)/\tau_A \\ \frac{dC}{dt} = (C_R - C)/\tau_C \end{cases} \quad \text{avec} \quad \begin{cases} V_R = -xC - yI_{65} + z \\ C_R = \alpha I_{65} - \beta V + \gamma H(-F) + \delta \end{cases}$$

De plus, nous rajoutons logiquement dans le modèle une borne inférieure limitant V à des valeurs positives. Ce système est linéaire, à l'exception de la fonction de Heaviside appliqué à F . Les paramètres utilisés afin de reproduire au mieux les cycles glaciaires sont donnés à la table 2.2 (où ka est l'abrégié de kiloannée, abréviation que nous utiliserons encore par la suite).

τ_V	15 ka	β	0.5
τ_C	5 ka	γ	0.4 m^3
τ_A	12 ka	δ	0.4 m^3
x	1.3 m^3/ppm	a	0.3 m^{-3}
y	0.5 m^5/W	b	0.7 m^{-2}
z	0.8 m^3	c	0.01 m^2/W
α	0.15 m^5/W	d	0.27

TABLE 2.2 – Paramètres du modèle de Paillard-Parrenin simulant les cycles glaciaires du Pléistocène supérieur.

Contrairement aux deux modèles précédents, le modèle de Paillard-Parrenin a une oscillation naturelle, c'est-à-dire que si nous lui imposons un forçage nul, un cycle apparaîtra quand même comme la figure 2.3 le montre.

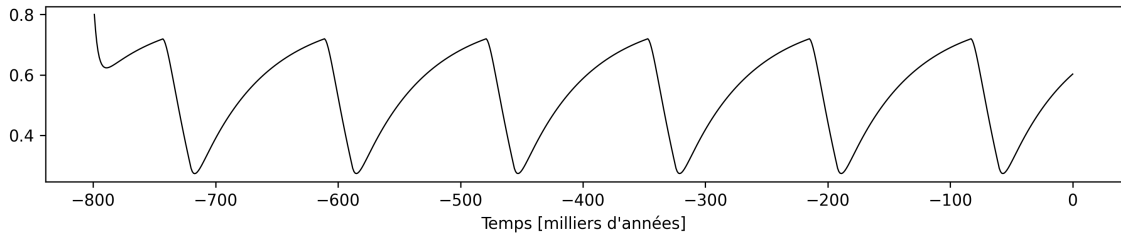


FIGURE 2.3 – Le modèle de Paillard-Parrenin avec les paramètres de la table 2.2 en imposant I_{65} et I_{60} nuls.

2.2.4 Comparaison des modèles

Dans cette section, et afin de bien voir la dynamique de chaque modèle, nous montrerons simplement sur la figure 2.4 la comparaison entre ceux-ci et la compilation de $\delta^{18}O$ sur les huit cent mille dernières années, que nous avons déjà montrée sur la figure 1.5. Malgré la simplicité de ces modèles, ceux-ci reproduisent en grande partie les variations de volume de glace. C'est ce que nous cherchons en priorité. A première vue, le modèle de Paillard 98 est celui qui simule le mieux les cycles glaciaires-interglaciaires. Le modèle VCV18 fournit des bons résultats jusqu'à la dernière déglaciation qu'il reproduit trop tôt et PP04 semble bien simuler les timings des déglaciations mais exagérer l'amplitude de certaines variations.

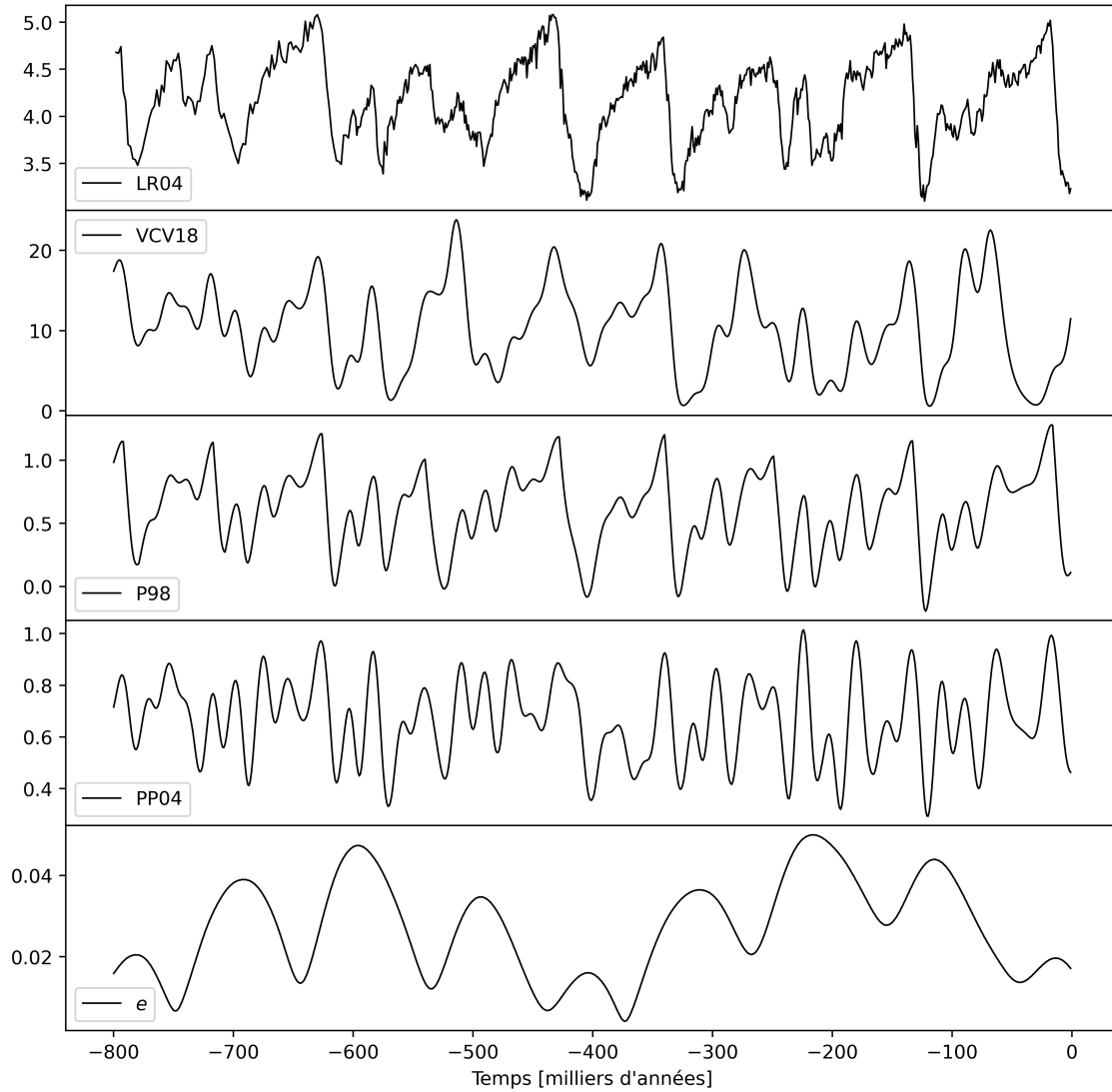


FIGURE 2.4 – Simulations des cycles glaciaires du Pléistocène Supérieur avec les trois modèles. Les volumes de glace des deux modèles de Paillard sont normalisés et le modèle VCV fournit le volume en 10^6 km^2 . La dernière figure fournit le signal d'excentricité.

Rappelons également qu’il existe une réelle distinction entre deux types de modèles : ceux qui ne possèdent pas d’oscillation propre (VCV et P98) et dont les cycles sont régis par un principe de doublement ou de triplement de période du forçage, et ceux qui possèdent une oscillation propre (PP04) et dont les cycles sont régis par un principe de cycle synchronisé avec le forçage.

2.3 Méthodes d’analyse

Pour rappel, nous cherchons à comprendre l’impact de l’excentricité sur les variations de volume de glace. De plus, nous savons par le comportement particulier du signal de $\delta^{18}O$ qu’il est préférable de s’offrir différents points de vue dans notre étude. D’un côté, nous cherchons à analyser le signal par les événements que sont les déglaciations et leur timing. D’un autre côté, il est judicieux de s’intéresser aux cycles en eux-mêmes ainsi que leur modulation en amplitude et en fréquence. C’est pourquoi nous utiliserons ici deux outils complémentaires.

2.3.1 Simple critère de déglaciation

Cette méthode vise à faire ressortir les événements extrêmes et abrupts que sont les déglaciations. Pour cela, il faut évidemment définir un critère. Les trois modèles nous donnent par leur construction un critère. En effet, dans le modèle P98, on considère que le système est en déglaciation lorsqu’il est dans le régime i . Dans le modèle PP04, c’est la fonction de Heaviside appliquée au paramètre F qui fait office de critère. Enfin, dans le modèle VCV, c’est la fonction θ qui va jouer ce rôle.

Cependant, lorsqu’on veut les comparer entre eux et avec LR04, il faut définir un critère qui soit le même pour chacun des signaux afin de fournir une analyse fiable. Nous le définissons de la manière suivante : si le volume de glace diminue d’une certain volume v^* durant un intervalle de temps plus petit qu’une certaine durée t^* , alors nous considérons qu’il y a une déglaciation. Pour ce faire, nous avons construit un algorithme qui va commencer par sélectionner tous les maxima et minima locaux pour les comparer un à un et sélectionner les intervalles de temps qui correspondent à des déglaciations en fonction de v^* et t^* .

La manière dont celui-ci a été construit est la suivante : dans un premier temps, le signal est normalisé pour que son minimum soit en 0 et son maximum en 1. Deuxièmement, une fonction enregistre tous les maxima M_i et les minima m_j locaux du signal ainsi que leur position $t(M_i)$ et $t(m_j)$, avec $i = \{1, \dots, n_{max}\}$ et $j = \{1, \dots, n_{min}\}$, n_{max} et n_{min} étant respectivement le nombre de maxima locaux et le nombre de minima locaux. Ensuite, les maxima et minima locaux sont analysés et triés de la manière suivante : pour un certain M_i , s’il existe un $k \in \{1, \dots, n_{max}\}$ tel que $|t(M_i) - t(M_k)| < \bar{t}$, alors l’algorithme supprime le maximum local le plus petit des deux. $\bar{t}$ est une constante temporelle et donc un troisième paramètre à calibrer dans notre critère.

L’algorithme procède ensuite de la même manière avec les minima, le but étant simplement de garder un certain nombre d’extrema tout en supprimant ceux qui sont dus à des signaux peu lisses comme celui de LR04. Il lui suffit ensuite de comparer les

maxima et les minima qui restent pour savoir si le critère demandé est bien respecté, c'est-à-dire

$$t(m_j) - t(M_i) < t^* \text{ et } M_i - m_j > v^*.$$

Sur la figure 2.5, nous pouvons voir que ce critère détecte assez bien les déglaciations même pour un signal peu lisse et donc comportant beaucoup de maxima et de minima locaux. Cet algorithme simple permet de nous fournir un critère objectif de détection des déglaciations, le but étant ensuite de pouvoir analyser le comportement du signal d'excentricité durant ces périodes de déglaciation. D'un autre côté, les fonctions θ de VCV, $H(-F)$ de PP04 et le régime i de Paillard 98 peuvent nous aider à déterminer la robustesse de la calibration de notre critère, ainsi que le choix des paramètres. Nous verrons également que les paramètres peuvent être calibrés pour détecter des déglaciations plus courtes et moins intenses comme celles du Pléistocène Inférieur.

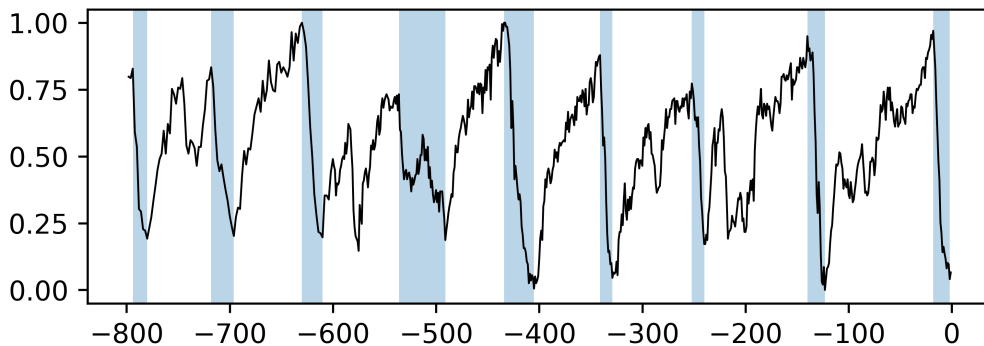


FIGURE 2.5 – Algorithme de détection des déglaciations appliqué aux 800 000 dernières années du signal LR04 normalisé. Les paramètres ($t^* = 50ka$, $v^* = 0.5$ et $\bar{t} = 20ka$) ont été déterminés afin de faire ressortir les déglaciations comme elles le sont définies après la Transition du Pléistocène Moyen.

2.3.2 Analyse en ondelettes de Morlet

Après avoir étudié nos signaux sous l'angle des événements abrupts que sont les déglaciations, il est désormais intéressant d'utiliser une autre approche : l'analyse des fréquences du signal. Pour cela, on pourrait intuitivement se tourner vers l'utilisation de la transformée de Fourier. Cependant, celle-ci n'est pas adaptée au type de signaux que nous utilisons et aux résultats que nous cherchons à obtenir. En effet, la fréquence de nos signaux est variable au cours du temps. La transformée de Fourier étant une technique globale, nous ne pourrions pas voir les variations de fréquence au cours du temps et les changements abrupts tels les déglaciations peuvent perturber le spectre à toutes les fréquences. Nous cherchons donc un outil qui nous fournit le contenu du signal en fréquence localement dans le temps.

Pour cela, nous nous tournons vers ce qu'on appelle une *représentation temps-fréquence* [Antoine et al., 2004]. L'idée de celle-ci est que nous avons besoin de deux paramètres : un premier caractérisant la fréquence noté a , et un autre indiquant la position dans le signal et noté b . Si on définit $s(t)$ comme un signal d'énergie finie, c'est-à-dire une fonction de carré sommable $s \in L^2(\mathbb{R}, dt)$ et que nous voulons une

transformation linéaire, alors la forme générale de la transformation temps-fréquence de s est donnée par la convolution

$$s(t) \mapsto S(b, a) = \int_{-\infty}^{\infty} \overline{\psi_{b,a}(t)} s(t) dt$$

où $\psi_{b,a}$ est la fonction qu'on utilise pour analyser. Comme déjà dit plus haut, ce ne sera pas dans notre cas une transformée de Fourier mais une transformée en ondelettes, dont la forme générale est

$$\psi_{b,a}(t) = \frac{1}{\sqrt{a}} \psi\left(\frac{t-b}{a}\right)$$

où l'effet du paramètre a sur l'ondelette mère ψ est une dilatation si a est plus grand que 1 et une contraction dans le cas inverse. La forme de ψ n'est pas modifiée. Ainsi, notre transformation est maintenant de la forme suivante :

$$S(b, a) = \frac{1}{\sqrt{a}} \int_{-\infty}^{\infty} \overline{\psi\left(\frac{t-b}{a}\right)} s(t) dt$$

avec $a \neq 0$ qui est un paramètre d'échelle et $b \in \mathbb{R}$ un paramètre de translation. L'ondelette ψ doit respecter les conditions suivantes : 1) ψ et sa transformée $\hat{\psi}$ doivent être d'énergie finie, 2) ψ et $\hat{\psi}$ doivent être suffisamment localisées pour bien filtrer le signal s , 3) ψ doit satisfaire la condition d'admissibilité, c'est-à-dire qu'elle doit être de moyenne nulle afin de garantir l'inversibilité de la transformation en ondelettes. En particulier, nous utiliserons ici l'ondelette de Morlet. Celle-ci est définie comme le produit d'un sinus avec une gaussienne et respecte donc bien les conditions qu'une ondelette mère doit avoir, comme nous pouvons le voir sur la figure 2.6. Sa formule exacte [Daubechies, 1992] est donnée par

$$\psi_M(t) = \pi^{-1/4} \sigma_0^{-1/2} (e^{i\omega_0 t} - e^{-\omega_0^2/2}) e^{-t^2/2\sigma_0^2}$$

où π et σ_0 sont des paramètres de normalisation et un terme additionnel a été ajouté pour respecter la condition d'admissibilité. Le terme $e^{-\omega_0^2/2}$ est négligeable pour $\omega_0 > 5$.

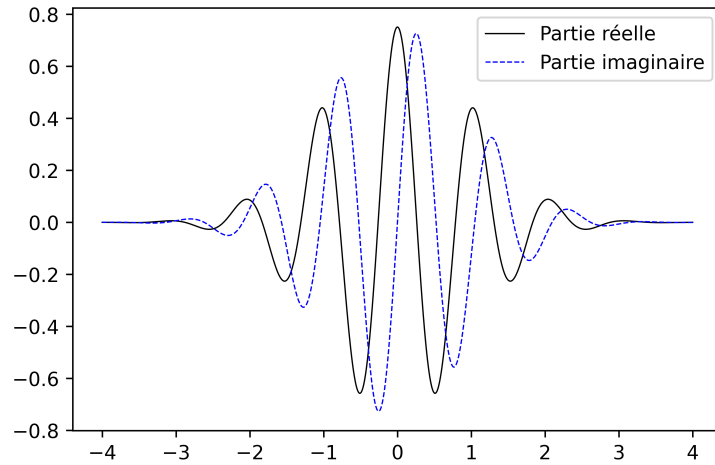


FIGURE 2.6 – Parties réelles et imaginaires de l'ondelette de Morlet avec $\omega_0 = 6$ et $\sigma_0 = 1$.

L'idée est d'appliquer la transformée en ondelettes de Morlet dans tout le spectre des fréquences pour sortir un graphe Période - Temps qui nous dit quelles sont les périodes des cycles les plus puissants et à quels moments de la série temporelle ils sont puissants. Cependant, on notera qu'il existe une zone de ce graphe appelée le *cône d'influence* où les résultats ne sont plus fiables. Cela est dû au fait que plus on approche du bord, moins on peut détecter de fréquences différentes. Cet effet de bord est particulièrement visible sur la figure 2.7a. Il est important de noter que ce cône a une forme différente en fonction de l'ondelette que l'on utilise. Nous ne le ferons pas apparaître dans nos résultats.

De manière plus pratique, notre analyse est ici réalisée en R, principalement avec le package *gtseries* développé par Michel Crucifix. L'idée de la méthode d'analyse est la suivante :

1. Rendre l'échantillonnage de la série régulier par une interpolation.
2. Appliquer une transformée en ondelettes de Morlet pour récupérer un graphe Période - Temps.
3. Découper la série temporelle en sous-séries en prenant les bandes de fréquences qui ressortent le plus.
4. Deux quantités peuvent être extraites :
 - (a) l'amplitude instantanée de chaque composante du signal. Son évolution dans le temps marque la modulation d'amplitude.
 - (b) la phase instantanée. Sa dérivée temporelle est la fréquence instantanée.

L'étape 2 nous permet d'avoir une vue plus globale sur la variation en fréquence locale du signal. Avec ce que nous fournit l'étape 2 nous pouvons visualiser l'ensemble du spectre et passer à l'étape 3 : filtrer de manière pertinente notre signal, c'est-à-dire faire la transformée inverse sur notre transformée en ondelettes de Morlet mais seulement sur une certaine bande de fréquence bien définie.

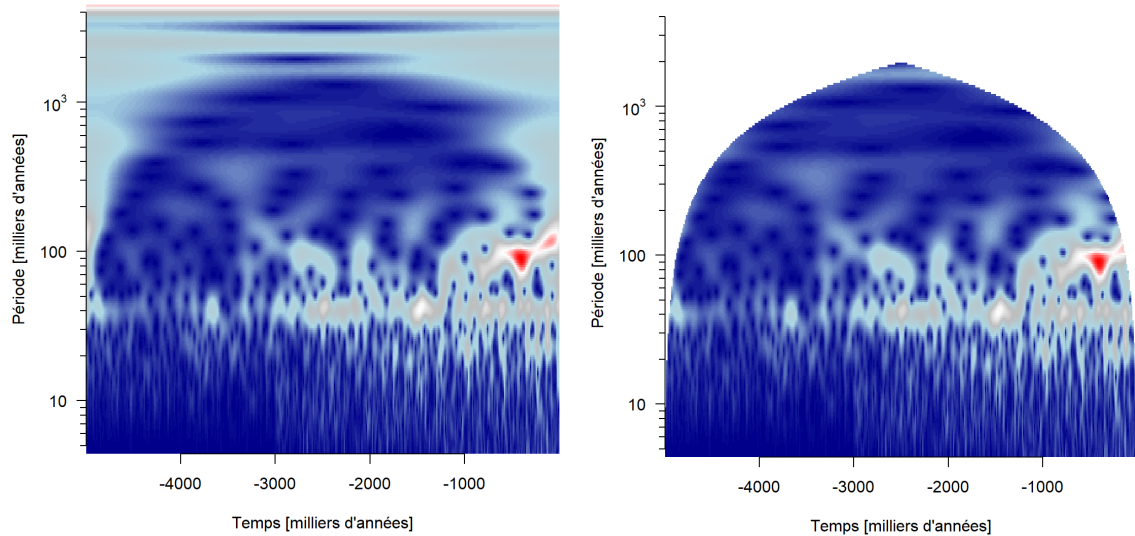


FIGURE 2.7 – Transformée en ondelettes de Morlet du signal LR04 (a) avec son cône d'influence, (b) sans son cône d'influence.

Chapitre 3

Résultats

3.1 Pléistocène moyen et supérieur

3.1.1 Timing des déglaciations dans les données et modèles

La première calibration des paramètres t^* , v^* et $\bar{t}$ a été faite afin que le critère détecte les déglaciations de LR04, qui ont lieu environ tous les 100 000 ans et sont caractérisées par leur rapidité. Ensuite, une deuxième calibration a été effectuée afin de garder le résultat de la première mais de faire détecter au critère le plus correctement les déglaciations dans les simulations de nos trois modèles. Pour la compilation de données LR04 ainsi que le modèle VCV et le modèle de Paillard 98, le critère de détection des déglaciations s'avère efficace. En effet, ces deux modèles reproduisent assez bien les courbes de $\delta^{18}O$ tandis que le modèle de Paillard-Parrenin, comme nous l'avons vu sur la figure 2.4, a tendance à produire des variations de volume de glace qui peuvent être détectées comme des déglaciations par notre critère et qui apparaissent trop fréquentes. Sur la figure 3.1, les quatre signaux et leurs déglaciations sont représentés. Nous nous rappellerons que les volumes ont été normalisés de sorte que le maximum de chaque signal vaille 1 et le minimum soit nul afin de pouvoir appliquer un critère similaire à toutes les séries temporelles, certaines étant déjà normalisées (P98 et PP04), d'autres étant exprimées en km^2 (VCV) ou ‰ (LR04).

En appliquant notre critère sur le signal de volume de glace fourni par le modèle PP04, nous obtenons, dans un premier temps, un ensemble de 7 déglaciations (donc deux de moins que les autres signaux) avec comme déglaciations absentes celles aux alentours de -500 000 ans et -800 000 ans. De plus, certaines déglaciations ne sont pas détectées alors qu'elles respectent bien les conditions demandées au critère dans la section 2.3.1. Cela nous indique que notre critère a du mal à supporter les signaux pour lesquels il y a trop souvent des grandes variations de volume de glace. En essayant d'adapter le critère au modèle de Paillard-Parrenin, nous remarquons deux choses. D'une part, il est possible de faire apparaître d'autres déglaciations grâce au critère mais il y a, dans le signal, des diminutions de volume de glace beaucoup trop importantes à des endroits où elles ne devraient pas apparaître et il peut donc être intéressant de penser à recalibrer le modèle pour le reste des analyses. D'autre part, pendant toutes ces manipulations dans le but d'adapter le critère à PP04, les résultats concernant LR04, VCV et P98 ont été robustes. L'utilisation de notre critère de détection des déglaciations sur le modèle de Paillard-Parrenin pour analyser les timings des déglaciations semble donc peu pertinente.

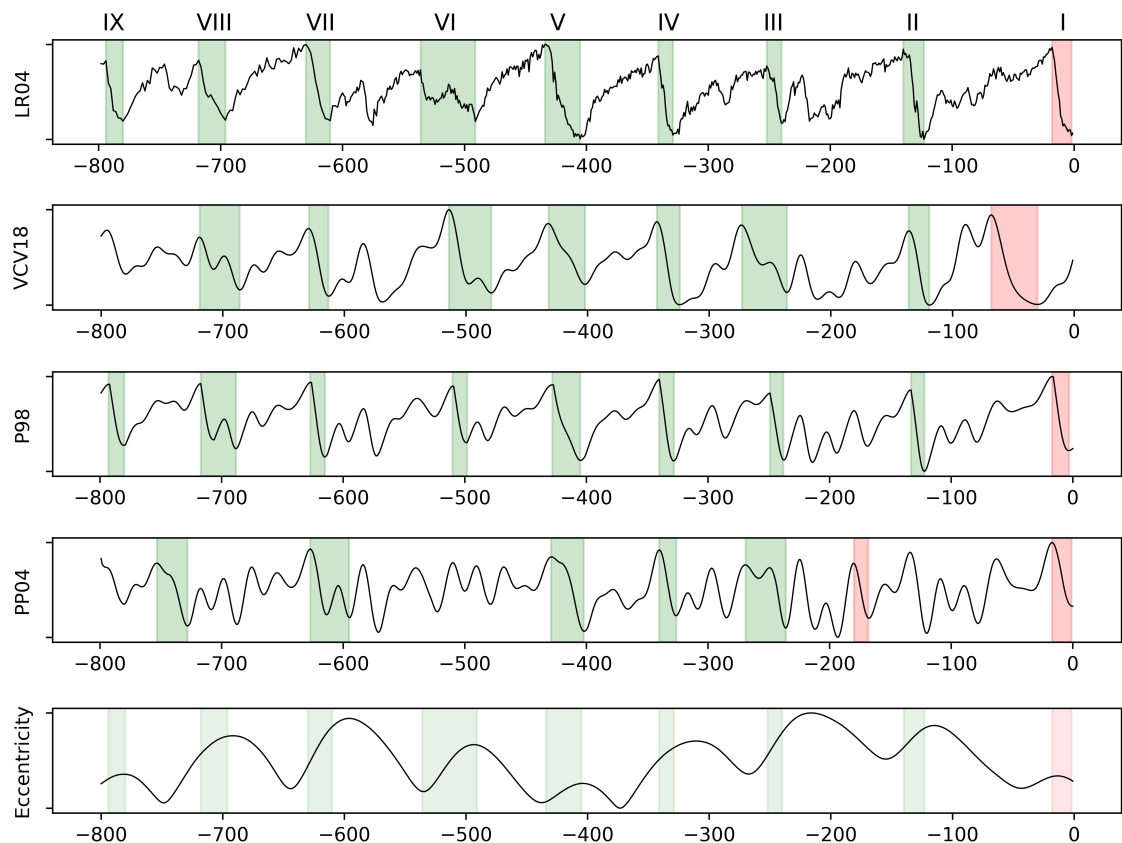


FIGURE 3.1 – De haut en bas : LR04, VCV, P98, PP04 et l'excentricité pour les 800 000 dernières années. Le critère de détection des déglaciations a été appliqué avec $t^* = 50ka$, $v^* = 0.5$ et $\bar{t} = 20ka$. Les déglaciations sont numérotées par des chiffres romains en utilisant la convention de [Raymo, 1997].

Il est intéressant d'ajouter à notre algorithme une fonction qui nous dit si, au moment où se déroule une déglaciation, la dérivée de l'excentricité est positive ou négative, autrement dit cette fonction nous indique le caractère ascendant ou descendant de la phase de l'excentricité. Celui-ci est représenté sur la figure 3.1 par la couleur verte lorsque la déglaciation se déroule sur une phase ascendante et rouge dans le cas contraire. Nous remarquons que, pour LR04, P98 et VCV, les déglaciations ayant lieu entre -800 000 ans et -100 000 ans se déroulent toutes durant une phase ascendante de l'excentricité. Le modèle VCV produit ensuite trop tôt la dernière déglaciation mais celle-ci se produit quand même sur une phase descendante d'excentricité, comme pour les deux autres signaux. Nous étudierons plus tard (section 3.4) si la tendance observée sur la majorité des déglaciations est une simple coïncidence, ou si c'est un élément fondamental de la dynamique du système.

3.1.2 Paradoxe du stade isotopique 11

Comme expliqué dans la section 1.3.1, le MIS 11 est un événement intrigant. En particulier, ce qui nous intéresse ici est la forte variabilité pour la période de 100 000 ans des cycles g-ig durant cet intervalle de temps, comme nous pouvons le voir sur la figure 3.2a. Ce phénomène peut également être retrouvé dans le signal d'EPICA (figure 3.2b). En effet, les signaux de $\delta^{18}O$ et de CO_2 montrent une très forte anti-

corrélation pour les 800 000 dernières années comme nous l'avions déjà montré sur la figure 2.1. Il est clair, dans les deux transformées, qu'on a une importante variabilité en 100 000 ans pendant tout l'intervalle de temps analysé, ce qui était évidemment attendu. Les deux figures montrent également une certaine variabilité en 40 000 ans, la période principale de l'obliquité. Cependant, la très forte variabilité autour de 100 000 ans durant le MIS 11 reste la caractéristique la plus remarquable de ces figures. Elle a presque la même forme pour les deux transformées et correspond au moment où l'excentricité reste dans des valeurs basses.

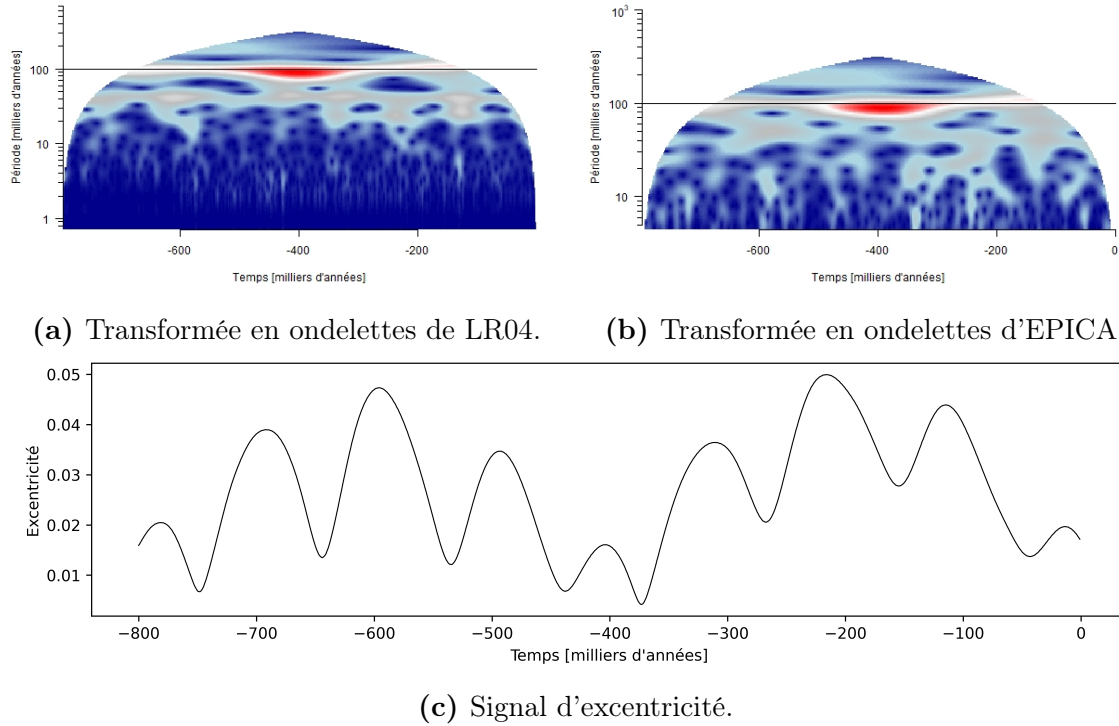


FIGURE 3.2 – Comparaison entre les transformées en ondelettes de Morlet du volume de glace et du CO_2 atmosphérique et l'excentricité pour les 800 000 dernières années.

Deux questions se posent alors assez naturellement. La première est de savoir si on peut retrouver ce phénomène de forte amplitude des variations climatiques pour d'autres données ainsi qu'à d'autres période que le MIS 11. La deuxième question est de savoir quelles sont les raisons physiques derrière ce phénomène. Nous avons pour cela des modèles variés à notre disposition qui pourront donner différentes explications.

3.2 Constats concernant le Pléistocène supérieur

3.2.1 Timing des déglaciations

Cette période est plus difficile à analyser car, d'un côté, les cycles glaciaires-interglaciaires n'ont pas toujours la forme en dent de scie caractéristique des cycles g-ig qui suivirent la MPT, mais également parce que les déglaciations, principalement

avant - 1,6 Ma, ne sont pas toujours fort marquées. Cependant, le grand nombre de cycles présents dans cette période pourrait plus facilement faire ressortir une éventuelle tendance concernant le timing des déglaciations. Notre critère de détection des déglaciations a été recalibré puis appliqué à un intervalle de temps allant de -3 Ma à -800 000 ans. La figure 3.3 montre le segment de cet intervalle durant lequel les cycles de 40 000 ans sont les plus marqués.

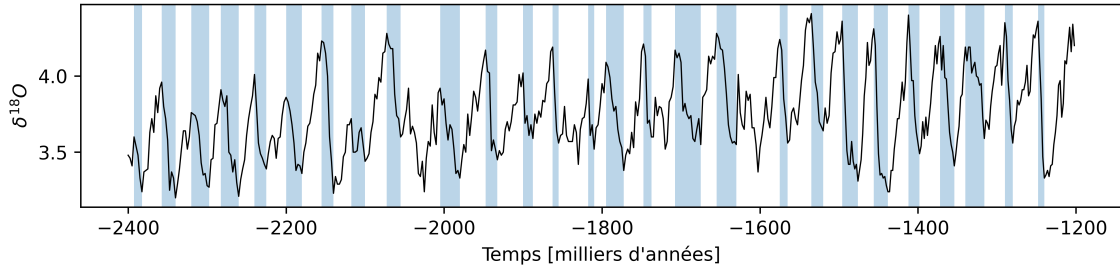


FIGURE 3.3 – Critère de détection des déglaciations appliqué à LR04 de -2,4 Ma à -1,2 Ma avec $t^* = 50ka$, $v^* = 0.2$ et $\bar{t} = 25ka$

Certaines déglaciations apparaissent, deviennent plus grandes, ou disparaissent en fonction de la manière dont le critère est calibré. Pour rester dans des résultats cohérents¹, nous devons garder $t^* \in [30, 75] ka$, $v^* \in [0.01, 0.4]$ et $\bar{t} \in [12.5, 24] ka$. Comme lorsque nous avons appliqué le critère sur les 800 000 dernières années, nous pouvons calculer le nombre de déglaciations qui ont lieu durant une phase ascendante ou descendante de l'excentricité. En restant dans ces intervalles, le pourcentage de déglaciations ayant lieu durant une phase ascendante du signal d'excentricité ne dépasse jamais 58% lorsque nous analysons l'intervalle de temps allant de -3 Ma à -800 000 ans. Cette caractéristique n'est donc plus présente pour le Pléistocène Inférieur. Ce constat pousse à nous faire penser que l'excentricité n'a pas d'effet direct sur le timing des déglaciations mais a priori un effet plus complexe sur les cycles en eux-mêmes, et c'est l'impact exact de cet effet que nous allons chercher à comprendre ensuite. Nous pourrions analyser des simulations des cycles glaciaires - interglaciaires pour les millions d'années à venir en utilisant nos différents modèles et en gardant les conditions du Pléistocène Supérieur, afin de palier le manque de cycles de 100 000 ans qui sont à notre disposition.

3.2.2 SST du Pacifique est-équatorial

Les données de [Dyez et al., 2016] fournissant la SST dans le Pacifique est-équatorial peuvent également paraître paradoxales. En effet, en calculant la transformée en ondelettes de Morlet de ce signal, nous pouvons apercevoir un phénomène intrigant (figure 3.4). En plus de la forte variabilité pour la période de 100 000 ans durant le MIS 11 dont nous avons déjà parlé dans la section 3.1.2, nous observons également deux autres moments où l'amplitude des variations de volume de glace est forte et se concentre sur une fréquence. Ces intervalles de temps correspondent tous les trois à des noeuds d'excentricité. De plus, la période associée à chacun de

1. Quand on parle de résultats "cohérents", on parle de résultats pour lesquels on a encore un cycle environ tous les 40 000 ans, sans prendre en compte les déglaciations qui ne sont pas du tout marquées et qui ne peuvent donc pas être détectées par notre critère.

ces phénomènes augmente. Il est pertinent de se demander si l'augmentation de cette période est liée à l'augmentation de la période des cycles g-ig qui, pour rappel, sont passés d'une période d'environ 40 000 ans à une période d'environ 100 000 ans durant la Transition du Pléistocène Moyen qui s'est déroulé de -1,25 Ma à -0,7 Ma. On peut également remarquer qu'il y a 1,25 Ma, ce phénomène a lieu durant moins longtemps que les deux fois d'après. A priori, cela peut s'expliquer par le fait que les noeuds d'excentricité à -0,4 Ma et -0,8 Ma étaient bien plus marqués que le précédent. Cette relation sera, par la suite, confirmée par nos modèles.

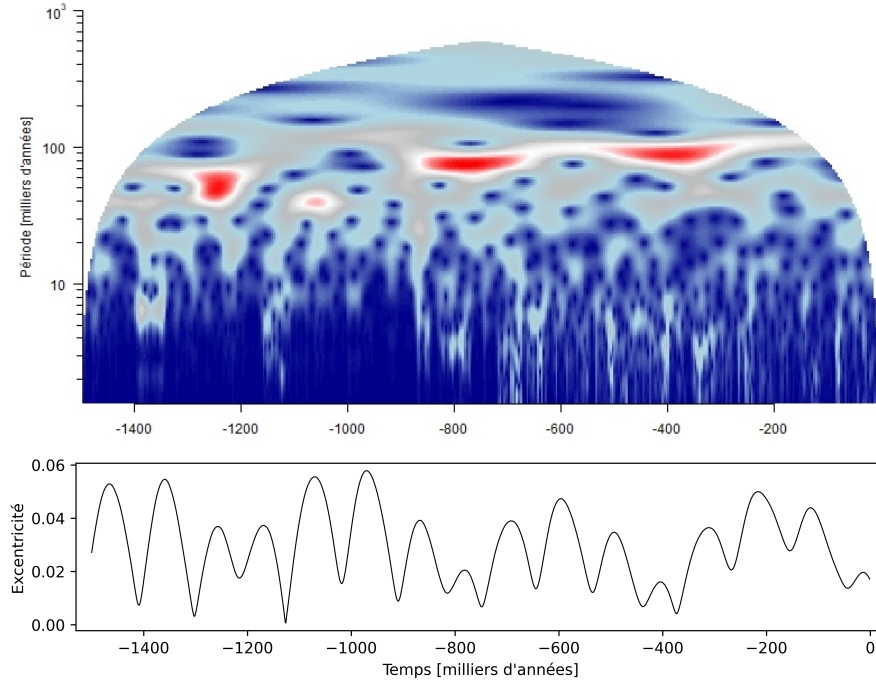


FIGURE 3.4 – Transformée en ondelettes de Morlet de la SST du Pacifique équatorial (de - 1,5 Ma au présent).

3.2.3 Anticorrélations excentricité - $\delta^{18}O$

En ce qui concerne le Pléistocène inférieur, nous pouvons souligner un phénomène déjà pointé dans [Meyers and Hinnov, 2010]. Après avoir calculé les transformées en ondelettes de Morlet des signaux d'excentricité et de $\delta^{18}O$, nous pouvons filtrer ces signaux autour des périodes principales de l'excentricité afin de pouvoir comparer les modulations de variabilité à ces périodes, c'est-à-dire qu'à partir de la transformée en ondelettes de Morlet sur l'entièreté du signal, nous calculons la transformée inverse de celle-ci mais uniquement sur une certaine bande de fréquences autour de la fréquence qui nous intéresse. Sur la figure 3.5, nous avons fait cette manipulation pour un filtre avec une bande autour des 100 000 ans en utilisant exactement la même bande pour l'excentricité et le $\delta^{18}O$.

Nous observons alors, sur la quasi entièreté de l'intervalle de temps analysé, une anticorrélation entre les deux sous-signaux avec, toutefois, un léger décalage vers -2,2 Ma. En particulier, le minimum d'amplitude du sous-signal d'excentricité qui a lieu entre -2,8 Ma et -2,5 Ma correspond à un $\delta^{18}O$ avec une variabilité en 100

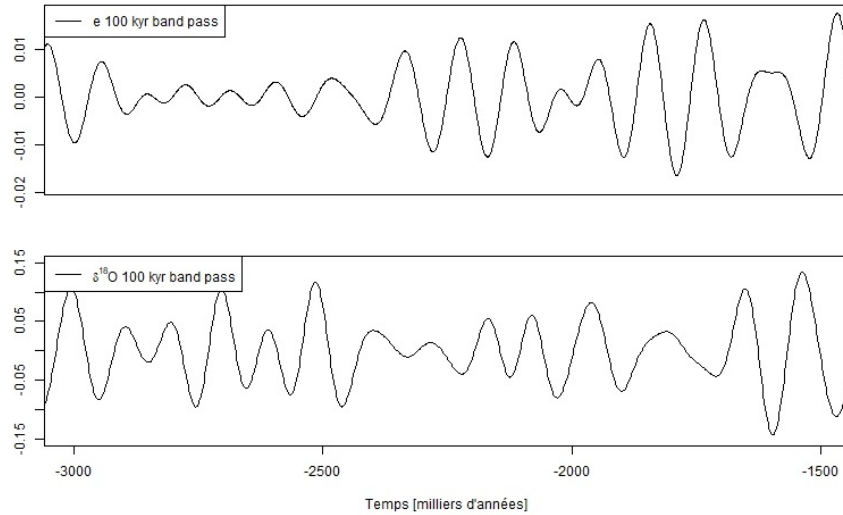


FIGURE 3.5 – Signaux d’excentricité et de $\delta^{18}\text{O}$ filtrés autour de la période de 100 000 ans (de -3 Ma à -1,5 Ma).

100 000 ans particulièrement forte. Puisque [Meyers and Hinnov, 2010] n’a pas comme principal objet d’étude le lien entre les noeuds d’excentricité et l’émergence de la variabilité climatique à basse fréquence, les auteurs n’expliquent que très peu ce résultat. Ceux-ci expriment tout de même l’idée qu’il existe encore une grande série de mécanismes possibles à tester pour comprendre cette relation, dont la modulation d’amplitude et de fréquence de l’excentricité sur la précession.

3.3 Simulations pour les millions d’années à venir

Afin de mieux comprendre le phénomène d’anticorrélation entre les variations de volume de glace et l’excentricité, il est pertinent d’utiliser nos trois modèles afin de voir lesquels des trois reproduisent ou non cette caractéristique. Par l’analyse de la dynamique des modèles et des scénarios qui y sont associés, cela va nous permettre de mieux comprendre les raisons physiques qui pourraient expliquer ce phénomène.

3.3.1 Paillard 98

Comme nous l’avons vu à la section 3.1.1, le modèle de Paillard 98 reproduit bien le timing des 9 dernières déglaciations. Il est donc pertinent de commencer par ce modèle dans notre analyse.

Simulation sur deux millions d’années

Pour commencer, il est intéressant d’analyser une simulation d’un million d’années dans le passé et un million d’années dans le futur en gardant les paramètres constants. Nous pouvons observer sur la figure 3.6 une forte variabilité en 100 000 ans pour P98 (figure du haut) simultanément avec les noeuds d’excentricité. C’est plus visible pour les noeuds en -0,4 Ma, 0 Ma et +0,5 Ma puisque les noeuds d’excentricité y sont plus forts. De plus, nous voyons également une augmentation de la variabilité autour de la période de 23 000 ans lorsque l’excentricité est élevée, ce qui

a priori paraît logique puisque c'est la période principale de l'index de précession qui est modulé par l'excentricité.

Sur les figures 3.6b et 3.6c, nous avons filtré le signal de volume de P98 par deux bandes différentes et récupéré deux sous-signaux différents. En particulier, ce sont ici les modules de ces sous-signaux qui ont été représentés, c'est-à-dire la racine carrée de la somme des carrés des parties imaginaires et réelles du sous-signal. Le module représente la variation d'amplitude pour la bande de fréquence choisie, autrement dit la puissance de la variabilité des périodes représentées dans cette bande.

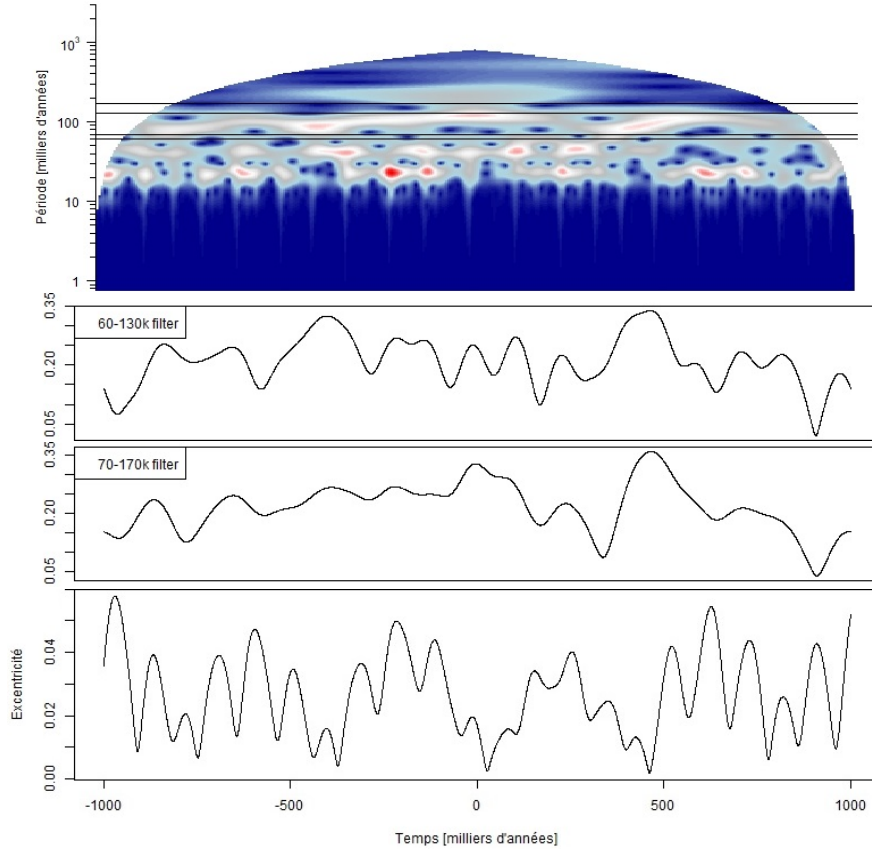


FIGURE 3.6 – De haut en bas : (a) Transformée en ondelettes de Morlet de la variation de volume de glace de -1 Ma à +1 Ma simulée par le modèle Paillard 98, (b) Module du volume de P98 filtré par la bande 70-170 ka , (c) Module du volume de P98 filtré par la bande 60-130 ka , (d) Signal d'excentricité ([Laskar et al., 2004]) pour le même intervalle de temps.

La forte amplitude durant le noeud d'excentricité en +450 000 ans est visible sur l'ensemble de la figure 3.6. Cependant, pour déceler les pics de variabilité durant les deux précédents noeuds d'excentricité, nous remarquons qu'il faut choisir des bandes de fréquence différentes lors du filtrage, la période associée au pic en -400 000 ans étant plus faible que celle associée au pic suivant. Ce phénomène d'augmentation de la période durant les trois plus récents noeuds d'excentricité était également visible sur la figure 3.4 qui montrait la réponse de la SST du Pacifique est-équatorial aux diminutions d'excentricité.

Simulation sur cinq millions d'années

Dans un second temps, nous pouvons observer la simulation de variation de volume de glace du modèle P98 pour les 4 millions d'années à venir dans le but de savoir si le timing des déglaciations est toujours en phase avec le signal d'excentricité, mais également si nous pouvons encore constater un développement de cycles de 100 000 ans lors des noeuds du cycle de 2,3 Ma de l'excentricité. En se penchant donc à nouveau sur le timing des déglaciations et le comportement du signal d'excentricité durant celles-ci (figure 3.7), nous remarquons que la plupart des déglaciations ont bien lieu durant une phase ascendante de l'excentricité. Sur cette figure, nous avons représenté en vert les déglaciations pour lesquelles le milieu de celle-ci correspond à une phase ascendante d'excentricité et en rouge celles pour lesquelles ce n'est pas le cas. Le rapport ascendant/descendant est alors de 79,6%. Si nous choisissons l'entrée en déglaciation comme point de repère pour le calcul de ce rapport, nous obtenons 87,75%. Ce résultat sera discuté dans la section 3.4.

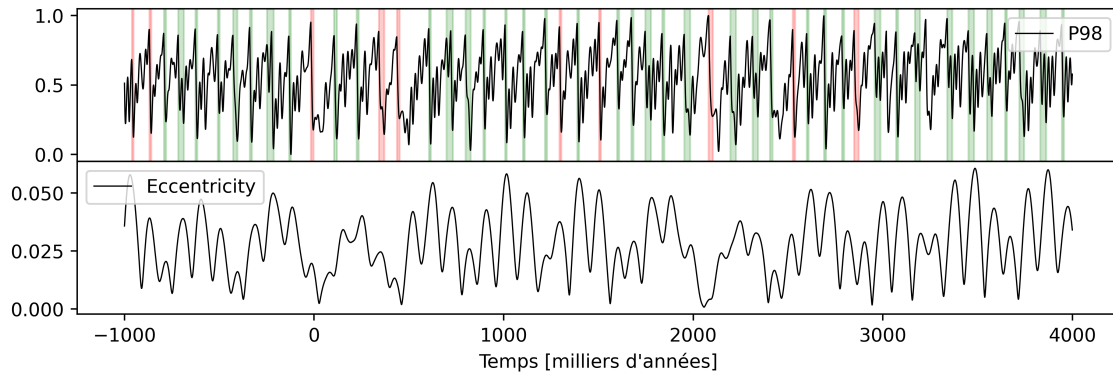


FIGURE 3.7 – Simulation du volume de glace par le modèle Paillard 98 (de -1 Ma à +4 Ma).

Ensuite, en regardant la figure 3.8 où nous avons filtré le signal de volume de glace par une bande de 60 à 170 *ka* pour comparer ce sous-signal au signal brut de l'excentricité, nous voyons que comme pour la simulation précédente qui avait été faite jusque +1 Ma, l'amplitude du sous-signal est forte pour une grande partie des noeuds d'excentricité. Nous observons également un affaiblissement de cette anticorrélation dans le dernier million d'années de la simulation. Cependant, cette partie du sous-signal n'est pas la plus fiable car la bande utilisée pour filtrer va de 60 à 170 *ka* et, à la fin de la simulation, le signal présente une variabilité plus forte autour de 60 000 ans.

De plus, deux noeuds sont marqués, et cela montre que le modèle de Paillard 98 simule en effet une forte variabilité en 100 000 ans lors des noeuds de la plus élevée des périodes principales du signal d'excentricité ($\sim 2,3$ Ma), l'anticorrélation ayant lieu à environ +2,2 Ma étant particulièrement évidente. Il est clair que la longueur et l'intensité du noeud d'excentricité a un impact sur l'augmentation de la variabilité en 100 000 ans pour le modèle de Paillard 98, mais il faut quand même noter que la réaction des cycles glaciaires-interglaciaires aux noeuds n'est pas unique. La différence entre le noeud actuel et celui en +450 000 ans est, par exemple, assez marquée.

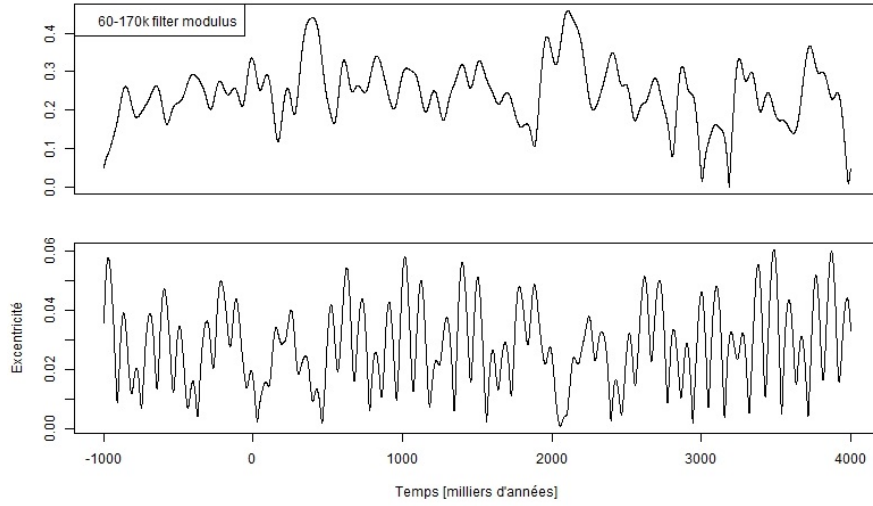


FIGURE 3.8 – En haut : module de la variation de volume de glace simulée par Paillard 98 filtrée autour de 100 000 ans, en bas : signal d'excentricité (LA04), de -1 Ma à +4 Ma.

Discussion

Il s'agit maintenant de comprendre ce qui engendre le phénomène observé sur les figures 3.6 et 3.8 dans le modèle. La réponse se trouve dans la construction de celui-ci (cfr. section 2.2.2) : lorsque l'excentricité diminue, l'amplitude de l'index de précession également et cela implique une diminution de l'amplitude de l'insolation à 65°N. L'insolation passe alors moins souvent en-dessous du seuil critique pour passer de l'état *i* à l'état *g* et cette configuration est plus propice à de longs interglaciaires. Nous pouvons en effet voir sur la figure 3.9a que les interglaciaires ont tendance à être plus longs durant les noeuds d'excentricité.

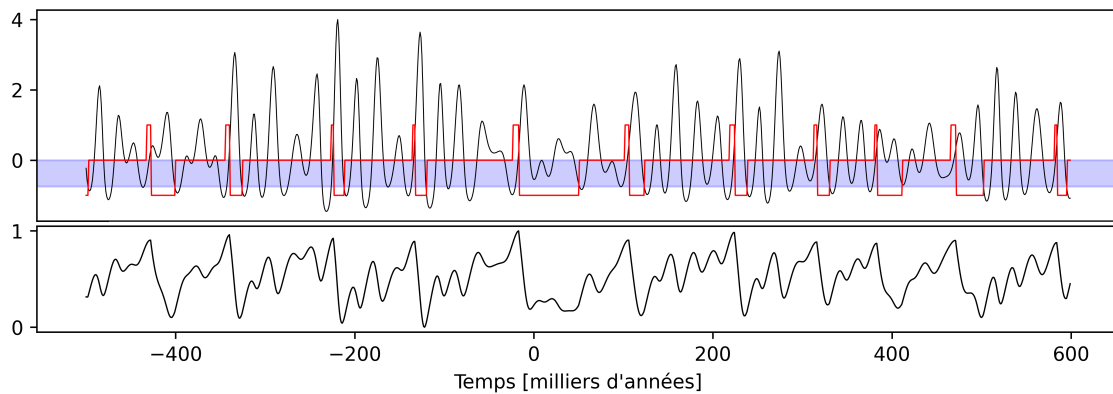


FIGURE 3.9 – (a) En noir : l'insolation 65°N au solstice d'été normalisée de -0,5 Ma à +0,6 Ma. En bleu : l'intervalle d'insolation entre les seuils i_0 et i_1 qui valent respectivement -0,75 et 0. En rouge : le régime du système, avec *i* qui équivaut à -1, *g* à 0 et *G* à 1. (b) Volume de glace de P98 pour le même intervalle de temps.

Sur la figure 3.9b, nous pouvons voir que lorsqu'il n'y a pas de noeud d'excentricité et que les interglaciaires sont moins longs, le volume de glace remonte beaucoup

plus vite vers des niveaux élevés. Par contre, lorsque les interglaciaires sont longs, le volume de glace reste plus longtemps en-dessous d'un certain seuil, empêchant les petites variations, avant de remonter à un volume maximum en maximum deux oscillations. Le mécanisme de doublement de fréquence expliqué à la section 2.2.1 est affecté, c'est la tendance générale d'augmentation qui va dominer et les petites oscillations sont moins fortes, ce qui fait ressortir la période de 100 000 ans en diminuant la puissance des plus petites périodes.

3.3.2 VCV

Comme expliqué dans [Verbitsky et al., 2018], la simulation du dernier million d'années par le modèle VCV reproduit bien les déglaciations, à l'exception justement de celle du MIS 11 dont l'amplitude n'est pas aussi élevée que dans les données, et la déglaciation la plus récente dont le timing ne correspond pas à celui de LR04. Le timing des déglaciations autour du stade isotopique 11 est cependant très bien reproduit et nous voyons donc toujours cette plus forte variabilité en 100 000 ans dans la transformée en ondelettes de Morlet autour de -400 000 ans.

Pour commencer, nous calculons comme pour le modèle précédent le rapport du nombre de déglaciations ayant lieu durant une phase ascendante de l'excentricité. Celui-ci est assez proche de celui du modèle de Paillard 98 pour la période de -1 Ma à +4 Ma. En effet, il est ici de 80,9% lorsqu'il est calculé avec comme point de repère le milieu des déglaciations, et de 89,4% lorsque nous faisons le calcul par rapport à l'entrée en déglaciation, ce qui suggère que le comportement des modèles au niveau des timings des déglaciations est proche. C'est au niveau de la modulation de l'amplitude des cycles que VCV diffère.

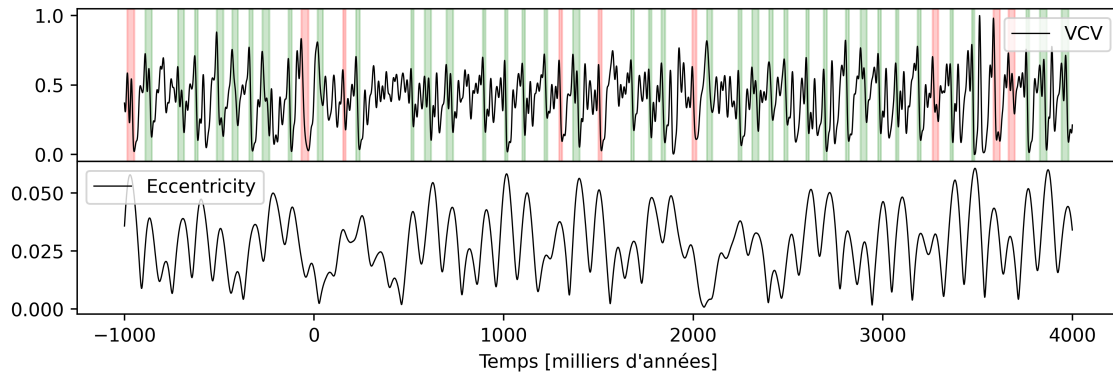


FIGURE 3.10 – Simulation du volume de glace par le modèle VCV (de -1 Ma à +4 Ma).

Tout d'abord, nous pouvons pointer le comportement intrigant lors du noeud d'excentricité à environ +450 000 ans, comme nous pouvons le voir sur la figure 3.10. Ce noeud correspond également à un intervalle de temps durant lequel l'insolation a très peu d'amplitude pendant longtemps (de +300 000 ans à +500 000 ans environ). Ce comportement est surprenant et spécifique à ce modèle. Etant donné la très forte sensibilité du modèle au choix d'insolation, il nous a semblé préférable de ne pas modifier ces résultats, d'autant plus qu'après +500 000 ans, le modèle semble

donner des résultats moins contrastés. Cependant, il est clair en observant celle-ci que le signal, dans son ensemble, perd de l'amplitude lorsque l'excentricité diminue.

Comme pour le modèle précédent, nous voulons également analyser une simulation sur cinq millions d'années et observer le comportement du module du signal filtré autour de la période de 100 000 ans par rapport au signal brut d'excentricité. Il nous semble, en observant la figure 3.11, que VCV reproduit à certains endroits l'augmentation de variabilité en 100 000 ans durant les noeuds d'excentricité que nous avons pu observer pour P98 sur les figures 3.6 et 3.8, en particulier sur la deuxième moitié du signal. Cependant ce résultat est difficilement interprétable car cette partie du signal est précisément la partie où le découpage du sous-signal est délicat, comme nous pouvons le voir sur la figure 3.11a où nous avons mis en évidence (lignes horizontales noires) la plus grande et la plus petite fréquence de la bande choisie. La ligne représentant la période de 60 000 ans passe par exemple à travers un "nerf" à environ +3,5 Ma mais faire une découpe plus large ne serait pas intéressant dans l'étude de la variabilité en 100 000 ans du système et nous risquerions de piétiner sur la période principale de l'obliquité qui n'est pas notre sujet d'étude.

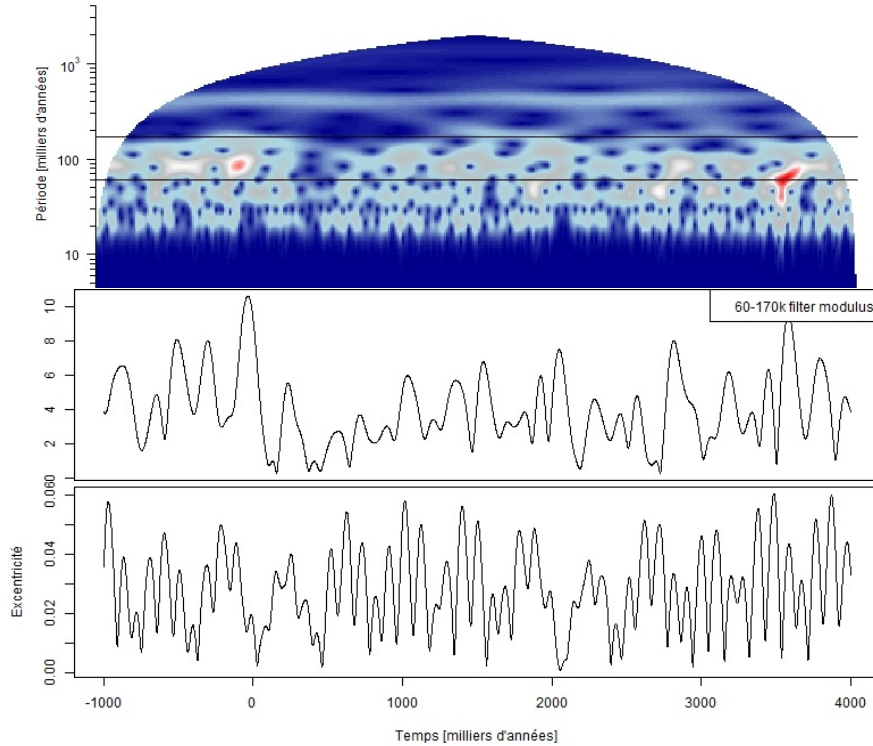


FIGURE 3.11 – De haut en bas : (a) Transformée en ondelettes de Morlet de la variation de volume de glace de -1 Ma à +4 Ma simulée par VCV, (b) Module du volume de VCV filtré par la bande 60-170 ka, (c) Signal d'excentricité ([Laskar et al., 2004]) pour le même intervalle de temps.

Nous pouvons, de manière générale, dire que ce modèle ne produit pas aussi clairement l'anticorrélation entre l'excentricité et l'amplitude des variations de volume de glace que ce que nous avons pu observer avec le modèle Paillard 98. Ce résultat était prévisible puisque VCV ne parvient pas à simuler l'amplitude du MIS 11.

Discussion

Nous devons à présent nous intéresser à la raison pour laquelle le modèle VCV a tendance à diminuer l'amplitude de la variation de volume de glace durant les noeuds d'excentricité. Pour cela, il faut bien comprendre les différents mécanismes en place dans ce modèle. Nous avons trois boucles de rétroaction :

1. $\oplus$ La diminution de ω implique aussi une diminution de θ via le paramètre α et donc une diminution de S via le terme $-c\theta$.
2. $\oplus$ L'augmentation de S provoque également une diminution de la température moyenne ω via le paramètre γ_2 , qui elle-même provoque une augmentation de S via κ .
3. $\ominus$ Lorsque le volume de glace S augmente, la température basale θ augmente également (via le paramètre β et cela implique une diminution de S via le terme $-c\theta$.

que nous pouvons retrouver sur la figure 3.12. Il s'agit évidemment de comprendre quand l'effet d'une boucle va pouvoir dominer une autre.

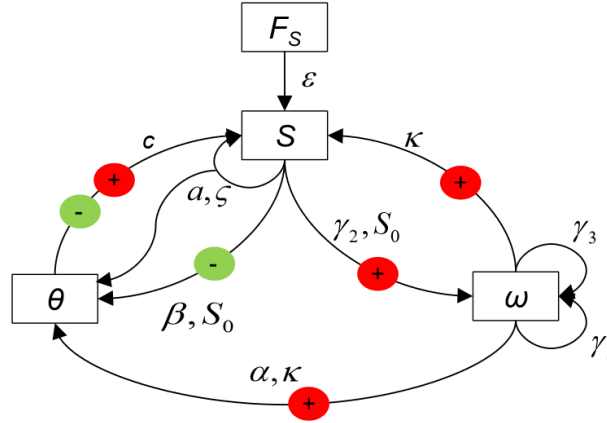


FIGURE 3.12 – Boucles de rétroaction présentes dans le modèle VCV. [Verbitsky et al., 2018]

Durant une glaciation, le volume de glace augmente petit à petit par ses deux boucles de rétroaction positives, jusqu'à ce que la boucle de rétroaction négative devienne plus importante et fasse diminuer S . Cependant, pour avoir une déglaciation complète, il faut que cette rétroaction négative soit couplée avec un forçage en augmentation. Si l'amplitude de la variation d'insolation n'est pas grande, alors on aura un court interglaciaire. Ce comportement, particulièrement visible autour de -800 000 ans sur la figure 3.13, explique le fait que lorsque l'insolation diminue en variabilité, on ne retrouve en général pas d'augmentation de variabilité dans le signal de volume de glace.

Comme expliqué dans [Verbitsky et al., 2018], quand le système n'est pas forcé (quand $\epsilon = 0$) il évolue vers un point fixe. Cette dynamique implique que lorsque le forçage est faible, le système n'entre pas en interglaciaire puisqu'il a plutôt tendance à évoluer autour de son point fixe. C'est ce qu'il se passe à +450 000 ans.

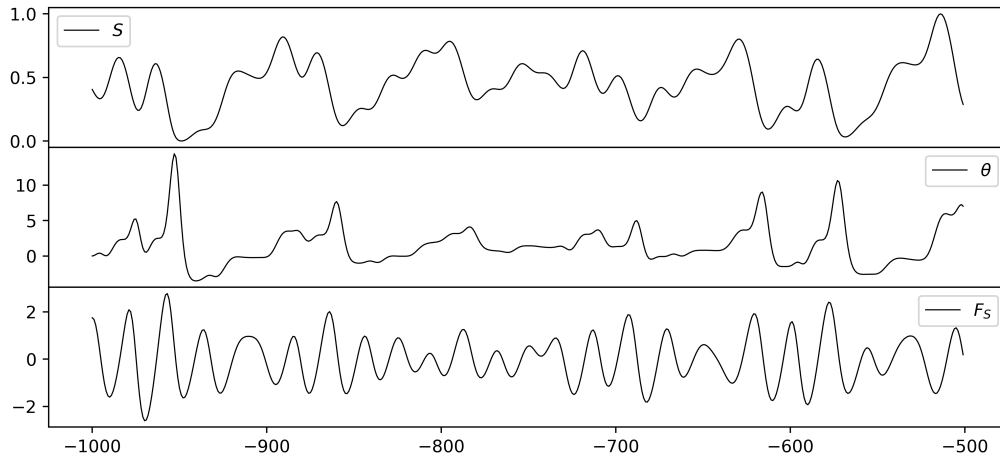


FIGURE 3.13 – De haut en bas : le volume de glace S normalisé, la température basale θ (en $^{\circ}\text{C}$) et l’insolation 65°N normalisée (de -1 Ma à 0,5 Ma).

3.3.3 Paillard-Parrenin

Comme nous l’avons vu précédemment, notre critère de déglaciation appliqué à ce modèle ne donnait pas des résultats particulièrement intéressants. Cela est dû au fait que le modèle de Paillard-Parrenin, même s’il reproduit souvent le timing des déglaciations, a tendance à produire trop souvent des grandes variations de volume de glace, étalant alors son spectre de fréquence vers les périodes de 23 000 ans et 41 000 ans. Il est tout de même pertinent de commencer notre analyse en observant le signal de volume de PP04 ainsi que sa transformée en ondelettes de Morlet (voir figure 3.14).

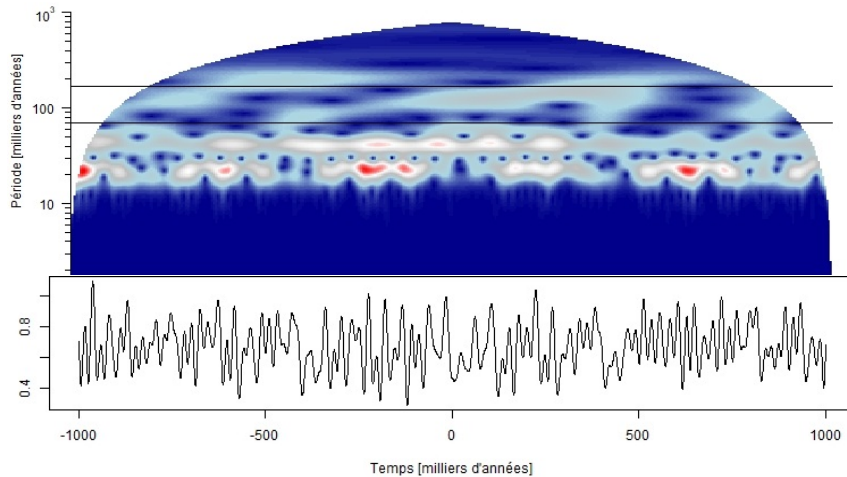


FIGURE 3.14 – De haut en bas : (a) transformée en ondelettes de Morlet du volume de glace simulé par PP04 de -1 Ma à +1 Ma, (b) Signal du volume de PP04 pour le même intervalle de temps.

Puisque le spectre du signal est étalé, il est difficile de voir sur la figure 3.14a l’évolution de la variabilité en 100 000 ans de celui-ci. Nous pouvons cependant tirer plusieurs observations intéressantes de cette figure. Premièrement, nous voyons que la variabilité est principalement concentrée sur des fréquences élevées. En effet,

nous avons déjà vu lors de nos analyses préliminaires que PP04 n'oscille pas qu'à la période de 100 000 ans. Ensuite, nous pouvons remarquer que la variabilité en 23 000 ans est affaiblie pendant les noeuds d'excentricité. Ce constat est assez logique puisque l'excentricité module la précession et que la période principale de la précession est de 23 000 ans. Mais cet affaiblissement de la puissance de la précession n'est pas anodin. En effet, nous pouvons nous demander si celui-ci va entraîner une augmentation de la variabilité en 100 000 ans du volume de glace.

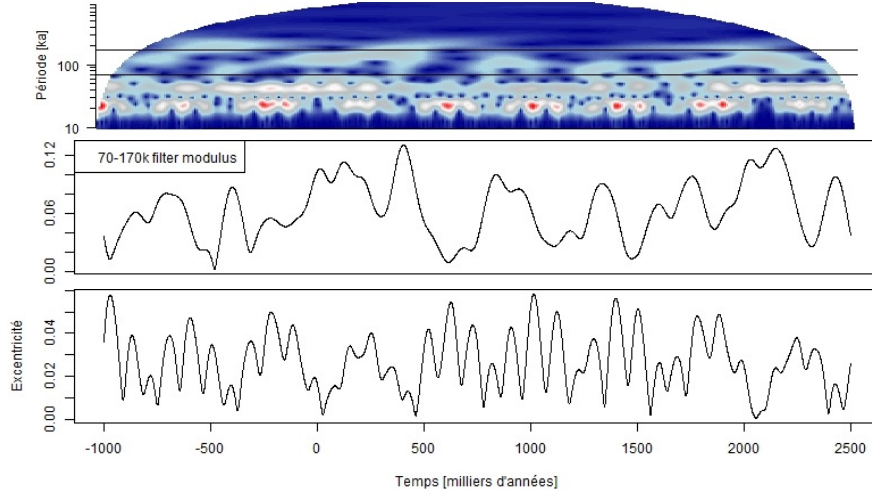


FIGURE 3.15 – De haut en bas : (a) transformée en ondelettes de Morlet du volume de glace simulé par PP04 de -1 Ma à +2,5 Ma, (b) Module du signal de volume filtré par la bande 70-170 ka, (c) Signal d'excentricité pour le même intervalle de temps.

Pour cela, nous devons découper le signal autour de la période de 100 000 ans. Comme pour le modèle précédent, il est difficile de faire cela sans perdre de l'information lors d'une longue simulation. Cependant si nous nous arrêtons à +2,5 Ma, le découpage reste correct (voir figure 3.15a). Sur cette figure où nous avons encore filtré avec une bande de 70 à 170 ka le volume de glace de PP04, nous observons une fois de plus l'anticorrélation entre la variabilité en 100 000 ans du volume de glace et l'excentricité. A priori la diminution de puissance des cycles de précession est susceptible d'engendrer ce phénomène (cfr section 3.4). En particulier, nous voyons que l'amplitude de ce sous-signal est particulièrement forte à +450 000 ans et à +2,2 Ma, lors des noeuds d'excentricité plus intenses liés à la plus grande période de l'excentricité, mais cette amplitude est moins marquée pour le noeud d'excentricité actuel, exactement comme nous l'a montré le modèle de Paillard 98 lorsqu'on lui a appliqué cette méthode d'analyse.

Discussion

Ce phénomène dans le modèle de Paillard-Parrenin peut a priori s'expliquer en partie de la même manière que pour Paillard 98, c'est-à-dire par la formation d'interglaciaires plus longs durant les moments de faibles variabilités d'insolation. Nous parlons ici d'interglaciaire pour désigner une période similaire à l'état i dans le modèle de Paillard 98. Un interglaciaire est défini dans ce modèle comme étant un intervalle de temps durant lequel $H(-F) = 1 \Leftrightarrow F < 0$. Pour que $F < 0$, il faut que

$$aV - bA - cI_{60} + d < 0 \Leftrightarrow V < \frac{bA + cI_{60} - d}{a}$$

Puisque a , b , c et d sont des constantes, le fait de passer dans un état interglaciaire et la durée de cet état dépendent uniquement des variables A (qui dépend elle-même directement de V) et I_{60} . Pour rappel, l'évolution de la variable A est déterminée par

$$dA/dt = (V - A)/\tau_A.$$

Cette relation implique qu'une diminution de V va se répercuter avec un certain décalage sur A , comme nous pouvons le voir sur la figure 3.16. Ce décalage, combiné avec une faible amplitude du signal de I_{60} durant les noeuds d'excentricité, implique que le système met un certain temps à faire remonter F au-dessus de 0. Une fois l'interglaciaire passé, le système ne parvient pas à faire augmenter de manière importante le volume de glace, puisque l'insolation n'est pas assez basse. Comme dans le modèle de Paillard 98, ce blocage affaiblit les variations qui ne sont pas autour de la période de 100 000 ans.

La figure 3.16 donne un exemple typique de la différence de dynamique du modèle de Paillard-Parrenin entre les intervalles de temps sujets à des valeurs élevées d'excentricité, où les variations de volume de glace sont régulières et intenses, et les noeuds d'excentricité, où le cycle à haute fréquence de la précession est affaibli et le cycle de 100 000 ans a le temps de se développer.

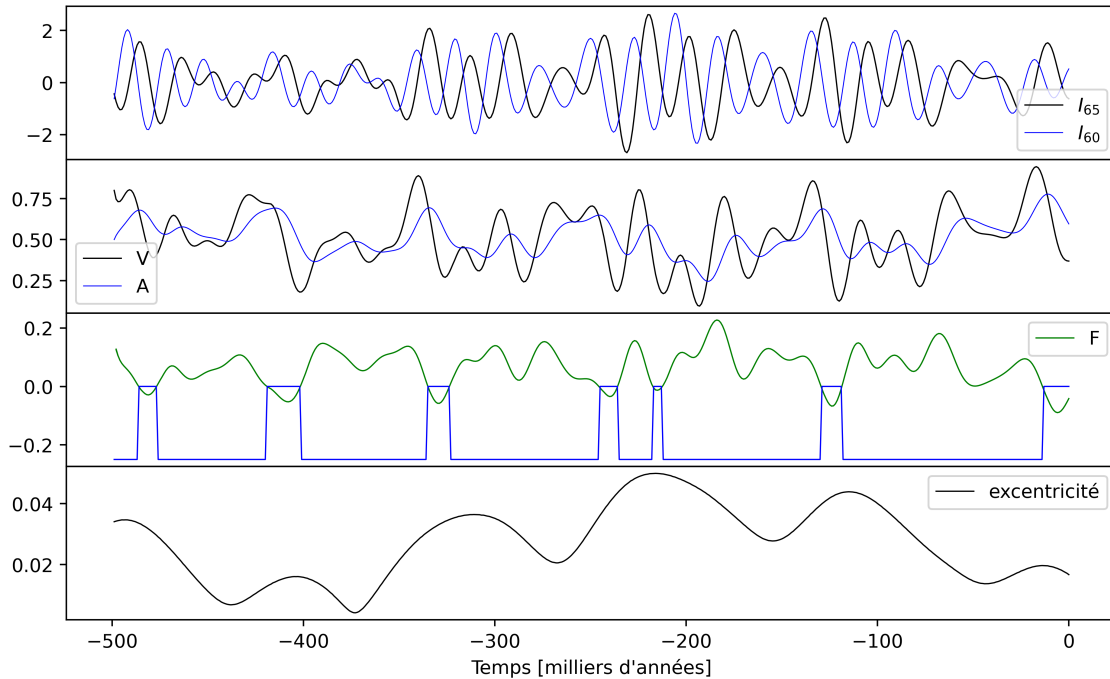


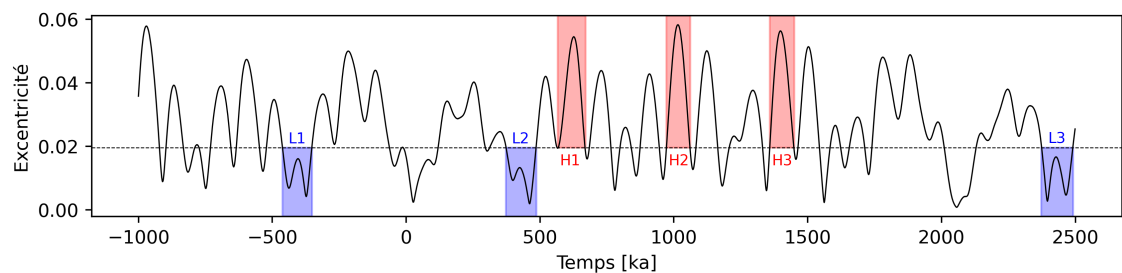
FIGURE 3.16 – Paramètres du modèle PP04 (de -500 000 ans au présent). La fonction en escalier de la troisième figure est proportionnelle à $H(-F)$ mais a été redimensionnée pour des raisons graphiques. Figure semblable à la figure 3 de [Paillard and Parrenin, 2004].

3.4 Interprétation

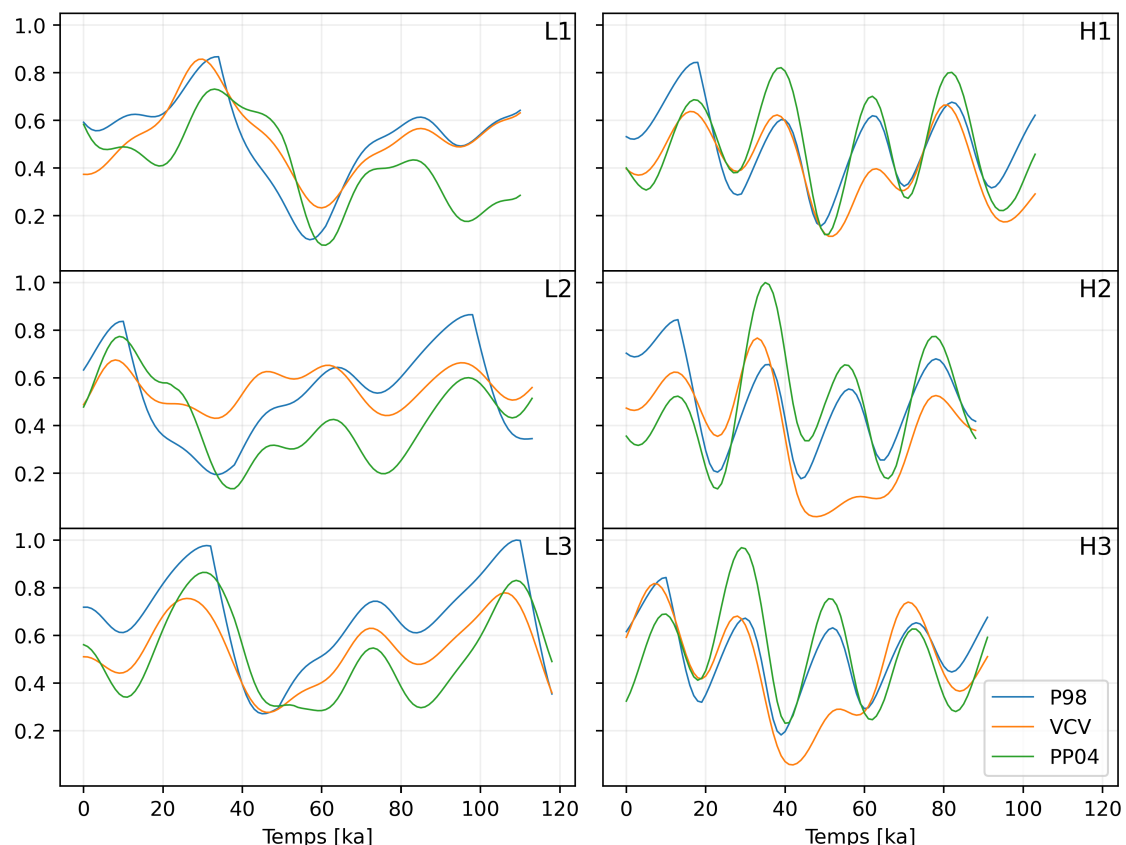
Après avoir passé en revue les simulations faites avec nos trois modèles, une comparaison de ceux-ci semble pertinente. Nous cherchons en particulier à observer les différences entre le comportement de chaque modèle pour des intervalles de temps spécifiques : d'un côté, trois intervalles de temps où l'excentricité est particulièrement basse (L1, L2 et L3 sur la figure 3.17a) et trois intervalles de temps où l'excentricité est particulièrement élevée (H1, H2 et H3). Le choix des événements L a été fait de la manière suivante : pour commencer, nous avons choisi le MIS 11 puisque c'est le point de départ de notre étude de la forte variabilité climatique durant les noeuds d'excentricité. Ensuite, au vu du mauvais comportement de VCV durant le noeud d'excentricité dans lequel nous sommes actuellement (pour rappel, VCV ne simule pas bien le timing de la plus récente déglaciation), il nous semblait plus pertinent de sélectionner le noeud suivant en +450 000 ans. Pour finir, il nous paraissait intéressant de sélectionner un noeud d'excentricité plus loin dans la simulation et d'exploiter la période de 2,3 Ma de l'excentricité, d'où le choix de L3.

La représentation de la figure 3.17b permet de mieux visualiser les discussions faites précédemment concernant la dynamique de chaque modèle. Premièrement, nous pouvons remarquer que les courbes fournies par nos trois modèles ont tendance à diverger davantage lorsqu'on est dans un noeud d'excentricité. Nous pouvons cependant tirer plusieurs conclusions des figures de la colonne de gauche. Les trois événements semblent confirmer nos interprétations précédentes concernant les différences de dynamique des modèles. Le modèle VCV fournit un volume de glace dont la variation a moins d'amplitude durant les minima d'excentricité. C'est légèrement moins visible pour l'événement L1 puisqu'il correspond au MIS 11 et fait donc partie de l'intervalle de temps pour lequel le modèle a été calibré. D'un autre côté, VCV prend à plusieurs moments des valeurs plus basses de volume de glace durant les intervalles de temps où l'excentricité est élevée. Les deux autres modèles ont tendance à générer des cycles de 100 000 ans avec une forte amplitude durant les noeuds d'excentricité, même si cela est moins marqué pour le modèle de Paillard-Parrenin, comme nous avons déjà pu l'observer.

De manière plus générale, nous voyons que les trajectoires logiquement plus marquées par les cycles de précession durant les événements d'excentricité élevée. Le faible forçage permet au système de former des cycles plus longs et de faire parfois ressortir des cycles d'obliquité. Puisque les événements qui nous intéressent sont les intervalles de temps durant lesquels l'excentricité est faible, et que les deux modèles de Paillard reproduisent bien le "paradoxe du stade isotopique 11" là où VCV ne reproduit pas bien son amplitude, il nous paraît plus approprié de penser qu'en restant dans les conditions du Pléistocène Supérieur, les cycles glaciaires-interglaciaires auront plutôt tendance à produire une variabilité élevée en 100 000 ans durant les noeuds d'excentricité, comme le montrent les modèles de Paillard 98 et de Paillard-Parrenin. Cette hypothèse impliquerait alors le fait que ce phénomène n'est pas une coïncidence mais bien une caractéristique intrinsèque de la dynamique des cycles g-ig.



(a) Représentation des six intervalles de temps choisis, où la lettre "L" signifie *low eccentricity* et "H" *high eccentricity*.



(b) Volume de glace normalisé simulé par chacun des modèles. L'axe des abscisses représente le temps à partir du début de l'intervalle de temps L ou H associé à chaque figure.

FIGURE 3.17 – Comparaison intermodèles de la dynamique du volume de glace avec faible et forte excentricité.

Comme nous l'avons déjà expliqué, en terme de modèles, l'explication de ce phénomène peut se faire de la manière suivante : puisque l'excentricité module la précession qui elle-même module l'insolation, lorsque l'excentricité est faible, cela provoque une diminution de l'amplitude de l'insolation (65°N et 60°S). Le signal d'insolation est alors confiné dans un petit intervalle et cela provoque une période interglaciaire² plus longue qu'en temps normal. Cette période provoque un verrouillage du système à des faibles valeurs de volume de glace jusqu'à ce que son forçage soit assez fort

2. On parle ici d'un état "interglaciaire" dans le sens des modèles construits par Didier Paillard, c'est-à-dire l'intervalle de temps comprenant la déglaciation jusqu'au moment où le volume de glace repart à la hausse.

pour l'en sortir. Ce mécanisme fournit des courbes plus proches de courbes sinusoïdales que lorsque l'excentricité est élevée et explique l'augmentation de variabilité visible sur les transformées en ondelettes de nos signaux.

Cependant, ce mécanisme n'explique pas la tendance que nous avons observé dans VCV et P98 de déglaciation durant les phases ascendantes d'excentricité. Pour rappel, nous avons calculé pour ces deux modèles le rapport de déglaciations ayant lieu lorsque l'excentricité augmente par rapport à celles se déroulant lorsqu'elle diminue. Ce calcul a été fait sur une période de -1 Ma à +4 Ma et en prenant le milieu puis le début de la déglaciation comme point de repère. Afin d'expliquer ce comportement, nous pouvons faire remarquer que ce que nous avons en général observé dans les modèles est qu'on génère beaucoup de glace si on a peu d'excentricité. De plus, on a plus de chance d'avoir une déglaciation massive si il n'y a pas eu trop d'excentricité avant car, alors, notre déglaciation est moins perturbée par les cycles de précession.

Il est nécessaire d'apporter d'autres éléments d'explication à notre étude. D'un côté, si ce se sont en effet les deux modèles de Paillard qui reproduisent le mieux les cycles glaciaires-interglaciaires, nous pouvons en conclure que l'idée commune à ces deux modèles d'un système à plusieurs régimes est plutôt bonne. Cependant il est difficile avec notre analyse et nos modèles simples de tirer une conclusion sur le mécanisme qui engendre cette multimodalité. D'un autre côté, le phénomène d'anticorrélation entre les variabilités en 100 000 ans du volume de glace et de l'excentricité suggère que le forçage de Milankovitch ne régit pas seul la dynamique des cycles g-ig. En effet, si c'était le cas nous aurions plutôt tendance à observer ce que simule le modèle VCV.

[Berger and Wefer, 2003] fait l'hypothèse qu'on doit faire appel à une oscillation interne du système pour expliquer cette dynamique. Selon Berger et Wefer, si le MIS 11 était une période si chaude, c'est parce que la période qui l'a précédé (le MIS 12) était extrêmement froide. Le fait que nos signaux aient un comportement plus sinusoïdal durant les noeuds d'excentricité suggère aussi l'existence d'une oscillation interne perturbée par les cycles de précession lorsque l'excentricité est élevée. Un modèle comportant une oscillation propre comme celui de Paillard-Parrenin semble alors approprié, mais il faudrait repenser la dynamique de celui-ci pour qu'il simule mieux l'amplitude des cycles. Cette explication est cependant à prendre avec précaution puisque P98, qui ne possède pas d'oscillation propre, simule également l'anticorrélation.

L'explication donnée par [Droxler et al., 2003] concorde avec l'analyse que nous avons fait de nos modèles. Celle-ci consiste à dire que le faible forçage provoqué par le noeud d'excentricité verrouille le système et puisque ce forçage est directement modulé par l'index de précession, lorsqu'il est faible, le système va ignorer une oscillation liée à la précession (donc une oscillation d'une période de 23 000 ans). Une combinaison de ces deux explications, à la fois pour expliquer l'augmentation d'amplitude mais également la diminution de variabilité des hautes fréquences, semble adéquate pour expliquer la dynamique des cycles glaciaires-interglaciaires telle que nous avons pu l'observer dans nos résultats.

De manière générale, nous devons garder en tête que chaque noeud d'excentricité est différent et la dynamique des cycles g-ig durant cet intervalle de temps le sera aussi. Cette unicité des noeuds est bien visible sur la figure 3.17a et est due au fait que les périodes principales de l'excentricité ne sont pas multiples l'une de l'autre. Mais ce qui rend encore plus unique ces noeuds sont les cycles d'obliquité. En effet, l'alignement entre l'obliquité et l'excentricité n'est jamais le même et cela complexifie encore le problème. Malgré cette complexité, nous avons pu dégager une tendance : lorsque l'excentricité est élevée les déglaciations sont souvent incomplètes et rapides, et l'effet inverse se produit lorsque l'excentricité est faible.

Conclusion

Comme nous l'avons vu tout au long de ce travail, les variations du volume de la cryosphère ne sont pas simples. L'étude de ses cycles nécessite une analyse fournissant différents points de vue complémentaires. L'évolution particulière du volume de glace et des facteurs qui l'influencent rend compliqué l'explication de son comportement. Le fait que des modèles aussi simples que ceux que nous avons utilisés dans ce travail simulent relativement bien le timing des déglaciations et l'amplitude des cycles glaciaires-interglaciaires montre néanmoins que ce système n'est pas aléatoire. Il est tout à fait possible d'apercevoir par nos analyses des tendances dans ce signal.

De son côté, l'excentricité possède également des caractéristiques particulières. Ses trois cycles principaux qui se superposent rendent chaque intervalle de temps analysé unique et nous empêchent de trouver une règle absolue de la modulation des cycles glaciaires-interglaciaires par l'excentricité. De plus, le forçage de ces cycles par l'obliquité qui n'est pas du tout en phase avec l'excentricité renforce l'unicité de ces moments. Cependant, plusieurs phénomènes intéressants ont pu être mis en lumière dans ce travail.

Notre mise en évidence du paradoxe du stade isotopique 11 déjà bien connu des paléoclimatologues nous a mené vers une étude plus approfondie de ce phénomène. Nous avons pu faire un constat plus global grâce au travail de Meyers et Hinnov et cela nous a permis de tirer quelques conclusions préliminaires. En effet, l'anticorrélation entre la variabilité en 100 000 ans du $\delta^{18}O$ et de l'excentricité n'est vraisemblablement pas une coïncidence. Celle-ci pourrait même avoir conditionné le timing de la transition du Pléistocène Moyen comme le pointe [Meyers and Hinnov, 2010]. Afin d'élargir notre étude et notre échantillon de déglaciations, l'idée de conserver les conditions actuelles pour faire des simulations numériques sur les années à venir nous a semblé pertinente.

Notre premier constat est le suivant : en conservant ces conditions, la majorité des déglaciations ont tendance à se dérouler sur une phase ascendante de l'excentricité. Cela suggère que les maxima de volume de glace ont lieu après un minimum d'excentricité et que lorsque l'excentricité repart à la hausse, elle déclencherait une déglaciation.

Ensuite, grâce à notre analyse des modulations d'amplitude et de fréquence des simulations fournies par nos différents modèles, et en les comparant aux données de volume de glace à notre disposition, nous avons pu clairement différencier la dynamique de chaque modèle. Deux d'entre eux parviennent à simuler l'amplitude des variations du stade isotopique 11 et fournissent des résultats semblables pour les noeuds d'excentricité des millions d'années à venir. Le modèle de Paillard 98

a des résultats plus contrastés et plus proches, en général, des courbes de LR04, mais le phénomène de forte variabilité des cycles de 100 000 ans durant les noeuds d'excentricité provient du même mécanisme dans les deux modèles.

En comparant plusieurs périodes à excentricité faible à des périodes à excentricité forte, deux constats peuvent être faits. Premièrement, lorsqu'on a une excentricité élevée et donc un forçage élevé, le système a tendance à créer des déglaciations rapides voire brutales. De plus, celles-ci sont incomplètes car l'intensité des cycles de précession a tendance à faire repartir le volume de glace à la hausse. Cela fait perdre de la variabilité en 100 000 ans au signal de volume de glace. Le phénomène inverse se passe durant les noeuds d'excentricité. La perte de puissance des cycles de précession fait ressortir la période de 100 000 ans et pourrait suggérer une oscillation propre aux cycles glaciaires-interglaciaires.

Deuxièmement, nous remarquons que les déglaciations les plus abouties ont tendance à se produire après des maximum glaciaires importants. Le système fait une déglaciation complète lorsqu'il a accumulé beaucoup de glace et lorsque l'excentricité n'est pas assez élevée pour venir freiner cette déglaciation comme le suggère notre analyse du timing des déglaciations. Autrement dit, pour avoir des oscillations dont le comportement est sinusoïdal, il faut des déglaciations complètes et mures et celles-ci ont plus de chance d'arriver après une période d'excentricité faible.

Pour comprendre plus en profondeur la dynamique des cycles g-ig et développer notre étude, il serait pertinent d'améliorer notre analyse du timing des déglaciations. En effet, les résultats de celle-ci nous ont apporté l'information qu'une déglaciation se déroule en général après un noeud d'excentricité. Pour étayer notre étude, ce résultat peut être précisé : quelle est la valeur de l'excentricité durant la déglaciation, combien de temps après le noeud la déglaciation commence-t-elle ? Nous pourrions évidemment également élargir nos simulations en les calibrant pour d'autres conditions comme celle du Pléistocène Inférieur ou en les faisant tourner plus tard que +4 Ma.

L'utilisation de modèles moins simples et prenant en compte plus de phénomènes serait également pertinente. En particulier, nous pourrions utiliser un modèle multidimensionnel afin de simuler le développement des calottes glaciaires et leurs variations spatiales. Un autre aspect intéressant pouvant être développé est l'étude d'autres périodes géologiques sujettes à des phénomènes de cycles glaciaires-interglaciaires. En effet, nous nous sommes concentrés ici sur le Quaternaire mais nous pourrions remonter à bien plus loin pour compléter le travail. Par exemple, la transition entre le Dévonien et le Carbonifère (de -370 à -330 Ma) correspond à un épisode crucial de l'histoire de la Terre. Les glaciations de cette période ont encore très peu été étudiées. L'utilisation de modèles multidimensionnels s'avèrerait alors particulièrement appropriée puisqu'on ne connaît pas la forme des calottes de l'époque et que la disposition des continents était extrêmement différente qu'aujourd'hui.

Bibliographie

- [Adhémar, 1842] Adhémar, J. (1842). *Révolutions de la mer. Déluges périodiques*. Lacroix-Comon.
- [Antoine et al., 2004] Antoine, J.-P., Murenzi, R., Vandergheynst, P., and Ali, S. T. (2004). *Two-Dimensional Wavelets and their Relatives*. Cambridge University Press.
- [Berger, 1978] Berger, A. (1978). Long-term variations of daily insolation and quaternary climatic changes. *Journal of Atmospheric Sciences*, 35(12) :2362 – 2367.
- [Berger and Loutre, 1994] Berger, A. and Loutre, M.-F. (1994). Precession, eccentricity, obliquity, insolation and paleoclimates. *Long-Term Climatic Variations*, 1 :107–151.
- [Berger and Wefer, 2003] Berger, W. and Wefer, G. (2003). On the dynamics of the ice ages : Stage-11 paradox, mid-brunhes climate shift, and 100-ky cycle. *Washington DC American Geophysical Union Geophysical Monograph Series*, 137 :41–59.
- [Calder, 1974] Calder, N. (1974). Arithmetic of ice ages. *Nature*, 252 :216–218.
- [Conte et al., 2006] Conte, M., Sicre, M.-A., Ruhlmann, C., Weber, J., Schulte, S., Schulz-Bull, D., and Blanz, T. (2006). Global temperature calibration of the alkenone unsaturation index (uk37) in surface waters and comparison with surface sediments. *Geochem. Geophys. Geosyst.*, 7.
- [Croll, 1867] Croll, J. (1867). On the change in the obliquity of the ecliptic, its influence on the climate of the polar regions and on the level of the sea. *The London, Edinburgh, and Dublin Philosophical Magazine and Journal of Science*, 33(225) :426–445.
- [Crucifix, 2022] Crucifix, M. (2022). The astronomical theory of palaeoclimates.
- [Daubechies, 1992] Daubechies, I. (1992). *Ten Lectures on Wavelets*. Society for Industrial and Applied Mathematics, USA.
- [Droxler et al., 2003] Droxler, A., Alley, R., Howard, W., Poore, R., and Burckle, L. (2003). Unique and exceptionally long interglacial marine isotope stage 11 : Window into earth warm future climate. *Washington DC American Geophysical Union Geophysical Monograph Series*, 137.
- [Dyez et al., 2016] Dyez, K., Ravelo, A., and Mix, A. (2016). Evaluating drivers of pleistocene eastern tropical pacific sea surface temperature : Drivers of eastern pacific sst. *Paleoceanography*.
- [Epstein et al., 1953] Epstein, S., Buchsbaum, R., Lowenstam, H., and Urey, H. (1953). Revised carbonate-water isotopic temperature scale. *GSA Bulletin*, 64(11) :1315–1326.

- [Hays et al., 1976] Hays, J. D., Imbrie, J., and Shackleton, N. J. (1976). Variations in the earth’s orbit : Pacemaker of the ice ages. *Science*, 194(4270) :1121–1132.
- [Huybers, 2006] Huybers, P. (2006). Early pleistocene glacial cycles and the integrated summer insolation forcing. *Science*, 313(5786) :508–511.
- [Imbrie, 1982] Imbrie, J. (1982). Astronomical theory of the pleistocene ice ages : A brief historical review. *Icarus*, 50(2) :408–422.
- [Imbrie and Imbrie, 1980] Imbrie, J. and Imbrie, J. Z. (1980). Modeling the climatic response to orbital variations. *Science*, 207(4434) :943–953.
- [Laskar et al., 2004] Laskar, J., Robutel, P., Joutel, F., Gastineau, M., Correia, A., and Levrard, B. (2004). A long-term numerical solution for the insolation quantities of the earth. <http://dx.doi.org/10.1051/0004-6361:20041335>, 428.
- [Leloup and Paillard, 2021] Leloup, G. and Paillard, D. (2021). Influence of the choice of insolation forcing on the results of a conceptual glacial cycle model. *Climate of the Past Discussions*, pages 1–18.
- [Lisiecki, 2010] Lisiecki, L. (2010). Links between eccentricity forcing and the 100,000-year glacial cycle. *Nature Geoscience*, 3.
- [Lisiecki and Raymo, 2005] Lisiecki, L. E. and Raymo, M. E. (2005). A pliocene-pleistocene stack of 57 globally distributed benthic $\delta^{18}\text{O}$ records. *Paleoceanography*, 20(1).
- [Lyu et al., 2021] Lyu, A. Q., Yin, Q. Z., Crucifix, M., and Sun, Y. B. (2021). Diverse regional sensitivity of summer precipitation in east asia to ice volume, CO_2 and astronomical forcing. *Geophysical Research Letters*, 48(7) :e2020GL092005.
- [Lüthi et al., 2008] Lüthi, D., Floch, M., Bereiter, B., Blunier, T., Barnola, J.-M., Siegenthaler, U., Raynaud, D., Jouzel, J., Fischer, H., Kawamura, K., and Stocker, T. (2008). High-resolution carbon dioxide concentration record 650,000-800,000 years before present. *Nature*, 453 :379–82.
- [McClelland et al., 2021] McClelland, H. L. O., Halevy, I., Wolf-Gladrow, D. A., Evans, D., and Bradley, A. S. (2021). Statistical uncertainty in paleoclimate proxy reconstructions. *Geophysical Research Letters*, 48(15) :e2021GL092773.
- [Meyers and Hinnov, 2010] Meyers, S. and Hinnov, L. (2010). Northern hemisphere glaciation and the evolution of plio-pleistocene climate noise. *Paleoceanography*, 25.
- [Murphy, 1876] Murphy, J. J. (1876). The glacial climate and the polar ice-cap. *Quarterly Journal of the Geological Society*, 32(1-4) :400–406.
- [Paillard, 1998] Paillard, D. (1998). The timing of Pleistocene glaciations from a simple multiple-state climate model. , 391(6665) :378–381.
- [Paillard, 2001] Paillard, D. (2001). Glacial cycles : Toward a new paradigm. *Reviews of Geophysics*, 39(3) :325–346.
- [Paillard, 2015] Paillard, D. (2015). Quaternary glaciations : from observations to theories. *Quaternary Science Reviews*, 107 :11–24.
- [Paillard and Parrenin, 2004] Paillard, D. and Parrenin, F. (2004). The antarctic ice sheet and the triggering of deglaciations. *Earth and Planetary Science Letters*, 227(3) :263–271.

- [Rapp, 2019] Rapp, D. (2019). *Ice Ages and Interglacials : Measurements, Interpretation, and Models, 3rd ed.* Springer International Publishing.
- [Raymo, 1997] Raymo, M. E. (1997). The timing of major climate terminations. *Paleoceanography*, 12(4) :577–585.
- [Ruddiman, 2014] Ruddiman, W. (2014). *Earth’s Climate : Past and Future, 3rd ed.* W. H. Freeman Company.
- [Verbitsky and Crucifix, 2020] Verbitsky, M. Y. and Crucifix, M. (2020). π -theorem generalization of the ice-age theory. *Earth System Dynamics*, 11(1) :281–289.
- [Verbitsky et al., 2018] Verbitsky, M. Y., Crucifix, M., and Volobuev, D. M. (2018). A theory of pleistocene glacial rhythmicity. *Earth System Dynamics*, 9(3) :1025–1043.

UNIVERSITE CATHOLIQUE DE LOUVAIN

Faculté des sciences

Place des sciences, 2 bte L6.06.01, 1348 Louvain-la-Neuve, Belgique | www.uclouvain.be/sc