

---

---

CORRECTION DES DONNÉES SATELLITAIRES DE  
FLUORESCENCE DE LA CHLOROPHYLLE-*a*  
INDUITE PAR LE SOLEIL POUR LES  
EFFETS DE BIDIRECTIONNALITÉ

---

---

MÉMOIRE PRÉSENTÉ  
PAR

Pascale ROY

Pour l'obtention du grade de Maître ès Sciences (M.Sc.) en sciences géographiques  
incluant un cheminement de type recherche en télédétection

Département de géomatique appliquée  
Faculté des lettres et sciences humaines  
Université de Sherbrooke

Sherbrooke, Québec, Canada  
Le 23 décembre 2016



DÉPARTEMENT DE GÉOMATIQUE APPLIQUÉE  
UNIVERSITÉ DE SHERBROOKE

**Nom de l'étudiante :** Pascale ROY

**Titre du mémoire :** Correction des données satellitaires de fluorescence de la chlorophylle-*a* induite par le soleil pour les effets de bidirectionnalité

**Membres du jury :**

Yannick HUOT

Directeur de recherche

Faculté des lettres et sciences humaines, Département de géomatique appliquée  
Université de Sherbrooke, Sherbrooke, Québec, Canada

Norman T. O'NEILL

Codirecteur de recherche

Faculté des lettres et sciences humaines, Département de géomatique appliquée  
Université de Sherbrooke, Sherbrooke, Québec, Canada

Alain ROYER

Évaluateur interne

Faculté des lettres et sciences humaines, Département de géomatique appliquée  
Université de Sherbrooke, Sherbrooke, Québec, Canada

David ANTOINE

Évaluateur externe

Faculty of Science and Engineering, Department of Physics and Astronomy  
Curtin University, Perth, Australie



## Résumé

Les mesures satellitaires de réflectance de télédétection ( $R_{rs}$ ) associée à la fluorescence de la chlorophylle-*a* induite par le soleil (FCIS), notées  $R_{rs,f}$ , sont largement utilisées dans le domaine de l’océanographie converties sous la forme de rendement quantique de la fluorescence (QYF). Le QYF permet de déterminer l’impact de l’environnement sur la croissance du phytoplancton. Tout comme les autres mesures qui reposent sur la luminance montante, le QYF, et donc la  $R_{rs,f}$ , sont influencés par les effets de bidirectionnalité. Ainsi, sachant que la variabilité naturelle du QYF est faible, les biais engendrés par une normalisation inadéquate de la  $R_{rs,f}$  peuvent avoir des impacts importants sur l’interprétation des mesures de QYF à l’échelle planétaire. La méthode actuelle utilisée pour corriger la dépendance angulaire du signal observé dans la bande de fluorescence par le spectroradiomètre imageur à résolution moyenne (MODIS), embarqué à bord du satellite Aqua, repose sur l’application d’une table de correspondance (LUT) développée par Morel *et al.* (2002). Toutefois, l’approche de Morel *et al.* (2002) ne tient pas compte du caractère isotrope de la FCIS ce qui induit des biais systématiques sur les mesures de  $R_{rs,f}$  selon la latitude, par exemple. Dans ce mémoire, une nouvelle méthode de calcul de la LUT ayant pour but de réduire ces biais est introduite. Tout d’abord, celle-ci intègre une mise à jour des propriétés optiques inhérentes (IOPs) dans le modèle de transfert radiatif sur la base de publications plus récentes. Ensuite, la gamme spectrale de son application est élargie à la bande de fluorescence contrairement à la méthode actuelle qui se limite à la longueur d’onde de 660 nm. Finalement, la LUT révisée tient compte des trois composantes principales de la réflectance de télédétection que sont (1) la rétrodiffusion élastique de la lumière par les molécules d’eau et par les particules en suspension, (2) la diffusion Raman (inélastique) par les molécules d’eau et (3) la FCIS. Les résultats de  $R_{rs,f}$  normalisées avec la nouvelle méthode présentent une différence de dispersion moyenne par rapport à celle obtenue par l’application de la méthode de Morel *et al.* (2002) de l’ordre de -15 %. Des différences significatives, de l’ordre de -22 %, sont observées à de grands angles d’observation et d’éclairement (> 55 %).

**Mots-clés :** Effets de bidirectionnalité, fluorescence de la chlorophylle-*a* induite par le soleil, MODIS-Aqua, normalisation, réflectance de télédétection.



# Table des matières

\*\*\*

Liste des tableaux . . . . .	iii
Liste des figures . . . . .	v
Liste des symboles . . . . .	vii
Liste des acronymes . . . . .	ix
<b>1 Introduction</b>	<b>1</b>
1.1 Le phytoplancton et les enjeux environnementaux . . . . .	1
1.2 La fluorescence de la chlorophylle- <i>a</i> induite par le soleil . . . . .	2
1.3 Les effets de bidirectionnalité . . . . .	2
1.4 Problématique . . . . .	4
1.5 Plan du mémoire . . . . .	5
<b>2 Cadre théorique</b>	<b>6</b>
2.1 Configuration géométrique du soleil et du capteur dans l'espace . . . . .	6
2.2 Définitions des grandeurs radiométriques . . . . .	6
2.2.1 La luminance . . . . .	6
2.2.2 L'éclairement plan . . . . .	8
2.3 Les constituants optiques de l'eau de mer . . . . .	9
2.3.1 L'origine et l'influence des constituants optiques de l'eau de mer sur le rayonnement . . . . .	10
2.3.2 Les eaux du Cas 1 . . . . .	11
2.4 Les propriétés optiques de l'eau de mer . . . . .	11
2.4.1 Les propriétés optiques inhérentes de l'eau de mer . . . . .	12
2.4.2 La théorie du transfert radiatif en milieu océanique . . . . .	17
2.4.3 Les propriétés optiques apparentes de l'eau de mer et les relations avec les IOPs . . . . .	17
2.5 Composition du champ lumineux provenant des océans . . . . .	21
2.5.1 La diffusion élastique . . . . .	22
2.5.2 La diffusion Raman . . . . .	22
2.5.3 La fluorescence de la chlorophylle- <i>a</i> induite par le soleil . . . . .	22
2.6 Normalisation des mesures de réflectance captées par MODIS-Aqua pour les effets de bidirectionnalité . . . . .	22
2.6.1 L'approche de Morel <i>et al.</i> (2002) . . . . .	22

2.6.2	L'approche suggérée dans cette étude . . . . .	23
2.7	HydroLight 5.2 . . . . .	24
2.7.1	Paramètres d'entrée du modèle . . . . .	25
2.7.2	Données générées par le modèle . . . . .	25
2.7.3	L'interface d'HydroLight 5.2 et ses modes d'utilisation . . . . .	26
2.8	MODIS-Aqua . . . . .	26
2.9	L'algorithme de la ligne de base . . . . .	27
<b>3</b>	<b>Objectifs du projet de recherche</b>	<b>29</b>
3.1	Objectifs . . . . .	29
3.1.1	Objectif général . . . . .	29
3.1.2	Objectifs spécifiques . . . . .	29
3.2	Hypothèses de recherche . . . . .	30
<b>4</b>	<b>Méthodologie</b>	<b>31</b>
4.1	Reproduction de la paramétrisation du modèle de simulation employée par Morel <i>et al.</i> (2002) . . . . .	31
4.1.1	Reproduction des rapports de $f/Q$ . . . . .	32
4.1.2	Reproduction des facteurs de normalisation . . . . .	32
4.2	Actualisation des IOPs du modèle de simulation HL5.2 . . . . .	33
4.3	Facteurs de normalisation de la réflectance de la diffusion Raman pour les effets de bidirectionnalité . . . . .	34
4.3.1	Apport de la réflectance de la diffusion Raman à la réflectance de luminance . . . . .	34
4.3.2	Élaboration des facteurs de normalisation de la réflectance de la diffusion Raman pour les effets de bidirectionnalité . . . . .	35
4.4	Facteurs de normalisation de la réflectance de la FCIS pour les effets de bidirectionnalité . . . . .	36
4.4.1	Apport de la réflectance de la FCIS à la réflectance de luminance à 678 nm . . . . .	36
4.4.2	Élaboration des facteurs de normalisation pour la réflectance de la FCIS . . . . .	37
4.5	Normalisation de la réflectance de télédétection de la FCIS mesurée par MODIS-Aqua à 678 nm . . . . .	37
4.5.1	Site d'étude . . . . .	37
4.5.2	Prétraitement des données satellitaires . . . . .	37
4.5.3	Normalisation de la réflectance de la FCIS pour les effets de bidirectionnalité . . . . .	38
<b>5</b>	<b>Résultats &amp; discussion</b>	<b>40</b>
5.1	Reproduction de la paramétrisation du modèle de simulation employée par Morel <i>et al.</i> (2002) . . . . .	40
5.1.1	Reproduction des rapports de $f/Q$ . . . . .	40
5.1.2	Reproduction des facteurs de normalisation . . . . .	42
5.2	Actualisation des IOPs du modèle de simulation HL5.2 . . . . .	42



5.2.1	Coefficients d'absorption et de diffusion de l'eau de mer pure . . . . .	42
5.2.2	Coefficients d'absorption des composantes particulaires et dissoutes présentes dans l'eau de mer . . . . .	44
5.3	Apport de la réflectance de la diffusion Raman à la réflectance totale . . . . .	46
5.4	Extraction et normalisation des données de FCIS observées par MODIS-Aqua pour les effets de bidirectionnalité . . . . .	47
5.5	Table de correspondance avant et après modification de la méthode . . . . .	48
5.6	Évaluation de la dépendance bidirectionnelle des mesures MODIS-Aqua de FCIS normalisées . . . . .	51
5.6.1	Analyse globale de la FCIS normalisée pour les effets de bidirectionnalité	51
5.6.2	Analyse des mesures de $R_{rs,0,f}$ selon la géométrie d'éclairement . . . . .	51
5.6.3	Analyse des mesures de $R_{rs,0,f}$ selon la géométrie d'observation . . . . .	55
5.7	Implications de l'utilisation de la nouvelle méthode de normalisation des me- sures satellitaires de FCIS . . . . .	58
<b>6</b>	<b>Conclusions &amp; perspectives du projet de recherche</b>	<b>59</b>
	<b>Bibliographie</b>	<b>61</b>
<b>A</b>	<b>Annexes</b>	<b>67</b>
A.1	Démonstration mathématique de l'équivalence des facteurs de normalisation de Morel <i>et al.</i> (2002) et développés dans cette étude . . . . .	67
A.2	Facteur de Raman . . . . .	68
A.3	Valeurs actualisées des coefficients d'absorption des composantes de l'eau de mer . . . . .	69

# Liste des tableaux

\*\*\*

2.1	Caractéristiques des bandes employées dans l’algorithme de la ligne de base et des sources de réflectance contribuant à la $R_{rs}$ mesurée par MODIS-Aqua . . .	28
4.1	Gamme et incrément d’échantillonnage des paramètres d’entrée pour les simulations de $f$ et de $Q$ avec le logiciel HL5.2 . . . . .	33
4.2	Gamme et incrément d’échantillonnage des paramètres d’entrée pour les simulations avec le logiciel HL5.2 pour le calcul des LUTs . . . . .	35
5.1	Moyennes et écarts-types des mesures de $R_{rs,0,f}^{étude}$ et $R_{rs,0,f}^{MAG}$ pour différents intervalles d’angles zénithaux solaires et [Chl]. . . . .	54
5.2	Moyennes et écarts-types des mesures de $R_{rs,0,f}^{étude}$ et $R_{rs,0,f}^{MAG}$ pour différents intervalles d’angles zénithaux d’observation et [Chl]. . . . .	57
A.1	Valeurs actualisées des coefficients d’absorption des composantes de l’eau de mer en fonction de la longueur d’onde pour une [Chl] de $1 \text{ mg m}^{-3}$ . . . . .	69

# Liste des figures

\*\*\*

1.1	Variables d'intégration pour l'estimation du rayonnement montant sous la surface de l'eau . . . . .	4
2.1	Configuration géométrique et symboles utilisés pour définir la luminance montante et les différents angles liés au système de télédétection capteur/soleil . . . . .	7
2.2	Géométrie et symboles employés afin de définir la luminance . . . . .	8
2.3	Types d'interactions de la lumière avec un milieu et géométrie utilisée pour définir les IOPs propres à un volume d'eau donné . . . . .	12
2.4	Indicatrices de diffusion mesurées dans trois différents types d'eau océanique . . . . .	16
2.5	Schématisation de l'algorithme de la ligne de base appliqué à un spectre de couleur des océans mesuré par MODIS-Aqua . . . . .	28
4.1	Carte de la région géographique sélectionnée pour procéder à la validation de la méthode de normalisation développée dans cette étude . . . . .	38
5.1	Histogramme des erreurs relatives $\zeta_{f/Q}$ (%) et $\zeta_{LUT}$ . . . . .	41
5.2	Valeurs des coefficients de diffusion de l'eau de mer pure selon Morel (1974) et Zhang <i>et al.</i> (2009) . . . . .	43
5.3	Valeurs plus récentes du coefficient d'absorption de l'eau de mer pure, telles que calculées selon Lee <i>et al.</i> (2015), comparées à celles employées par Morel <i>et al.</i> (2002) . . . . .	44
5.4	Comparaison entre les coefficients d'absorption $a_{bio}$ observés lors de croisières et ceux modélisés dans cette étude . . . . .	46
5.5	Apport de la diffusion Raman à la $R_L$ simulée à 678 nm . . . . .	47
5.6	Comparaison des facteurs de normalisation pour les effets de bidirectionnalité de Morel <i>et al.</i> (2002), $LUT_{MAG}$ , à ceux calculés dans cette étude, $LUT_{tot}$ . . . . .	49
5.7	Valeurs des rapports des facteurs de normalisation opposés azimutalement de Morel <i>et al.</i> (2002) et issus de cette étude en fonction de la différence angulaire azimutale, d'un angle solaire et d'une [Chl] donnés . . . . .	50
5.8	Histogramme de la répartition des mesures de réflectance observées par MODIS-Aqua et normalisées pour les effets de bidirectionnalité selon la méthode développée dans cette étude et selon la méthode de Morel <i>et al.</i> (2002) . . . . .	52

5.9	Émission de $R_{rs,0,f}$ , divisée ou non par la fluorescence moyenne attendue, en fonction de l'angle zénithal du soleil pour différentes [Chl] . . . . .	53
5.10	Émission de $R_{rs,0,f}$ , divisée ou non par la fluorescence moyenne attendue, en fonction de l'angle zénithal d'observation pour différentes [Chl] . . . . .	56

# Liste des symboles

\*\*\*

QUANTITÉ	SYMBOLE	UNITÉS
<b>Quantités radiométriques</b>		
Éclairement au sommet de l'atmosphère	$F_0$	$\text{W m}^{-2} \text{ nm}^{-1}$
Éclairement	$E$	$\text{W m}^{-2} \text{ nm}^{-1}$
plan descendant	$E_d$	$\text{W m}^{-2} \text{ nm}^{-1}$
plan montant	$E_u$	$\text{W m}^{-2} \text{ nm}^{-1}$
Luminance	$L$	$\text{W m}^{-2} \text{ sr}^{-1} \text{ nm}^{-1}$
montante sous la surface l'eau	$L_u$	$\text{W m}^{-2} \text{ sr}^{-1} \text{ nm}^{-1}$
montante au-dessus de la surface de l'eau	$L_w$	$\text{W m}^{-2} \text{ sr}^{-1} \text{ nm}^{-1}$
<b>Propriétés optiques inhérentes</b>		
Coefficient d'absorption	$a$	$\text{m}^{-1}$
du CDOM	$a_y$	$\text{m}^{-1}$
des détritrus	$a_{det}$	$\text{m}^{-1}$
de l'eau de mer pure	$a_w$	$\text{m}^{-1}$
des particules ( $a_\phi + a_{det}$ )	$a_p$	$\text{m}^{-1}$
du phytoplancton	$a_\phi$	$\text{m}^{-1}$
des composantes organiques de l'eau ( $a_y + a_{det} + a_\phi$ )	$a_{bio}$	$\text{m}^{-1}$
total ( $a_w + a_{bio}$ )	$a_{tot}$	$\text{m}^{-1}$
Coefficient d'atténuation ( $a + b$ )	$c$	$\text{m}^{-1}$
Coefficient de diffusion	$b$	$\text{m}^{-1}$
de l'eau de mer pure	$b_w$	$\text{m}^{-1}$
Coefficient de rétrodiffusion	$b_b$	$\text{m}^{-1}$

QUANTITÉ	SYMBOLE	UNITÉS
<b>Propriétés optiques apparentes</b>		
Réflectance d'éclairement	$R$	sans unité
Réflectance de luminance	$R_L$	sr <sup>-1</sup>
associée à la diffusion élastique	$R_{L,E}$	sr <sup>-1</sup>
associée à la fluorescence	$R_{L,f}$	sr <sup>-1</sup>
associée à la diffusion élastique et Raman	$R_{L,E+R}$	sr <sup>-1</sup>
associée à la diffusion Raman	$R_{L,R}$	sr <sup>-1</sup>
Réflectance de télédétection	$R_{rs}$	sr <sup>-1</sup>
associée à la diffusion élastique	$R_{rs,E}$	sr <sup>-1</sup>
associée à la diffusion élastique et Raman	$R_{rs,E+R}$	sr <sup>-1</sup>
associée à la fluorescence	$R_{rs,f}$	sr <sup>-1</sup>
<b>Paramètres géométriques</b>		
Angle zénithal mesuré au-dessus de la surface de l'eau	$\theta$	degré
Angle zénithal mesuré au-dessous de la surface de l'eau	$\theta'$	degré
Angle zénithal solaire	$\theta_s$	degré
Différence azimutale	$\Delta\phi$	degré
<b>Autres</b>		
Coefficient spécifique	$A$	m <sup>2</sup> mg <sup>-1</sup>
des composantes organiques de l'eau	$A_{bio}$	m <sup>2</sup> mg <sup>-1</sup>
du phytoplancton	$A_\phi$	m <sup>2</sup> mg <sup>-1</sup>
Coefficient spécifique	$E$	sans unité
des composantes organiques de l'eau	$E_{bio}$	sans unité
du phytoplancton	$E_\phi$	sans unité
Coefficient de proportionnalité de Morel <i>et al.</i> (2002)	$f$	sans unité
Concentration en chlorophylle- <i>a</i>	[Chl]	mg m <sup>-3</sup>
Différence relative	$\zeta$	%
Facteur de bidirectionnalité	$Q$	sr
Facteur de transformation de $R_L$ en $R_{rs}$	$\mathfrak{R}$	sans unité
Longueur d'onde	$\lambda$	nm
Rendement quantique de la fluorescence	$\phi_f$	sans unité
Table de correspondance	LUT	sans unité
associée à la diffusion élastique et de Raman	LUT <sub>E+R</sub>	sans unité
associée à la fluorescence	LUT <sub>f</sub>	sans unité
associée à la diffusion totale mesurée à 678 nm	LUT <sub>tot</sub>	sans unité

# Liste des acronymes

\*\*\*

AOPs	Propriétés optiques apparentes, de l'anglais <i>Apparent Optical Properties</i>
ASCII	Code américain normalisé pour l'échange d'information, de l'anglais <i>American Standard Code for Information Interchange</i>
BRDF	Fonction de distribution de la réflectance bidirectionnelle, de l'anglais <i>Bi-directional Reflectance Function Distribution</i>
CDOM	Tanins issus de la décomposition de la matière organique, de l'anglais <i>Colored (or Chromophoric) Dissolved Organic Matter</i>
Chla	Chlorophylle- <i>a</i>
CO <sub>2</sub>	Dioxyde de carbone
FCIS	Fluorescence de la chlorophylle- <i>a</i> induite par le soleil
FLH	Hauteur de ligne de la fluorescence, de l'anglais <i>Fluorescence Line Height</i>
HL5.2	Version 5.2 du logiciel de modélisation numérique du transfert radiatif en milieu océanique <i>HydroLight 5.2</i>
IOPs	Propriétés optiques inhérentes, de l'anglais <i>Inherent Optical Properties</i>
LB	Ligne de base déterminée à l'aide de l'algorithme de la ligne de base, tel que décrit par Abbott et Letelier (1999)
LUT	Table de correspondance, de l'anglais <i>Look Up Table</i>
MAG	Référence aux noms des auteurs de l'article publié en 2002 par Morel, Antoine et Gentili
MODIS	Spectroradiomètre imageur à résolution moyenne embarqué à bord du satellite Aqua, de l'anglais <i>Moderate Resolution Imaging Spectroradiometer</i>
NAP	Particules non algales, de l'anglais <i>Non-Algal Particles</i>
NASA	Administration nationale de l'aéronautique et de l'espace, de l'anglais <i>National Aeronautics and Space Administration</i>
NetCDF	Format de fichier, de l'anglais <i>Network Common Data Form</i>
QYF	Rendement quantique de la fluorescence, de l'anglais <i>Quantum Yield of Fluorescence</i>
RF	Facteur de Raman, de l'anglais <i>Raman Factor</i>

RTE	Équation de transfert radiatif, de l'anglais <i>Radiative Transfer Equation</i>
SeaDAS	Logiciel d'analyse d'images globales pour le traitement, l'affichage, l'analyse et le contrôle de la qualité des données de couleur des océans, de l'anglais <i>SeaWiFS Data Analysis System</i>
VSF	Indicatrice de diffusion, de l'anglais <i>Volume Scattering Function</i>



# Remerciements

Mes premiers remerciements vont à mon directeur de maîtrise, Yannick Huot, qui avant d'être mon mentor, a d'abord été mon sauveur ! Récupérée d'un premier projet inachevable, il a eu la générosité de m'offrir une place au sein de son équipe de recherche composée d'étudiant-e-s chercheur-se-s qui sont rapidement devenu-e-s ma deuxième famille. Yannick m'a permis de compléter cette maîtrise à laquelle je tenais tant en m'offrant des outils, une écoute, un encadrement et un support sans pareil.

J'aimerais également remercier chaudement Norman T. O'Neill, mon codirecteur dans ce projet, sans qui mon travail n'aurait été aussi clair, concis et rigoureux dans son approche. À chacune des étapes du projet, il a su me faire repousser mes limites !

En plus des précieux conseils prodigués par Norm, j'ai eu la chance d'avoir pour membres de mon jury David Antoine et Alain Royer, qui m'ont aussi accordé de leur temps précieux. Je les remercie de m'avoir fourni une tout autre vision de mon travail par leurs suggestions et commentaires constructifs !

Il serait inconcevable d'oublier Vincent, mon cher ami, sans qui ma progression avec MATLAB n'aurait jamais été aussi rapide, et donc, les avancements dans mon projet également. Soyez sans crainte, tout ce temps épargné a été employé à bon usage !

Enfin, je remercie mes parents, Sylvie et Marc-André, qui malgré mes nombreux épisodes psychotiques et mon caractère changeant, m'ont supportée (et me supportent !) inconditionnellement dans tous les projets (aussi fous soient-ils) que j'entreprends.

Finalement, merci à Gabriel de m'apprendre tous les jours à vivre dans le présent, moi, une éternelle adepte du futur simple et du conditionnel présent !



*Et la mer met son grain de sel  
Et ses berceaux, et ses tempêtes  
Comme une abeille fait son miel  
De tout ce qui tombe du ciel*

*Écume, embruns, brume et brouillard  
C'est de vous que ma source est faite  
Écume, embruns, brume et brouillard  
Et de vos nuages fuyards*

*– La source, Gilles Vigneault*



# Introduction

\*\*\*

## 1.1 Le phytoplancton et les enjeux environnementaux

La présence de phytoplancton dans les écosystèmes océaniques est essentielle à l'équilibre terrestre. Ces organismes microscopiques constituent le premier maillon de la chaîne alimentaire marine (Garrison, 2012). Des changements dans la composition des espèces phytoplanctoniques présentes, dans leur distribution spatiotemporelle ou encore dans leur concentration dans l'eau ont des répercussions directes sur la biodiversité marine.

En plus d'être à la base des réseaux trophiques océaniques, le phytoplancton contribue, de par la nature de son métabolisme, à la régulation des gaz atmosphériques et des espèces chimiques présentes dans son milieu. En effet, le mode de production de biomasse du phytoplancton repose sur la photosynthèse, un processus qui requiert un apport en énergie lumineuse pour synthétiser des matières organiques en fixant le dioxyde de carbone ( $\text{CO}_2$ ) dissous et les éléments nutritifs présents dans l'eau de mer. La matière ainsi créée est en partie exportée vers les couches profondes et vers les sédiments du plancher océanique. Il en résulte un flux de  $\text{CO}_2$  de l'atmosphère vers le fond des océans. Ce phénomène, connu sous le nom de « pompe biologique » ou de « cycle marin du carbone », fait du phytoplancton un important acteur de la biofixation du  $\text{CO}_2$  émis dans l'atmosphère annuellement. En effet, le phytoplancton contribue à une hauteur de près de 45 % à la production primaire terrestre (Falkowski, 1994; Field *et al.*, 1998).

Ainsi, la quantification des échanges de matière entre le phytoplancton, l'atmosphère et son milieu requiert a priori une bonne connaissance du taux de productivité primaire ainsi que de la concentration et de la répartition mondiale du phytoplancton. À cet égard, l'observation de la couleur des océans<sup>1</sup> par télédétection est largement utilisée puisque la

---

1. L'expression « couleur des océans » réfère aux variations spectrales de la réflectance de télédétection qui dépendent des propriétés optiques des couches d'eau océaniques supérieures.

présence de phytoplancton est visible de l'espace grâce à l'absorption et à la réémission du rayonnement par la chlorophylle-a (Chla) et les autres pigments accessoires qu'il contient.

## 1.2 La fluorescence de la chlorophylle-a induite par le soleil

Lorsqu'elle est soumise au rayonnement du soleil, la Chla absorbe une partie de l'énergie lumineuse et forme le premier lien vers la transformation de l'énergie des photons en énergie chimique via la photosynthèse. Dans ce processus, l'énergie radiative collectée sur tout le spectre visible par l'ensemble des pigments photosynthétiques peut suivre trois voies ; soit elle est dissipée sous forme de chaleur, soit cette énergie est transmise à la molécule de Chla puis transférée séquentiellement au sein de la chaîne photosynthétique, soit elle est réémise sous forme de lumière rouge dont le pic, centré à 683 nm, est nettement visible dans le spectre de télédétection de la couleur des océans (Gordon, 1979; Gower et Borstad, 1981; Kishino *et al.*, 1984; Topliss et Platt, 1986; Letelier et Abbott, 1996; Gower *et al.*, 2004; Huot *et al.*, 2005). Ce phénomène d'émission est connu sous le nom de fluorescence de la Chla induite par le soleil (FCIS), ou encore, sous les appellations de fluorescence naturelle ou de fluorescence passive.

En télédétection des océans, le paramètre à la base de la détermination de la majorité des produits est la réflectance de télédétection ( $R_{rs}$ ,  $\text{sr}^{-1}$  ; voir le chapitre 2.1 pour plus de détails). L'intensité de la FCIS est donc généralement exprimée par la composante de la  $R_{rs}$  lui étant associée ( $R_{rs,f}$ ,  $\text{sr}^{-1}$ ) ou encore par son équivalent, la hauteur de la ligne de fluorescence (FLH, de l'anglais *Fluorescence Line Height*). Celle-ci peut être déterminée par l'application de l'algorithme de la ligne de base, développé par Gower et Borstad (1987) pour les besoins de la télédétection et repris par Abbott et Letelier (1999) et la NASA. Cette méthode s'applique spécifiquement aux données de  $R_{rs}$  recueillies par le spectroradiomètre imageur à résolution moyenne (MODIS, de l'anglais *Moderate Resolution Imaging Spectroradiometer*) embarqué à bord du satellite Aqua.

## 1.3 Les effets de bidirectionnalité

Il importe de souligner que la FCIS n'est que l'une des trois principales composantes du rayonnement observé par MODIS-Aqua à 678 nm<sup>2</sup>. Plus précisément, ce sont les trois sources suivantes qui contribuent à la  $R_{rs}$  mesurée à cette longueur d'onde : (1) la rétro-

---

2. Les mesures de  $R_{rs,f}$  sont évaluées à 678 nm plutôt qu'à 683 nm pour éviter un biais causé par la présence d'une bande d'absorption par l'oxygène située à 687 nm (Letelier et Abbott, 1996; Abbott et Letelier, 1999; Gower *et al.*, 2004).

diffusion élastique de la lumière par les molécules d'eau et par les particules en suspension, (2) la diffusion Raman par les molécules d'eau, un phénomène de rétrodiffusion inélastique, et (3) la FCIS (Tyler et Smith, 1967; Kiefer *et al.*, 1989; Mobley, 1994; Westberry et Siegel, 2003; Behrenfeld *et al.*, 2009).

En conséquence, bien que la FCIS soit un phénomène d'émission isotrope, la réflectance de télédétection lui étant associée, mesurée en un point d'observation donné, est généralement anisotrope. Ceci s'explique par la contribution de la rétrodiffusion élastique de la lumière au signal total mesuré de l'espace (Morel *et al.*, 2002) qui est un phénomène de diffusion anisotrope. Ainsi, les mesures de  $R_{rs}$  associées à la rétrodiffusion élastique varient en fonction de la direction à laquelle elles sont recueillies. Les effets de cette dépendance angulaire sont nommés « effets de bidirectionnalité ».

Les effets de bidirectionnalité observés sur les mesures de  $R_{rs,f}$  résultent également en partie de l'intégration du rayonnement fluorescent à travers la colonne d'eau pour tous les plans minces émettant une quantité de FCIS, notée  $df$ , puisque celle-ci est effectuée selon l'angle d'observation du capteur sous la surface de l'eau ( $\theta'$ , degré) (Huot *et al.*, 2005). Ainsi, un capteur pointant vers le nadir ( $\theta' = 0^\circ$ ) et observant une certaine couche d'eau considérée horizontalement homogène mesurera une réflectance différente d'un capteur orienté dans un angle d'observation différent. En effet, ce dernier cumulera les effets d'absorption et de diffusion associés à la FCIS émise dans la colonne sur une plus grande distance correspondant à  $l = \cos \theta'$  (figure 1.1). La propagation de la lumière du soleil dans l'eau de mer, selon ce même principe, présente elle aussi une dépendance angulaire qui influence à son tour l'estimation de la FCIS.

L'utilisation des données satellitaires de  $R_{rs,f}$  nécessite donc de retirer le biais engendré par les effets de bidirectionnalité sur les images satellitaires prises sous divers angles d'observation et d'éclairement solaire. Pour y parvenir, les données de  $R_{rs,f}$  sont normalisées pour les effets de bidirectionnalité à l'aide de facteurs précalculés qui dépendent eux aussi de la position relative du capteur et du soleil dans l'espace, mais également de la longueur d'onde ainsi que de la concentration en Chla ( $[Chl]$ ,  $\text{mg m}^{-3}$ ) dans l'eau. Les produits qui en découlent peuvent dès lors être comparés entre eux alors qu'ils auraient autrement été incohérents.

Il importe de souligner un défi supplémentaire ayant fait l'objet de plusieurs études concernant les relations établies entre les mesures satellitaires de  $R_{rs,f}$  et la  $[Chl]$  (Neville et Gower, 1977; Gower et Borstad, 1990; Morel *et al.*, 2002). Ces études ont démontré que la contribution de la FCIS à la luminance montante peut être utilisée comme un indicateur de la

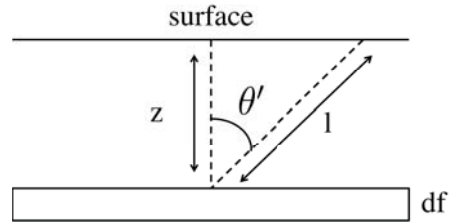


FIGURE 1.1 – Figure modifiée de Hamel (2012). Variables d’intégration pour l’estimation du rayonnement montant sous la surface de l’eau.

concentration de phytoplancton dans les océans. Toutefois, les relations établies entre ces deux paramètres varient selon la région où les mesures ont été effectuées.

D’une part, l’interprétation des mesures satellitaires de  $R_{rs,f}$  est largement influencée par les propriétés optiques de l’eau (Fischer et Kronfeld, 1990 ; Gilerson *et al.*, 2007 ; McKee *et al.*, 2014). D’autre part, comme les images satellitaires prises par MODIS-Aqua sont généralement recueillies à la mi-journée sous la lumière supersaturante du soleil, le phytoplancton, selon sa capacité de photoacclimatation (Morrison, 2003 ; Morrison et Goodwin, 2010 ; O’Malley *et al.*, 2014) et la disponibilité en macro et micro-nutriments dans son milieu (Letelier *et al.*, 1997 ; Huot *et al.*, 2005 ; Behrenfeld *et al.*, 2009 ; Browning *et al.*, 2014), répond différemment à cette augmentation périodique de l’éclairement journalier. Cette particularité physiologique a des impacts directs sur l’estimation du rendement quantique de la fluorescence<sup>3</sup> ( $\phi_f$ , sans unité) duquel découlent bon nombre d’informations physiologiques et taxonomiques d’importance concernant les communautés phytoplanctoniques peuplant la région étudiée.

## 1.4 Problématique

L’exactitude des mesures de  $R_{rs,f}$  normalisées pour les effets de bidirectionnalité qui découlent de la méthode actuelle de normalisation employée par la NASA est réévaluée dans ce rapport pour trois raisons principales.

- (1) Premièrement, la normalisation des mesures de  $R_{rs}$  observées à 678 nm, bande à laquelle est étudiée la FCIS, repose sur l’utilisation de facteurs de normalisation développés à 660 nm, longueur d’onde à laquelle la FCIS est nulle. L’influence de la dépendance bidirectionnelle de la FCIS n’est donc pas considérée par ces derniers.
- (2) Deuxièmement, la valeur du coefficient d’absorption par l’eau de mer pure, qui inter-

3. Le rendement quantique de la fluorescence (QYF, de l’anglais *Quantum Yield of Fluorescence*) est défini comme la fraction de photons absorbés par le phytoplancton soumis à un rayonnement électromagnétique qui est réémise sous forme de fluorescence. Il est une quantité photophysologique et écologique largement utilisée dans le domaine de l’océanographie.



vient dans la modélisation du transfert radiatif en milieu océanique, est plus élevée d'environ 12 % à 678 nm ( $\sim 0,46 \text{ m}^{-1}$ ) qu'à 660 nm ( $\sim 0,41 \text{ m}^{-1}$ ) alors que c'est cette dernière qui est utilisée pour évaluer la FCIS (Morel et Maritorena, 2001).

- (3) Troisièmement, les valeurs des propriétés optiques de l'eau de mer n'ont jusqu'à présent jamais fait l'objet d'une mise à jour alors que des modèles plus précis, élaborés grâce aux avancées scientifiques et technologiques récentes, sont disponibles.

Selon Hamel (2012)<sup>4</sup>, toutes ces approximations introduiraient des erreurs systématiques de l'ordre de 20 % dans la détermination de la FCIS. Celles-ci sont importantes puisqu'elles engendrent des variations systématiques (p. ex., selon la latitude) du même ordre sur le QYF mesuré de l'espace (Behrenfeld *et al.*, 2009; Huot *et al.*, 2013).

## 1.5 Plan du mémoire

En regard des problématiques soulevées ci-dessus, ce mémoire a pour objectif de présenter les résultats obtenus par l'application d'un nouvel algorithme de normalisation des mesures satellitaires de  $R_{r,s,f}$  utilisant des facteurs de normalisation spécifiques à chacune des composantes de la  $R_{r,s}$  et dont la gamme spectrale d'application est élargie à la bande de fluorescence contrairement à la méthode actuelle qui se limite à la longueur d'onde de 660 nm. De plus, la méthode suggérée dans cette étude incorpore une actualisation des propriétés optiques de l'eau de mer.

Le présent document se divise en cinq principales parties. La première d'entre elles brosse un portrait général des connaissances nécessaires à la compréhension du projet. La seconde énumère les objectifs liés au projet de recherche ainsi que l'hypothèse initialement soutenue. La troisième section comporte une description de la méthodologie employée afin d'atteindre les objectifs fixés alors que la section suivante traite et analyse les résultats obtenus. Dans cette partie, l'efficacité de la nouvelle méthode de normalisation de la  $R_{r,s,f}$  est comparée à celle employée actuellement par la NASA. Finalement, une conclusion générale quant aux résultats obtenus ainsi qu'un bref aperçu des perspectives futures du projet de recherche sont présentés.

---

4. Non publié. Travail d'initiation à la recherche, *Bidirectionnalité de la luminance de la fluorescence de la chlorophylle-a induite par le soleil*, 2012.

# Cadre théorique

\*\*\*

Cette section présente la terminologie et les définitions associées à la théorie du transfert radiatif appliquée au domaine de l’océanographie. Les logiciels, les modèles, les instruments, les banques de données et les algorithmes utilisés dans le cadre de ce projet sont également introduits.

## 2.1 Configuration géométrique du soleil et du capteur dans l’espace

La configuration géométrique et la nomenclature employées pour décrire les géométries d’observation par le capteur et d’éclairement par le soleil sont représentées à la figure 2.1. L’angle du capteur, mesuré à partir d’un plan vertical émergeant du point observé, se nomme angle zénithal d’observation ou du capteur ( $\theta'$ , lorsqu’il est mesuré sous la surface de l’eau et  $\theta$ , lorsqu’il est mesuré au-dessus de la surface de l’eau, degré). L’angle observé entre les plans verticaux soleil-objet et capteur-objet correspond à la différence angulaire azimutale ( $\Delta\phi$ , degré) qui peut être comprise entre  $0^\circ$  et  $360^\circ$ . Généralement, celle-ci est mesurée positivement dans le sens antihoraire. La position du soleil est quant à elle définie par l’angle zénithal solaire ( $\theta_s$ , degré) qui est mesuré à partir de la normale à la surface de l’eau telle que définie par Morel et Gentili (1996).

## 2.2 Définitions des grandeurs radiométriques

### 2.2.1 La luminance

La luminance ( $L$ ,  $\text{W m}^{-2} \text{ sr}^{-1} \text{ nm}^{-1}$ ) est la grandeur radiométrique fondamentale de l’optique océanographique. De celle-ci dérive l’ensemble des autres grandeurs radiométriques employées en télédétection de la couleur des océans (J. L. Mueller *et al.*, 2003).

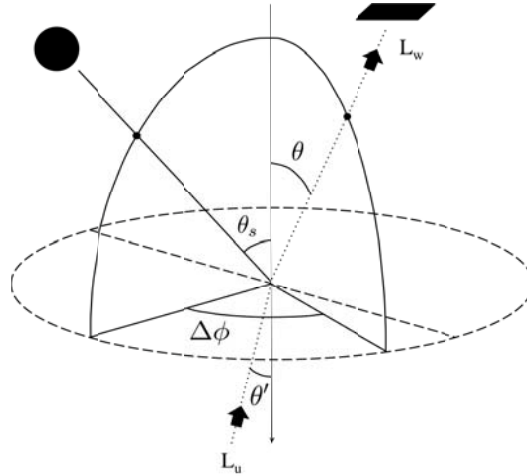


FIGURE 2.1 – D’après Morel et Gentili (1996). Configuration géométrique et symboles utilisés pour définir la luminance montante au-dessus ( $L_w$ ,  $\text{W m}^{-2} \text{sr}^{-1} \text{nm}^{-1}$ ) et au-dessous ( $L_u$ ,  $\text{W m}^{-2} \text{sr}^{-1} \text{nm}^{-1}$ ) de la surface de l’eau ainsi que les différents angles liés au système de télédétection capteur-soleil. Le cercle plein correspond au soleil et le parallélogramme au capteur.

La luminance dépend de la position ( $x, y, z$ ) ainsi que des distributions temporelle ( $t$ , seconde), directionnelle ( $\theta, \phi$ , degré) et spectrale ( $\lambda$ , nm) du champ lumineux. Elle est définie comme une quantité d’énergie radiante incidente ( $\delta Q_E$ ,  $\text{J nm}^{-1}$ ) traversant une surface ( $\delta A$ ), perpendiculaire au rayonnement, située à la position ( $x, y, z$ ) dans un intervalle de temps  $\delta t$  centré à  $t$  et passant à travers un angle solide ( $\delta \Omega$ , degré) pointant dans la direction d’un angle nadiral ( $\theta$ , degré) et d’un angle azimutal ( $\phi$ , degré) donnés. Cette énergie provient de photons dont la longueur d’onde d’émission se situe dans l’intervalle  $\delta \lambda$  centré à  $\lambda$  (figure 2.2). La luminance est définie par

$$L(x, y, z, t, \theta, \Delta\phi, \lambda) = \frac{\delta^4 Q_E}{\delta t \delta A \delta \Omega \delta \lambda}. \quad (2.1)$$

Lorsqu’elle est mesurée juste sous la surface de l’eau, la luminance montante est représentée par le symbole  $L_u$ , où l’indice  $u$  fait référence à « ascendant » ou « montant » (de l’anglais *upwelling*), qui est quant à lui accompagné du symbole «  $0^-$  » qui indique que la mesure est prise juste sous la surface de l’eau. Lorsque la luminance est plutôt mesurée juste au-dessus de la surface de l’eau, ce sont l’indice  $w$ , qui fait référence à « eau » (de l’anglais *water*), et le symbole «  $0^+$  » qui sont associés à  $L_u$  (figure 2.1).

Dans la plupart des environnements océaniques, les variations horizontales de la luminance, sur une échelle de dizaines de milliers de mètres, sont beaucoup moins importantes que les variations observées verticalement dans la colonne d’eau. Il peut donc être supposé que ces quantités varient seulement avec la profondeur  $z$ . De plus, les délais associés à de

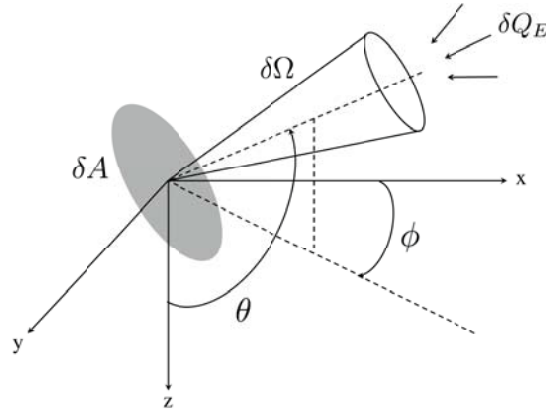


FIGURE 2.2 – D’après Mobley (2001). Géométrie et symboles employés afin de définir la luminance.

tels changements dans les propriétés optiques, qui varient de quelques secondes à plusieurs saisons, sont beaucoup plus grands que le temps requis à la luminance pour atteindre l’état d’équilibre (de l’ordre de la nanoseconde) suite à des variations dans les propriétés optiques ou dans les conditions limites imposées par l’environnement. La détermination d’une théorie de transfert radiatif indépendante temporellement est donc adéquate pour la majorité des études opérées dans le domaine de l’océanographie. Ainsi, deux postulats peuvent être posées, soit : (1) l’homogénéité horizontale de l’eau et (2) l’indépendance temporelle des changements associés aux propriétés optiques des eaux océaniques. Celles-ci permettent d’exprimer la luminance telle que  $L(z, \theta, \Delta\phi, \lambda)$  (Mobley, 2001).

Bien que la luminance soit une grandeur radiométrique essentielle à la télédétection de la couleur des océans, celle-ci est rarement mesurée dans toutes les directions en raison des difficultés instrumentales que cela représente et parce que cette information complète n’est souvent pas nécessaire. La quantité radiométrique la plus couramment employée pour décrire le rayonnement dans toutes les directions est plutôt l’éclairement ( $E$ ,  $\text{W m}^{-2} \text{sr}^{-1} \text{nm}^{-1}$ ) dont la définition est présentée dans la sous-section suivante.

### 2.2.2 L’éclairement plan

L’éclairement plan descendant ( $E_d$ ,  $\text{W m}^{-2} \text{sr}^{-1} \text{nm}^{-1}$ ), où l’indice  $d$  fait référence à « descendant » de l’anglais *downwelling*, est exprimé sous la forme d’une intégrale double dont les bornes sont 0 rad et  $\pi/2$  rad pour  $\theta$  et 0 rad et  $2\pi$  rad pour  $\phi$  pour un rayonnement ( $\hat{\xi}$ , sans unité) dans l’hémisphère  $\Xi_d$  (sans unité),

$$E_d(z, \lambda) = \int_{\hat{\xi} \in \Xi_d} L(z, \theta, \phi, \lambda) |\cos \theta| \, d\Omega(\hat{\xi}), \quad (2.2)$$

$$= \int_{\phi=0}^{2\pi} \int_{\theta=0}^{\pi/2} L(z, \theta, \phi, \lambda) |\cos \theta| \sin \theta \, d\theta d\phi. \quad (2.3)$$

L'éclairement plan ascendant ( $E_u$ ,  $\text{W m}^{-2}\text{sr}^{-1}\text{nm}^{-1}$ ), où l'indice  $u$  fait référence à « ascendant » de l'anglais *upwelling*, est exprimé de la même façon, mais par opposition à  $E_d$ , l'intégration de la luminance est effectuée dans l'hémisphère  $\Xi_u$  (sans unité) de  $\pi/2$  rad à  $\pi$  rad tel que

$$E_u(z, \lambda) = \int_{\hat{\xi} \in \Xi_u} L(z, \theta, \phi, \lambda) |\cos \theta| \, d\Omega(\hat{\xi}), \quad (2.4)$$

$$= \int_{\phi=0}^{2\pi} \int_{\theta=\pi/2}^{\pi} L(z, \theta, \phi, \lambda) |\cos \theta| \sin \theta \, d\theta d\phi. \quad (2.5)$$

$E_d$  et  $E_u$  sont des grandeurs radiométriques utiles puisqu'elles permettent de connaître le flux d'énergie, autrement dit, la puissance par unité de surface qui traverse une surface horizontale à une profondeur donnée  $z$ .

## 2.3 Les constituants optiques de l'eau de mer

Les eaux océaniques contiennent de multiples substances dissoutes et particulières, d'origine organique ou inorganique, vivantes ou non, dont les concentrations et les propriétés optiques peuvent grandement varier selon la situation géographique et les conditions environnementales et physiques de la région observée. Les principaux constituants optiques des océans ainsi que les symboles employés afin d'y faire référence sont :

- (1) L'eau de mer pure, qui inclut la matière inorganique dissoute (sels), à laquelle est associée l'indice  $w$  de l'anglais *water* ;
- (2) Les composés organiques colorés, ou chromophoriques, dissous (CDOM, de l'anglais *Colored (or Chromophoric) Dissolved Organic Matter*), parfois noté  $y$  (de l'anglais *yellow substance*) ;
- (3) Les particules organiques, plus précisément les détritiques (*det*) et le phytoplancton ( $\phi$ ) ;
- (4) Les particules inorganiques.

### 2.3.1 L'origine et l'influence des constituants optiques de l'eau de mer sur le rayonnement

#### L'eau de mer

L'eau de mer absorbe faiblement le rayonnement électromagnétique entre 350 nm et 550 nm. Au-delà de cette longueur d'onde et jusqu'à 700 nm, son taux d'absorption augmente rapidement. À titre de comparaison, l'eau est près de 100 fois plus absorbante pour les longueurs d'onde associées à la couleur rouge qu'à la couleur bleue. Cela limite donc l'intervalle de longueurs d'onde d'étude de l'océanographie optique du proche ultra-violet au proche infrarouge. L'eau de mer pure contient environ 35 parts de sels dissous pour mille parts d'eau pure (35 ‰ m/m). La présence de sels augmente de façon négligeable le phénomène d'absorption, mais elle influence fortement l'effet de diffusion qui est augmenté de 30 % comparativement à une eau qui en est exempte (Morel, 1974; Zhang et Hu, 2009).

#### Les composés organiques colorés dissous

Les composés organiques colorés dissous, plus souvent identifiés par l'acronyme CDOM, sont des tanins issus de la décomposition de matière végétale principalement sous la forme d'acides humiques et d'acides fulviques (Kirk, 2011). Lorsque le CDOM est retrouvé en quantité suffisante, sa présence donne à l'eau une certaine coloration brun jaunâtre d'où l'appellation qui lui est aussi attribuée de « matière jaune ». La présence de CDOM est généralement plus marquée dans les eaux riches tels les lacs, les rivières et près des côtes là où les eaux sont influencées par le ruissellement fluvial qui emporte avec lui la végétation terrestre décomposée. En milieu océanique, l'absorption par le CDOM est habituellement faible comparativement à l'absorption par les autres constituants hormis dans les longueurs d'onde associées au bleu et au violet où elle peut être comparable à celle du phytoplancton.

#### Les particules organiques

Les particules organiques prennent différentes formes : bactéries, virus, colloïdes, détritiques et phytoplancton. Elles sont généralement divisées en deux catégories distinctes, soient les particules non algales (NAP, de l'anglais *Non-Algal Particles*) et les particules algales. Le phytoplancton, qui fait partie de la seconde catégorie, influence de façon critique l'absorption dans les longueurs d'onde qui correspondent à la région du spectre délimitée par le violet et le turquoise ([420-510] nm). De plus, il est aussi l'unique responsable du phénomène de FCIS dans les océans.

## Les particules inorganiques

Les particules inorganiques proviennent de l'érosion des sols continentaux. Elles sont portées par le vent jusqu'en haute mer où elles se déposent sur la surface de l'eau. Les rivières et les courants marins contribuent également à ce phénomène en transportant le sol érodé jusqu'à la mer et en remettant en suspension les sédiments déposés au fond des océans. Ce type de particules est peu présent dans les eaux analysées dans cette étude dont les caractéristiques sont présentées ci-dessous.

### 2.3.2 Les eaux du Cas 1

Pour la présente étude, les observations portent sur les eaux du Cas 1. Près de 98% des étendues d'eau mondiales sont compris dans cette catégorie et ce sont principalement les océans (Morel et Prieur, 1977; Mobley *et al.*, 2004). Ces eaux ont la particularité de ne pas être affectées par les apports fluviaux et, plus généralement, par toute influence provenant des côtes terrestres ou des fonds marins. Le signal associé aux mesures de la couleur des océans effectuées dans ces eaux qui sont situées loin des côtes est donc majoritairement influencé par le CDOM, le phytoplancton et les détritiques qui y sont associés. Les propriétés optiques des eaux du Cas 1 sont donc corrélées avec la quantité de phytoplancton qui y est présente (Morel et Gordon, 1983; Morel, 1988; Mobley, 2001).

## 2.4 Les propriétés optiques de l'eau de mer

Les propriétés optiques de l'eau de mer sont généralement divisées en deux catégories mutuellement exclusives qui sont : (1) les propriétés optiques inhérentes (IOPs, de l'anglais *Inherent Optical Properties*), qui sont des caractéristiques de l'eau elle-même, et (2) les propriétés optiques apparentes (AOPs, de l'anglais *Apparent Optical Properties*) qui découlent quant à elles des interactions du rayonnement lumineux avec un volume d'eau donné (Mobley, 1994).

- (1) Les IOPs sont les propriétés optiques qui dépendent uniquement de la nature du milieu, autrement dit, de ses constituants. Elles sont indépendantes des propriétés spectrales et directionnelles du champ lumineux ambiant. Les IOPs sont additives.
- (2) Les AOPs regroupent quant à elles les propriétés optiques qui dépendent à la fois des caractéristiques physiques du milieu, et donc des IOPs, de la longueur d'onde du rayonnement incident ainsi que de la structure directionnelle du champ lumineux ambiant.

### 2.4.1 Les propriétés optiques inhérentes de l'eau de mer

Le calcul des IOPs repose sur la quantification des interactions de la lumière avec le milieu au travers duquel se propagent les ondes électromagnétiques en un point donné. Les IOPs reflètent donc la capacité d'un objet à absorber, à diffuser ou à transmettre la lumière. Pour illustrer ces phénomènes, un faisceau de lumière monochromatique de longueur d'onde  $\lambda$ , auquel est associé un flux spectral incident ( $\Phi_i$ ,  $\text{W nm}^{-1}$ ), traverse un petit volume ( $\Delta V$ ) d'épaisseur  $r$  déterminé arbitrairement dans le milieu (figure 2.3). Une partie de ce flux lumineux est absorbée par le milieu ( $\Phi_a$ ,  $\text{W nm}^{-1}$ ). Le flux résiduel ( $\Phi_i - \Phi_a$ ) est soit diffusé ( $\Phi_s$ ,  $\text{W nm}^{-1}$ ) à un angle  $\psi$  exprimé en degrés, soit transmis ( $\Phi_t$ ,  $\text{W nm}^{-1}$ ) à travers le volume sans changement de direction.

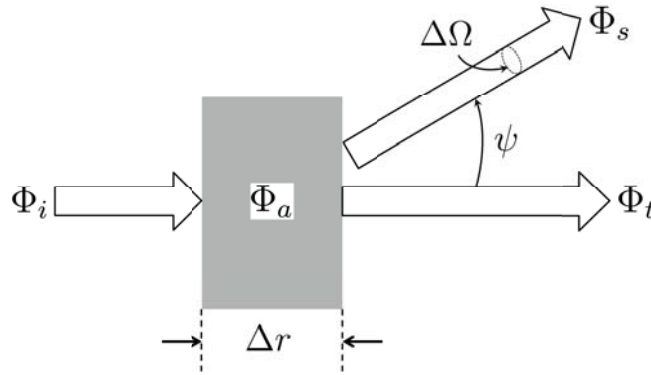


FIGURE 2.3 – Types d'interactions de la lumière avec un milieu et géométrie utilisée pour définir les IOPs propres à un volume d'eau donné (Mobley, 1994).

Sous l'interface air-eau, la propagation du rayonnement est influencée par l'absorption et la diffusion qui sont directement liées aux propriétés optiques des constituants de l'eau de mer. Ce sont les coefficients associés à ces phénomènes, plus spécifiquement le coefficient d'absorption ( $a$ ,  $\text{m}^{-1}$ ) ainsi que l'indicatrice de diffusion ( $\beta$ ,  $\text{m}^{-1}\text{sr}^{-1}$ ), qui sont généralement employés pour résoudre l'équation du transfert radiatif. Le coefficient de diffusion ( $b$ ,  $\text{m}^{-1}$ ) et le coefficient d'atténuation ( $c$ ,  $\text{m}^{-1}$ ), qui peuvent être déterminés à partir de  $a$  et  $\beta$ , sont aussi des IOPs fréquemment employées en optique océanographique.

#### Le coefficient d'absorption spectrale

Le coefficient d'absorption spectrale  $a$  est défini comme la partie du flux lumineux incident qui est absorbée à travers un volume  $\Delta V$  d'épaisseur  $r$ ,

$$a(\lambda) = \frac{d}{dr} \left( \frac{\Phi_a(\lambda)}{\Phi_i(\lambda)} \right). \quad (2.6)$$



Ce coefficient correspond à la fraction de radiation perdue dans le milieu par unité de distance due à l'absorption pour une longueur d'onde donnée.

### Le coefficient de diffusion spectrale

Le coefficient de diffusion spectrale  $b$  est défini de la même façon que  $a$ , mais plutôt avec l'utilisation de  $\Phi_s$ , tel que

$$b(\lambda) = \frac{d}{dr} \left( \frac{\Phi_s(\lambda)}{\Phi_i(\lambda)} \right). \quad (2.7)$$

Ce coefficient représente la fraction du flux incident qui est diffusée par le milieu dans toutes les directions par unité de distance pour une longueur d'onde donnée.

### Le coefficient d'atténuation spectrale

Le coefficient d'atténuation spectrale  $c$  résulte de l'addition des coefficients d'absorption et de diffusion,

$$c(\lambda) = a(\lambda) + b(\lambda). \quad (2.8)$$

Il permet quant à lui de quantifier les impacts de l'absorption et de la diffusion sur la transmission du rayonnement dans le milieu par unité de distance pour une longueur d'onde donnée.

### L'indicatrice de diffusion

Pour décrire la distribution angulaire de l'énergie radiative diffusée dans toutes les directions, l'indicatrice de diffusion  $\beta$ , appelée *Volume Scattering Function* (VSF) en anglais, est employée. Celle-ci indique la proportion du rayonnement incident qui est diffusée dans un angle  $\theta$  à l'intérieur d'un volume  $\Delta V$  par unité de distance par unité d'angle solide. Elle est exprimée par

$$\beta(\psi, \lambda) = \frac{d^2}{drd\Omega} \left( \frac{\Phi_s(\lambda)}{\Phi_i(\lambda)} \right) = \lim_{\Delta r \rightarrow 0} \lim_{\Delta \Omega \rightarrow 0} \frac{\Phi_s(\psi, \lambda)}{\Phi_i(\lambda) \Delta r \Delta \Omega}. \quad (2.9)$$

Des changements dans la forme de la VSF sont attendus selon l'importance relative entre les processus de diffusion moléculaire et particulaire, exprimée par  $\nu$  (sans unité), qui varie selon les concentrations et les types de particules présentes dans l'océan ainsi que par la distribution de taille de ces mêmes particules (Morel et Gentili, 1991).

$$\nu = b_w/b \quad (2.10)$$

est donc le rapport de la diffusion moléculaire par l'eau de mer ( $b_w$ ,  $\text{m}^{-1}$ ) à la diffusion totale  $b$ . La puissance spectrale redirigée dans un angle solide donné ( $\Delta\Omega$ , degré) correspond à l'intensité énergétique spectrale ( $I_s$ ,  $\text{W sr}^{-1} \text{nm}^{-1}$ ) redirigée dans la direction  $\psi$  (degré) multipliée par l'angle solide, tel que  $\Phi_s = I_s \Delta\Omega$ . En outre, si la puissance incidente  $\Phi_i$  interfère avec une aire  $\Delta A$ , l'éclairement incident ( $E_i$ ,  $\text{W m}^{-2} \text{sr}^{-1} \text{nm}^{-1}$ ) est le résultat de  $\Phi_i / \Delta A$ . Sachant que la définition d'un volume s'exprime par  $\Delta V = \Delta r \Delta A$ , la VSF s'exprime également par

$$\beta(\psi, \lambda) = \lim_{\Delta V \rightarrow 0} \frac{I_s(\psi, \lambda)}{E_i(\lambda) \Delta V}. \quad (2.11)$$

Cette formulation mathématique permet de mieux comprendre le choix de l'appellation « *Volume Scattering Function* » ainsi que de mieux visualiser l'interprétation physique de la diffusion par unité d'éclairement incident par unité de volume d'eau.

La figure 2.4 illustre des exemples de VSFs mesurées à 514 nm pour trois masses d'eau très différentes. Il est possible d'y observer que la VSF associée à l'eau de mer augmente typiquement de 5 à 6 ordres de grandeur entre  $\psi = 90^\circ$  et  $\psi = 0, 1^\circ$  pour des eaux naturelles. La diffusion à un angle  $\psi$  spécifique peut également varier de 2 ordres de grandeur, voire plus, entre des échantillons d'eau provenant de différentes régions.

Il est intéressant de noter que l'intégration de  $\beta$  dans toutes les directions mène au coefficient de diffusion spectrale  $b$ . Cette intégration est souvent divisée en deux parties de façon à distinguer le coefficient de diffusion avant, observée entre 0 rad et  $\pi/2$  rad,

$$b(\lambda) = 2\pi \int_0^{\pi/2} \beta(\psi, \lambda) \sin \psi \, d\psi, \quad (2.12)$$

du coefficient de rétrodiffusion ( $b_b$ ,  $\text{m}^{-1}$ ) qui est quant à lui observé entre  $\pi/2$  rad et  $\pi$  rad,

$$b_b(\lambda) = 2\pi \int_{\pi/2}^{\pi} \beta(\psi, \lambda) \sin \psi \, d\psi. \quad (2.13)$$

Ces deux coefficients,  $b$  et  $b_b$ , représentent la fraction de rayonnement perdue respectivement dans les hémisphères d'intégration avant et arrière par unité de distance.

Finalement, la fonction de phase ( $\tilde{\beta}$ ,  $\text{m}^{-1} \text{sr}^{-1}$ ), qui permet de déterminer le patron du champ de rayonnement diffus, est définie par

$$\tilde{\beta}(\psi, \lambda) = \frac{\beta(\psi, \lambda)}{b(\lambda)}. \quad (2.14)$$

### Propriétés additives et catégories d'IOPs

Les IOPs sont des propriétés additives, ce qui signifie, par exemple, que le coefficient d'absorption total ( $a_{tot}, \text{m}^{-1}$ ) associé à un volume d'eau donné peut être décomposé en la somme des coefficients d'absorption des différents constituants qui le composent. En plus du coefficient de l'eau de mer pure elle-même ( $a_w, \text{m}^{-1}$ ), trois autres coefficients d'absorption sont considérés : (1) le coefficient d'absorption associé phytoplancton ( $a_\phi, \text{m}^{-1}$ ), (2) le coefficient d'absorption associé aux détritits ( $a_{det}, \text{m}^{-1}$ ) et (3) le coefficient d'absorption associé à la présence de CDOM ( $a_y, \text{m}^{-1}$ ) dans l'eau. Ainsi,

$$a_{tot}(\text{m}^{-1}) = a_w(\text{m}^{-1}) + a_\phi(\text{m}^{-1}) + a_{det}(\text{m}^{-1}) + a_y(\text{m}^{-1}). \quad (2.15)$$

À noter, la fusion des contributions des composantes biogéniques qui covarient avec la [Chl] tels les cellules algales et non algales comme les virus, les bactéries et autres petits organismes hétérotrophes, les détritits et le CDOM est caractérisée par l'utilisation de l'indice « bio » (Stramski et Sedlak, 1994). Ainsi, en combinant les trois coefficients d'absorption associés respectivement (1) au phytoplancton, (2) aux détritits et (3) au CDOM, un coefficient d'absorption spécifique aux composés organiques, nommé  $a_{bio} (\text{m}^{-1})$ ,

$$a_{bio}(\text{m}^{-1}) = a_\phi(\text{m}^{-1}) + a_{det}(\text{m}^{-1}) + a_y(\text{m}^{-1}) \quad (2.16)$$

est obtenu. De ce fait, l'équation 2.15 s'écrit également

$$a_{tot}(\text{m}^{-1}) = a_w(\text{m}^{-1}) + a_{bio}(\text{m}^{-1}). \quad (2.17)$$

Cette additivité propre aux IOPs permet le développement de modèles pour l'absorption et la diffusion basés sur la concentration relative entre les différents constituants de l'eau de mer puisque la matière, qu'elle soit sous forme particulaire ou dissoute, influence le champ de luminance spectrale selon sa concentration. Ainsi, les concentrations spécifiques des différents composés présents dans l'eau de mer peuvent être estimées à partir des IOPs.

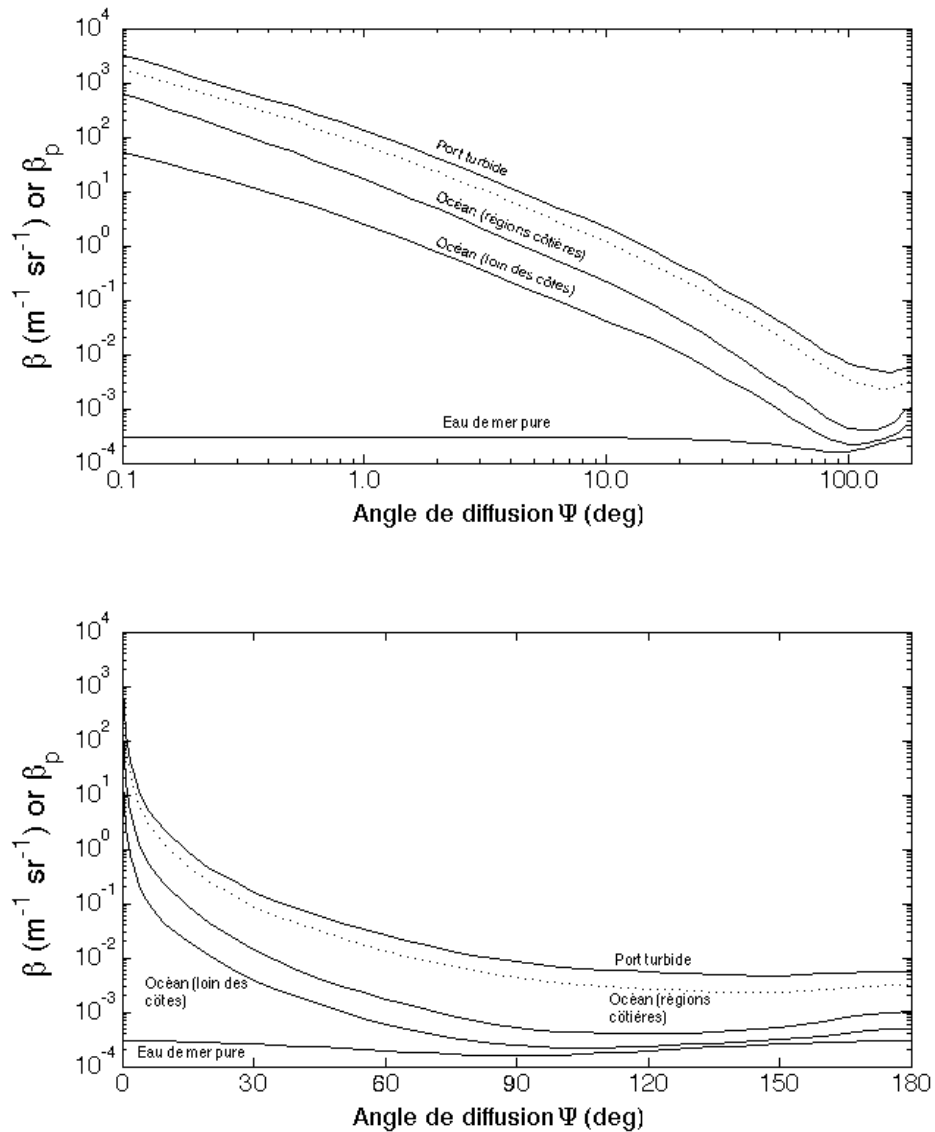


FIGURE 2.4 – Reproduction de J.Petzold (1972). Indicatrices de diffusion mesurées dans trois différents types d'eau océanique. Les mêmes données sont présentées sur un graphique logarithmique (panneau supérieur) et sur un graphique semi-logarithmique (panneau inférieur). Les données de la courbe supérieure (port turbide) proviennent du port de San Diego (Californie), celles de la deuxième courbe (océans, régions côtières) proviennent du canal de San Pedro (Californie) et celles de la courbe inférieure (océans, loin des côtes) sont de *Tongue of the Ocean* dans les îles des Bahamas. La VSF de l'eau de mer pure est indiquée à titre comparatif.

### 2.4.2 La théorie du transfert radiatif en milieu océanique

La théorie du transfert radiatif fournit le cadre nécessaire à la compréhension de la propagation de la lumière dans l'eau de mer. En plus de relier entre elles les IOPs et la luminance, la solution de l'équation de transfert radiatif (RTE, de l'anglais *Radiative Transfer Equation*) tient compte des conditions limites de l'environnement physique de la masse d'eau étudiée - les vagues à sa surface, les propriétés du fond marin, la luminance provenant du ciel - qui est considéré via la définition de conditions limites et sans lesquelles la résolution de la RTE ne peut être réalisée. Sous sa forme mathématique, la RTE peut être exprimée par

$$\mu \frac{dL(z, \theta, \phi, \lambda)}{dz} = -c(z, \lambda)L(z, \theta, \phi, \lambda) + \int L(z, \theta', \phi', \lambda) \times \beta(z, \theta, \phi, \lambda) d\Omega' + S(z, \theta, \phi, \lambda) \quad (2.18)$$

où  $\mu$  est le cosinus de l'angle zénithal  $\theta$  de la luminance  $L$ . Le terme  $c$  correspond ici au coefficient d'atténuation et le terme  $S$  est la fonction de source (Mobley, 1994). La fonction de source représente un gain de photons résultant d'un processus d'émission comme la diffusion Raman, la FCIS ou la bioluminescence (une vraie émission de lumière).

Par les méthodes numériques de résolution de la RTE, il est possible de calculer la luminance dans l'eau dans n'importe quelle direction et pour n'importe quelle profondeur, à condition que la luminance incidente du ciel, l'état de la surface, la réflectance du fond pour les eaux peu profondes et les IOPs de la masse d'eau étudiée soient connus. Ensuite, les autres grandeurs radiométriques d'intérêt en optique océanographique, tel l'éclairement, peuvent être déterminées en intégrant la luminance dans toutes les directions tel que vu à la sous-section 2.2.2.

### 2.4.3 Les propriétés optiques apparentes de l'eau de mer et les relations avec les IOPs

Contrairement aux IOPs, les AOPs dépendent des propriétés spectrales et directionnelles du champ lumineux ambiant. En océanographie, elles qualifient la couleur des océans et elles peuvent même être utiles pour estimer les IOPs de l'eau de mer. Il suffit de savoir que les variations de  $R_{rs}$  sont dues aux diverses substances dissoutes ou particules en suspension dans l'eau, et également à l'eau de mer elle-même, pour comprendre que, par des méthodes d'inversion, il est possible d'obtenir des informations sur les propriétés ou les concentrations de ces divers additifs à l'eau de mer. C'est bien sûr cette possibilité qui a conduit les océanographes à s'intéresser à la couleur de l'océan, et donc, aux AOPs.

Les AOPs résultent toujours du rapport de deux quantités radiométriques. Cet aspect les rend exemptes de tout effet de magnitude associé à la luminance du ciel et du soleil sur la surface de l'eau. Par exemple, si un nuage passe momentanément devant le soleil, l'éclairement descendant tout comme l'éclairement ascendant dans l'eau peuvent varier d'un ordre de grandeur. Toutefois, le résultat découlant du rapport de ces deux quantités, rapport correspondant à la réflectance d'éclairement ( $R$ , sans unité) mesurée tout juste sous la surface de l'eau (Mobley, 2001),

$$R = \frac{E_u(0^-, \lambda)}{E_d(0^-, \lambda)} = f(b_b(\lambda)/a(\lambda)), \quad (2.19)$$

est beaucoup moins variable que l'éclairement face aux changements de conditions atmosphériques. Les AOPs sont donc plus facilement comparables entre elles que les IOPs. Le coefficient de proportionnalité ( $f$ , sans unité), qui apparaît dans l'équation précédente, est issu de l'approximation d'ordre 1 ( $n = 1$ ) de Gordon *et al.* (1975). Il régit la magnitude de la réflectance d'éclairement et il la relie aux IOPs de l'eau de mer (Morel *et al.*, 2002).

La réflectance de luminance ( $R_L$ ,  $\text{sr}^{-1}$ ), une autre AOP largement utilisée en optique océanographique,

$$R_L(\theta, \theta_s, \Delta\phi, [\text{Chl}], \lambda) = \frac{L_u(0^-, \theta', \theta_s, \Delta\phi, [\text{Chl}], \lambda)}{E_d(0^-, \lambda)}, \quad (2.20)$$

est elle aussi mesurée tout juste sous la surface de l'eau. Quant à son homologue mesurée au-dessus de la surface, la réflectance de télédétection ( $R_{rs}$ ), celle-ci est plutôt définie par le rapport entre la luminance montante,  $L_w$ , et l'éclairement plan descendant,  $E_d$ , et elle est exprimée par

$$R_{rs}(\theta, \theta_s, \Delta\phi, [\text{Chl}], \lambda) = \frac{L_w(0^+, \theta, \theta_s, \Delta\phi, [\text{Chl}], \lambda)}{E_d(0^+, \lambda)}. \quad (2.21)$$

Des calculs de transfert radiatif ont démontré que la  $R_{rs}$  peut également être exprimée en termes d'IOPs et à l'aide du coefficient de proportionnalité  $f$ , vu à l'équation 2.19, et du facteur de bidirectionnalité ( $Q$ , sans unité) introduit par Morel et Gentili (1993). Le facteur  $Q$  est défini comme étant le rapport entre l'éclairement montant,  $E_u$ , et la luminance montante sous la surface de l'eau,  $L_u$  (Morel et Gentili, 1993, 1996; Morel *et al.*, 2002), tel que

$$Q(0^-, \theta', \theta_s, \Delta\phi, [\text{Chl}], \lambda) = \frac{E_u(0^-, \lambda)}{L_u(0^-, \theta', \theta_s, \Delta\phi, [\text{Chl}], \lambda)}. \quad (2.22)$$

$Q$  est toujours défini sous la surface de l'eau. Ainsi,

$$R_{rs}(\theta, \theta_s, \Delta\phi, [\text{Chl}], \lambda) = \mathfrak{R}(\theta') \cdot \frac{f(\theta_s, \Delta\phi, \lambda)}{Q(0^-, \theta', \theta_s, \Delta\phi, [\text{Chl}], \lambda)} \frac{b_b}{a} \quad (2.23)$$

où la dépendance à  $b_b/a$  provient d'une approximation pour la réflectance d'éclairement de (Gordon *et al.*, 1988). Quant à  $\mathfrak{R}$  (sans unité), il est un facteur introduit par Morel et Gentili (1996) qui résulte de

$$\mathfrak{R}(\theta') = \left( \frac{L_w(0^+, \theta, \theta_s, \Delta\phi, [\text{Chl}], \lambda)}{E_d(0^+, \lambda)} \right) \times \left( \frac{E_d(0^-, \lambda)}{L_u(0^-, \theta', \theta_s, \Delta\phi, [\text{Chl}], \lambda)} \right). \quad (2.24)$$

Ce facteur permet de transformer  $R_L$  en  $R_{rs}$  et vice-versa en décrivant les effets de l'interface puisque

$$R_L(\theta, \theta_s, \Delta\phi, [\text{Chl}], \lambda) = \frac{R_{rs}(\theta, \theta_s, \Delta\phi, [\text{Chl}], \lambda)}{\mathfrak{R}(\theta')}. \quad (2.25)$$

Cette transformation tient compte des effets de réfraction et de réflexion, qui dépendent des indices de réfraction de l'air et de l'eau, ainsi que de l'angle solaire et de la vitesse du vent.

$R$ ,  $R_{rs}$  et  $R_L$  sont des mesures d'une importance capitale en télédétection des océans et chacune d'elles peut être interprétée comme une mesure de la couleur des océans. Ces mesures sont d'ailleurs couramment employées afin d'estimer des paramètres liés à la qualité de l'eau telle la  $[\text{Chl}]$ .

Dans des conditions océaniques typiques, pour lesquelles l'éclairement provient du ciel et du soleil, l'éclairement diminue approximativement de façon exponentielle avec la profondeur de l'eau lorsqu'il est mesuré suffisamment loin de la surface et du fond pour être exempt des effets limites. Il devient alors possible d'établir la relation entre  $E_d$  et la profondeur à laquelle sont prises ces mesures dans l'eau par

$$E_d(z, \lambda) = E_d(0^-, \lambda) \exp \left[ - \int_0^z K_d(z', \lambda) dz' \right], \quad (2.26)$$

où  $K_d$  ( $\text{m}^{-1}$ ) est le coefficient d'atténuation diffuse pour l'éclairement descendant. Ce coefficient est exprimé par

$$K_d(z, \lambda) = - \frac{d \ln E_d(z, \lambda)}{dz} \quad (2.27)$$

$$= - \frac{1}{E_d(z, \lambda)} \frac{dE_d(z, \lambda)}{dz} \quad (2.28)$$

et il sert à quantifier la diminution de l'éclairement descendant dans le milieu en fonction de la profondeur  $z$ .  $K_d$  dépend de la structure directionnelle du champ lumineux ambiant d'où sa classification d'AOPs. D'autres coefficients d'atténuation existent, tel  $K_u$  ( $\text{m}^{-1}$ ) qui

est déterminé de la même façon, mais avec la grandeur radiométrique correspondante  $E_u$ .

Morel et Maritorena (2001) ont développé une méthode d'inversion qui permet de déterminer la valeur des coefficients d'absorption à partir de mesures de  $K_d$  et de  $R$ . Leur méthode, reprise par Morel *et al.* (2002), repose sur la théorie exposée par Gordon (1989) qui stipule que  $K_d$  peut être considéré comme une quasi IOP. Il est donc possible de déterminer sa valeur en additionnant les coefficients d'atténuation associés aux différentes composantes de l'eau de mer. Ainsi,

$$K_d(\lambda) = K_w(\lambda) + K_{bio}(\lambda) \quad (2.29)$$

où  $K_w$  ( $\text{m}^{-1}$ ) est le coefficient d'atténuation diffuse de l'eau de mer pure tandis que  $K_{bio}$  ( $\text{m}^{-1}$ ) correspond au coefficient d'atténuation diffuse associé aux particules organiques algales et non algales contenues dans l'eau (voir la section 2.4.1).  $K_w$  résulte de l'utilisation de la relation théorique suivante,

$$K_w(\lambda) = a_w(\lambda) + (1/2)b_w(\lambda), \quad (2.30)$$

dans laquelle les valeurs de  $a_w$  proviennent de Pope et Fry (1997) et celles de  $b_w$  proviennent de Buiteveld *et al.* (1994). Les coefficients d'absorption sont déterminés par un processus itératif basé sur la relation

$$a_{tot}(\lambda) = K_d(\lambda)\mu_d [1 + R(\lambda)(\mu_d/\mu_u)]^{-1} [1 - R(\lambda) + (K_d(\lambda))^{-1}dR/dz]. \quad (2.31)$$

Quelques simplifications sont apportées à l'équation précédente ;  $\mu_u$  est égal à 0,40,  $\mu_d$  est égal à 0,90 alors que  $dR/dz$  est jugé négligeable. Ainsi, l'équation 2.31 s'écrit

$$a_{tot}(\lambda) = K_d(\lambda)0,90 [1 + 2,25R(\lambda)]^{-1} [1 - R(\lambda)], \quad (2.32)$$

ou encore,

$$a_{tot}(\lambda) = K_d(\lambda)u_2(\lambda). \quad (2.33)$$

La première série de valeurs pour  $R$  est utilisée pour produire  $u_2$  qui varie spectralement. Ainsi, une nouvelle série de valeurs pour  $a_{tot}$  est générée à travers l'utilisation de l'équation 2.33 avec l'équation 2.32. Ce nouveau  $a_{tot}$  ajusté est ensuite intégré dans l'équation 2.19, et au fil de la complétion des boucles itératives de cette même séquence, de nouvelles valeurs de  $R$  plus précises sont obtenues. Généralement, trois itérations suffisent pour obtenir les valeurs finales de  $R$ , et donc, de  $a_{tot}$ . Afin d'obtenir les valeurs des différents coefficients



d'absorption, il suffit de multiplier  $u_2$  à  $K$  tel que

$$a_{tot}(\lambda) = K(\lambda)u_2(\lambda). \quad (2.34)$$

Hormis  $K_d$ , les autres AOPs, contrairement aux IOPs, ne sont pas additives. Cette propriété complique leur interprétation en termes de constituants océaniques.

## 2.5 Composition du champ lumineux provenant des océans

Tel que vu précédemment, lorsque l'énergie lumineuse du soleil interagit avec un volume d'eau de mer, elle peut suivre trois voies principales; une fraction du rayonnement traverse le volume sans interagir avec celui-ci, une autre est diffusée élastiquement à l'extérieur de ce volume dans toutes les directions et à la même longueur d'onde que les photons incidents (Mobley, 1994) tandis que le reste est absorbé à l'intérieur du volume d'eau. Une partie de l'énergie absorbée par le milieu est ensuite redirigée dans toutes les directions à des longueurs d'onde différentes via la diffusion Raman, un processus de diffusion inélastique, et via la FCIS. Le CDOM et les phycobilines émettent également de la fluorescence, mais celle-ci est généralement négligeable dans les longueurs d'onde d'émission de la FCIS.

Le champ lumineux montant, qu'il soit observé au-dessous ou au-dessus de la surface de l'eau, est donc le résultat de la contribution de deux (élastique et Raman) ou de trois (élastique, Raman & FCIS) de ces phénomènes selon la bande spectrale dans laquelle il est observé. En présumant l'absence d'interaction entre ces trois contributeurs à la réflectance de luminance totale, leur effet combiné s'exprime comme la somme de

$$R_L(\theta, \theta_s, \Delta\phi, [\text{Chl}], \lambda) = R_{L,E}(\theta, \theta_s, \Delta\phi, [\text{Chl}], \lambda) + R_{L,R}(\theta, \theta_s, \Delta\phi, [\text{Chl}], \lambda) + R_{L,f}(\theta, \theta_s, \Delta\phi, [\text{Chl}], \lambda). \quad (2.35)$$

L'expression lui étant analogue, exprimée en termes de réflectance de télédétection, est

$$R_{rs}(\theta, \theta_s, \Delta\phi, [\text{Chl}], \lambda) = R_{rs,E}(\theta, \theta_s, \Delta\phi, [\text{Chl}], \lambda) + R_{rs,R}(\theta, \theta_s, \Delta\phi, [\text{Chl}], \lambda) + R_{rs,f}(\theta, \theta_s, \Delta\phi, [\text{Chl}], \lambda). \quad (2.36)$$

Cette notion d'indépendance entre les composantes de la réflectance captée par satellite sera utilisée aux sections 4.3 et 4.4.

### 2.5.1 La diffusion élastique

La diffusion élastique résulte d'une interaction entre une onde électromagnétique et un milieu, un processus au cours duquel l'énergie cinétique totale du rayonnement est conservée contrairement aux directions de propagation des photons qui sont quant à elles modifiées.

### 2.5.2 La diffusion Raman

La diffusion Raman est un processus qui consiste en la diffusion inélastique d'un photon. Le milieu dans lequel se propagent les ondes électromagnétiques modifie légèrement leur fréquence ondulatoire. Ce décalage en fréquence correspond à un échange d'énergie entre le rayon lumineux et le milieu. Ainsi, la lumière diffusée n'est pas de la même longueur d'onde que la lumière incidente.

### 2.5.3 La fluorescence de la chlorophylle-*a* induite par le soleil

L'énergie radiative collectée par l'ensemble des pigments photosynthétiques sur tout le spectre visible peut suivre trois voies ; soit cette énergie est réémise sous forme de chaleur, soit elle est transmise à la molécule de Chla puis transférée séquentiellement au sein de l'appareil photosynthétique pour la fixation de carbone ou pour d'autres processus métaboliques, soit elle est réémise sous forme de fluorescence dans une très petite plage de longueurs d'onde, d'environ 25 nm centrée à 683 nm (Gordon, 1979; Topliss et Platt, 1986). Cette dernière voie est empruntée de façon variable selon l'état physiologique du phytoplancton. La FCIS est donc fonction à la fois de la concentration en Chla et de l'état de l'appareil photosynthétique du phytoplancton (Falkowski et Kiefer, 1985; Huot et Babin, 2010).

## 2.6 Normalisation des mesures de réflectance captées par MODIS-Aqua pour les effets de bidirectionnalité

### 2.6.1 L'approche de Morel *et al.* (2002)

La méthode de normalisation actuelle des données de luminance recueillies par MODIS-Aqua repose sur l'usage des rapports de  $f$ , le coefficient de proportionnalité, sur  $Q$ , le facteur de bidirectionnalité. Les facteurs de normalisation qui en découlent, précalculés pour différentes [Chl], longueurs d'onde et géométries d'observation et d'éclairement, s'appliquent aux données de  $L_{w,N}$  pour lesquelles les effets de l'atmosphère sont absents ( $L_{w,N}$  est normalisée pour une transmittance de l'atmosphère égale à 1 et pour un  $\theta_s$  de  $0^\circ$ , d'où l'utilisation de

l'indice « N » pour différencier ces mesures de la luminance montante mesurée juste au-dessus de la surface de l'eau,  $L_w$ ).  $L_{w,N}$  est définie par

$$L_{w,N}(0^-, \lambda) = \frac{L_w(0^-, \theta, \theta_s, \Delta\phi, [\text{Chl}], \lambda)}{E_d(0^-, \lambda)} \times F_0(\lambda), \quad (2.37)$$

où  $E_d$  est l'éclairement plan descendant mesuré juste au-dessus de la surface de l'eau et  $F_0$  ( $\text{W m}^{-2}\text{nm}^{-1}$ ) est l'éclairement solaire<sup>1</sup> mesuré au sommet de l'atmosphère à une distance moyenne Terre-soleil ( $d_0$ ). Les effets de bidirectionnalité sur  $L_w$  sont retirés par l'application du rapport de  $f$  sur  $Q^2$  qui les transforme en luminance montante au-dessus de la surface de l'eau normalisée pour les effets de bidirectionnalité ( $L_{w,N,0}$ ) via

$$L_{w,N,0}([\text{Chl}], \lambda) = L_{w,N}(\theta, \theta_s, \Delta\phi, [\text{Chl}], \lambda) \times \left\{ \frac{f_0(\lambda)}{Q_0(\lambda)} \times \frac{Q(0^-, \theta, \theta_s, \Delta\phi, [\text{Chl}], \lambda)}{f(\theta_s, \Delta\phi, \lambda)} \right\} \times \frac{\mathfrak{R}_0}{\mathfrak{R}(\theta')}, \quad (2.38)$$

tel que vu dans l'article de Morel *et al.* (2002)<sup>3,4</sup>. Ces dernières s'apparentent alors davantage aux mesures qui seraient hypothétiquement observées dans des conditions où le soleil est au zénith ( $\theta_s = 0^\circ$ ) et le capteur pointe au nadir ( $\theta' = 0^\circ$  ou  $\theta = 0^\circ$ ) d'où l'utilisation de l'indice « 0 » (Morel *et al.*, 2002). Les mesures non accompagnées de cet indice sont celles mesurées dans une géométrie d'observation donnée. Les valeurs obtenues de  $L_{w,N,0}$  peuvent alors être utilisées pour le calcul de  $R_{rs}$  normalisée pour les effets de bidirectionnalité,  $R_{rs,0}$ , obtenue par

$$R_{rs,0}(\lambda, [\text{Chl}]) = \frac{L_{w,N,0}([\text{Chl}], \lambda)}{F_0(\lambda)}. \quad (2.39)$$

## 2.6.2 L'approche suggérée dans cette étude

Les facteurs de normalisation développés dans la présente étude résultent du rapport de réflectances de luminance simulées avec le logiciel HL5.2 pour des conditions environnementales et des géométries d'observation et d'éclairement choisies. Ces facteurs sont stockés dans

1. Sur une surface perpendiculaire au rayonnement.

2. Le rapport  $f/Q$  est souvent employé comme paramètre d'étude pour démontrer la variabilité des propriétés optiques de l'eau en fonction de la [Chl] océanique et selon les angles respectifs du soleil et du capteur dans l'espace, la longueur d'onde d'observation et l'état bio-optique représenté par la [Chl].

3. Voir Mobley (1994) pour plus d'information sur les dépendances paramétriques de  $f$ .

4.  $Q_0$  et  $f_0$  correspondent respectivement à  $Q$  et  $f$  mesurés lorsque les angles zénithaux solaire et d'observation sont nuls. Les rapports de  $Q/Q_0$  et de  $f_0/f$  normalisent tous deux pour les effets angulaires dus aux géométries d'observation et d'éclairement, autrement dit, pour les effets de bidirectionnalité (Morel *et al.*, 2002).

des tables de correspondance (LUT, de l'anglais *Look Up Table*),

$$\text{LUT}(\theta', \theta_s, \Delta\phi, [\text{Chl}], \lambda) = \frac{R_{L,0}([\text{Chl}], \lambda)}{R_L(\theta', \theta_s, \Delta\phi, [\text{Chl}], \lambda)}. \quad (2.40)$$

En appliquant l'équation 2.25 à l'équation 2.40, une expression générale qui permet la normalisation de la réflectance de télédétection pour les effets de bidirectionnalité est obtenue telle que

$$R_{rs,0}([\text{Chl}], \lambda) = R_{rs}(\theta, \theta_s, \Delta\phi, [\text{Chl}], \lambda) \times \left\{ \text{LUT}(\theta', \theta_s, \Delta\phi, [\text{Chl}], \lambda) \times \frac{\mathfrak{R}_0}{\mathfrak{R}(\theta')} \right\}. \quad (2.41)$$

Une fois une LUT construite, il devient possible, dans les limites de celle-ci, de déterminer les facteurs de normalisation spécifiques à toute condition donnée possible par interpolation. Les facteurs de normalisation étant calculés à partir de données de réflectance de luminance, l'utilisation des LUTs qui les comportent s'accompagne obligatoirement du terme  $\mathfrak{R}$  qui permet de convertir les facteurs de normalisation calculés sous la surface de l'eau en facteurs applicables aux mesures de  $R_{rs}$  recueillies par MODIS-Aqua au-dessus de la surface de l'eau.

Les facteurs de normalisation de Morel *et al.* (2002) peuvent être comparés directement à ceux développés ici puisqu'il est possible d'exprimer la nouvelle LUT (éq. 2.40) dans des termes paramétriques identiques à ceux employés par Morel *et al.* (2002) (voir l'annexe A.1) tel que

$$\text{LUT}(\theta', \theta_s, \Delta\phi, [\text{Chl}], \lambda) = \frac{f_0(\lambda)}{Q_0(\lambda)} \times \frac{Q(0^-, \theta, \theta_s, \Delta\phi, [\text{Chl}], \lambda)}{f(\theta_s, \Delta\phi, \lambda)}. \quad (2.42)$$

Ainsi, les facteurs de normalisation associés à cette étude,  $R_{L,0}/R_L$ , et à celle de Morel *et al.* (2002),  $(f_0/Q_0)(Q/f)$ , serviront à l'analyse comparative subséquente entre les deux méthodes de normalisation pour les effets de bidirectionnalité des mesures de  $R_{rs}$ .

## 2.7 HydroLight 5.2

Le logiciel HydroLight (HL5.2) est largement utilisé pour la résolution numérique de problèmes de transfert radiatif en milieu océanique. Pour y parvenir, le logiciel HL5.2 utilise la *Invariant Embedding Method* décrite par Mobley (1994). C'est plus spécifiquement la version 5.2 de ce logiciel qui est employée dans le cadre du présent projet de recherche (Mobley et Sundman, 2013a,b).

### 2.7.1 Paramètres d'entrée du modèle

Les paramètres d'entrée nécessaires à la résolution de la RTE, et donc requis par le logiciel HL5.2, sont divers et ils sont présentés brièvement dans cette sous-section.

#### Les propriétés optiques inhérentes de l'eau

Ce sont les coefficients d'absorption et de diffusion propres à chacun des constituants du plan d'eau étudié. Ceux-ci doivent être disponibles à différentes profondeurs et longueurs d'onde de rayonnement incident. Ils peuvent être spécifiés dans l'interface du logiciel HL5.2 de plusieurs façons; soit ils sont lus à partir d'un fichier fourni par l'utilisateur lors de l'exécution du programme, soit ils sont déterminés via les contributions relatives, de taille et de concentration, des différents constituants de l'eau (p. ex., Chla, CDOM, minéraux, détritiques, etc.) qui sont additionnées tel que vu précédemment.

#### La vitesse du vent

La vitesse du vent est nécessaire pour simuler l'influence des vagues à la surface de l'eau.

#### La distribution de la luminance provenant du ciel

Le modèle RADTRAN (Gregg et Carder, 1990), intégré à l'interface du logiciel HL5.2, modélise la transmission et la réflexion atmosphérique en fonction du profil d'atmosphère spécifié par l'utilisateur (p. ex., type de gaz, aérosol, nuages, pluie, etc.) et des conditions géométriques d'observation. La distribution de la luminance peut également être calculée via des données empiriques ou encore avec des résultats provenant d'un autre modèle spécifié par l'utilisateur.

#### La nature du fond de la colonne d'eau

Les propriétés de réflectance du fond de la colonne d'eau sont décrites par la fonction de distribution de la réflectance bidirectionnelle (BRDF, de l'anglais *Bi-directional Reflectance Function Distribution*) lorsque la profondeur du fond marin n'est pas considérée infinie. Dans le cas contraire, les IOPs de la couche d'eau située sous la région d'intérêt sont considérées pour modéliser la BRDF qui décrit le mieux les propriétés de réflectance de la couche d'eau étudiée.

### 2.7.2 Données générées par le modèle

Une fois la RTE résolue par le logiciel HL5.2 pour les conditions spécifiées par l'utilisateur, un patron de la distribution de la luminance attendue est obtenu. Les autres quantités d'intérêt, tels que l'éclairement et les réflectances, sont calculées à partir de leur définition

intrinsèquement liée à  $L$ .

Finalement, le logiciel HL5.2 génère des fichiers sous forme d'archives ASCII (de l'anglais *American Standard Code for Information Interchange*) comportant des données numériques à partir desquelles des analyses graphiques ou des tableurs numériques peuvent être élaborés.

### 2.7.3 L'interface d'HydroLight 5.2 et ses modes d'utilisation

L'interface du logiciel HL5.2 propose plusieurs scénarios d'utilisation basés sur les définitions des IOPs. Il est également possible de saisir la concentration des constituants dans l'eau et de choisir un des modèles bio-optiques proposés par le modèle pour calculer les coefficients d'absorption et de diffusion leur étant associés. Le scénario employé dans le cadre de ce projet est construit à partir du scénario nommé *New Case 1*, lui-même élaboré à partir des études de Bricaud *et al.* (1998) et de Morel *et al.* (2002), mais il est modifié pour s'adapter aux besoins du projet (voir la section 5.2). Ce modèle considère quatre composantes principales de l'eau ; les grandes particules, les petites particules, le CDOM et l'eau de mer pure. Pour ce scénario, les particules et le CDOM covarient avec la [Chl].

## 2.8 MODIS-Aqua

Les données empiriques de réflectances de télédétection employées pour la validation de la méthode de normalisation élaborée dans cette étude proviennent d'images satellitaires captées par le système satellitaire MODIS-Aqua.

Lancé en décembre 2002 dans le cadre du programme *Earth Observing Systems* de la NASA, le capteur MODIS est destiné à l'observation à long terme des sols, de la biosphère, de l'atmosphère et des océans de la Terre. Il est un instrument clé embarqué à bord du satellite Aqua<sup>5</sup>. Il effectue l'observation de la presque totalité de la surface de la Terre en un à deux jours, captant des images dans 36 bandes spectrales ou groupes de longueurs d'onde. MODIS joue un rôle vital dans le développement de modèles de systèmes terrestres valides, interactifs et capables de prédire les changements à l'échelle planétaire avec suffisamment de précision pour aider les décideurs à faire de choix éclairés concernant la protection de l'environnement.

Les données de couleur des océans sont recueillies depuis le 4 mai 2002 et elles le sont toujours actuellement. Les images prises par MODIS-Aqua comportent toutes les informations nécessaires à la détermination de la FCIS.

---

5. Originellement connu sous le nom de EOS PM-1.

## 2.9 L'algorithme de la ligne de base

L'algorithme de la ligne de base est la méthode employée pour déterminer l'apport de la  $R_{rs,f}$  à la réflectance mesurée de l'espace par MODIS-Aqua à 678 nm. Celui-ci consiste à tracer une droite, communément appelée la « ligne de base » (LB), à partir des signaux observés dans les bandes 13 (667 nm) et 15 (748 nm) de MODIS-Aqua qui sont situées de part et d'autre de la bande de télédétection associée à la FCIS, la bande 14 (678 nm) (figure 2.5). Ainsi, la soustraction de la valeur de cette droite à 678 nm au signal total mesuré à cette même longueur d'onde permet d'obtenir la quantité de réflectance de télédétection associée spécifiquement à la FCIS,  $R_{rs,f}$  (Gower, 1980; Kishino *et al.*, 1984; Abbott et Letelier, 1999; Huot *et al.*, 2005).

En ne conservant que l'argument lié à la longueur d'onde d'observation de chacune des composantes de la réflectance, la  $R_{rs,f}$  s'exprime mathématiquement

$$R_{rs,f} = R_{rs}(678) - \left\{ R_{rs}(748) - [R_{rs}(667) - R_{rs}(748)] \times \left[ \frac{(748 - 678)}{(748 - 667)} \right] \right\}. \quad (2.43)$$

À noter, aux bornes de la LB, c'est-à-dire pour les  $R_{rs}$  mesurées à 667 nm et à 748 nm, seuls les modes de diffusion élastique et Raman sont considérés; la  $R_{rs,f}$  est quant à elle estimée nulle.

Cette approche par interpolation repose sur l'hypothèse de l'absence d'effets d'interaction entre les trois composantes de la  $R_{rs}$  tel que démontré précédemment à l'équation 2.36. En appliquant l'équation 2.36 et l'algorithme de la LB, la valeur de la LB à 678 nm représente une interpolation linéaire des valeurs de  $R_{rs}$  à 667 nm et à 748 nm où  $R_{rs} \approx R_{rs,E} + R_{rs,R}$ , car  $R_{rs,f} \approx 0$ . En omettant les arguments de l'équation 2.43, il est possible d'écrire cette même équation sous la forme

$$R_{rs,f} = R_{rs} - (R_{rs,E} + R_{rs,R}) = R_{rs} - R_{rs,E+R}^{LB} \quad (2.44)$$

où  $R_{rs,E+R}^{LB}$  représente la valeur de la droite à 678 nm obtenue par l'application de l'algorithme de la LB, d'où l'exposant « LB ». Un tableau récapitulatif décrivant les bandes d'intérêt de MODIS-Aqua utilisées dans l'algorithme de la ligne de base est présenté à la page suivante (tableau 2.1).

TABLEAU 2.1 – Caractéristiques des bandes employées dans l'algorithme de la ligne de base et des sources de réflectance contribuant à la  $R_{rs}$  mesurée par MODIS-Aqua

Bande MODIS-Aqua	Longueur d'onde ( $\lambda$ , nm)	Source de réflectance	Composante de la ligne de base
13	667	E <sup>1</sup> , R <sup>2</sup>	Borne gauche
14	678	E, R, f <sup>3</sup>	Bande de la FCIS
15	748	E, R	Borne droite

<sup>1</sup> E : Diffusion élastique

<sup>2</sup> R : Diffusion Raman

<sup>3</sup> f : Émission de FCIS

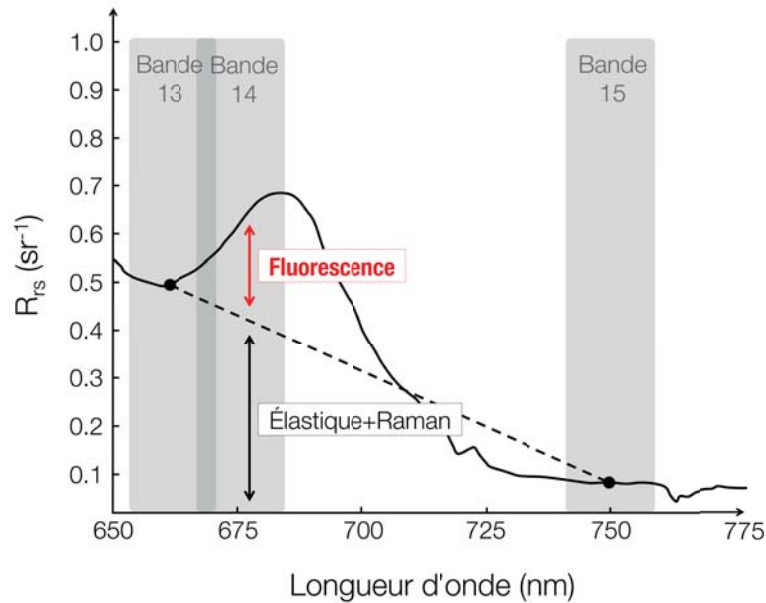


FIGURE 2.5 – Modifiée de Abbott et Letelier (1999). Schématisation de l'algorithme de la ligne de base appliqué à un spectre de couleur des océans mesuré par MODIS-Aqua. La courbe représente la distribution spectrale de la réflectance de télédétection pour une  $[Chl]$  hypothétique de  $10 \text{ mg m}^{-3}$ .



# Objectifs du projet de recherche

\*\*\*

## 3.1 Objectifs

### 3.1.1 Objectif général

L'objectif général de ce projet de recherche consiste à élaborer une nouvelle méthode de normalisation des mesures de  $R_{rs,f}$  pour les effets de bidirectionnalité qui tient compte des dépendances bidirectionnelles propres à chacune des composantes du champ lumineux émergeant des océans et qui inclut la mise à jour des propriétés optiques de l'eau de mer.

### 3.1.2 Objectifs spécifiques

- (1) Reproduire les rapports de  $f/Q$  et les facteurs de normalisation actuels,  $(f_0/Q_0)(Q/f)$ , tels que développés par Morel *et al.* (2002), pour différentes géométries d'observation et d'éclairement afin de vérifier la cohérence entre les sorties du modèle numérique de transfert radiatif en milieu océanique HL5.2 et les résultats de Morel *et al.* (2002). Cette action permet d'appuyer la comparaison des résultats obtenus par les méthodes de normalisation avant (Morel *et al.*, 2002) et après modifications (cette étude).
- (2) Déterminer, à partir de simulations avec le logiciel HL5.2, si l'apport de la diffusion Raman à la  $R_L$  simulée à 678 nm est significatif. Si c'est le cas, calculer l'ensemble des facteurs de normalisation qui permettent de retirer les effets de bidirectionnalité liés à la diffusion Raman dans les bandes 13, 14 et 15 de MODIS-Aqua qui servent au calcul de la LB.
- (3) À partir de simulations avec le logiciel HL5.2, calculer les facteurs de normalisation qui permettent de retirer les effets de bidirectionnalité du signal total perçu dans la bande 14 de MODIS-Aqua, là où le phénomène de FCIS est observé.
- (4) Appliquer les facteurs développés à des images satellitaires recueillies par MODIS-Aqua et, à l'aide de l'algorithme de la LB, déterminer les valeurs de  $R_{rs,f}$  normalisées leur

étant associées.

- (5) Valider l'efficacité de la nouvelle méthode de normalisation en vérifiant que les mesures de  $R_{r,s,f}$  qui en découlent présentent désormais une plus faible dépendance aux géométries d'observation et d'éclairement que celles obtenues selon la méthode de normalisation de Morel *et al.* (2002).

## 3.2 Hypothèses de recherche

Ce projet de recherche repose sur l'hypothèse principale que l'application d'une méthode de normalisation qui tient compte de l'apport de la dépendance bidirectionnelle propre à chacune des composantes de la réflectance de télédétection et dont la gamme spectrale est élargie à la bande de fluorescence de MODIS-Aqua pourrait permettre d'obtenir des mesures de  $R_{r,s,f}$  dont la dépendance bidirectionnelle est plus faible que celles issues de la méthode actuelle de normalisation employée par la NASA.

# Méthodologie

\*\*\*

Ce chapitre traite de la méthodologie utilisée pour mener à terme le présent projet de recherche. Pour sa lecture, le lecteur est invité à se référer à la liste des symboles qui se trouve aux pages *vii* et *viii* du présent document. Cette liste contient l'ensemble des définitions associées aux paramètres employés dans les pages suivantes. Les arguments associés à chacun d'eux, présentés précédemment dans le chapitre « Cadre théorique », ont volontairement été omis du reste du document afin d'en faciliter la lecture.

À noter, les sections 4.1 à 4.4 inclusivement portent sur les simulations effectuées avec le logiciel HL5.2 dans le but de déterminer la valeur des facteurs de normalisation pour les effets de bidirectionnalité. La section 4.5 présente quant à elle la méthode pour appliquer ces facteurs à des données satellitaires captées par MODIS-Aqua.

## 4.1 Reproduction de la paramétrisation du modèle de simulation employée par Morel *et al.* (2002)

Le but de cette première étape est de reproduire la paramétrisation du modèle de simulation, HL5.2, afin qu'elle corresponde à celle employée par Morel *et al.* (2002). Des tests ont démontré que les paramètres optiques qui définissent les eaux océaniques du Cas 1, selon le scénario *New Case 1* du modèle HL5.2, ne permettent pas d'obtenir des rapports de  $f/Q$  coïncidant avec ceux de Morel *et al.* (2002). Ainsi, la paramétrisation du modèle, qui repose principalement sur le choix des valeurs des IOPs et de la VSF, doit être ajustée jusqu'à ce qu'elle corresponde à celle développée par Morel *et al.* (2002) et la NASA. L'atteinte de cet objectif est confirmée par l'observation de la différence relative ( $\zeta$ , %) entre (1) les résultats de  $f/Q$  de Morel *et al.* (2002) attendus et ceux simulés et (2) entre les résultats de la LUT attendue et de la LUT simulée.

### 4.1.1 Reproduction des rapports de $f/Q$

Dans un premier temps, la reproduction des rapports de  $f/Q$  de Morel *et al.* (2002)<sup>1</sup> est effectuée à l'aide de simulations avec le logiciel HL5.2 (voir le tableau 4.1). Le rapport de  $f/Q$  est fonction de l'amplitude et des effets associés à la distribution angulaire de la réflectance. Le calcul de la différence relative entre les rapports simulés et ceux utilisés par Morel *et al.* (2002),

$$\zeta_{f/Q} (\%) = 100\% \times \frac{f/Q_{MAG} - f/Q}{f/Q_{MAG}}, \quad (4.1)$$

permet de déterminer si l'écart entre ceux-ci est négligeable ou non. De faibles valeurs de  $\zeta_{f/Q}$  indiquent que la paramétrisation du modèle de simulation est similaire à celle utilisée par Morel *et al.* (2002) et que les résultats qui en découlent peuvent être comparés à ceux obtenus après modification de la méthode de normalisation pour évaluer l'amélioration de cette dernière. Par cette action, la similitude entre la paramétrisation initiale du modèle HL5.2 et celle employée par Morel *et al.* (2002) confirme la réussite de la reproduction du modèle utilisé par Morel *et al.* (2002) et en valide l'utilisation comme point de départ à ce projet.

### 4.1.2 Reproduction des facteurs de normalisation

Dans un second temps, les facteurs de normalisation  $(f_0/Q_0)(Q/f)$  employés actuellement par la NASA pour retirer les effets de la dépendance bidirectionnelle des mesures de réflectance de télédétection, stockés dans  $LUT_{MAG}$ , sont comparés à ceux obtenus des simulations. Contrairement aux rapports de  $f/Q$ , les facteurs de normalisation sont peu sujets aux effets d'amplitude, mais sont sensibles aux effets associés à la distribution angulaire de la réflectance. Le calcul de la différence relative entre la LUT simulée et celle utilisée par Morel *et al.* (2002),

$$\zeta_{LUT} (\%) = 100\% \times \frac{LUT_{MAG} - LUT}{LUT_{MAG}}, \quad (4.2)$$

permet de donc comparer la dépendance bidirectionnelle des facteurs de normalisation avant et après modification de la paramétrisation du modèle. À noter, les valeurs des variables utilisées par Morel *et al.* (2002) sont :

- (1) Angles zénithaux d'éclairement (degré) : 0, 15, 30, 45, 60, 75 ;
- (2) Angles zénithaux d'observation (sous la surface de l'eau, en degré) : 1,078 ; 3,411 ; 6,289 ;

---

1. L'acronyme « MAG » sera utilisé dans le reste du document pour faire référence à cette méthode. « MAG » est un acronyme formé de chacune des premières lettres des noms des auteurs qui l'ont décrite ; Morel, Antoine et Gentili (Morel *et al.*, 2002).

9,278 ; 12,300 ; 15,330 ; 18,370 ; 21,410 ; 24,450 ; 27,500 ; 30,540 ; 33,590 ; 36,640 ; 39,690 ;  
42,730 ; 45,780 ; 48,830 ;

(3) Longueurs d'onde (nm) : 412,5 ; 442,5 ; 490, 510, 560, 620, 660.

TABLEAU 4.1 – Gamme et incrément d'échantillonnage des paramètres d'entrée pour les simulations de  $f$  et de  $Q$  avec le logiciel HL5.2

Paramètre d'entrée	Gamme	Incrément d'échantillonnage
Angle zénithal solaire (degré) <sup>1</sup>	[0; 80]	10
Angle zénithal d'observation (degré) <sup>2</sup>	[0; 90]	10
Différence azimutale (degré)	[0; 180]	15
Longueur d'onde (nm) <sup>3</sup>	[350; 830]	5
Profondeur (m) <sup>4</sup>	[0; 20]	5
log([Chl]) (mg m <sup>-3</sup> )	[-1, 5; 1, 0]	0,5
Vitesse du vent (m s <sup>-1</sup> )	0	S.O.

<sup>1</sup> Interpolé aux angles zénithaux d'éclairement de Morel *et al.* (2002).

<sup>2</sup> Sous la surface de l'eau et interpolé aux angles zénithaux d'observation de Morel *et al.* (2002).

<sup>3</sup> Interpolée aux longueurs d'onde d'observation de Morel *et al.* (2002).

<sup>4</sup> La profondeur de l'eau est considérée infinie.

## 4.2 Actualisation des IOPs du modèle de simulation HL5.2

Une fois la reproduction des rapports de  $f/Q_{MAG}$ , et donc de la paramétrisation du modèle de simulation jugée suffisamment similaire à celle employée par Morel *et al.* (2002), il devient possible de mettre à jour, sur la base de publications plus récentes, les valeurs des propriétés optiques des eaux du Cas 1 dans le logiciel HL5.2. En effet, de 2002 à aujourd'hui, des avancées scientifiques et technologiques ont permis d'estimer celles-ci avec plus de précision. Ainsi, afin d'améliorer la modélisation de la couleur des océans, et donc l'estimation de la FCIS, quelques propriétés optiques de l'eau de mer doivent être révisées. Dans ce projet, ce sont les trois propriétés suivantes qui font l'objet d'une mise à jour : (1) le coefficient d'absorption de l'eau de mer pure,  $a_w$ , (2) le coefficient de diffusion de l'eau de mer pure,  $b_w$ , et (3) le coefficient d'absorption par les substances organiques de nature algale et non algale présentes dans l'eau de mer,  $a_{bio}$ . Ce dernier est obtenu grâce à l'application de l'équation 2.16 à des données terrain récoltées lors de croisières récentes. Quant aux coefficients d'absorption et de diffusion associés à l'eau de mer pure, ce sont ceux les plus récemment publiés.

Tel que vu à la section 2.3.2, les quantités de détritiques et de CDOM covarient avec la présence de phytoplancton, et par le fait même, avec la [Chl]. L'actualisation des IOPs de l'eau de mer implique donc également une mise à jour de la paramétrisation des équations qui expriment une dépendance à la [Chl].

## 4.3 Facteurs de normalisation de la réflectance de la diffusion Raman pour les effets de bidirectionnalité

### 4.3.1 Apport de la réflectance de la diffusion Raman à la réflectance de luminance

Puisque le logiciel HL5.2 ne permet pas de calculer séparément l'apport de la réflectance de la diffusion Raman à la  $R_L$  totale, celui-ci est obtenu par des simulations, incluant ou non cette source de diffusion, pour différentes combinaisons de conditions ( $\theta$ ,  $\theta_s$ ,  $\Delta\phi$ , [Chl],  $\lambda$ , voir le tableau 4.2). Les réflectances de luminance qui en résultent sont respectivement catégorisées sous les variables  $R_{L,R}$  et  $R_{L,E}$ . Insérées dans l'équation

$$R_{L,R} (\%) = 100\% \times \left( \frac{R_L - R_{L,E}}{R_L} \right), \quad (4.3)$$

celles-ci permettent de quantifier la contribution de la diffusion Raman à la réflectance de luminance. À noter, pour ces simulations, la FCIS n'est pas considérée.

Dans le but de simplifier le modèle développé dans cette étude, l'apport de la diffusion Raman est considéré négligeable s'il est inférieur à 5 %<sup>2</sup>. Dans le cas contraire, l'application des facteurs de normalisation spécifiques à la réflectance de la diffusion Raman requiert l'estimation préalable de l'apport de ce phénomène à la réflectance de télédétection totale. Toutefois, la méthode actuelle utilisée pour y parvenir n'est pas adaptée à la région du spectre d'intérêt pour la présente étude (voir la discussion à la sous-section 4.3.2) et, à ce jour, aucune autre documentation ne traite de cette problématique pour l'intervalle de longueurs d'onde dans lequel la FCIS est observable.

---

2. Sachant que les effets de bidirectionnalité représentent jusqu'à 20 % de la valeur des mesures de  $R_{rs}$  (Morel *et al.*, 2002), un apport de la diffusion Raman correspondant à moins de 5 % à celles-ci correspond donc à une contribution de 1 % aux effets de bidirectionnalité. La précision attendue des mesures satellitaires de réflectance étant de 5 %, cet apport provenant de la diffusion Raman serait alors très petit.

TABLEAU 4.2 – Gamme et incrément d'échantillonnage des paramètres d'entrée pour les simulations avec le logiciel HL5.2 pour le calcul des LUTs

Paramètre d'entrée	Gamme	Incrément d'échantillonnage
Angle zénithal solaire (degré)	[0; 80]	10
Angle zénithal d'observation(degré) <sup>1</sup>	[0; 90]	10
Différence azimutale (degré)	[0; 180]	15
Longueur d'onde (nm)	[350; 830]	5
Profondeur(m) <sup>2</sup>	[0;20]	5
log([Chl]) (mg m <sup>-3</sup> )	[-1, 5; 1, 0]	0,5
Vitesse du vent (m s <sup>-1</sup> )	0	S.O.

<sup>1</sup> Sous la surface de l'eau.

<sup>2</sup> La profondeur de l'eau est considérée infinie.

### 4.3.2 Élaboration des facteurs de normalisation de la réflectance de la diffusion Raman pour les effets de bidirectionnalité

Dans le cas où la contribution de la diffusion Raman à  $R_L$  ne peut être ignorée ( $> 5\%$ ), il est nécessaire de normaliser la réflectance de luminance totale simulée à 678 nm ainsi qu'aux bornes définissant la ligne de base (667 nm et 748 nm) afin de retirer l'impact des effets de bidirectionnalité qui les affectent.

Lorsque le signal est mesuré au-dessus de la surface de l'eau, il est possible de déterminer l'apport de la diffusion Raman à  $R_{rs}$  à l'aide du facteur de Raman (RF, de l'anglais *Raman Factor*, voir l'annexe A.2), tel que calculé par Lee *et al.* (2013). Autrement, il est impossible à séparer du signal  $R_{rs}$  mesuré. Toutefois, l'utilisation de RF présente certaines lacunes, dont la principale est d'être valide pour le spectre de longueurs d'onde associé au bleu et au vert uniquement. Le présent projet s'intéressant plutôt au domaine spectral associé à la couleur rouge, la possibilité de combiner les facteurs de normalisation pour la diffusion élastique et Raman a préalablement été évaluée dans le but de renoncer à l'utilisation de RF et de réduire le biais lié à cette estimation. Pour ce faire, deux premières LUTs ont été construites à partir des résultats des simulations précédentes, soient

$$\text{LUT}_E = \frac{R_{L,0,E}}{R_{L,E}} \quad (4.4)$$

et

$$\text{LUT}_R = \frac{R_{L,0,R}}{R_{L,R}}. \quad (4.5)$$

Ces deux tables ont ensuite été appliquées à des données de  $R_L$  simulées avec le logiciel HL5.2 à 678 nm. Les résultats obtenus de

$$R_{L,0,E+R} = (R_{L,E} \times \text{LUT}_E) + (R_{L,R} \times \text{LUT}_R), \quad (4.6)$$

une équation qui présuppose l'absence totale d'effets de dépendance entre les phénomènes de diffusion élastique et de diffusion Raman (voir la discussion à ce sujet à la section 2.5), ont été comparés aux résultats de simulations de réflectance de luminance combinant ces deux phénomènes, notées  $R_{L,0,E+R}$ . La différence relative moyenne entre ces résultats, pour des paramètres d'entrée identiques, est de moins de 0,001 % pour toutes les combinaisons de conditions employées pour les simulations. Ceci indique que l'application des LUTs de l'équation 4.6 est approximativement équivalente à l'application de la LUT exacte à  $R_{L,E+R}$  afin d'obtenir  $R_{L,0,E+R}$ . La définition de cette LUT exacte est la suivante,

$$\text{LUT}_{E+R} = \frac{R_{L,0,E+R}}{R_{L,E+R}}. \quad (4.7)$$

La normalisation de la dépendance bidirectionnelle de la réflectance de la diffusion Raman pour des images provenant de MODIS-Aqua peut donc être réalisée simultanément à celle de la diffusion élastique à partir d'une version de l'équation 2.41 qui implique la combinaison des composantes élastique et Raman tel que

$$R_{rs,0,E+R} = R_{rs,E+R} \times \left( \text{LUT}_{E+R} \times \frac{\mathfrak{R}_0}{\mathfrak{R}} \right). \quad (4.8)$$

## 4.4 Facteurs de normalisation de la réflectance de la FCIS pour les effets de bidirectionnalité

### 4.4.1 Apport de la réflectance de la FCIS à la réflectance de luminance à 678 nm

Avant même de procéder à la normalisation de la réflectance de la FCIS pour les effets de bidirectionnalité, il faut d'abord en estimer l'apport à la réflectance de luminance totale simulée à 678 nm. Le logiciel HL5.2 ne permettant pas le calcul de la réflectance de la FCIS uniquement, des simulations considérant ou non le phénomène de FCIS sont réalisées (voir le tableau 4.2 excepté pour l'intervalle de longueur d'onde qui se limite à la bande centrée à 678 nm pour ces simulations). Les réflectances qui en résultent sont respectivement catégorisées sous les variables  $R_L$ , considérant les phénomènes de diffusion élastique, de diffusion Raman et la FCIS, et  $R_{L,E+R}$ , qui tient plutôt compte de la diffusion élastique et de la diffusion Raman. Ces données permettent de déterminer les valeurs de  $R_{L,f}$  à des [Chl] données,



pour différentes géométries d'observation et d'éclairement, tel que

$$R_{L,f} = R_L - R_{L,E+R}. \quad (4.9)$$

Ces valeurs sont utilisées dans l'élaboration des facteurs de normalisation spécifiques à la réflectance mesurée dans la bande associée à la FCIS.

#### 4.4.2 Élaboration des facteurs de normalisation pour la réflectance de la FCIS

Les facteurs de normalisation spécifiques à la FCIS peuvent ainsi être calculés puis stockés dans

$$\text{LUT}_f = \frac{R_{L,0,f}}{R_{L,f}}. \quad (4.10)$$

### 4.5 Normalisation de la réflectance de télédétection de la FCIS mesurée par MODIS-Aqua à 678 nm

#### 4.5.1 Site d'étude

La région sélectionnée pour la validation<sup>3</sup> de la méthode de normalisation se situe dans l'océan Pacifique sud-est. Elle s'étend entre l'Équateur et le 40<sup>e</sup> parallèle et elle est bornée par les 73<sup>e</sup> et le 98<sup>e</sup> méridiens (figure 4.1). Les images satellitaires utilisées ont été prises au fil des saisons, principalement en 2007, mais également en 2008 et en 2009 durant la période du solstice d'hiver afin d'obtenir des pixels de référence pour des observations au nadir avec le soleil au zénith. Cette région présente deux caractéristiques importantes. Tout d'abord, la [Chl] est constante tout au long de l'année et supérieure, la plupart du temps, à 0,3 mg m<sup>-3</sup>, ce qui permet d'augmenter l'impact relatif des effets de bidirectionnalité sur les mesures de  $R_{rs,f}$ . Ensuite, l'index de CDOM est près de l'unité ce qui permet l'utilisation du modèle de simulation choisi pour lequel cette condition est préférable.

#### 4.5.2 Prétraitement des données satellitaires

Les images de cette région proviennent de MODIS-Aqua et elles sont disponibles en format NetCDF (de l'anglais *Network Common Data Form*) sur le site web de la NASA

---

3. Le mot « validation » est ici employé dans le sens où il est démontré que la dépendance angulaire de la  $R_{rs,f}$  est plus faible avec l'application de la méthode développée dans cette étude qu'avec celle de Morel *et al.* (2002).



FIGURE 4.1 – Carte de la région géographique sélectionnée pour procéder à la validation de la méthode de normalisation développée dans cette étude (<http://oceancolor.gsfc.nasa.gov/>).

(<http://oceancolor.gsfc.nasa.gov/>). Elles contiennent les données non normalisées pour les effets de bidirectionnalité de  $L_w$  ainsi que les données d'éclairement descendant,  $E_d$ . Celles-ci sont extraites des fichiers NetCDF grâce au logiciel SeaDAS (de l'anglais *SeaWiFS Data Analysis System*) et elles sont ensuite transformées en réflectances de télédétection via

$$R_{rs} = \frac{L_w}{E_d} \quad (4.11)$$

afin qu'elles soient normalisées pour les effets de bidirectionnalité selon la méthode développée dans cette étude et dont les étapes sont présentées plus en détail ci-dessous.

### 4.5.3 Normalisation de la réflectance de la FCIS pour les effets de bidirectionnalité

Le signal mesuré par MODIS-Aqua à 678 nm est une combinaison des contributions de réflectances dues à la diffusion élastique, à la diffusion Raman et à l'émission de FCIS. Ainsi, la FLH, de laquelle découle directement la  $R_{rs,f}$ , correspond dans la réalité au mélange de ces trois sources de réflectance ayant chacune une dépendance bidirectionnelle qui lui est propre. Le développement des facteurs permettant la normalisation de la  $R_{rs,f}$  pour les effets de bidirectionnalité doit donc impérativement tenir compte des apports relatifs de chacune des contributions susmentionnées. Cette notion est importante puisque les conditions environnementales ainsi que l'état physiologique du phytoplancton influencent l'émission de FCIS par ce dernier. Ainsi, des FLHs mesurées à 678 nm, dans des conditions d'éclairement et d'observation identiques, peuvent tout de même présenter un apport en  $R_{rs,f}$  différent et indissociable, à première vue, du signal observé. Le développement d'une table de correspondance qui tient compte de ces aspects,  $LUT_{tot}$ , permet de surmonter ce problème.

Les simulations exécutées aux étapes précédentes ont déjà permis de déterminer  $LUT_{E+R}$  ainsi que  $LUT_f$  à 678 nm. Considérant la notion d'absence d'interaction entre les composantes

de la réflectance totale, tel qu'exprimée par l'équation 2.36, et selon la définition de LUT définie à l'équation 2.40, cette table de correspondance s'écrit

$$\text{LUT}_{tot} = \text{LUT}_{E+R}(678) \left( \frac{R_{rs,E+R}(678)}{R_{rs}(678)} \right) + \text{LUT}_f \left( \frac{R_{rs,f}}{R_{rs}(678)} \right) \quad (4.12)$$

où  $\text{LUT}_{E+R}$  provient de l'équation 4.7,  $\text{LUT}_f$  provient de l'équation 4.10 et où les mesures de réflectance sont celles mesurées par MODIS-Aqua.

Le retrait de la dépendance bidirectionnelle du signal associé à la FCIS s'effectue en deux étapes. Tout d'abord, la normalisation pour les effets de bidirectionnalité du signal total mesuré par MODIS-Aqua à 678 nm est réalisée grâce à l'application de  $\text{LUT}_{tot}$  (éq. 4.12) tel que

$$R_{rs,0}^{étude}(678) = R_{rs}^{MODIS}(678) \times \left( \text{LUT}_{tot} \times \frac{\mathfrak{R}_0}{\mathfrak{R}} \right). \quad (4.13)$$

Le signal associé à la FCIS est ensuite extrait de cette mesure par la soustraction du signal associé à la diffusion élastique et à la diffusion Raman, noté  $R_{rs,0,E+R}^{LB,étude}$ , qui provient de l'application de l'algorithme de la LB (équation 2.44) aux données satellitaires observées à 667 nm et 748 nm préalablement normalisées pour les effets de bidirectionnalité. Ainsi,

$$R_{rs,0,f}^{étude} = R_{rs,0}^{étude}(678) - R_{rs,0,E+R}^{LB,étude}(678). \quad (4.14)$$

Quant aux données de  $R_{rs}$  normalisées avec la méthode de Morel *et al.* (2002),  $R_{rs,0,f}^{MAG}$ , elles sont calculées avec SeaDAS qui comporte déjà les facteurs de normalisation développés par ces auteurs. Ainsi,

$$R_{rs,0,f}^{MAG} = R_{rs,0}^{MAG}(678) - R_{rs,0,E+R}^{LB,MAG}(678) \quad (4.15)$$

où  $R_{rs,0,E+R}^{LB,MAG}$  résulte de l'application de l'algorithme de la LB aux mesures de  $R_{rs,0,E+R}^{MAG}$  lues dans les bandes 13 et 15 de MODIS-Aqua.

# Résultats & discussion

\*\*\*

## 5.1 Reproduction de la paramétrisation du modèle de simulation employée par Morel *et al.* (2002)

### 5.1.1 Reproduction des rapports de $f/Q$

Dans le but de reproduire les rapports de  $f/Q$  de Morel *et al.* (2002), et donc, d'améliorer la correspondance entre la paramétrisation utilisée par ce dernier et celle employée dans cette étude, le seul IOP modifié dans le logiciel HL5.2 est le coefficient d'absorption  $a_{bio}$ . Parmi toutes les modifications de paramètres effectuées, seule l'utilisation de valeurs de  $a_{bio}$ , issues de croisières effectuées entre 1986 et 1996 (Morel et Maritorena, 2001), permet d'obtenir des résultats homologues à ceux qu'emploie la NASA. La figure 5.1a illustre la distribution de  $\zeta_{f/Q}$  (équation 4.2) pour l'ensemble des combinaisons de conditions étudiées ( $\theta$ ,  $\theta_s$ ,  $\Delta\phi$ , [Chl],  $\lambda$ , voir le tableau 4.1).

Sans modification du modèle HL5.2, la valeur moyenne de  $\zeta_{f/Q}$  est de  $-6,87\%$  et présente un écart-type de 7,49. Après actualisation de  $a_{bio}$ , la valeur moyenne de  $\zeta_{f/Q}$  est de  $-0,97\%$  avec un écart-type de 3,11. En effet, il est possible d'observer qu'un intervalle de plus ou moins 5 % de différence relative, centré à 0, contient près de 91 % des rapports de  $f/Q$  issus du modèle après modifications comparativement à 53 % pour le scénario non modifié. Si cet intervalle est élargi à plus ou moins 10 %, ce sont plutôt 98 % et 74 % de ces mêmes rapports qui s'y retrouvent. Les différences relatives résiduelles observées pour le scénario modifié résultent des hypothèses posées quant aux IOPs qui peuvent différer de celles de Morel *et al.* (2002) ainsi que de petites différences sur les directions angulaires auxquelles les calculs sont réalisés.

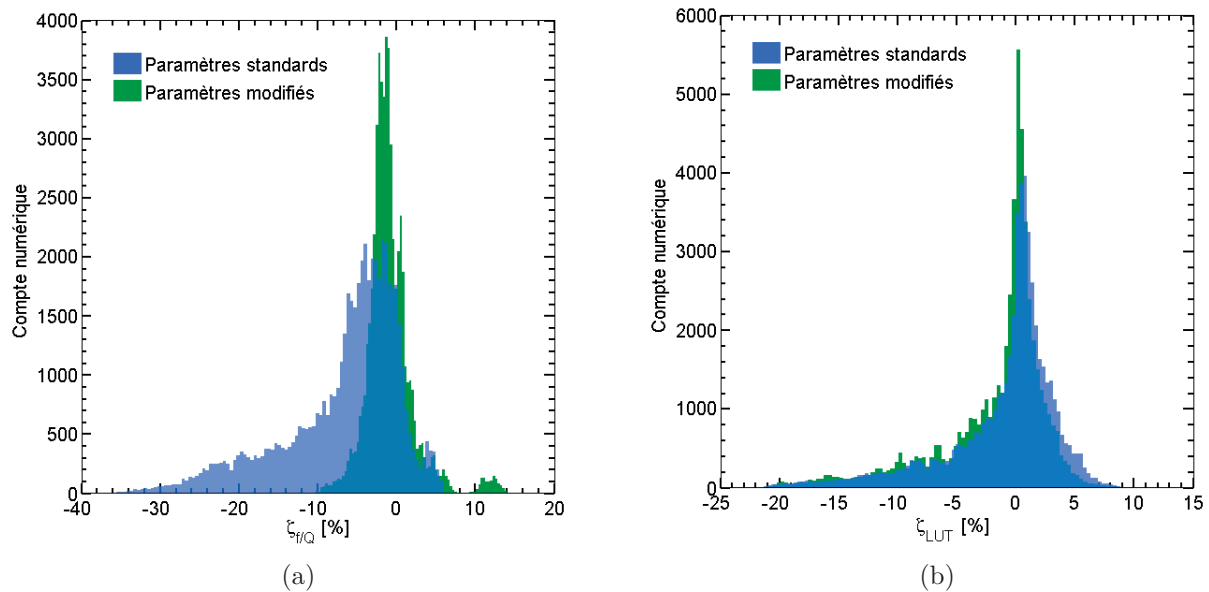


FIGURE 5.1 – En (a), l’histogramme de l’erreur relative  $\zeta_{f/Q}$ , entre les rapports de  $f/Q_{MAG}$  et de  $f/Q$  simulés obtenus avant et après modifications des paramètres standards des eaux du Cas 1 dans le logiciel HL5.2. En (b), l’histogramme de l’erreur relative  $\zeta_{LUT}$ , entre  $LUT_{MAG}$  et la LUT simulée obtenue avant et après modifications des paramètres standards des eaux du Cas 1 dans le logiciel HL5.2.

### 5.1.2 Reproduction des facteurs de normalisation

Les résultats obtenus de la comparaison des facteurs de normalisation  $(f_0/Q_0)(Q/f)$  de Morel *et al.* (2002) à ceux simulés avant et après modifications des paramètres standards des eaux du Cas 1 dans le logiciel HL5.2. sont présentés à la figure 5.1b. Sans modification de la paramétrisation du modèle de simulation HL5.2, la valeur moyenne de  $\zeta_{LUT}$  est de  $-1,23\%$  et présente un écart-type de 4,87. Après actualisation de  $a_{bio}$ , la valeur moyenne de  $\zeta_{LUT}$  est de  $-1,93\%$  avec un écart-type de 4,79. Ces résultats indiquent l'absence de changement marqué entre les facteurs de normalisation avant et après modification de la paramétrisation du modèle. La comparaison des LUTs montre donc que les différences observées à la figure 5.1a sont principalement dues aux effets d'amplitude et non pas aux effets associés à la distribution angulaire de la réflectance.

## 5.2 Actualisation des IOPs du modèle de simulation HL5.2

### 5.2.1 Coefficients d'absorption et de diffusion de l'eau de mer pure

Le coefficient de diffusion de l'eau de mer pure employé dans la présente étude,  $b_w$ , est issu du modèle théorique proposé par Zhang *et al.* (2009) (figure 5.2a). Celui-ci permet d'obtenir une indicatrice de diffusion de l'eau de mer pure à  $90^\circ$  qui concorde davantage avec les mesures expérimentales faites par Morel (1968) que le modèle développé par ce dernier pour ces mêmes données (Morel, 1974) (figure 5.2b). Cette observation indique que le modèle de Zhang *et al.* (2009) est plus performant pour reproduire les valeurs empiriques de  $b_w$ .

Les nouvelles valeurs du coefficient d'absorption de l'eau de mer pure,  $a_w$ , proviennent quant à elles de l'article de Lee *et al.* (2015). Pour les longueurs d'onde se situant entre 350 nm et 550 nm, elles sont dérivées de mesures de réflectance faites *in situ*. Au-delà de 550 nm, Lee *et al.* (2015) utilisent plutôt les coefficients de Pope et Fry (1997) pour l'intervalle [550 – 725] nm, de Smith et Baker (1981) pour l'intervalle [725 – 800] nm et de Segelstein (1981) au-dessus de 800 nm. La différence relative la plus importante entre les anciennes et les nouvelles valeurs de  $a_w$  est donc observée dans l'intervalle de longueurs d'onde de [350 – 550] nm (figure 5.3). En effet, les valeurs de  $a_w$  mises à jour selon Lee *et al.* (2015) y sont de 50 % à 70 % plus petites que celles jusqu'ici adoptées par la communauté scientifique et utilisées dans les travaux de Morel *et al.* (2002). Toujours selon Lee *et al.* (2015), ce nouveau  $a_w$  permettrait de reproduire la forme du spectre d'absorption par le phytoplancton de façon plus réaliste que les coefficients précédents lorsqu'estimé à partir de mesures de  $R_{rs}$ . Ainsi, l'application de ce nouveau spectre d'absorption pour l'eau de mer pure résulte en

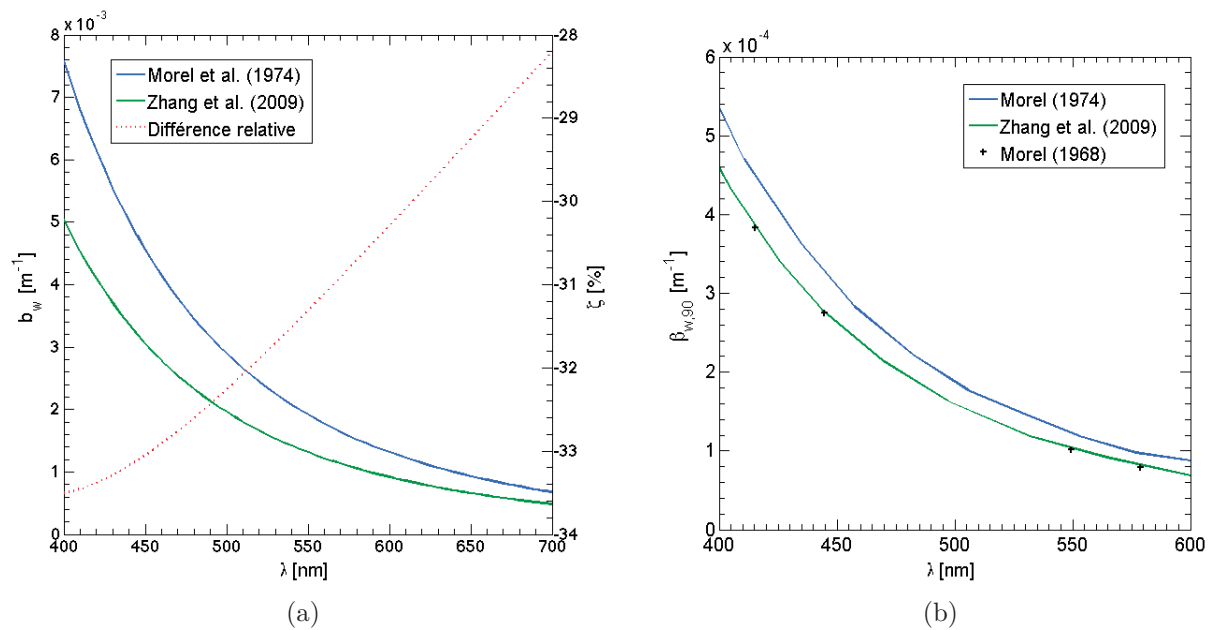


FIGURE 5.2 – Valeurs des coefficients de diffusion de l’eau de mer pure pour une température de 20 °C et une salinité de 38,4 ‰. En (a), les coefficients de diffusion de l’eau de mer pure tels que modélisés par Morel (1974), et utilisés par Morel *et al.* (2002), sont comparés à ceux de Zhang *et al.* (2009). En (b), les valeurs de la VSF de l’eau de mer pure observée à 90°, associées à ces deux mêmes groupes de valeurs pour  $b_w$ , sont comparées aux mesures expérimentales de Morel (1968), ici représentées par des croix noires.

une meilleure estimation de l'absorption par le phytoplancton dans les océans et assure une meilleure résolution de la réflectance de télédétection dans le domaine visible des ultraviolets.

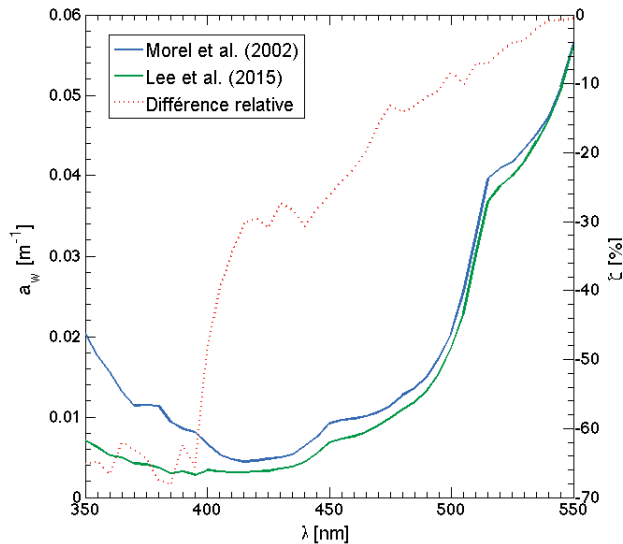


FIGURE 5.3 – Les valeurs plus récentes du coefficient d'absorption de l'eau de mer pure, telles que calculées par Lee *et al.* (2015), sont comparées à celles employées par Morel *et al.* (2002) pour l'intervalle de longueurs d'onde se situant entre 350 nm et 550 nm, là où la différence relative entre ces deux cas est la plus importante.

## 5.2.2 Coefficients d'absorption des composantes particulières et dissoutes présentes dans l'eau de mer

Tel que mentionné précédemment, le coefficient d'absorption associé aux composantes organiques présentes dans l'eau de mer,  $a_{bio}$ , résulte de la combinaison de trois coefficients distincts :  $a_{\phi}$ ,  $a_{det}$  et  $a_y$ . Parmi ceux-ci,  $a_{\phi}$  et  $a_{det}$  sont parfois regroupés sous un même terme, noté  $a_p$  ( $m^{-1}$ ), qui correspond au coefficient d'absorption par toute forme de particules en suspension dans l'eau. Ainsi,

$$a_{bio} = a_{\phi} + a_{det} + a_y, \quad (5.1)$$

$$= a_p + a_y. \quad (5.2)$$

Dans le cadre de cette étude, les coefficients d'absorption  $a_{\phi}$ ,  $a_{det}$  et  $a_y$  sont calculés individuellement, sur la base de données de croisières (Bricaud *et al.*, 1998, 2004). Les valeurs des coefficients spécifiques  $A_{\phi}$  ( $m^2 mg^{-1}$ ) et  $E_{\phi}$  (sans unité) proviennent de données publiées



par Bricaud *et al.* en 2004. Ces coefficients spécifiques permettent de calculer  $a_\phi$  à partir de l'équation suivante,

$$a_\phi = A_\phi[\text{Chl}]^{E_\phi}. \quad (5.3)$$

Ainsi, un large échantillon de valeurs de  $a_\phi$  est obtenu pour différentes [Chl]. L'interpolation de ces coefficients d'absorption permet de déterminer leur valeur pour des [Chl] spécifiquement choisies. Quant à  $a_{det}$ , il est obtenu à l'aide des coefficients  $a_\phi$  et  $a_p$ , issus des travaux de Bricaud *et al.* (1998), puisqu'aucune donnée plus récente n'est disponible pour  $a_p$ . Ainsi,

$$a_{det} = a_p - a_\phi. \quad (5.4)$$

Pour ce qui est du coefficient d'absorption associé au CDOM, il est calculé à l'aide de la fonction exponentielle décroissante

$$a_y([\text{Chl}], \lambda) = a_y([\text{Chl}], \lambda_0) \exp[-S(\lambda - \lambda_0)] \quad (5.5)$$

où  $a_y([\text{Chl}], \lambda_0)$  est l'absorption par le CDOM à une longueur d'onde de référence,  $\lambda_0$ , équivalente à 400 nm et obtenue par Morel et Gentili (2009) via

$$a_y([\text{Chl}], 400) = 0,065[\text{Chl}]^{0,63}. \quad (5.6)$$

Une fois les coefficients d'absorption  $a_\phi$ ,  $a_{det}$  et  $a_y$  mis à jour (voir la figure 5.4a et l'annexe A.3), ceux-ci sont additionnés (équation 5.1) afin d'attribuer de nouvelles valeurs au coefficient  $a_{bio}$  qui sera ensuite employé dans cette étude. Afin de vérifier sa validité, ce dernier est comparé à des données de  $a_{bio}$  (figure 5.4b) obtenues grâce à l'application de la méthode d'inversion de Morel et Maritorena (2001) (présentée à la fin de la section 2.4.3) à des valeurs de  $K_d$  et de  $R$  recueillies *in situ* lors de différentes croisières (Morel et Gentili, 2009). Jusqu'à une longueur d'onde de 500 nm environ, les coefficients actualisés sont semblables à ceux des croisières de référence. Toutefois, au-delà de cette longueur d'onde, les valeurs de  $a_{bio}$  provenant des croisières présentent un fort bruit ce qui en fait de mauvaises références (figure 5.4). Ce bruit est le résultat de la présence de la diffusion Raman qui, au-dessus de 550 nm, rend les calculs d'inversion très difficiles (Lee *et al.*, 2015). D'ailleurs, les résultats présentés par Morel et Maritorena (2001) se limitent toujours à l'intervalle de longueurs d'onde situé sous cette valeur. Le fait que les valeurs de  $a_{bio}$  calculées dans le cadre de la présente étude soient cohérentes avec les mesures d'inversion jusqu'à environ 500 nm et que la forme du spectre leur étant associé est également cohérente avec les mesures d'IOPs faites en mer au-delà de cette même longueur d'onde suggère fortement que les coefficients  $a_{bio}$  mis à jour sont plus appropriés que ceux de Morel *et al.* (2002), la courbe bleue ayant été obtenue par l'applica-

tion de la même méthode sur les données de Morel *et al.* (2002).

Finalement, la linéarisation de l'ensemble des résultats de  $a_{bio}$  via

$$\ln(a_{bio}) = \ln(A_{bio}) \times E_{bio} \ln([\text{Chl}]), \quad (5.7)$$

suivi de la régression linéaire du logarithme naturel de  $a_{bio}$  en fonction du logarithme naturel de la [Chl] permet d'obtenir les coefficients  $A_{bio}$  ( $\text{m}^2 \text{mg}^{-1}$ ) et  $E_{bio}$  (sans unité), valeurs d'entrée requises par le modèle de simulation HL5.2 pour les [Chl] désirées.

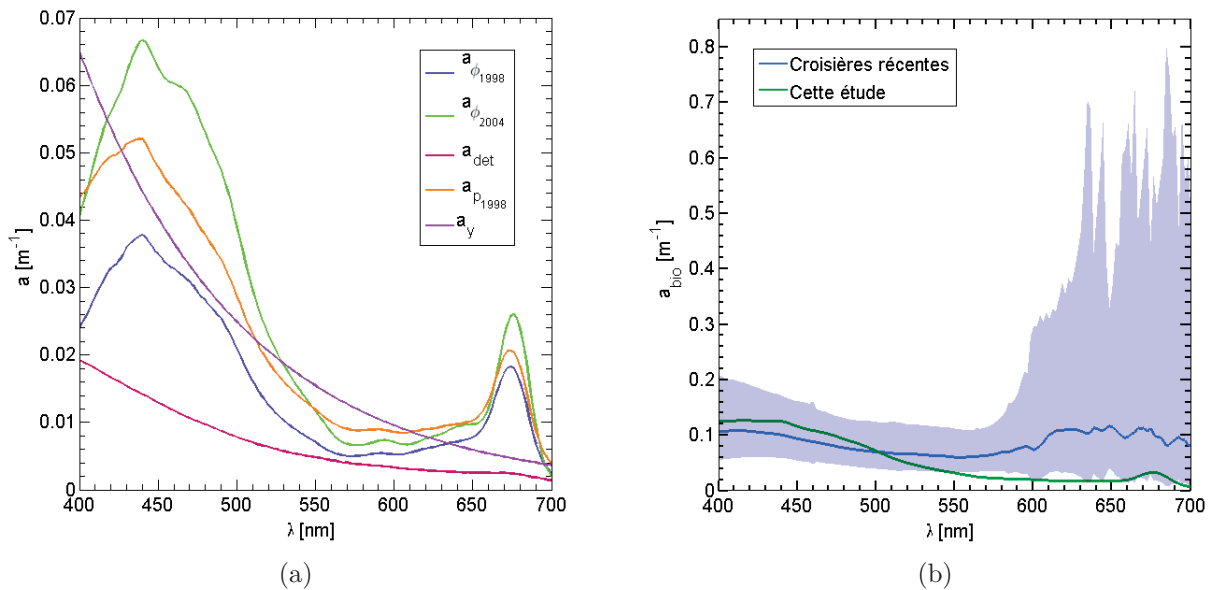


FIGURE 5.4 – Comparaison entre les coefficients d'absorption  $a_{bio}$  observés lors de croisières et ceux modélisés dans cette étude. En (a), les coefficients d'absorption par le phytoplancton ( $a_{\phi}$ ), les détritits ( $a_{det}$ ), la combinaison du phytoplancton et des détritits ( $a_p$ ) et le CDOM ( $a_y$ ) observés à une [Chl] de  $1 \text{ mg m}^{-3}$  sont illustrés. En (b), la comparaison entre les valeurs de  $a_{bio}$  observées lors de croisières (Morel et Gentili, 2009) et modélisées dans cette étude, pour une [Chl] de  $1 \text{ mg m}^{-3}$ , est présentée. Sur cette figure, la courbe bleue représente la moyenne des données de croisières alors que les limites de la zone ombragée représentent les valeurs maximales et minimales obtenues lors de ces mêmes campagnes.

### 5.3 Apport de la réflectance de la diffusion Raman à la réflectance totale

La contribution de la diffusion Raman à  $R_L$  est observée pour l'ensemble des combinaisons de conditions d'observation et d'éclairement simulées à 678 nm (figure 5.5, voir le tableau 4.2).

L'apport de la diffusion Raman peut être aussi grand que 30 %, à des [Chl] similaires à celles observées dans les eaux à faible teneur en Chla, ce qui est bien supérieur à la valeur de 5% choisie comme seuil de tolérance. Ces observations sont appuyées par celles effectuées par Gordon (1999, 2014) dans des conditions similaires. Ce type de diffusion étant un important contributeur au rayonnement émergent des océans dans la bande de fluorescence de MODIS-Aqua, sa dépendance bidirectionnelle doit donc être prise en compte dans l'élaboration de l'algorithme de normalisation de la FCIS ; elle doit être corrigée, à l'aide de  $LUT_{E+R}$ , dans les trois bandes de détection de MODIS-Aqua permettant le calcul de la LB tel que vu à la section 4.3.

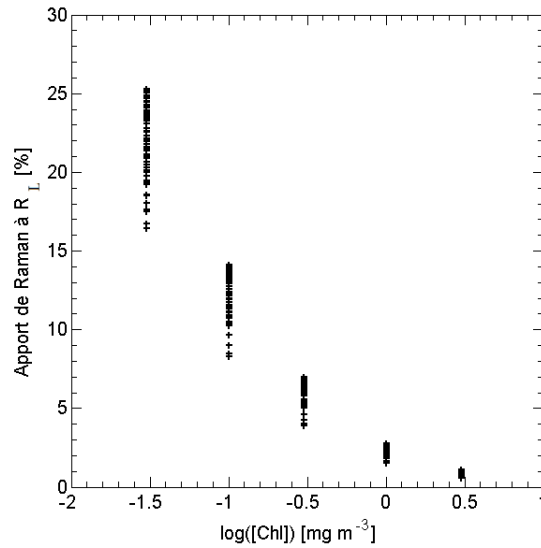


FIGURE 5.5 – Apport de la diffusion Raman à la  $R_L$  simulée à 678 nm. La verticalisation des valeurs de  $R_L$  issues des simulations avec le logiciel HL5.2, ici représentées par des croix, est due à l'intervalle de calcul employé pour les simulations (voir le tableau 4.2).

## 5.4 Extraction et normalisation des données de FCIS observées par MODIS-Aqua pour les effets de bidirectionnalité

Tel que mentionné précédemment, les données de  $L_w$  et de  $E_d$  sont extraites, grâce au logiciel SeaDAS, de 151 images satellitaires de l'océan Pacifique prises par MODIS-Aqua, puis elles sont converties en  $R_{rs}$  (équation 4.11). Au total, les effets de bidirectionnalité sont retirés de ces images pour plus de 57 millions de pixels selon le processus de normalisation proposé dans cette étude et selon celui développé par Morel *et al.* (2002) tel que décrit à la section 4.5.2, ce qui permet d'obtenir  $R_{rs,0,f}^{étude}$  et  $R_{rs,0,f}^{MAG}$  respectivement.

## 5.5 Table de correspondance avant et après modification de la méthode

Il est attendu que les facteurs de normalisation développés dans cette étude aient une dépendance angulaire plus faible que ceux employés par Morel *et al.* (2002) principalement parce que leur élaboration tient compte de la FCIS contrairement à la méthode employée actuellement qui considère uniquement les apports de la diffusion Raman et de la diffusion élastique. En effet, la contribution de la FCIS, un phénomène d'émission isotrope, dans le signal lu par MODIS-Aqua à 678 nm influence le calcul des facteurs de normalisation qui, tel qu'attendu, présentent une plus grande symétrie dans la direction azimutale que ceux utilisés par Morel *et al.* (2002) (figure 5.6). Les légères variations résiduelles dans cette direction s'expliquent par la présence de la diffusion élastique à cette longueur d'onde.

Afin d'illustrer cette plus grande symétrie, chaque facteur de normalisation contenu dans une LUT a été divisé par le facteur lui étant opposé azimutalement. Ces calculs sont présentés pour deux combinaisons d'angles zénithaux solaires et de [Chl], soit (1)  $\theta_s = 60^\circ$  et  $[\text{Chl}] = 0,1 \text{ mg m}^{-3}$  et (2)  $\theta_s = 45^\circ$  et  $[\text{Chl}] = 0,3 \text{ mg m}^{-3}$  (figure 5.7). Sur cette même figure,  $LUT_{tot}(\Delta\phi = 15^\circ)$  est comparée à  $LUT_{tot}(\Delta\phi = 165^\circ)$  et  $LUT_{tot}(\Delta\phi = 75^\circ)$  est comparée à  $LUT_{tot}(\Delta\phi = 105^\circ)$ . Le même processus est appliqué aux facteurs stockés dans  $LUT_{MAG}$ . Des résultats s'approchant de l'unité indiquent que la LUT étudiée, pour ces conditions spécifiques, est symétrique dans la direction azimutale, ce qui indique une luminance montante attendue plus isotrope.

Dans les deux scénarios, les résultats obtenus sont relativement près de l'unité (figure 5.7). Toutefois, l'observation de la différence relative entre les écarts-types de ceux-ci permet de conclure que la dispersion des résultats obtenus est en moyenne 33 % plus faible en ce qui concerne les facteurs de normalisation développés dans cette étude que la dispersion associée aux facteurs de Morel *et al.* (2002). Cela indique que les nouveaux facteurs de normalisation sont moins sujets aux effets de bidirectionnalité que ceux employés actuellement.

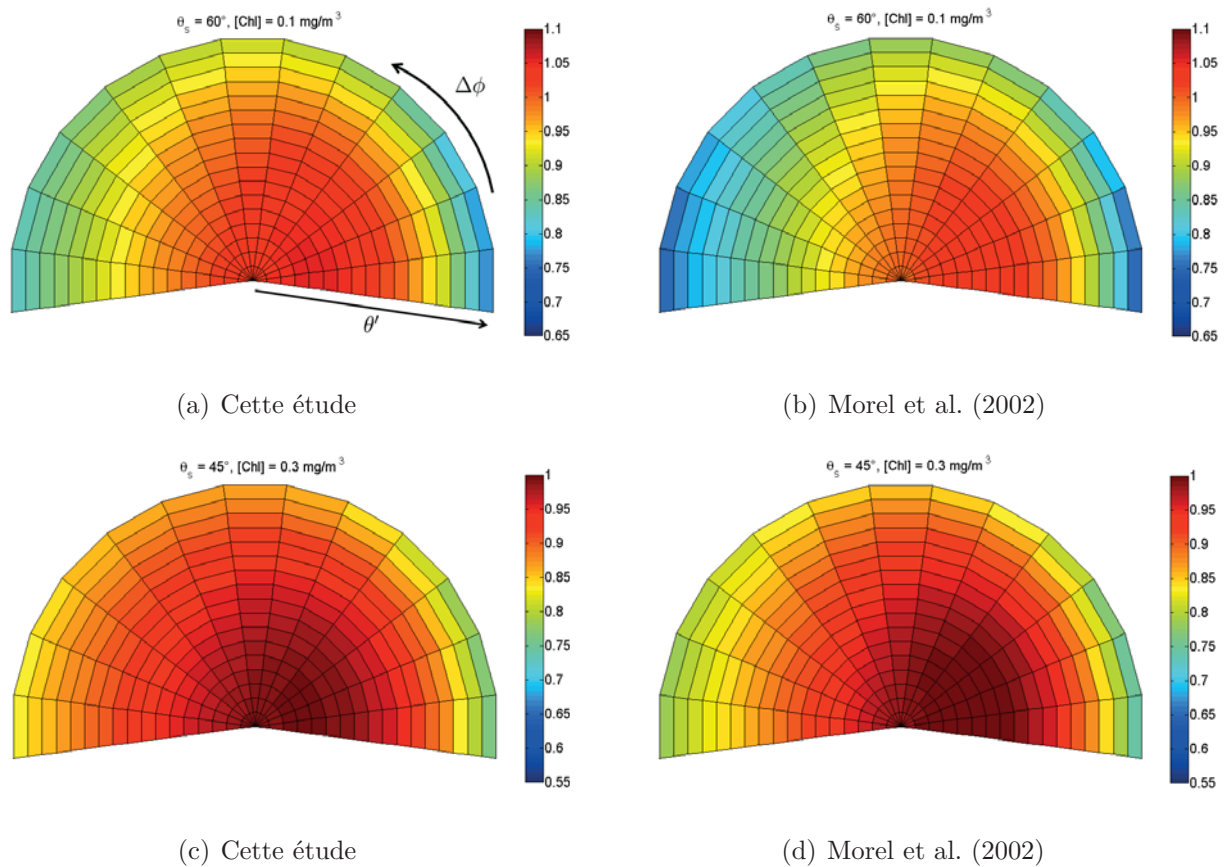


FIGURE 5.6 – Comparaison des facteurs de normalisation pour les effets de bidirectionnalité de Morel *et al.* (2002),  $LUT_{MAG}$  (voir l'équation 2.42), à ceux calculés dans cette étude,  $LUT_{tot}$  (voir l'équation 4.12), pour deux combinaisons d'angles zénithaux solaires et [Chl]. Les angles zénithaux d'observation,  $\theta'$ , sont ceux employés dans l'article de Morel *et al.* (2002) (voir la section 4.1.2) et les différences angulaires azimutales varient entre  $0^\circ$  et  $180^\circ$ , par incréments de  $15^\circ$ , dans le sens antihoraire (voir les flèches sur le panneau a).

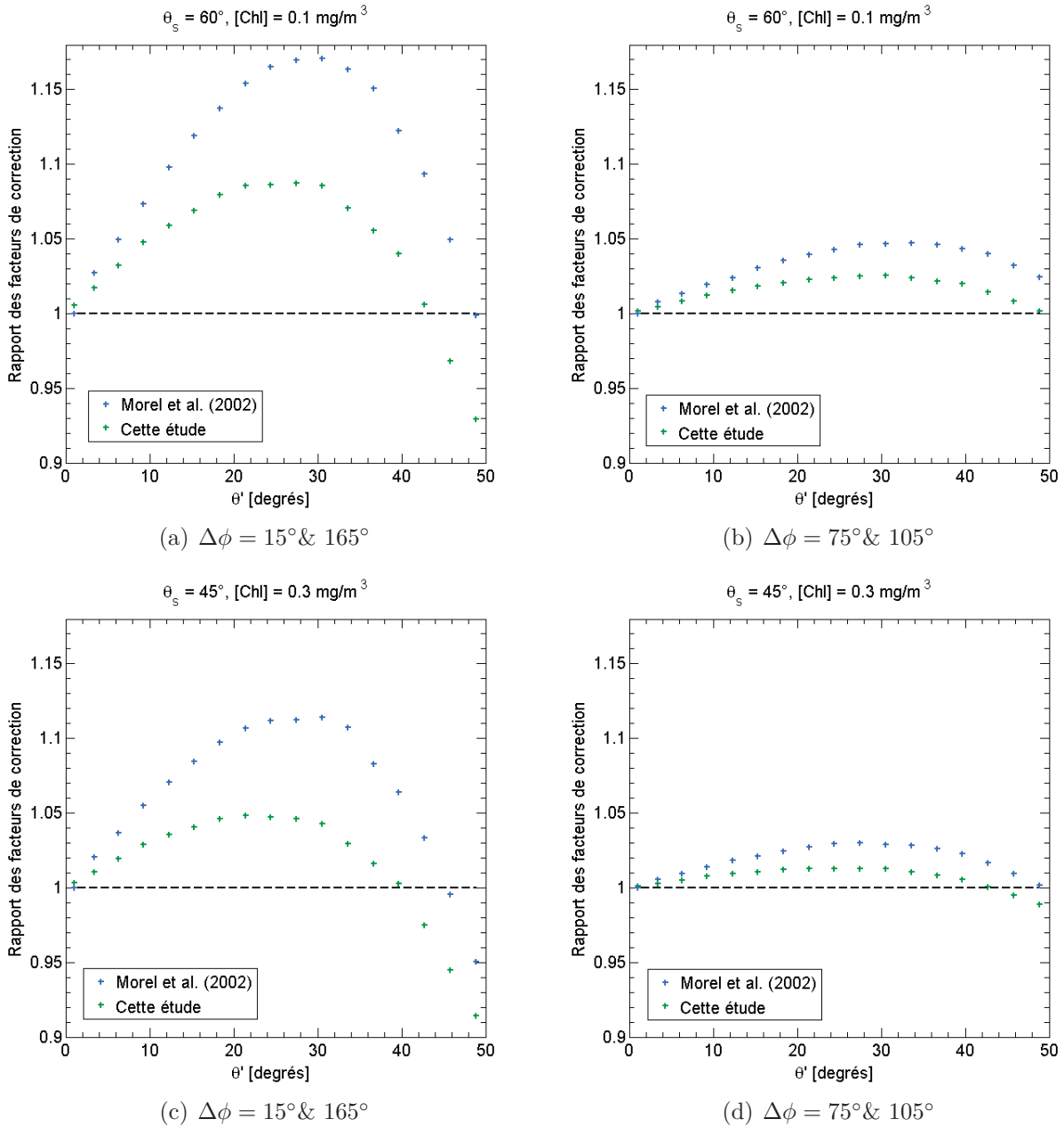


FIGURE 5.7 – Valeurs des rapports des facteurs de normalisation opposés azimutalement de Morel *et al.* (2002) et issus de cette étude en fonction d’une différence angulaire azimutale, d’un angle solaire et d’une [Chl] donnés. Les angles zénithaux d’observation,  $\theta'$ , sont ceux employés dans l’article de Morel *et al.* (2002) et énumérés à la section 4.1.2.

## 5.6 Évaluation de la dépendance bidirectionnelle des mesures MODIS-Aqua de FCIS normalisées

### 5.6.1 Analyse globale de la FCIS normalisée pour les effets de bidirectionnalité

Si les facteurs de normalisation développés dans la présente étude sont plus appropriés, il est attendu que les valeurs des mesures satellitaires normalisées avec ceux-ci soient moins dispersées que celles issues de l'application des facteurs développés par Morel *et al.* (2002).

La comparaison des réflectances de télédétection totales normalisées à 678 nm avec  $LUT_{tot}$ , soit  $R_{rs,0}^{étude}$  et  $R_{rs,0}^{MAG}$ , est effectuée pour valider cette hypothèse. La moyenne des  $R_{rs,0}^{étude}$  est de  $4,31 \times 10^{-4}$  avec un écart-type de  $9,21 \times 10^{-4}$  (figure 5.8a). La moyenne des  $R_{rs,0}^{MAG}$  est quant à elle de  $4,67 \times 10^{-4}$  avec un écart-type de  $1,07 \times 10^{-3}$ , ce qui signifie que la dispersion de ces réflectances est environ de 16 % supérieure à celle obtenue avec les nouveaux facteurs (figure 5.8a). Ensuite,  $R_{rs,0,f}^{étude}$  et  $R_{rs,0,f}^{MAG}$  sont déterminées à partir de l'application de l'algorithme de la LB à ces mêmes données (figure 5.8b, voir les équations 4.13 à 4.15). Cette seconde analyse permet de constater que l'utilisation des nouveaux facteurs de normalisation engendre des mesures de  $R_{rs,0,f}$  dont la dispersion est 10 % plus faible que celles résultant de l'application des facteurs de Morel *et al.* (2002).

### 5.6.2 Analyse des mesures de $R_{rs,0,f}$ selon la géométrie d'éclairage

Les données MODIS-Aqua de réflectances normalisées pour les effets de bidirectionnalité selon les deux scénarios,  $R_{rs,0,f}^{étude}$  et  $R_{rs,0,f}^{MAG}$ , sont ensuite moyennées en fonction de l'angle zénithal d'éclairage et analysées pour différentes [Chl] (figure 5.9a). Les moyennes ainsi que les écarts-types (non présentés sur la figure 5.9) associés à chacun des points de la figure 5.9 sont présentés plus en détail dans le tableau 5.1 pour différents intervalles d'angles zénithaux solaires. Les écarts-types expriment la variabilité des  $R_{rs,0,f}$  engendrée par l'ensemble de variations associées à l'angle du capteur et à la différence azimutale pour un intervalle d'angles zénithaux solaires donné. La moyenne présentée dans le tableau 5.1 est plutôt un indicateur de la dépendance des données MODIS-Aqua de  $R_{rs,0,f}$  à l'angle d'éclairage solaire. Ainsi, en analysant la variation des moyennes et des écarts-types associés à  $R_{rs,0,f}^{étude}$  et à  $R_{rs,0,f}^{MAG}$  pour différents intervalles d'angles zénithaux solaires, il est possible d'observer que la méthode de normalisation suggérée dans cette étude a réduit la variabilité par rapport à celle de Morel *et al.* (2002). Cela démontre que les mesures de  $R_{rs}$  obtenues de la normalisation avec les nouveaux facteurs sont moins sujettes aux variations latitudinales.

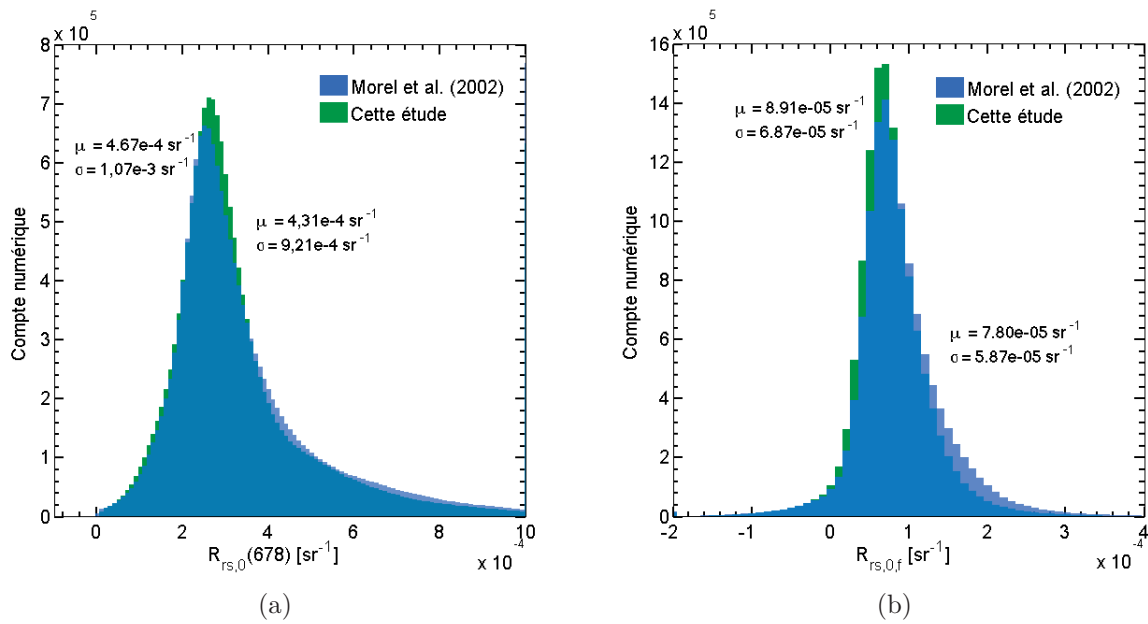


FIGURE 5.8 – Histogramme de la répartition des mesures de réflectance observées par MODIS-Aqua et normalisées pour les effets de bidirectionnalité selon la méthode développée dans cette étude et selon la méthode de Morel *et al.* (2002). En (a), les réflectances de télédétection totales normalisées à 678 nm. En (b),  $R_{rs,0,f}^{étude}$  et  $R_{rs,0,f}^{MAG}$ . Les graphiques comprennent tous les pixels pour lesquels la [Chl] se situe entre 0,1 et 10 mg m<sup>-3</sup>.



De plus, le calcul de la différence relative entre les écarts-types respectifs aux deux méthodes de normalisation permet de constater que la dispersion autour de la moyenne des mesures de  $R_{rs}$  normalisées selon la méthode présentée dans cette étude est de 0,7 % à 38,7 % plus petite que celle associée aux mesures de  $R_{rs}$  normalisées avec les facteurs de Morel *et al.* (2002). Cette différence est d'autant plus marquée à des angles zénithaux solaires plus grands, plus particulièrement à partir de 55°. Ainsi, la  $R_{rs,0,f}^{étude}$  étant significativement moins dispersée que la  $R_{rs,0,f}^{MAG}$ , cela renforce l'idée que les mesures de  $R_{rs}$  normalisées selon la nouvelle méthode présentent une moins grande dépendance bidirectionnelle moyennée sur les variations en  $\theta$  et  $\Delta\phi$  que celles résultant de l'application de la méthode de Morel *et al.* (2002).

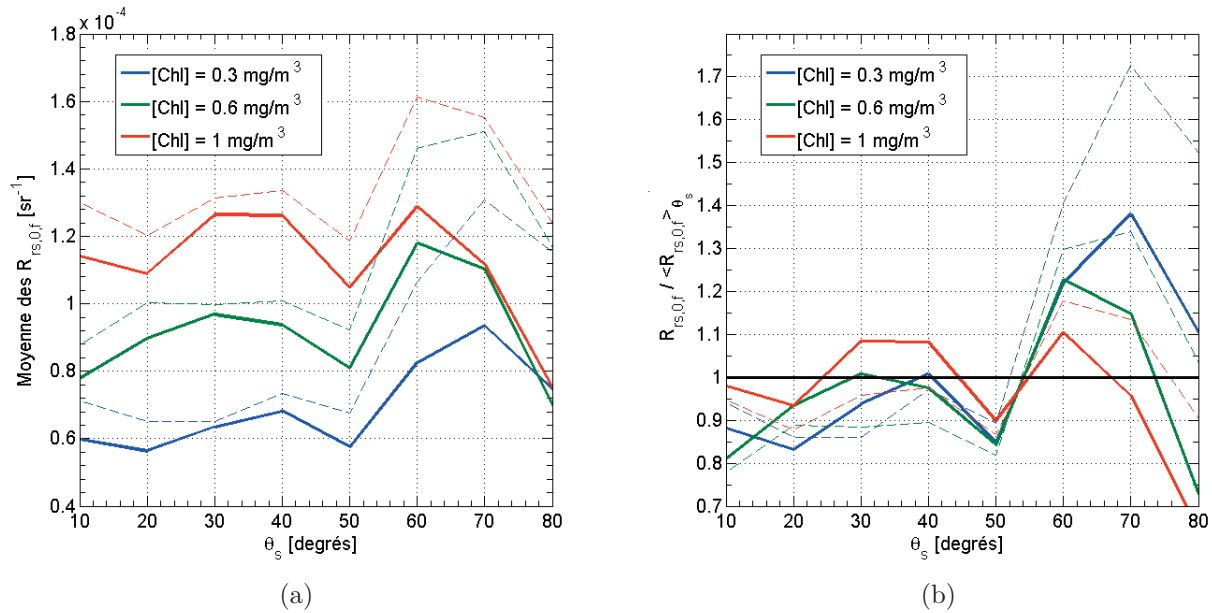


FIGURE 5.9 – Émission de  $R_{rs,0,f}$ , divisée ou non par la fluorescence moyenne attendue, en fonction de l'angle zénithal du soleil pour différentes [Chl]. En (a), l'émission de  $R_{rs,0,f}$  en fonction de l'angle zénithal du soleil pour différentes [Chl]. En (b), l'émission de  $R_{rs,0,f}$  divisée par la moyenne de la courbe en fonction de l'angle zénithal d'éclairement. Chaque point du graphique représente la moyenne des mesures comprises dans les intervalles présentés dans le tableau 5.1.

TABLEAU 5.1 – Moyennes et écarts-types des mesures de  $R_{rs,0,f}^{étude}$  et  $R_{rs,0,f}^{MAG}$  pour différents intervalles d'angles zénithaux solaires et [Chl].

$\theta$ (degrés)	[Chl] (mg m <sup>-3</sup> )	$R_{rs,0,f}^{étude}$			$R_{rs,0,f}^{MAG}$			$\frac{\sigma_{étude} - \sigma_{MAG}}{\sigma_{MAG}}$ (%)
		Pixels	$\mu_{étude}$	$\sigma_{étude}$	Pixels	$\mu_{MAG}$	$\sigma_{MAG}$	
[5°, 15°]	0,3	32778	5,98E-05	3,78E-05	32791	7,12E-05	4,45E-05	-15,1
[5°, 15°]	0,6	2917	7,78E-05	3,11E-05	2917	8,76E-05	3,51E-05	-11,3
[5°, 15°]	1,0	594	1,14E-04	5,56E-05	594	1,30E-04	6,33E-05	-12,1
[15°, 25°]	0,3	153699	5,63E-05	5,02E-05	153911	6,51E-05	5,82E-05	-13,7
[15°, 25°]	0,6	13872	8,97E-05	7,26E-05	13880	1,00E-04	8,19E-05	-11,4
[15°, 25°]	1,0	5825	1,09E-04	7,37E-05	5825	1,20E-04	8,20E-05	-10,1
[25°, 35°]	0,3	3025127	6,34E-05	5,11E-05	3025818	6,51E-05	5,23E-05	-2,3
[25°, 35°]	0,6	203700	9,68E-05	7,10E-05	203749	9,97E-05	7,21E-05	-1,6
[25°, 35°]	1,0	73060	1,26E-04	7,06E-05	73066	1,31E-04	7,10E-05	-0,7
[35°, 45°]	0,3	3241490	6,82E-05	5,44E-05	3243056	7,35E-05	5,82E-05	-6,6
[35°, 45°]	0,6	459902	9,37E-05	6,31E-05	460045	1,01E-04	6,72E-05	-6,1
[35°, 45°]	1,0	213811	1,26E-04	6,31E-05	213820	1,34E-04	6,66E-05	-5,3
[45°, 55°]	0,3	720865	5,75E-05	5,32E-05	721326	6,76E-05	6,01E-05	-11,4
[45°, 55°]	0,6	421905	8,09E-05	4,61E-05	421992	9,21E-05	5,08E-05	-9,2
[45°, 55°]	1,0	223220	1,05E-04	5,41E-05	223191	1,19E-04	5,87E-05	-7,9
[55°, 65°]	0,3	397812	8,25E-05	6,69E-05	398151	1,06E-04	8,52E-05	-21,5
[55°, 65°]	0,6	242413	1,18E-04	5,44E-05	242466	1,46E-04	6,62E-05	-17,9
[55°, 65°]	1,0	149713	1,29E-04	5,29E-05	149667	1,61E-04	6,33E-05	-16,4
[65°, 75°]	0,3	549627	9,35E-05	6,28E-05	549896	1,31E-04	8,75E-05	-28,3
[65°, 75°]	0,6	223134	1,10E-04	5,32E-05	223201	1,51E-04	7,11E-05	-25,2
[65°, 75°]	1,0	123115	1,12E-04	5,44E-05	123066	1,55E-04	7,17E-05	-24,1
[75°, 85°]	0,3	87719	7,48E-05	6,42E-05	100582	1,15E-04	1,02E-04	-36,9
[75°, 85°]	0,6	36327	6,98E-05	6,85E-05	60449	1,17E-04	9,83E-05	-30,4
[75°, 85°]	1,0	30507	7,51E-05	5,26E-05	44001	1,24E-04	8,57E-05	-38,7

### 5.6.3 Analyse des mesures de $R_{rs,0,f}$ selon la géométrie d'observation

Les mêmes types d'analyses sont à nouveau effectués sur les mesures satellitaires de  $R_{rs,0,f}$  normalisées, mais cette fois-ci considérant une dépendance à l'angle zénithal du capteur (figure 5.10a). Les moyennes ainsi que les écarts-types associés à  $R_{rs,0,f}^{étude}$  et à  $R_{rs,0,f}^{MAG}$  pour différents intervalles d'angles zénithaux solaires sont présentés plus en détail dans le tableau 5.2. À noter, les écarts-types expriment ici la variabilité des  $R_{rs,0,f}$  engendrée par l'ensemble de variations associées à l'angle zénithal solaire et à la différence azimutale alors que la moyenne est plutôt un indicateur de la dépendance des mesures de  $R_{rs,0,f}$  à l'angle du capteur.

En observant la variation des moyennes et des écarts-types associés à  $R_{rs,0,f}^{étude}$  et à  $R_{rs,0,f}^{MAG}$  pour différents intervalles d'angles zénithaux d'observation, il est possible d'observer que la méthode de normalisation suggérée dans cette étude a réduit la variabilité par rapport à celle de Morel *et al.* (2002). Cela démontre que les mesures  $R_{rs}$  obtenues de la normalisation avec les nouveaux facteurs sont moins sujettes aux variations de l'angle zénithal solaire et à la différence azimutale. En effet, le calcul de la différence relative entre les écarts-types respectifs aux deux méthodes de normalisation permet de constater que la dispersion autour de la moyenne des mesures de  $R_{rs}$  normalisées selon la méthode présentée dans cette étude est de 7,2 % à 22,4 % plus petite que celle associée aux mesures de  $R_{rs}$  normalisées avec les facteurs de Morel *et al.* (2002). Cette différence est d'autant plus marquée à des angles zénithaux solaires plus grands, plus particulièrement à partir de 55°.

L'utilisation des nouveaux facteurs de normalisation diminue donc la variabilité angulaire moyennée sur les variations en  $\theta_s$  et en  $\Delta\phi$ , des mesures de  $R_{rs,0,f}$  comparativement à la méthode employée par Morel *et al.* (2002).

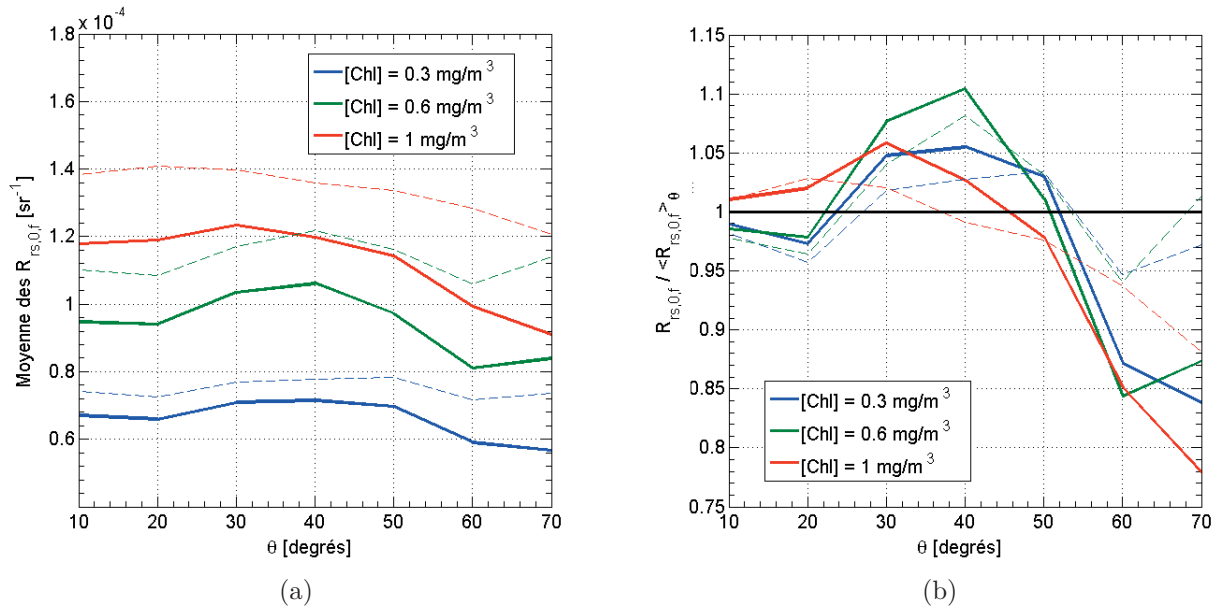


FIGURE 5.10 – Émission de  $R_{rs,0,f}$ , divisée ou non par la fluorescence moyenne attendue, en fonction de l'angle zénithal d'observation pour différentes [Chl]. En (a), l'émission de  $R_{rs,0,f}$  en fonction de l'angle zénithal d'observation pour différentes [Chl]. En (b), l'émission de  $R_{rs,0,f}$  divisée par la moyenne de la courbe en fonction de l'angle zénithal d'observation.

Chaque point du graphique représente la moyenne des mesures comprises dans les intervalles présentés dans le tableau 5.2.

TABLEAU 5.2 – Moyennes et écarts-types des mesures de  $R_{rs,0,f}^{étude}$  et  $R_{rs,0,f}^{MAG}$  pour différents intervalles d'angles zénithaux d'observation et [Chl].

$\theta$ (degrés)	[Chl] (mg m <sup>-3</sup> )	$R_{rs,0,f}^{étude}$			$R_{rs,0,f}^{MAG}$			$\frac{\sigma_{étude} - \sigma_{MAG}}{\sigma_{MAG}}$ (%)
		Pixels	$\mu_{étude}$	$\sigma_{étude}$	Pixels	$\mu_{MAG}$	$\sigma_{MAG}$	
[5°, 15°]	0,3	1305415	6,70E-05	5,33E-05	1308564	7,43E-05	6,08E-05	-12,3
[5°, 15°]	0,6	272991	9,47E-05	5,87E-05	281296	1,10E-04	6,90E-05	-15,0
[5°, 15°]	1,0	156014	1,18E-04	5,62E-05	158517	1,38E-04	6,55E-05	-14,2
[15°, 25°]	0,3	1232051	6,59E-05	5,52E-05	1236267	7,24E-05	6,34E-05	-12,8
[15°, 25°]	0,6	280842	9,40E-05	5,85E-05	288673	1,09E-04	6,74E-05	-13,1
[15°, 25°]	1,0	124165	1,19E-04	6,01E-05	124468	1,41E-04	7,02E-05	-14,5
[25°, 35°]	0,3	1196947	7,09E-05	5,40E-05	1198615	7,71E-05	6,17E-05	-12,4
[25°, 35°]	0,6	252388	1,03E-04	5,66E-05	254499	1,17E-04	6,61E-05	-14,4
[25°, 35°]	1,0	121520	1,23E-04	6,49E-05	121966	1,40E-04	7,00E-05	-7,2
[35°, 45°]	0,3	1155532	7,14E-05	5,80E-05	1158219	7,78E-05	6,69E-05	-13,3
[35°, 45°]	0,6	199395	1,06E-04	6,12E-05	200092	1,22E-04	7,19E-05	-14,9
[35°, 45°]	1,0	105476	1,20E-04	5,52E-05	106297	1,36E-04	6,27E-05	-11,8
[45°, 55°]	0,3	1274843	6,97E-05	5,67E-05	1276397	7,82E-05	6,60E-05	-14,0
[45°, 55°]	0,6	240037	9,72E-05	6,00E-05	240989	1,16E-04	7,22E-05	-16,8
[45°, 55°]	1,0	127442	1,14E-04	6,01E-05	131618	1,34E-04	7,11E-05	-15,5
[55°, 65°]	0,3	1309445	5,90E-05	5,24E-05	1310923	7,16E-05	6,38E-05	-17,9
[55°, 65°]	0,6	194057	8,10E-05	5,85E-05	197595	1,06E-04	7,54E-05	-22,4
[55°, 65°]	1,0	84951	9,93E-05	6,00E-05	87543	1,28E-04	7,46E-05	-19,6
[65°, 75°]	0,3	64354	5,67E-05	5,02E-05	64369	7,35E-05	6,26E-05	-19,8
[65°, 75°]	0,6	8000	8,39E-05	7,89E-05	8236	1,14E-04	9,98E-05	-20,9
[65°, 75°]	1,0	5805	9,09E-05	6,30E-05	5958	1,21E-04	7,80E-05	-19,3

## 5.7 Implications de l'utilisation de la nouvelle méthode de normalisation des mesures satellites de FCIS

En résumé, dans cette étude des facteurs de normalisation qui permettent la normalisation de la FCIS pour les effets de bidirectionnalité ont été développés en fonction de la [Chl]. Les mesures satellites de  $R_{rs,f}$ , une fois normalisées avec ces nouveaux facteurs, présentent une moins grande dépendance à l'angle d'éclairement ainsi qu'à la différence azimutale comparativement à celles issues de l'application de la méthode de normalisation de Morel *et al.* (2002). L'algorithme développé permet ainsi de réduire les variations systématiques sur les mesures de  $R_{rs,f}$  observées d'est en ouest tout en réduisant les variations qui leur sont associées avec l'angle d'éclairement, l'angle de visée et la différence angulaire entre ceux-ci.

À ce jour, plusieurs études ont présenté des méthodes qui permettent d'obtenir le QYF en limitant les effets optiques à travers l'utilisation d'un modèle décrivant l'émission (Babin *et al.*, 1996 ; Huot *et al.*, 2005 ; Behrenfeld *et al.*, 2009 ; Browning *et al.*, 2014). Les auteurs de ces études ont fait la supposition implicite que la correction bidirectionnelle avait été réalisée correctement ou que la dépendance à la géométrie d'observation était limitée. La nouvelle approche engendre des  $R_{rs,0,f}$ , et du même coup des QYF, dont la différence de dispersion moyenne par rapport à celle obtenue par l'application de la méthode de Morel *et al.* (2002) est de l'ordre de -15 %. Des différences significatives, de l'ordre de -22 %, sont observées à de grands angles d'observation et d'éclairement (> 55 %).

Une limitation importante de la présente étude est l'impossibilité de valider l'approche directement. Ainsi, bien que les fondements théoriques supportant celle-ci laissent supposer une meilleure estimation des mesures satellites de  $R_{rs,f}$ , la validation de la méthode de normalisation développée dans la présente étude est influencée par les effets liés aux processus de régulation du phytoplancton soumis à différents éclaircissements et aux paramètres intrinsèquement liés à la géométrie d'observation. L'approche développée dans cette étude suggère cependant que la méthode réduit la dépendance à la géométrie d'observation ce qui est attendu d'une meilleure normalisation bidirectionnelle.

# Conclusions & perspectives du projet de recherche

\*\*\*

La réflectance de télédétection des eaux océaniques est généralement anisotrope en raison de la contribution de la diffusion élastique à la luminance ascendante et de la distance d'intégration du rayonnement fluorescent à travers la colonne d'eau. Il est donc nécessaire de normaliser la réflectance de façon à simuler qu'elle provient du nadir avant de dériver les produits qui découlent de l'analyse de la couleur des océans. La méthode de normalisation des mesures satellitaires de FCIS employée actuellement par la NASA a été développée par Morel *et al.* (2002) et elle est fondée sur le cas standardisé des eaux de Cas 1. Selon celle-ci, la dépendance à la géométrie d'observation est retirée à l'aide de facteurs précalculés qui dépendent de la position relative du capteur et du soleil dans l'espace et également de la longueur d'onde ainsi que de la [Chl] dans l'eau. Ainsi, les produits provenant de différents capteurs satellitaires peuvent dès lors être comparés ou fusionnés entre eux alors qu'ils auraient autrement été incohérents.

Dans le cadre du présent projet de recherche, la méthode de normalisation des mesures de  $R_{rs,f}$  développée par Morel *et al.* (2002) a fait l'objet de plusieurs modifications ayant pour but de diminuer la dépendance bidirectionnelle des données de réflectance de télédétection qui découlent de son application.

Tout d'abord, les facteurs de normalisation développés dans cette étude tiennent compte des trois principales composantes de la luminance montante observée à 678 nm soit (1) la rétrodiffusion élastique de la lumière par les molécules d'eau et par les particules en suspension, (2) la diffusion Raman par les molécules d'eau et (3) la FCIS. De plus, ils ont été développés pour les longueurs d'onde allant jusqu'à 748 nm contrairement aux facteurs de normalisation de Morel *et al.* (2002) qui ne sont pas disponibles au-delà de 660 nm et qui ne tiennent

pas compte de la fluorescence. Ensuite, sur la base de publications récentes, la méthode de normalisation proposée dans cette étude intègre une mise à jour des IOPs du modèle de simulation, HL5.2, pour les eaux du Cas 1. Ainsi,  $a_w$  et  $b_w$  proviennent respectivement du modèle d'inversion de Zhang *et al.* (2009) et du modèle théorique de Lee *et al.* (2015). Quant à  $a_{bio}$ , il résulte de la combinaison des plus récentes séries de données d'absorption recueillies *in situ* (Bricaud *et al.*, 1998, 2004; Morel et Gentili, 2009). Toutes ces modifications permettent d'estimer de façon plus précise la contribution du phytoplancton au rayonnement émergent de la surface des océans observé à 678 nm.

Une évaluation de la méthode de normalisation présentée dans ce mémoire a été effectuée sur des images MODIS-Aqua recueillies en 2007, 2008 et 2009 dans l'océan Pacifique près de l'Équateur. Cette étape permet d'observer une réduction significative de la dispersion des mesures de  $R_{rs,f}$  normalisées avec les nouveaux facteurs par rapport à celle obtenue par l'application de la méthode de Morel *et al.* (2002) pour une [Chl] donnée. Sans pouvoir confirmer l'hypothèse soutenue initialement, en l'absence de données de validation, les résultats obtenus ainsi que les bases théoriques du projet supportent que la méthode de normalisation modifiée est plus appropriée que celle de Morel *et al.* (2002).

En perspective, il serait intéressant d'appliquer la nouvelle méthode de normalisation à l'échelle planétaire afin d'examiner si les distributions sont affectées de façon significative, en particulier en fonction de la latitude ou de la période de l'année. Aussi, une validation *in situ*, réalisée à l'aide d'une caméra hémisphérique (Voss *et al.*, 2007) à bandes étroites permettant d'isoler la réflectance associée à la FCIS, pourrait permettre de valider les résultats de cette étude.

Les mesures de  $R_{rs,f}$  par capteurs satellitaires sont une source d'informations importante sur la distribution spatio-temporelle en Chla dans la couche superficielle des océans et sur l'état physiologique du phytoplancton. Ces connaissances rendent possible le suivi à partir de l'espace de la santé des écosystèmes marins à l'échelle planétaire. L'utilisation optimale de ces ressources repose et dépend de notre habileté à interpréter ces observations correctement. Ce mémoire se veut une contribution aux efforts qui devront être mis en place pour atteindre cet objectif.



# Bibliographie

\*\*\*

- ABBOTT, M. R. et LETELIER, R. M. (1999). Chlorophyll fluorescence (modis product number 20). Algorithm theoretical basis document, College of Oceanic and Atmospheric Sciences.
- BEHRENFELD, M. J., WESTBERRY, T. K., BOSS, E. S., O'MALLEY, R. T., SIEGEL, D. A., WIGGERT, J. D., FRANZ, B. A., MCCLAIN, C. R., FELDMAN, G. C., DONEY, S. C., MOORE, J. K., DALL'OLMO, G., MILLIGAN, A. J., LIMA, I. et MAHOWALD, N. (2009). Satellite-detected fluorescence reveals global physiology of ocean phytoplankton. *Biogeosciences*, 6:779–794.
- BRICAUD, A., CLAUSTRE, H., RAS, J. et OUBELKHEIR, K. (2004). Natural variability of phytoplanktonic absorption in oceanic waters : Influence of the size structure of algal populations. *Journal of geophysical research*, 109:1–12.
- BRICAUD, A., MOREL, A., BABIN, M., ALLALI, K. et HERVÉ (1998). Variations of light absorption by suspended particles with chlorophyll a concentration in oceanic (case 1) waters : Analysis and implications for bio-optical models. *Journal of geophysical research*, 103(C13):31–44.
- BUI TEVELD, H., HAKVOORT, J. H. M. et DONZE, M. (1994). Optical properties of pure water. *Ocean Optics*, 2258(174).
- FALKOWSKI, P. G. (1994). The role of phytoplankton photosynthesis in global biogeochemical cycles. *Photosynthesis Research*, 39(3):235–258.
- FALKOWSKI, P. G. et KIEFER, D. A. (1985). Chlorophyll a fluorescence in phytoplankton : relationship to photosynthesis and biomass. *Journal of Plankton Research*, 7:715–731.
- FIELD, C. B., BEHRENFELD, M. J., RANDERSON, J. T. et FALKOWSKI, P. G. (1998). Primary production of the biosphere : integrating terrestrial and oceanic components. *Science*, 281(5374):237–240.
- GARRISON, T. (2012). *Oceanography : An invitation to marine science*. 7 édition.
- GORDON, H. R. (1979). Diffuse reflectance of the ocean : the theory of its augmentation by chlorophyll a fluorescence at 685 nm. *Applied Optics*, 18(8):1161–1166.

- GORDON, H. R. (1989). Can the lambert-beer law be applied to the diffuse attenuation coefficient of ocean water? *Limnology and Oceanography*, 34:1389–1409.
- GORDON, H. R. (1999). Contribution of raman scattering to water-leaving radiance : a reexamination. *Applied Optics*, 38(15):3166–3174.
- GORDON, H. R. (2014). Influence of raman scattering on the light field in natural waters : a simple assessment. *Optical Society of America*, 22(3):3675–3683.
- GORDON, H. R., BROWN, O. B., EVANS, R. H., W.BROWN, J., SMITH, R. C., BAKER, K. S. et CLARK, D. K. (1988). A semianalytic radiance model of ocean color. *Journal of Geophysical Research*, 93(D9):909–924.
- GORDON, H. R., BROWN, O. B. et JACOBS, M. M. (1975). Computed relationships between the inherent and apparent optical properties of a flat homogeneous ocean. *Applied Optics*, 14(2):417–427.
- GOWER, J. et BORSTAD, G. (1987). On the use of the solar-stimulated fluorescence signal from chlorophyll a for airborne and satellite mapping of phytoplankton. *Advances in Space Research*, 7(2):101–106.
- GOWER, J. et BORSTAD, G. (1990). Mapping of hytoplankton by solar-stimulated fluorescence using an imaging spectrometer. *International Journal of Remote Sensing*, 11:303–320.
- GOWER, J. F. R. (1980). Observations of in situ fluorescence of chlorophyll-a in saanich inlet. *Boundary-Layer Meteorology*, 18(3):235–245.
- GOWER, J. F. R. et BORSTAD, G. (1981). *Oceanography from Space*. Springer US, Boston, MA.
- GOWER, J. F. R., BROWN, L. et BORSTAD, G. A. (2004). Observations of chlorophyll fluorescence in west coast waters of canada using the modis satellite sensor. *Canadian Journal of Remote Sensing*, 30:17–25.
- GREGG, W. W. et CARDER, K. L. (1990). A simple spectral solar irradiance model for cloudless maritime atmospheres. *Limnology and Oceanography*, 35(8):1657–1675.
- HAMEL, C. (2012). Bidirectionnalité de la luminance de fluorescence de la chlorophylle a induite par le soleil.
- HUOT, Y. et BABIN, M. (2010). *Chlorophyll a fluorescence in aquatic sciences : Methods and applications*. Springer.
- HUOT, Y., BROWN, C. A. et CULLEN, J. J. (2005). New algorithms for modis sun-induced chlorophyll fluorescence and a comparison with present data products. *Limnology and Oceanography ; Methods*, 3:108–130.

- HUOT, Y., FRANZ, B. A. et FRADETTE, M. (2013). Estimating variability in the quantum yield of sun-induced chlorophyll fluorescence : A global analysis of oceanic waters. *Remote Sensing of the Environment*, 132:238–253.
- J. L. MUELLER, A. M., FROUIN, R., DAVIS, C., ARNONE, R., CARDER, K., LEE, Z., STEWARD, R., HOOKER, S., MOBLEY, C. D., MCLEAN, S., HOLBEN, B., MILLER, M., PIETRAS, C., KNOBELSPIESSE, K. D., FARGION, G. S., PORTER, J. et VOSS, K. (2003). Ocean optics protocols for satellite ocean color sensor validation, revision 4, volume iii : Radiometric measurements and data analysis protocols. Rapport technique, National Aeronautical and Space administration.
- J. PETZOLD, T. (1972). Volume scattering functions for selected ocean waters. Rapport technique, University of California.
- KIEFER, D. A., CHAMBERLIN, W. S. et BOOTH, C. R. (1989). Natural fluorescence of chlorophyll a : relationship to photosynthesis and chlorophyll concentration in the western south pacific gyre. *Limnology and Oceanography*, 34:868–881.
- KIRK, J. T. O. (2011). *Light and Photosynthesis in Aquatic Ecosystems*. Cambridge University Press, 3rd edition édition.
- KISHINO, M., SHIGEHICO, S. et OKAMI, N. (1984). Influence of fluorescence of chlorophyll a on underwater upward irradiance spectrum. *La mer*, 22:224–232.
- LEE, Z., HU, C., SHANG, S., DU, K., LEWIS, M., ARNONE, R. et BREWIN, R. (2013). Penetration of uv-visible solar radiation in the global oceans : Insights from ocean color remote sensing. *Journal of Geophysical Research : Oceans*, 118:4241–4255.
- LEE, Z., WEI, J., VOSS, K., LEWIS, M., BRICAUD, A. et HUOT, Y. (2015). Hyperspectral absorption coefficient of "pure" seawater in the range of 350–550 nm inverted from remote sensing reflectance. *Applied Optics*, 54(3):546–558.
- LETELIER, R. M. et ABBOTT, M. R. (1996). An analysis of chlorophyll fluorescence algorithms for the moderate resolution imaging spectrometer (modis). *Remote Sensing of the Environment*, 58:215–223.
- MOBLEY, C. (2001). *Radiative Transfer in the Ocean*. Academic Press. Encyclopedia of Ocean Sciences.
- MOBLEY, C., STRAMSKI, D., BISSET, W. P. et BOSS, E. (2004). Optical modeling of ocean waters : Is the case-1 case-2 still useful? *Oceanography*, 17(2):60–67.
- MOBLEY, C. D. (1994). *Light and water : Radiative transfer in natural waters*. Academic Press.
- MOBLEY, C. D. et SUNDMAN, L. (2013a). Hydrolight 5.2 - ecolight 5.2 technical documentation. Rapport technique, Sequoia Scientific, Inc.

- MOBLEY, C. D. et SUNDMAN, L. (2013b). Hydrolight 5.2 - ecolight 5.2 users' guide. Rapport technique, Sequoia Scientific, Inc.
- MOREL, A. (1968). Note au sujet des constantes de diffusion de la lumière pour l'eau et l'eau de mer optiquement pure. Rapport technique, Université de Paris.
- MOREL, A. (1974). Optical properties of pure water and pure sea water. Rapport technique, Université de Paris.
- MOREL, A. (1988). Optical modeling of the upper ocean in relation to its biogenous matter content (case 1 water). *Journal of Geophysical Research*, 93(C9):749–768.
- MOREL, A., ANTOINE, D. et GENTILI, B. (2002). Bidirectional reflectance of oceanic waters : Accounting for raman emission and varying particle scattering phase function. *Applied Optics*, 41(20):6289–6306.
- MOREL, A. et GENTILI, B. (1991). Diffuse reflectance of oceanic waters : its dependence on sun angle as influence byt the molecular scattering contribution. *Applied Optics*, 30(30): 4427–4438.
- MOREL, A. et GENTILI, B. (1993). Diffuse reflectance of oceanic waters - ii bidirectional aspects. *Applied Optics*, 32(33):6864–6879.
- MOREL, A. et GENTILI, B. (1996). Diffuse reflectance of oceanic waters - iii. implication of bidirectionality for the remote-sensing problem. *Applied Opt*, 35(24):4850–4862.
- MOREL, A. et GENTILI, B. (2009). A simple band ratio technique to quantify the colored dissolved and detrital organic material from ocean color remotely sensed data. *Remote Sensing of Environement*, 113:998–1011.
- MOREL, A. et GORDON, H. R. (1983). *Remote assessment of ocean color for interpretation of satellite visible imagery - A review*, volume 4 de *Lecture Notes on Coastal and Estuarine Studies Series*. American Geophysical Union.
- MOREL, A. et MARITORENA, S. (2001). Bio-optical properties of oceanic waters : A reappraisal. *Journal of Geophysical Research*, 106(C4):7163–7180.
- MOREL, A. et PRIEUR, L. (1977). Analysis of variations in ocean color. *Limnology and Oceanography*, 22(4):709–722.
- NEVILLE, R. A. et GOWER, J. F. R. (1977). Passive remote sensing of phytoplankton via chlorophyll a fluorescence. *Journal of Geophysical Research*, 82(24):3487–3493.
- POPE, R. M. et FRY, E. S. (1997). Absorption spectrum (380-700 nm) of pure water. ii. integrating cavity measurements. *Applied Optics*, 36(33):8710–8723.
- SEGELSTEIN, D. J. (1981). *The complex refractive index of water*. Thesis (m.s.), University of Missouri, Kansas City.

- SMITH, R. C. et BAKER, K. S. (1981). Optical properties of the clearest natural waters (200–800 nm). *Applied Optics*, 20(2):177–184.
- STRAMSKI, D. et SEDLAK, M. (1994). Application of dynamic light-scattering to the study of small marine particles. *Applied Optics*, 33:4825–4834.
- TOPLISS, B. et PLATT, T. (1986). Passive fluorescence and photosynthesis in the ocean : implications for remote sensing. *Deep-Sea Research*, 33(7):849–864.
- TYLER, J. et SMITH, R. (1967). Spectroradiometric characteristics of natural light under water. *Journal of optical society of America*, 57(5):595–598.
- VOSS, K. J., MOREL, A. et ANTOINE, D. (2007). Detailed validation of the bidirectional effect in various case 1 waters for application to ocean color imagery. *Biogeosciences*, 4:781–789.
- WESTBERRY, T. et SIEGEL, D. (2003). Phytoplankton natural fluorescence variability in the sargasso sea. *Deep-Sea Research*, 50:417–434.
- ZHANG, X. et HU, L. (2009). Estimating scattering of pure water from density fluctuation of the refractive index. *Optics Express*, 17(3):1671–1678.
- ZHANG, X., HUAND, L. et HE, M.-X. (2009). Scattering by pure seawater : Effect of salinity. *Optics Express*, 17(7):5698–5710.



# Annexes

\*\*\*

## A.1 Démonstration mathématique de l'équivalence des facteurs de normalisation de Morel *et al.* (2002) et développés dans cette étude

La luminance montante sous la surface de l'eau normalisée pour les effets de bidirectionnalité,  $L_{u,0}$ , peut être décrite par

$$L_{u,0} = L_u \left( \frac{L_{u,0}}{L_u} \right) \quad (\text{A.1})$$

Sachant que  $Q = E_u/L_u$ , l'équation A.1 peut être reformulée par

$$L_{u,0} = L_u \left( \frac{E_{u,0}}{E_u} \right) \left( \frac{Q}{Q_0} \right), \quad (\text{A.2})$$

ou encore, en substituant  $E_u$  sachant que la réflectance d'éclairement,  $R$ , est égale à la fraction de  $E_u$  sur  $E_d$ , ce qui donne

$$L_{u,0} = L_u \left( \frac{R_0}{R} \right) \left( \frac{E_{d,0}}{E_d} \right) \left( \frac{Q}{Q_0} \right). \quad (\text{A.3})$$

L'approximation de Gordon *et al.* (1975) stipule que

$$R \approx f \frac{b_b}{a}. \quad (\text{A.4})$$

Ainsi,

$$L_{u,0} = L_u \left( \frac{f_0}{f} \right) \left( \frac{E_{d,0}}{E_d} \right) \left( \frac{Q}{Q_0} \right). \quad (\text{A.5})$$

Cette équation peut être reformulée pour obtenir

$$\left( \frac{L_{u,0}}{L_u} \right) \left( \frac{E_d}{E_{d,0}} \right) = \frac{R_{L,0}}{R_L} = \left( \frac{f_0}{f} \right) \left( \frac{Q}{Q_0} \right). \quad (\text{A.6})$$

## A.2 Facteur de Raman

Le facteur de Raman (RF, de l'anglais *Raman Factor*), tel que calculé par Lee et al. (2013), est basé sur un modèle empirique qui s'appuie exclusivement sur l'observation de la  $R_{rs}$  à deux longueurs d'onde, soit celles correspondant au bleu (440 nm) et au vert (550 nm). Il permet de déterminer l'apport de la diffusion Raman à la  $R_{rs}$  en terme de réflectance de télédétection et il est défini par

$$\text{RF}(\lambda) = \alpha(\lambda) \left( \frac{R_{rs}(440)}{R_{rs}(550)} \right) + \beta_1(\lambda) (R_{rs}(550))^{\beta_2(\lambda)}. \quad (\text{A.7})$$

La réflectance de télédétection associée à la diffusion élastique étant obtenue par

$$R_{rs,E} = \frac{R_{rs}}{1 + \text{RF}}, \quad (\text{A.8})$$

il est possible de déduire  $R_{rs,R}$  par

$$R_{rs,R} = R_{rs} - R_{rs,E}. \quad (\text{A.9})$$



### A.3 Valeurs actualisées des coefficients d'absorption des composantes de l'eau de mer

TABLEAU A.1 – Valeurs actualisées des coefficients d'absorption des composantes de l'eau de mer en fonction de la longueur d'onde pour une [Chl] de  $1 \text{ mg m}^{-3}$

$\lambda$ (nm)	$a_{det}$ ( $\text{m}^{-1}$ )	$a_{\phi}$ ( $\text{m}^{-1}$ )	$a_y$ ( $\text{m}^{-1}$ )	$a_{bio}$ ( $\text{m}^{-1}$ )
400	0,0193	0,0406	0,0650	0,1249
410	0,0180	0,0490	0,0591	0,1260
420	0,0166	0,0560	0,0537	0,1263
430	0,0154	0,0617	0,0487	0,1258
440	0,0142	0,0666	0,0443	0,1251
450	0,0129	0,0626	0,0402	0,1158
460	0,0117	0,0602	0,0366	0,1085
470	0,0106	0,0583	0,0332	0,1021
480	0,0097	0,0529	0,0302	0,0928
490	0,0088	0,0473	0,0274	0,0835
500	0,0078	0,0391	0,0249	0,0718
510	0,0070	0,0297	0,0226	0,0593
520	0,0063	0,0231	0,0206	0,0500
530	0,0057	0,0184	0,0187	0,0428
540	0,0052	0,0148	0,0170	0,0370
550	0,0048	0,0116	0,0154	0,0318
560	0,0044	0,0085	0,0140	0,0269
570	0,0041	0,0068	0,0127	0,0236
580	0,0037	0,0066	0,0116	0,0219
590	0,0036	0,0073	0,0105	0,0213
600	0,0033	0,0071	0,0095	0,0199
620	0,0029	0,0076	0,0079	0,0183
630	0,0027	0,0083	0,0072	0,0181
640	0,0026	0,0094	0,0065	0,0185
650	0,0025	0,0098	0,0059	0,0182
660	0,0025	0,0121	0,0054	0,0200
670	0,0025	0,0227	0,0049	0,0301
680	0,0022	0,0240	0,0044	0,0306
690	0,0018	0,0095	0,0040	0,0154
700	0,0015	0,0020	0,0037	0,0071

Composé en *Computer Modern-Super* (CM-S),  
une police de caractères créée par Donald Knuth

---

Achévé le 19 décembre 2016