

## Étude et simulation de la lumière de scintillation produite et se propageant dans une chambre à dérive double-phase à argon liquide, dans le contexte du projet DUNE

Anne Chappuis

## ▶ To cite this version:

Anne Chappuis. Étude et simulation de la lumière de scintillation produite et se propageant dans une chambre à dérive double-phase à argon liquide, dans le contexte du projet DUNE. Physique Nucléaire Théorique [nucl-th]. Université Grenoble Alpes, 2018. Français. NNT: 2018GREAY068. tel-02146587

## HAL Id: tel-02146587 https://theses.hal.science/tel-02146587

Submitted on 4 Jun 2019

**HAL** is a multi-disciplinary open access archive for the deposit and dissemination of scientific research documents, whether they are published or not. The documents may come from teaching and research institutions in France or abroad, or from public or private research centers. L'archive ouverte pluridisciplinaire **HAL**, est destinée au dépôt et à la diffusion de documents scientifiques de niveau recherche, publiés ou non, émanant des établissements d'enseignement et de recherche français ou étrangers, des laboratoires publics ou privés.

# Communauté UNIVERSITÉ Grenoble Alpes

# THÈSE

Pour obtenir le grade de

# DOCTEUR DE LA COMMUNAUTÉ UNIVERSITÉ GRENOBLE ALPES

Spécialité : Physique Subatomique et Astroparticules

Arrêté ministériel : 25 Mai 2016

Présentée par

Anne CHAPPUIS

Thèse dirigée par Isabelle De Bonis

Préparée au sein du Laboratoire d'Annecy de Physique des Particules et de l'École doctorale de physique de Grenoble

## Étude et simulation de la lumière de scintillation produite et se propageant dans une chambre à dérive double-phase à argon liquide, dans le contexte du projet DUNE

Thèse soutenue publiquement le **19 octobre 2018**, devant le jury composé de :

### Jaime DAWSON

Chargée de Recherche, APC - Paris, Examinatrice **Inés GIL-BOTELLA** Professeur, CIEMAT - Madrid, Rapporteure **Anselmo MEREGAGLIA** Chargé de Recherche, CENBG - Bordeaux, Rapporteur **Edwige TOURNEFIER** Directrice de Recherche, LAPP - Annecy, Présidente



# Remerciements

On dit souvent qu'un manuscrit de thèse est le condensé d'un long travail personnel. J'ai pu, au cours de ces trois années, me rendre compte que cette idée était fausse, et que cette aventure, bien que personnelle, n'aurait jamais pu avoir lieu sans le travail, le concours, et le soutien de nombreuses personnes. Au moment de terminer ce manuscrit, et de clore cet important chapitre de ma vie, il m'est impossible de ne pas remercier tous ceux et toutes celles sans qui ce manuscrit et le travail qu'il décrit n'auraient jamais vu le jour.

En premier lieu, je souhaite remercier ma directrice de thèse, Isabelle De Bonis, sans qui cette thèse n'aurait pas été possible. Merci pour ton accompagnement, ton soutien, tes conseils et tout ce que tu m'as transmis, dans un contexte qui n'a pas toujours été facile. Ton exigence et ta rigueur m'ont poussée à donner le meilleur de moi-même. Merci également pour les très nombreuses discussions que nous avons eues en dehors de la physique, qui ont toujours été très enrichissantes. Je remercie également Dominique Duchesneau, le responsable de l'équipe neutrino du LAPP, avec qui j'ai débuté cette longue aventure lors ma dernière année de licence, par un tout premier stage réalisé sous sa direction. Merci pour m'avoir fait découvrir la physique des neutrinos, et la physique des particules en général. Merci pour ta patience, ta pédagogie, ton éternel optimisme, ainsi que pour la confiance et le soutien que tu m'as accordés.

Je tiens à remercier ensuite les membres de mon jury de thèse pour avoir accepté d'en faire partie. Merci à Anselmo Meregaglia pour avoir tout de suite accepté d'être rapporteur de ma thèse, et de relire et commenter ce manuscrit. Merci à Inés Gil-Botella, pour avoir également accepté d'être rapporteure, et pour avoir suivi mon travail tout au long de ma thèse, en particulier cette dernière année. Tes questions et nos discussions, pendant la soutenance mais également au cours des réunions de travail et d'analyse auxquelles nous avons participé, m'ont aidée à avancer et à perfectionner mon travail. Merci à Jaime Dawson pour avoir accepté d'être examinatrice, et merci à Edwige Tournefier pour avoir présidé ce jury de thèse.

Je remercie l'ensemble du LAPP pour m'avoir accueillie pendant ces trois années, dans ce cadre magnifique qu'est Annecy. Je remercie tout le personnel administratif, en particulier Brigitte pour m'avoir souvent aidée avec les ordres et frais de missions, ainsi que Myriam pour avoir veillé sur moi. Je remercie chaleureusement tous les membres du groupe Neutrino. Merci à Laura pour m'avoir accompagnée et guidée dans DUNE, et pour m'avoir toujours rassurée avant un certain nombre de présentations. Merci à Viktoriya, avec qui j'ai partagé mon bureau cette dernière année, et qui a toujours veillé à l'approvisionner en thé, M&M's et chocolat! Merci à Pablo, Henri et Jean pour les nombreuses questions et discussions lors des réunions de groupe, qui m'ont appris à prendre du recul sur mon travail et à élargir mes connaissances. Merci également aux différents post-doctorants que j'ai côtoyé au sein de ce groupe et au cours de ces trois années, Wassila, Alberto, Alessandro, pour avoir fait vivre ce groupe.

Je remercie les différents membres des collaborations WA105/ProtoDUNE-DP et DUNE avec lesquels j'ai travaillé au cours de cette thèse. En particulier, je remercie une nouvelle fois Inés Gil-Botella

de CIEMAT pour sa bienveillance et son expertise. Je remercie Chiara et José, avec qui j'ai eu la joie de travailler et à qui je souhaite le meilleur pour la suite! Je souhaite aussi remercier Elisabetta Pennacchio de l'IPNL pour sa gentillesse et son aide précieuse pour résoudre différents problèmes d'espace et de CPU sur mon compte informatique au CCIN2P3 de Lyon.

Je voudrais aussi mentionner David Maurin du LPSC, que je remercie pour le soutien moral et les conseils qu'il m'a prodigués tout au long de ceux trois ans, ainsi que pour avoir particulièrement aidé l'un de mes proches à terminer sa thèse.

Je remercie également les amis du laboratoire (LAPP et LAPTh) avec qui j'ai partagé une grande partie de mes repas dans notre inoubliable (et inestimable!) Restaurant Universitaire. Merci, donc, aux doctorants actuels, Jordan, Dimitri, Marc et Florian, à qui je souhaite le meilleur pour la suite de leur thèse, ainsi qu'aux anciens, Luis, Vincent, Léo, Yoann, Mathieu(s). Merci en particulier à Thibaud, avec qui j'ai partagé un bureau pendant deux ans, pour tous les fous rires, pour toutes ces discussions sur *The Witcher* (et pour le jeu!), les *let's play* de Bob, *Doctor Who* et bien d'autres sujets, ainsi que pour l'idée géniale du canapé et de l'îlot central. Merci à Alix pour nos énervements twitteresques et pour les *Floppy* qui ont été à deux doigts de m'étouffer. Merci du fond du cœur à Méril pour m'avoir ramassée à la petite cuillère à chaque fois qu'il l'a fallu, et pour avoir courageusement combattu les araignées pour moi. Merci à vous deux pour toutes nos discussions plus ou moins sérieuses (ça nous arrive parfois), et pour m'avoir tant soutenue pendant cette troisième année.

Merci à Florian (alias « la gazelle »), Sandy (alias « le panda-raptor ») et Jordan (alias « l'okapi ») avec qui j'ai traversé les affres et épreuves de la thèse et du Master PSA (Full Metal PSA!). Merci pour ces *escape games* (plus ou moins) réussies, ces fou-rires sans fin, et ces soirées mémorables au K-fée des Jeux de Grenoble. Nous avons démarré cette aventure ensemble en M1 il y a cinq ans, et je n'aurai jamais pu la réussir sans vous.

Merci à Mag, Julie, Cyrine, et William pour votre amitié indéfectible depuis notre L2-PMM. Merci pour ces *Mang'Azur*, pour ces nuits *Seigneur des Anneaux*, pour ces soirées Nutella & *Supernatural*, pour les *GCCS*, pour les surnoms (que je n'oserais rappeler ici!) gravés à jamais dans nos verres en plastiques, et pour tous ces souvenirs bien trop nombreux pour être tous cités. Mag, merci pour toutes les sessions d'écriture, et ces projets qui n'arriveront certainement jamais à terme mais qui trottent en permanence dans ma tête ! Merci à vous quatre pour m'avoir accompagnée tout au long de cette thèse, depuis le premier jour et jusqu'au jour de ma soutenance, malgré la distance géographique. C'est une chance inestimable d'être à vos côtés depuis sept (SEPT !) ans.

Merci à Maxime pour m'avoir aidé dans tous les moments difficiles, avant comme pendant cette thèse. Tu as toujours été là pour moi depuis plus de dix ans, depuis ce jour où le hasard des places imposées en cours d'histoire-géographie nous a mis l'un à côté de l'autre, et a mené à l'une de mes plus belles amitiés. Ta présence le jour de ma soutenance, malgré les hauts et les bas que nous avons eus, est mon plus beau cadeau.

Merci à Thomas (mu!) pour avoir été à mes côtés pendant ces trois ans. Merci pour ton amour, ton soutien indéfectible. Merci pour tout ce que tu as fait et continue de faire pour moi, même quand cela implique de répondre au téléphone à 3h du matin. Nous avons vécu, affronté, et surmonté toutes ces difficultés ensemble. Je suis fière de nos deux thèses, et je suis fière de ce que nous avons accompli.

Merci, enfin, à mes parents. Aucun mot ne peut décrire tout l'amour que j'ai pour vous, ni tout ce que vous m'avez apporté. Vous avez fait de moi celle que je suis aujourd'hui. Merci d'avoir toujours cru en moi et en mon travail, même quand moi-même je n'y croyais plus. Merci pour avoir toujours été derrière moi malgré les obstacles, et pour m'avoir portée si loin, car rien n'aurait été possible sans vous. J'espère que vous êtes fiers de mon travail. Merci pour tout.

# Table des matières

#### Introduction 1 Introduction à la physique des neutrinos 1.1La physique des neutrinos : un siècle de découvertes 1.2Neutrinos et interaction faible dans le Modèle Standard 1.2.1Oscillations des neutrinos 1.31.3.1Mélange de neutrinos 1.3.21.3.3Oscillations dans la matière 12Connaissances actuelles des paramètres d'oscillations 1.4 131.4.1Les différents types d'expériences et leurs caractéristiques . . . . . . . . . . . . . 141.4.2Mesures de $\Delta m_{21}^2$ et $\theta_{12}$ : neutrinos solaires et issus de réacteurs . . . . . . 151.4.3Mesures de $\Delta m_{32}^2$ et $\theta_{23}$ : neutrinos atmosphériques et issus d'accélérateurs . . 16201.4.4 Mesure de $\theta_{13}$ : neutrinos issus de réacteurs et d'accélérateurs . . . . . . . . . Enjeux des futures expériences d'oscillations de neutrinos 221.5Existence d'une $4^{eme}$ famille de neutrinos 1.5.122Hiérarchie de masse des neutrinos 1.5.2231.5.3251.5.4De l'intérêt d'une nouvelle génération d'expériences d'oscillations . . . . . . 26DUNE et la nouvelle génération d'expériences d'oscillations $\mathbf{27}$ $\mathbf{2}$ 2.1282.1.1Production d'un faisceau de neutrinos 282.1.2Détecteurs proches 29292.1.3Détecteurs lointains Le projet DUNE et ses prototypes ProtoDUNEs 2.230 2.2.1Caractéristiques du faisceau de neutrinos 30 2.2.231Les prototypes ProtoDUNEs au CERN ..... 2.2.332 2.3Détermination des paramètres d'oscillations 352.3.136Détermination de la hiérarchie de masse des neutrinos 2.3.239 2.3.341 432.4.1Désintégration du proton 44 242 Neutrinos produits par l'explosion de supernovas 45

1

3

3

5

5

8

8

9

	4.1.4	routi	HOD F	Jouun	o pur	ronp	10010	on do c	upern		•	•	• •	•	• •	• •	•	• •	• •	•••	10
2.5	Contin	uité et	com	olément	tarité	avec	les	autres	expér	riences											47

		2.5.1	Le projet Hyper-Kamiokande	47
		2.5.2	Complémentarité des projets DUNE et Hyper-Kamiokande	48
3	Pro	toDU	NE-DP : la technologie double-phase	53
	3.1	Princi	ipe d'une LArTPC double-phase	53
		3.1.1	Principe de détection	54
		3.1.2	Fonctionnement et principaux composants d'une LArTPC double-phase	55
		3.1.3	Trajectographie et Calorimétrie dans une LArTPC	55
		3.1.4	Avantages de la technologie double-phase	56
	3.2	Proto	DUNE-DP : le dispositif expérimental	57
		3.2.1	Principales caractéristiques de ProtoDUNE-DP	58
		3.2.2	Système de collection de charges	59
		3.2.3	Système de détection des photons	62
	3.3	Le pré	é-prototype double-phase $3 \times 1 \times 1 \text{ m}^3$	66
		3.3.1	Description du détecteur	66
		3.3.2	Détecteurs de muons et systèmes de déclenchement	69
1	Pro	ductio	n et propagation de la lumière dans ProtoDUNE-DP	71
-	4 1	Proce	ssus de scintillation dans l'argon liquide (signal S1)	71
	1.1	4 1 1	Description générale du processus de scintillation	71
		4 1 2	Simulation du processus de scintillation	74
	4.2	Electr	columinescence dans l'argon gazeux (signal S2)	78
	1.2	4 2 1	Production de photons dans l'argon gazeux	78
		4.2.2	Simulation du signal lumineux produit dans l'argon gazeux	79
	4.3	Propa	gation de la lumière dans l'argon liquide	81
	_	4.3.1	Processus mis en jeu lors de la propagation des photons	81
		4.3.2	Composants de ProtoDUNE-DP affectant la propagation des photons	85
		4.3.3	De la nécessité d'utiliser des cartes de lumière	91
-	<b>D</b>	J	a de contes de lumière - com Duct-DUNE DD	0.9
Э	<b>Pro</b> 5 1	Dringi	ine des cartes de lumière et procédure de génération	93 02
	5.2	Dropr	iétés entiques des photons et de l'argon	95
	0.2	5.9.1	Caractéristiques des photons VIIV et visibles	95
		5.2.1	Propriétés du TPB	95 05
		5.2.2	Paramètres relatifs à la propagation des photons dans l'argon liquide	95
	53	Défini	tion des vorels et du nombre de photons générés	90
	0.0	531	Définition des vorels	96
		532	Utilisation des aves de symétrie de ProtoDUNE-DP	97
		533	Optimisation de $N_{\rm e}$	98
	5.4	Const	ruction des cartes S1 de lumière de ProtoDUNE-DP	99
	0.1	5.4.1	Visibilité $w_0$ : probabilité d'atteindre les PMTs	99
		5.4.2	Paramétrisation de la distribution du temps de parcours	100
		5.4.3	Interpolation des paramètres entre les centres des <i>vorels</i>	110
		5.4.4	Possibilité de paramétrisation des cartes	112
	5.5	Utilise	ation des cartes pour simuler le signal lumineux	113
	2.0	5.5.1	Méthode générale	114
		5.5.2	Exemples de simulation complète	115

6	Étu	ude de la propagation de la lumière dans ProtoDUN	IE-DP	121
	6.1	Absorption des photons par les éléments du détecteur .		122
		6.1.1 Absorption par la cathode, son support, et la grill	$e de masse \ldots \ldots \ldots$	122
		6.1.2 Design alternatif et photons ré-émis par le TPB .		126
	6.2	Impact de la diffusion Rayleigh sur la propagation des ph	otons	129
		6.2.1 Impact sur la distance parcourue par les photons	lans le détecteur	129
		6.2.2 Impact de la diffusion Rayleigh sur l'atténuation	4 <sub>CGG</sub>	130
		6.2.3 Dépendance de $A_{CGG}$ au point d'émission des pho	tons	131
	6.3	Absorption des photons par l'argon liquide		132
		6.3.1 Impact sur la distance parcourue par les photons	dans le détecteur	132
		6.3.2 Impact sur la distribution du temps de parcours d	es photons	133
		6.3.3 Paramétrisation du processus d'absorption dans l'	argon liquide	134
		6.3.4 Atténuation du signal lumineux due à l'absorption	dans l'argon liquide	136
	6.4	Étude du positionnement des photomultiplicateurs		138
		6.4.1 Impact sur la quantité de photons collectés		138
		6.4.2 Dépendance de cet impact au point d'émission des	photons	140
	6.5	Conclusion	• • • • • • • • • • • • • • • • • • • •	143
7	Cor	mparaisons avec les données du pré-prototype $3 \times 1$	$1  imes 1 m^3$	145
	7.1	Simulation du signal lumineux dans le pré-prototype		145
		7.1.1 Implémentation de la géométrie du pré-prototype	dans $LightSim$	146
		7.1.2 Production de cartes de lumière pour le pré-proto	type $3 \times 1 \times 1 \text{ m}^3$	148
		7.1.3 Simulation de la réponse des photomultiplicateurs		155
	7.2	Comparaisons avec les données de lumière du pré-prototy	pe	160
		7.2.1 Description des données disponibles		160
		7.2.2 Etude du signal S1 en l'absence de champ de déri	7e	162
		7.2.3 Etude de l'amplitude du signal S1 en fonction du	champ de dérive	170
Co	onclu	usion		174
Α	Mes	esures des sections efficaces d'interactions des neutri	nos	177
	A.1	Interactions neutrino-nucléon (0.1 GeV - 300 GeV)		177
	A.2	2 Logiciels de simulation Monte Carlo		179
	A.3	B Mesures récentes des sections efficaces d'interactions		180
-				105
в	Aut	itres enjeux des futures expériences de neutrinos		185
	В.1	Nature et masse des neutrinos		185
		B.1.1 Mecanismes lies a la masse des neutrinos		185
		B.1.2 Nature des neutrinos		186
	Ъэ	<b>B.1.3</b> Mesure de la masse absolue des neutrinos		187
	Б.2	Des neutrinos pour sonder la Terre et l'Univers		188
		<b>D.2.1</b> Geoneutrinos $\dots$		188
		B.2.2 Neutrinos reliques		189
Bi	bliog	ographie		191

# Table des figures

1.1	Diagrammes des interactions faibles par courant chargé impliquant des neutrinos 6
1.2	Diagrammes des interactions faibles par courant neutre impliquant des neutrinos 7
1.3	Probabilité de survie $P(\overline{\nu}_e \to \overline{\nu}_e)$ observée à KamLAND
1.4	Régions autorisées pour les paramètres $\theta_{12}$ et $\Delta m_{21}^2$
1.5	Mise en évidence d'effet MSW sur la probabilité de survie des $\nu_e$ à Borexino
1.6	Distribution des candidats électroniques et muoniques à Super-Kamiokande en fonction
	de leur angle zénital
1.7	Régions autorisées pour les paramètres $\theta_{23}$ et $\Delta m_{32}^2$
1.8	Régions autorisées pour le paramètre $\theta_{13}$
1.9	Problème de la hiérarchie de masse des neutrinos
1.10	Valeurs de $\delta_{CP}$ défavorisées par l'expérience NO $\nu$ A
1.11	Valeurs de $\delta_{CP}$ défavorisées par l'expérience T2K
2.1	Schéma du parcours des neutrinos de DUNE
2.2	Production d'un faisceau de $\nu_{\mu}$
2.3	Schémas des modules de 10 kt de DUNE
2.4	Emplacement des prototypes ProtoDUNE-DP et ProtoDUNE-SP
2.5	Schéma du prototype ProtoDUNE-SP 34
2.6	Schéma du prototype ProtoDUNE-DP
2.7	Probabilités d'oscillations $P(\nu_{\mu} \rightarrow \nu_{e})$ dans le vide et dans la matière
2.8	Asymétrie $\mathcal{A}_{cp}$ en fonction de la distance de propagation des neutrinos $\ldots \ldots 38$
2.9	Probabilités d'oscillations $\nu_{\mu} \rightarrow \nu_{e}$ et $\overline{\nu}_{\mu} \rightarrow \overline{\nu}_{e}$ pour $L = 1300$ km $\dots \dots \dots 39$
2.10	Sensibilité de DUNE à la hiérarchie de masse pour différentes valeurs de $\delta_{CP}$ 40
2.11	Sensibilité de DUNE à la hiérarchie de masse en fonction du nombre d'années de prise
	de données 41
2.12	Probabilités d'oscillations $\nu_{\mu} \rightarrow \nu_{e}$ et $\overline{\nu}_{\mu} \rightarrow \overline{\nu}_{e}$ pour $\delta_{CP} = -\pi/2, 0, \pi/2 \dots 42$
2.13	Sensibilité de DUNE à la valeur de $\delta_{CP}$ en fonction de la valeur de $\delta_{CP}$
2.14	Sensibilité de DUNE à $\delta_{CP}$ en fonction du nombre d'années de prise de données 44
2.15	Sensibilité de DUNE à la durée de vie du proton pour le canal $p \to K^+ \overline{\nu}$
2.16	Nombre d'interactions de neutrinos issus de l'explosion d'une supernova dans DUNE . 46
2.17	Schéma du détecteur d'Hyper-Kamiokande au Japon
2.18	Comparaison des sensibilités de DUNE et T2HK à la hiérarchie de masse 49
2.19	Comparaison des sensibilités de DUNE et T <sup>2</sup> HK à la valeur de $\delta_{CP}$
2.20	Sensibilités des projets T2HK et T2HKK à la hiérarchie de masse et à $\delta_{CP}$ 51
3.1	Schéma du fonctionnement d'une LArTPC double-phase
3.2	Exemple de visualisation d'une interaction neutrino dans ICARUST600 56
3.3	Coupe verticale du détecteur ProtoDUNE-DP
3.4	Schéma des principaux composants de ProtoDUNE-DP 60

3.5	Vue intérieure et extérieure du cryostat de ProtoDUNE-DP	60
3.6	Schéma des modules formant la cathode de ProtoDUNE-DP	61
3.7	Disposition des tubes de la cathode de ProtoDUNE-DP	61
3.8	Schéma des 4 modules du CRP couvrant une surface active totale de $6 \times 6 \text{ m}^2$	62
3.9	Photographie de la grille d'extraction et détail des LEMs	63
3.10	Photographie et schéma des pistes des plans d'anode	63
3.11	Composants installés au-dessus des PMTs de ProtoDUNE-DP	64
3.12	Schéma de la grille de masse protégeant les PMTs de ProtoDUNE-DP	64
3.13	PMT Hamamatsu R5912-20Mod et schéma d'un PMT sur son support	65
3.14	Disposition des 36 PMTs de ProtoDUNE-DP	65
3.15	Schéma des principaux composants et dimensions du pré-prototype $3 \times 1 \times 1$ m <sup>3</sup>	66
3.16	Vues du cryostat et de la TPC du pré-prototype $3 \times 1 \times 1$ m <sup>3</sup>	67
3.17	Vue éclatée du CRP du pré-prototype $3 \times 1 \times 1$ m <sup>3</sup>	68
3.18	Photographies des PMTs du pré-prototype $3 \times 1 \times 1$ m <sup>3</sup>	69
4.1	Schéma des différents signaux produits dans l'argon liquide	72
4.2	Lumière et charge collectées dans l'argon, le krypton et le xénon liquide en fonction du	
	champ électrique appliqué	73
4.3	Quantité de photons émis en fonction du LET de la particule incidente	75
4.4	Comparaisons des valeurs de $L_{Ray}$ disponibles dans la littérature $\ldots \ldots \ldots \ldots$	82
4.5	Impact de la diffusion Rayleigh sur les trajectoires des photons	82
4.6	Absorption des photons par les impuretés en fonction de la concentration d'azote	83
4.7	Schéma des composants de ProtoDUNE-DP implémentés dans la simulation	86
4.8	Implémentation de ProtoDUNE-DP dans le logiciel LightSim	86
4.9	Schéma des éléments de ProtoDUNE-DP implémentés en bas de la cuve	88
4.10	Schéma de la grille de masse implémentée dans la simulation	89
4.11	Positions des PMTs pour les deux configurations envisagées	89
4.12	Acceptance angulaire des PMTs	90
5.1	Utilisation des symétries du détecteur pour réduire le nombre de <i>vorels</i> simulés	98
5.2	Visibilité $w_0$ en fonction de la distance entre le <i>vorel</i> et le PMT	100
5.3	Comparaisons de différentes distributions du temps de parcours obtenues	101
5.4	Temps to de parcours minimal en fonction de $D_{uver}$ part	102
5.5	Distances $D_{var}$ parts or respondent aux cartes de lumière de ProtoDUNE-DP	102
5.6	Distance $D_{vox,PMT}$ correspondence during the function of the DT $\dots$ $\dots$ $\square$ DT $\square$ DT $\dots$ $\square$ DT $\dots$ $\square$ DT $\dots$ $\square$ DT $\square$ D	104
5.7	Coordonnées des vorels pour lesquels $N_{e,PMT} < 50$ événements	104
5.8	Exemples d'ajustements d'une distribution de Landau sur les distributions du temps de	
0.0	parcours des photons avant un $\chi^2/\text{DoF}$ petit	105
59	Exemples d'ajustements d'une distribution de Landau sur les distributions du temps de	100
0.0	parcours des photons avant un $\sqrt{2}/\text{DoF}$ grand	105
5 10	Distribution des $v^2/DoF$ de l'ajustement d'une distribution de Landau	106
5 11	$v^2/\text{DoF}$ en fonction de la distance $D_{uv}$ pMT	107
5.12	$\chi^2/\text{DoF}$ en fonction de la visibilité $w_0$ du couple $vorel-\text{PMT}$	108
5.12	Variation de la MPV en fonction de $D_{max}$ pure	100
5.14	Variation de $\sigma$ en fonction de $D_{vor}$ pMT	100
5.15	Reconstruction des distributions du temps de parcours à l'aide des cartes de lumière $1$	111
5.16	Interpolation de la visibilité $w_0$ pour des photons émis en $Z = -1080$ mm	112
5.17	Interpolation de la MPV pour des photons émis en $Z = -1080 \text{ mm}$	12
J.T.		

5.18	Interpolation de la visibilité $w_0$ pour des photons émis en Y= 0 mm	113
5.19	Schéma des directions verticales, diagonales et horizontales des muons simulés	116
5.20	Signal S1 produit par un muon de 5 GeV diagonal	117
5.21	Signal lumineux produit par un muon de 5 GeV horizontal	118
5.22	Signal lumineux produit par un muon de 5 GeV diagonal	118
5.23	Signal lumineux produit par un muon de 5 GeV vertical	119
5.24	Signal lumineux produit par les muons cosmiques dans une fenêtre de $(-4, +4)$ ms	120
-		-
6.1	Trajectoires de photons produits au centre de ProtoDUNE-DP	121
6.2	Impact de la cathode et de son support sur la collection de lumière	123
6.3	Distributions des atténuations $A_{\text{Cathode}}$ , $A_{\text{Support}}$ et $A_{\text{Cath+Supp}}$	124
6.4	Distribution de l'atténuation $A_{\text{Grille}}$	125
6.5	Distribution de l'atténuation globale $A_{CGG}$	126
6.6	Schéma du design alternatif de la cathode de ProtoDUNE-DP	127
6.7	Impact du support de la cathode sur la collection de lumière, dans le cadre d'un design	
	alternatif de ProtoDUNE-DP	127
6.8	Impact du coefficient d'absorption des photons visibles sur la collection de lumière, dans	
	le cadre d'un design alternatif de ProtoDUNE-DP	128
6.9	Impact de $L_{Ray}$ sur la distance parcourue par les photons	130
6.10	Impact de la diffusion Rayleigh sur l'atténuation $A_{CGG}$	131
6.11	Dépendance de $A_{\text{CGG}}$ au point d'émission des photons	132
6.12	Impact de $L_{Abs}$ sur la distance parcourue par les photons $\ldots \ldots \ldots \ldots \ldots \ldots \ldots \ldots$	133
6.13	Distributions du temps de parcours pour $L_{Abs} = \infty$ , 30 m, 10 m, 4 m et 2 m	134
6.14	Probabilité d'atteindre les PMTs en fonction de $1/L_{Abs}$	135
6.15	Validité de la paramétrisation exponentielle pour simuler le processus d'absorption	136
6.16	Probabilité moyenne d'être collecté par l'un des PMTs en fonction de $1/L_{Abs}$	137
6.17	Probabilité d'atteindre les PMTs pour les deux configurations de PMTs étudiées	139
6.18	Probabilité moyenne d'atteindre les PMTs pour les deux configurations de PMTs étudiées	
	en fonction des coordonnées X et Y du point d'émission	139
6.19	Distribution du rapport $R_{\rm PMT}$	140
6.20	Rapport $\overline{R}_{PMT}^Z$ moven en fonction des coordonnées X et Y des voxels	141
6.21	Rapport $\overline{B}_{DMT}^Z$ moven en fonction des coordonnées X et Y des <i>voxels</i> pour $X = Y$	142
6.22	Bapport $\overline{R}_{YY}^{XY}$ moven en fonction de Z	1/2
0.22	$\operatorname{rapport} \operatorname{rp}_{\mathrm{MT}} \operatorname{moyen} \operatorname{ch} \operatorname{rohenon} \operatorname{de} 2$	172
7.1	Implémentation du pré-prototype $3 \times 1 \times 1$ m <sup>3</sup> dans le logiciel <i>LightSim</i>	146
7.2	Schéma des éléments du pré-prototype $3 \times 1 \times 1$ m <sup>3</sup> implémentés en bas de la cuve	147
7.3	Positions des PMTs du pré-prototype $3 \times 1 \times 1$ m <sup>3</sup> suivant l'axe Y	148
7.4	Implémentation des PMTs du pré-prototype $3 \times 1 \times 1$ m <sup>3</sup> dans <i>LightSim</i>	148
7.5	Visualisation des trajectoires de photons produits au centre du pré-prototype	149
7.6	Visibilité $w_0$ en fonction de la distance entre le <i>voxel</i> et le PMT	151
7.7	Visibilité moyenne en fonction de la distance entre le <i>voxel</i> et le PMT	151
7.8	Variation de $t_{start}$ en fonction de la distance entre le <i>voxel</i> et le PMT	152
7.9	Exemples de paramétrisations des distributions du temps de parcours	153
7.10	Distributions des $\chi^2$ /DoF de l'ajustement	154
7.11	Paramétrisation d'une distribution du temps de parcours ayant $\chi^2/\text{DoF} = 81.5$	154
7.12	Calibration des 5 PMTs du pré-prototype $3 \times 1 \times 1$ m <sup>3</sup>	155
7.13	Simulation des distributions du nombre d'électrons produits par 1 à 4 PEs	157
7.14	Conversion du nombre de PEs en nombre d'électrons produits dans les PMTs	157

7.15	Forme moyenne de la réponse des PMTs au SPE	158
7.16	Prise en compte de l'étalement temporel de la réponse des PMTs	158
7.17	Exemple de simulation pour un muon traversant le pré-prototype $3 \times 1 \times 1 \text{ m}^3$	159
7.18	Exemple de signal extrait des données du pré-prototype $3 \times 1 \times 1$ m <sup>3</sup>	160
7.19	Schéma du pré-prototype $3 \times 1 \times 1$ m <sup>3</sup> et des positions des CRTs $\ldots \ldots \ldots \ldots$	161
7.20	Distributions de $L_{track}$ dans les données et les simulations $\ldots \ldots \ldots \ldots \ldots \ldots \ldots$	164
7.21	Distributions de $tan(\theta)$ dans les données et les simulations	165
7.22	Exemples d'événements CRT trigger simulés sélectionnés	166
7.23	Distributions est distances $d_i$ pour les 5 PMTs du pré-prototype $\ldots \ldots \ldots \ldots$	167
7.24	Distributions de $N_{PE,data}$ et $N_{PE,MC}$ pour le PMT1	167
7.25	Distributions de $N_{PE,data}$ et $N_{PE,MC}$ pour le PMT2	168
7.26	Distributions de $N_{PE,data}$ et $N_{PE,MC}$ pour le PMT3	168
7.27	Distributions de $N_{PE,data}$ et $N_{PE,MC}$ pour le PMT4	169
7.28	Distributions de $N_{PE,data}$ et $N_{PE,MC}$ pour le PMT5	169
7.29	Nombres $N_{PE,data}$ et $N_{PE,MC}$ en fonction de la distance $d_3$	170
7.30	Dépendance du nombre moyen de photo-électrons collectés à la distance $d_i$	171
7.31	Nombre de photo-électrons collectés en fonction du champ de dérive	172
7.32	Évolution de $R_L(\varepsilon)$ en fonction du champ de dérive	173
A.1	Diagrammes des diffusions quasi-élastiques et élastiques des neutrinos	178
A.2	Diagramme de la production résonante de pions	178
A.3	Diagramme de la diffusion profondément inélastique des neutrinos	179
A.4	Section efficace des interactions CC des neutrinos et antineutrinos	180
A.5	Mesures récentes de la section efficace des interactions CC des neutrinos et antineutrinos	
	pour des hautes énergies	182
A.6	Mesures récentes de la section efficace de diffusion QE des neutrinos et antineutrinos .	182
A.7	Mesures récentes de la section efficace de diffusion QE des neutrinos et antineutrinos	
	par MiniBooNE et NOMAD	183
B.1	Diagramme de la désintégration $\beta$ sans émission de neutrinos $\ldots \ldots \ldots \ldots \ldots \ldots$	186
B.2	Spectre en énergie des électrons issus de la désintégration $\beta$ du tritium	187
B.3	Spectre d'énergie des géoneutrinos	189

# Liste des tableaux

1.1	Fermions du Modèle Standard	6
1.2	Énergie minimale de production d'un lepton chargé par interaction CC	7
1.3	Domaines $\Delta m_{ij}^2$ accessibles par les différents types d'expériences d'oscillations	14
1.4	Paramètres accessibles par les différents types d'expériences d'oscillations	15
1.5	Caractéristiques des expériences de neutrinos sur accélérateurs à longue distance	18
1.6	Paramètres $\theta_{23}$ et $\Delta m^2_{32}$ extraits des données des expériences atmosphériques et auprès	
	d'accélérateurs	20
1.7	Mesures du paramètre $\theta_{13}$ issues d'expériences auprès de réacteurs $\ldots \ldots \ldots$	21
3.1	Rapport signal sur bruit attendu dans DUNE pour les technologies simple-phase et double-phase	57
39	Principales caractéristiques de ProtoDUNE-DP	58
3.3	Distances et champs électriques appliqués entre les différentes électrodes du CRP	62
3.4	Principales caractéristiques du pré-prototype $3 \times 1 \times 1$ m <sup>3</sup>	67
3.5	Distances et champs électriques appliqués entre les électrodes du pré-prototype	68
5.1	Propriétés du TPB implémenté dans le logiciel LightSim	95
5.2	Paramètres de propagation des photons implémentés dans le logiciel LightSim	96
5.3	Dimensions des <i>voxels</i> pour les cartes S1 et S2 de ProtoDUNE-DP	97
5.4	Paramètres relatifs à la simulation du signal lumineux implémentés dans QScan	116
6.1	Atténuation moyenne du signal lumineux par la cathode et son support	124
6.2	Atténuations moyennes du signal lumineux par les éléments en acier inoxydable	126
6.3	Probabilité moyenne d'être collecté par l'un des PMTs en fonction de $L_{Abs}$	137
7.1	Caractéristiques des 5 PMTs du pré-prototype $3 \times 1 \times 1 \text{ m}^3$	148
7.2	Dimensions des <i>voxels</i> pour les cartes S1 et S2 du pré-prototype $3 \times 1 \times 1$ m <sup>3</sup>	150
7.3	Calibration des 5 PMTs du pré-prototype $3 \times 1 \times 1$ m <sup>3</sup>	156
7.4	Volumes définis dans la simulation et l'analyse de données	161
7.5	Résumé des sélections effectuées sur les événements CRT trigger	166
7.6	$\chi^2$ /DoF pour $L_{Ray} = 20$ cm, 55 cm et 163 cm	169
A.1	Expériences mesurant les sections efficaces d'interactions des neutrinos	181
B.1	Limites supérieures expérimentales sur la masse des neutrinos	188

# Introduction

Observés pour la première fois en 1956, les neutrinos, de part leurs propriétés et les mécanismes qui leur sont rattachés, occupent une place unique au sein de la physique des particules. La mise en évidence de leurs oscillations au début des années 2000 constitue à ce jour l'une des preuves les plus fortes de physique au-delà du Modèle Standard. Depuis, de nombreuses expériences dédiées à l'étude de ce mécanisme et des paramètres le régissant ont vu le jour, et ont fait progresser de manière significative notre connaissance des neutrinos en déterminant avec précision la plupart des paramètres d'oscillations. Cependant, de nombreuses questions les concernant restent encore en suspens, et certains de ces paramètres continuent d'échapper aux physiciens, faisant de la physique des neutrinos l'un des secteurs les plus dynamiques de la physique des particules. En particulier, la mesure en 2012 de l'un de ces paramètres, appelé  $\theta_{13}$ , a ouvert la voie à l'observation d'une possible violation de la symétrie CP dans le secteur des neutrinos. C'est ainsi qu'une nouvelle génération d'expériences d'oscillations, dédiées à la mesure précise des paramètres d'oscillations, et en particulier à l'étude de la violation CP, a été lancée.

Cette nouvelle génération est constituée d'expériences dites sur faisceaux « long-baseline » (LBL). Elle contient de nombreux projets d'envergure, parmi lesquels le projet DUNE (Deep Undergroud Neutrino *Experiment*), dans lequel s'inscrit cette thèse, tient une place clé. Ce projet est en particulier dédié à la détermination de deux informations encore manquantes et intervenant dans les oscillations : la hiérarchie de masse des neutrinos, et la phase de violation CP. Le détecteur de DUNE sera basé sur la technologie des chambres à dérive à argon liquide (LArTPCs), permettant des mesures calorimétriques de précision et une reconstruction tri-dimensionnelle des traces des particules chargées. Il sera constitué de 4 modules contenant chacun plus de 10 kilotonnes d'argon liquide. Deux approches de cette technologie sont actuellement en développement, menant à l'installation au CERN de deux prototypes, ProtoDUNE-SP et ProtoDUNE-DP, dont la construction devrait s'achever fin 2018. Le sujet de cette thèse s'intègre dans le cadre du projet ProtoDUNE-DP, qui vise à prouver la faisabilité de la technologie dite « double-phase », c'est-à-dire utilisant de l'argon liquide et gazeux, pour certains modules de DUNE. Il contiendra un volume d'argon liquide instrumenté de  $6 \times 6 \times 6$  m<sup>3</sup>. La technologie de la LArTPC double-phase n'ayant pas encore été testée sur des volumes de cette importance, il s'agit d'un projet particulièrement ambitieux. Un pré-prototype utilisant un volume de  $3 \times 1 \times 1$  m<sup>3</sup> a également été construit au CERN et a pris des données en 2017.

Deux signaux principaux sont attendus dans une LArTPC, un signal de charges et un signal lumineux. Le signal lumineux, très rapide en comparaison du signal de charges, peut être utilisé dans le système de déclenchement d'acquisition des données, en particulier dans le cas de la recherche d'événements rares. La collection et l'étude de ce signal, en particulier pour ProtoDUNE-DP et dans le pré-prototype, permettent d'identifier, et si besoin de rejeter, le signal produit par le passage de muons cosmiques dans le détecteur. En corrélation avec la collection de charge, le signal lumineux permet également des mesures calorimétriques de précision. Des simulations préalables du signal lumineux attendu dans les détecteurs sont donc nécessaires, afin d'en comprendre les particularités et de développer des algorithmes d'identification. Le développement de ces simulations, c'est-à-dire de la simulation des mécanismes de production des photons et de leur propagation dans l'argon liquide, et l'étude de cette propagation ont constitué la majeure partie du travail réalisé dans le cadre de cette thèse. Nous avons également pu comparer ces résultats avec les données recueillies avec le pré-prototype  $3 \times 1 \times 1$  m<sup>3</sup> afin de tester et d'améliorer la simulation.

Une introduction à la physique des neutrinos, et en particulier au mécanisme d'oscillations, sera présentée dans le chapitre 1, ainsi qu'une description de l'état actuel de nos connaissances sur les paramètres le régissant. Le chapitre 2 présentera le projet DUNE et son programme de physique, aussi vaste que varié. Le chapitre 3 détaillera la technique de détection des LArTPCs, ainsi que les particularités et avantages de la technologie double-phase. Nous donnerons également une description du prototype ProtoDUNE-DP et du pré-prototype  $3 \times 1 \times 1$  m<sup>3</sup>. Le chapitre 4 présentera les différents mécanismes à l'origine de l'émission de photons dans une LArTPC double-phase, ainsi que les processus affectant la propagation de ces photons dans l'argon liquide. Nous présenterons également la manière dont ces mécanismes sont simulés, et la manière dont la géométrie du détecteur est prise en compte dans la simulation. Dans le chapitre 5, nous nous intéresserons plus précisément à la simulation de la propagation des photons dans ProtoDUNE-DP, réalisée à travers des « cartes de lumière » pré-calculées dont nous détaillerons le principe et la construction. Le chapitre 6 présentera différentes études sur cette propagation et sur les différents processus l'affectant, réalisées à partir des simulations. Enfin, le chapitre 7 présentera le travail réalisé dans le cadre des comparaisons des simulations avec les données du pré-prototype  $3 \times 1 \times 1$  m<sup>3</sup>.

# Introduction à la physique des neutrinos

hapitre

Les neutrinos occupent une place particulière au sein de la physique des particules et du Modèle Standard. Introduits dans la théorie de la désintégration  $\beta$  comme « remède de la dernière chance » pour sauver le principe de conservation de l'énergie, déclarés indétectables mais finalement détectés en 1956, postulés sans masse dans le Modèle Standard avant que la mise en évidence du phénomène d'oscillations de neutrinos ne démontre le contraire, ces particules ont réservé aux physiciens leur lot de surprises et de remises en question. De nombreuses expériences sont dédiées à leur étude, autant pour en comprendre les propriétés que pour sonder l'Univers et mieux comprendre les différents événements astrophysiques, cosmologiques et géophysiques auxquels ils sont liés.

Après un bref historique des différentes découvertes relatives aux neutrinos dans la section 1.1, leur description au sein du Modèle Standard sera exposée dans la section 1.2. Nous nous focaliserons ensuite sur le phénomène d'oscillations des neutrinos et les paramètres le régissant, qui constituent le cœur du projet DUNE dans le cadre duquel cette thèse s'inscrit. Le phénomène d'oscillations des neutrinos dans le vide et dans la matière sera décrit dans la section 1.3, puis nous détaillerons dans la section 1.4 l'état actuel de nos connaissances sur les paramètres d'oscillations. Nous terminerons ce chapitre en décrivant les enjeux auxquels la future génération d'expériences d'oscillations, à laquelle appartient le projet DUNE, vont devoir répondre.

## 1.1 La physique des neutrinos : un siècle de découvertes

L'histoire de la physique des neutrinos commence en 1914, alors que Chadwick étudie les énergies des électrons émis lors des désintégrations  $\beta$ . Ces désintégrations étaient alors considérées comme des désintégrations à deux corps, semblables aux désintégrations  $\alpha$  et  $\gamma$ , émettant uniquement un électron à des énergies fixes déterminées par la nature du noyau radioactif. Or Chadwick montre que le spectre en énergie de ces électrons est continu [1], ce qui, dans le cadre d'une désintégration à deux corps, remet en cause le principe de la conservation de l'énergie. Pour résoudre ce problème tout en sauvant ce principe fondamental de la physique, Pauli émet alors l'hypothèse que les désintégrations  $\beta$  sont des désintégrations à trois corps. Il postule alors l'existence d'une nouvelle particule, neutre et de masse faible, qui serait émise en même temps que l'électron et emporterait une partie de l'énergie disponible [2]. Cette particule, d'abord nommée « neutron » puis rebaptisée « neutrino », ne fut pas immédiatement acceptée par la communauté scientifique. En 1934, un papier de Fermi élaborant une théorie de la désintégration  $\beta$  [3] et mettant en jeu un neutrino est refusé par la revue Nature, les physiciens jugeant que cette particule ne pourrait jamais être observée. Pourtant, 22 ans plus tard, Frederick Reines et Clyde Cowan annoncent en 1956 la détection de neutrinos auprès d'un réacteur nucléaire [4], ce qui vaudra le prix Nobel à Reines en 1995.

Le neutrino apparait alors profondément relié à l'électron, puisque toujours produit en association avec

lui. Puisque l'on connaissait l'existence d'un second lepton, le muon, découvert en 1936 [5], l'existence d'un second type de neutrinos lié au muon fut postulée par Pontecorvo en 1959 [6]. Quelques années plus tard, la mise en place du tout premier faisceau de neutrinos, à l'accélérateur de Brookhaven, permit de valider cette théorie en 1962 [7], en montrant que les neutrinos issus de la désintégration des pions ( $\pi^+ \rightarrow \mu^+ \nu$ ), produisaient essentiellement des muons (et non des électrons). Par la suite, la découverte en 1975 du lepton  $\tau$  au SLAC [8] souleva la question d'un troisième neutrino qui fut découvert en 2000 avec l'expérience DONUT au Fermilab [9]. L'ensemble de ces expériences démontra donc l'existence de trois types (saveurs) de neutrinos actifs différents, électronique ( $\nu_e$ ), muonique ( $\nu_{\mu}$ ) et tauique ( $\nu_{\tau}$ ), chacun lié à un lepton chargé différent. Ces mesures sont en adéquation avec le nombre de familles actives de neutrinos  $N_{\nu}$  déduit des mesures de la largeur de désintégration du boson Z auprès du LEP au CERN, qui conclut sur un nombre de famille de neutrinos légers  $N_{\nu} = 3.27 \pm 0.30$  [10]. Les mesures les plus récentes, combinant les analyses de plusieurs expériences auprès du SLAC et du LEP, concluent sur  $N_{\nu} = 2.9840 \pm 0.0082$  [11].

Parallèlement aux découvertes successives des différentes saveurs de neutrinos, les propriétés de ces particules se précisèrent également peu à peu. Si Pauli avait d'abord postulé que les neutrinos étaient de masse faible, la communauté scientifique ne tarde pas à se diriger vers l'hypothèse d'une masse nulle. Cette hypothèse semble se confirmer en 1958, lorsque Goldhaber, Grodzins et Sunyar montrent que les neutrinos ont tous une hélicité gauche [12], ce qui implique une masse nulle [13]. Cependant, de nouveaux résultats expérimentaux vont venir contredire cette hypothèse. En 1968, l'observation de neutrinos provenant du soleil par l'expérience Homestake détecte un flux de neutrinos solaires inférieur au flux théorique [14]. Un déficit dans la mesure du flux de neutrinos atmosphériques est également observé en 1988 par l'expérience Kamiokande [15]. L'un des mécanismes avancé pour expliquer ces observations est le mécanisme d'oscillations des neutrinos, qui permet aux neutrinos de changer de saveur au cours de leur propagation. Or, ce mécanisme nécessite des neutrinos de masses non-nulles, ce qui ramène la question de la masse des neutrinos sur le devant de la scène.

Ce mécanisme avait déjà été proposé plusieurs années auparavent par différents physiciens, en particulier par Pontecorvo en 1957 (oscillations  $\nu \leftrightarrow \overline{\nu}$  [16][17]), puis par Maki, Nakagawa et Sakata en 1962 (oscillations  $\nu_e \leftrightarrow \nu_{\mu}$  [18]). L'observation de ces différents déficits, en 1968 et 1988, fut le premier indice expérimental pointant vers son existence. Il fallut attendre le début des années 2000 pour obtenir les preuves expérimentales que ce mécanisme était bien à l'origine de ces déficits, et donc que les neutrinos semblaient être massifs. La première confirmation vient d'abord de l'expérience Super-Kamiokande [19][20] qui observe la disparition de  $\nu_{\mu}$  dans le flux de neutrinos atmosphériques. La seconde confirmation vint de l'expérience SNO peu de temps après, en observant, en provenance du soleil, un flux de neutrinos (toutes saveurs confondues) supérieur au flux de  $\nu_e$  [21]. Les physiciens en ont déduit que le déficit de  $\nu_e$  devait provenir de neutrinos ayant oscillé vers une autre saveur. Cette mise en évidence vaudra le prix Nobel à Takaaki Kajita et Arthur B. McDonald en 2015.

Lorsque ces deux physiciens reçoivent le prix Nobel, près d'un siècle s'est écoulé depuis la mesure de Chadwick, et de grands pas ont été accomplis dans la compréhension de la physique des neutrinos. Depuis, l'étude de ces particules et de leurs propriétés se poursuit au travers de nombreuses expériences, mais beaucoup de questions restent encore ouvertes, comme la question de la masse et de la nature (Majorana ou Dirac) des neutrinos par exemple. Dans le domaine spécifique de l'étude des oscillations en elles-mêmes, la plupart des paramètres régissant ce mécanisme ont été mesurés par différentes expériences, mais deux d'entre eux, appelés « hiérarchie de masse » et « phase de violation  $\delta_{CP}$  », nous échappent encore. Ces deux inconnues ont mené à la mise en chantier d'une nouvelle génération d'expériences d'oscillations, dédiée à leur mesure, et à laquelle le projet DUNE appartient. L'état actuel de nos connaissances sur ces paramètres et la description des derniers paramètres d'oscillations manquants seront décrits dans la section 1.4.

## 1.2 Les neutrinos dans le Modèle Standard

Le Modèle Standard (MS) de la physique des particules est une théorie quantique des champs décrivant les constituants élémentaires de l'Univers ainsi que leurs interactions (électromagnétiques, fortes et faibles). Il décrit la majeure partie des phénomènes expérimentaux observés à ce jour, mais peine encore à en justifier certains. En particulier, il considère les neutrinos comme des particules de masse nulle, ce qui n'est pas compatible avec le phénomène d'oscillations observé expérimentalement. Nous présenterons ici brièvement la description des neutrinos au sein de ce modèle.

### 1.2.1 Neutrinos et interaction faible dans le Modèle Standard

Le MS est basé sur le groupe de jauge  $SU(3)_C \otimes SU(2)_L \otimes U(1)_Y$ , où les indices C, L et Y désignent respectivement la couleur, la chiralité gauche, et l'hypercharge. Ces groupes de symétries décrivent les trois interactions fondamentales, qui sont véhiculées par des particules appelées bosons de jauge :

- L'interaction forte est décrite par le groupe  $SU(3)_C$ , et est véhiculée par 8 gluons de masses nulles. Les particules sensibles à cette interaction portent une charge de couleur.
- Les interactions électromagnétique et faible se couplent pour former la force électrofaible, décrite par le groupe  $SU(2)_L \otimes U(1)_Y$ . Elle est véhiculée par 3 bosons massifs ( $W^{\pm}$  et  $Z^0$ ) et un boson de masse nulle (le photon  $\gamma$ ). Les particules sensibles à l'électromagnétisme portent une charge électrique, et leur sensibilité à l'interaction faible est représentée par leur chiralité.

Ces bosons ont un spin de 1. Un dernier boson, le boson de Higgs, de spin 0, vient compléter le MS et est responsable des masses des différentes particules massives du modèle. Le reste des particules élémentaires décrites par le MS constitue la matière. Ce sont des fermions, de spin 1/2, eux-même répartis en catégories distinctes :

- Les quarks, qui sont sensibles à toutes les interactions. Il s'agit des particules élémentaires composant les hadrons. Ils ne peuvent pas exister à l'état libre, excepté le quark top dont la durée de vie très courte lui permet de se désintégrer avant l'hadronisation.
- Les leptons chargés électriquement  $(e, \mu \text{ et } \tau)$ , qui sont sensibles à l'interaction électrofaible et insensibles à l'interaction forte.
- Les leptons non-chargés électriquement, c'est-à-dire les trois saveurs de neutrinos ( $\nu_e$ ,  $\nu_{\mu}$  et  $\nu_{\tau}$ ), qui ont la particularité de n'être sensibles qu'à l'interaction faible.

La seule interaction à laquelle tous les fermions du MS sont sensibles est l'interaction faible. Les champs des particules peuvent être décomposés en deux composantes, l'une dite « de chiralité gauche » (notée L pour *left*), qui est sensible à l'interaction faible, et l'autre dite « de chiralité droite » (notée R pour *right*) y est insensible. Les neutrinos sont les seuls fermions dont la composante droite n'existe pas dans le MS, comme montré expérimentalement en 1958 [12].

Les fermions du MS sont répertoriés dans le tableau 1.1, où ils sont organisés en trois générations<sup>1</sup>. Ces générations diffèrent les unes des autres par les masses des particules les composant : la troisième génération est constituée de particules plus lourdes que celles de la deuxième génération, elles-mêmes plus lourdes que les particules de première génération qui est donc la plus légère. Les particules de deuxième et troisième générations ne sont pas stables, et se désintègrent en particules de première génération, qui, elle, est considérée comme stable dans le MS.

<sup>&</sup>lt;sup>1</sup>Le MS ne permet pas d'expliquer ce nombre de trois générations.

#### CHAPITRE 1. INTRODUCTION À LA PHYSIQUE DES NEUTRINOS

	$1^e$ génération	$2^e$ génération	$3^e$ génération
quarks	$\begin{pmatrix} u \\ d \end{pmatrix}_L$	$\begin{pmatrix} c \\ s \end{pmatrix}_L$	$\begin{pmatrix} t \\ b \end{pmatrix}_L$
	$u_R, d_R$	$c_R,s_R$	$t_R,  b_R$
leptons	$\begin{pmatrix} e \\ \nu_e \end{pmatrix}_L$	$\begin{pmatrix} \mu \\ \nu_{\mu} \end{pmatrix}_{L}$	$\begin{pmatrix} \tau \\ \nu_{\tau} \end{pmatrix}_{L}$
	$e_R$	$\mu_R$	$ au_R$

TABLE 1.1 – Les trois générations de quarks et de leptons du MS. Chaque particule est également associée à une antiparticule, qui n'est pas représentée sur ce tableau.

Si une première théorie de l'interaction faible fut énoncée par Fermi en 1934 [3], elle est aujourd'hui décrite dans le MS par la théorie dite « GSW », qui fut énoncée en 1967 par Glashow [22], Weinberg [23] et Salam [24]. Il s'agit d'une théorie de jauge décrivant à la fois l'interaction électromagnétique et l'interaction faible. Les interactions faibles se divisent en deux types de processus :

- Les interactions dites « par courant chargé » (CC), correspondant à l'échange d'un boson chargé  $(W^+ \text{ ou } W^-)$ .
- Les interactions dites « par courant neutre » (NC), correspondant à l'échange d'un boson neutre  $(Z^0)$ . Elles furent observées pour la première fois en 1973 dans l'expérience Gargamelle au CERN [25], plusieurs années après leur prédiction par la théorie GSW.

Les différents processus faibles impliquant des neutrinos sont résumés sur les figures 1.1 (CC) et 1.2 (NC). L'enjeu de la détection des neutrinos est de faire interagir les neutrinos avec la matière du détecteur via ces processus faibles, puisqu'ils ne sont pas sensibles aux autres interactions. Les sections efficaces d'interaction de ces processus sont faibles, ce qui constitue une forte contrainte et fait de leur mesure un enjeu majeur de la physique des neutrinos.



FIGURE 1.1 – Diagrammes de Feynman des interactions électrofaibles par courant chargé impliquant des neutrinos. l et l' désignent des leptons chargés,  $\nu_l$  et  $\nu_{l'}$  désignent les neutrinos gauches associés.

La détection des neutrinos s'effectue souvent par interaction CC entre les neutrinos et la matière du détecteur, interaction qui produit un lepton chargé qui peut être facilement détecté par nos technologies de détection actuelles. Une autre contrainte s'ajoute alors, puisque l'énergie des neutrinos incidents



 $\label{eq:Figure 1.2-Diagrammes} Figure 1.2-Diagrammes de Feynman des interactions électrofaibles par courant neutre impliquant des neutrinos. X désigne un lepton ou un quark d'un nucléon.$ 

doit être suffisante pour produire ce lepton. Les seuils en énergie sont alors :

$$\nu_l + e^- \to \nu_e + l^-: \quad E_\nu \ge \frac{m_l^2 - m_e^2}{2m_e}$$
(1.1)

$$\nu_l + n \to l^- + p: \quad E_{\nu} \ge \frac{(m_l + m_p)^2 - m_n^2}{2m_n}$$
(1.2)

$$\overline{\nu}_l + p \to l^+ + n: \quad E_{\nu} \ge \frac{(m_l + m_n)^2 - m_p^2}{2m_p}$$
 (1.3)

où  $m_l$ ,  $m_e$ ,  $m_n$  et  $m_p$  désignent respectivement les masses du lepton chargé, de l'électron, du neutron et du proton. Ces seuils sont résumés dans le tableau 1.2. Nous voyons par exemple que la réaction  $\nu_{\tau} \ e \rightarrow \ \nu_e \ \tau$  est fortement supprimée cinématiquement, ce qui rend la détection des  $\nu_{\tau}$  difficile pour certains types de détecteurs. Une description des mesures récentes des sections efficaces d'interactions des neutrinos est donnée dans l'annexe A.

Interaction d'un neutrino							
Lepton chargé	$e^-$	$\mu^-$	$ au^-$				
$\nu_l + e^- \to \nu_e + l^-$	Ø	$10.8 \mathrm{GeV}$	$3 { m TeV}$				
$\nu_l + n \rightarrow l^- + p$	Ø	110 MeV	$3.45  {\rm GeV}$				

Interaction d'un antineutrino						
Lepton chargé	$e^+$	$\mu^+$	$ au^+$			
$\overline{\nu}_l + p \to l^+ + n$	1.806  MeV	$113 { m MeV}$	$3.46  {\rm GeV}$			

TABLE 1.2 – Énergie  $E_{\nu}$  minimale de production d'un lepton chargé par interaction CC.

Nous venons donc de voir une rapide description des neutrinos au sein du Modèle Standard, et nous commençons déjà à constater que les neutrinos tiennent une place à part dans ce modèle, puisqu'il s'agit des seuls fermions à n'être sensibles qu'à la seule interaction faible. Il s'agit également des seules particules à ne pas posséder de composante de chiralité droite. De plus, le mécanisme d'oscillation, démontré expérimentalement au début des années 2000, nécessite des neutrinos massifs, ce qui entre en contradiction directe avec le MS où leur masse est considérée comme nulle.

De nombreuses questions demeurent aujourd'hui sur les propriétés et comportements de ces particules, menant à la mise en place d'expériences variées. Dans cette thèse, nous nous concentrerons sur les problématiques auxquelles le projet DUNE se propose de répondre, et qui a trait au mécanisme d'oscillation en lui-même, que nous allons à présent décrire, et dont la compréhension est au cœur d'un certain nombre d'expériences actuelles et futures.

### 1.3 Oscillations des neutrinos

Le mécanisme d'oscillations des neutrinos permet aux neutrinos de changer de saveur au cours de leur propagation. On dit alors que ces neutrinos ont « oscillé » de leur saveur initiale vers une autre saveur. Ces oscillations permettent d'expliquer les différences observées entre les flux de neutrinos théoriques et les flux observés, par le fait qu'une partie des neutrinos produits auraient oscillé vers une autre saveur et n'auraient donc pas été détectés. Ce mécanisme est analogue à celui des quarks représenté par la matrice CKM (Cabibbo-Kobayashi-Maskawa). Cependant, les mesures des différents paramètres qui le régissent ont révélé des oscillations beaucoup plus importantes que dans le secteur des quarks [26].

Le mécanisme d'oscillation repose sur l'hypothèse de neutrinos de masses non-nulles, ce qui entre en contradiction avec leur description dans le MS, ainsi que sur l'existence d'un mélange entre les états de saveurs ( $\nu_e$ ,  $\nu_{\mu}$ ,  $\nu_{\tau}$ ) des neutrinos. Ce mélange de neutrinos sera décrit dans la section 1.3.1. Le calcul des probabilités d'oscillations d'une saveur à une autre dans le vide puis dans la matière sera présenté respectivement dans les sections 1.3.2 et 1.3.3. Ce calcul nous permettra de mettre en évidence les paramètres principaux régissant ce mécanisme, et dont l'état actuel de nos connaissances sera détaillé dans la section 1.4. Enfin, nous mettrons en lumière les différents enjeux auxquels les expériences actuelles et futures d'oscillations vont devoir répondre dans la section 1.5. Une description brève des autres problématiques de la physique des neutrinos est présentée dans l'annexe B.

#### 1.3.1 Mélange de neutrinos

Nous nous plaçons ici dans l'hypothèse où les neutrinos sont massifs. Dans l'hypothèse du mélange de neutrinos, les champs de saveur des neutrinos  $\nu_{\alpha}$  diffèrent des champs de masse  $\nu_i$ , et peuvent s'écrire comme une superposition des états de masse :

$$\nu_{\alpha} = \sum_{i=1}^{N_{\nu}} U_{\alpha i} \nu_i \tag{1.4}$$

où,  $\alpha$  représente la saveur, *i* l'état propre de masse,  $N_{\nu}$  correspond au nombre de saveurs de neutrinos existants, et U est une matrice unitaire de dimension  $N_{\nu} \times N_{\nu}$  appelée matrice PMNS (Pontecorvo-Maki-Nakagawa-Sakata). Si  $N_{\nu} > 3$ , cela signifie qu'il existe des saveurs de neutrinos encore nondécouvertes. Le nombre de neutrinos légers actifs étant fixé expérimentalement à 3 (voir section 1.1), ces neutrinos supplémentaires sont dits « stériles », et ne participent pas à l'interaction faible. Nous nous placerons ici dans le cas où  $N_{\nu} = 3$ , c'est-à-dire qu'il n'existe pas de saveur supplémentaire de neutrinos. Notons cependant que certaines expériences, dont nous parlerons dans la section 1.4, cherchent à observer une éventuelle quatrième saveur. La matrice PMNS est donc une matrice  $3 \times 3$ reliant les états propres de saveur ( $\nu_e$ ,  $\nu_{\mu}$ ,  $\nu_{\tau}$ ) aux états propres de masse ( $\nu_1$ ,  $\nu_2$ ,  $\nu_3$ ) :

$$\begin{pmatrix} \nu_e \\ \nu_\mu \\ \nu_\tau \end{pmatrix} = U_{PMNS} \begin{pmatrix} \nu_1 \\ \nu_2 \\ \nu_3 \end{pmatrix}$$
(1.5)

Cette matrice fait intervenir 3 paramètres indépendants<sup>2</sup> appelés « angles de mélange » et notés  $\theta_{23}$ ,  $\theta_{13}$  et  $\theta_{12}$ . Elle fait également intervenir une phase  $\delta_{CP}$  de violation CP qui, si elle s'avère non nulle, impliquerait des différences d'oscillations entre les neutrinos et les antineutrinos, et donc une violation de la symétrie CP. La matrice PMNS s'exprime généralement sous la forme d'un produit de trois matrices  $M_{23}$ ,  $M_{13}$  et  $M_{12}$  [27] :

$$U_{PMNS} = \begin{pmatrix} U_{e1} & U_{e2} & U_{e3} \\ U_{\mu 1} & U_{\mu 2} & U_{\mu 3} \\ U_{\tau 1} & U_{\tau 2} & U_{\tau 3} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & c_{23} & s_{23} \\ 0 & -s_{23} & c_{23} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} c_{13} & 0 & s_{13}e^{-i\delta_{CP}} \\ 0 & 1 & 0 \\ -s_{13}e^{i\delta_{CP}} & 0 & c_{13} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} c_{12} & s_{12} & 0 \\ -s_{12} & c_{12} & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix}$$
(1.6)

où  $c_{ij} = \cos(\theta_{ij})$  et  $s_{ij} = \sin(\theta_{ij})$ . Une quatrième matrice peut également être ajoutée si les neutrinos s'avèrent être des particules de Majorana, c'est-à-dire s'ils sont leur propre antiparticule. Cette matrice fait intervenir deux phases supplémentaires<sup>3</sup>,  $\lambda_1$  et  $\lambda_2$ , qui apparaissent sur les termes diagonaux de la matrice PMNS et n'affectent donc pas l'oscillation des neutrinos. La détermination de la nature des neutrinos ne peut donc pas être réalisée à l'aide d'expériences d'oscillations, mais doit passer par l'observation d'autres phénomènes, brièvement détaillés dans l'annexe B.

$$U_{PMNS} = M_{23} \times M_{13} \times M_{12} \times \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & e^{i\lambda_1} & 0 \\ 0 & 0 & e^{i\lambda_2} \end{pmatrix}$$
(1.7)

La factorisation de la matrice PMNS permet de mettre en évidence les oscillations auxquelles les différents paramètres sont liés, et donc de mettre en évidence les types d'expériences permettant de déterminer leurs valeurs. L'angle  $\theta_{23}$  (mis en jeu dans la matrice  $M_{23}$ ) domine l'oscillation  $\nu_{\mu} \rightarrow \nu_{\tau}$ , sa mesure est donc liée aux expériences sur faisceaux ou détectant des neutrinos atmosphériques, dans lesquelles cette oscillation est dominante. L'angle  $\theta_{12}$  (mis en jeu dans la matrice  $M_{12}$ ) domine les oscillations  $\nu_e \rightarrow \nu_{\mu,\tau}$  et sa mesure est liée aux expériences sur réacteurs, qui produisent des  $\overline{\nu}_e$ , ainsi qu'aux expériences sur les neutrinos solaires. Enfin, l'angle  $\theta_{13}$  (mis en jeu dans la matrice  $M_{13}$ ), intervient dans les oscillations mettant en jeu des  $\nu_e$  et  $\overline{\nu}_e$ . Sa valeur fut la dernière des trois angles de mélange à être mesurée, grâce aux expériences auprès de réacteurs et sur accélérateurs.

#### **1.3.2** Oscillations dans le vide

Nous nous plaçons ici dans le formalisme de Dirac, où les champs de saveur et de masse se notent respectivement et  $|\nu_{\alpha}\rangle$  et  $|\nu_i\rangle$ . Nous allons chercher à déterminer la probabilité pour un neutrino de saveur  $\alpha$  à l'instant t = 0, d'énergie E et d'impulsion p, d'osciller vers la saveur  $\beta$  au cours de sa propagation. Nous considérerons dans un premier temps que le neutrino se propage dans le vide, et nous nous plaçons dans un système d'unités dites « naturelles » ( $c = \hbar = 1$ ). Pour connaître cette probabilité à l'instant t, nous devons donc calculer :

$$P(\nu_{\alpha} \to \nu_{\beta}) = |\langle \nu_{\beta}(t) | \nu_{\alpha}(0) \rangle|^2 \tag{1.8}$$

Cette probabilité sera appelée « probabilité d'oscillation » dans le cas où  $\alpha \neq \beta$ , et « probabilité de survie » dans le cas où  $\alpha = \beta$ . La probabilité de survie correspond donc à la probabilité de ne pas avoir oscillé vers une autre saveur au cours de la propagation. Pour déterminer ces probabilités, nous

<sup>&</sup>lt;sup>2</sup>La matrice PMNS fait intervenir  $N_{\nu}(N_{\nu}-1)/2 = 3$  paramètres.

<sup>&</sup>lt;sup>3</sup>La matrice PMNS fait intervenir  $N_{\nu}(N_{\nu}+1)/2 = 6$  phases. Il est possible de montrer que seules trois d'entre elles sont physiques, dont deux n'apparaissent que dans le cas où les neutrinos sont des particules de Majorana [28].

devons connaître l'évolution des états  $|\nu_{\alpha}\rangle$  et  $|\nu_{\beta}\rangle$  au cours du temps. Or, nous pouvons écrire une équation de propagation uniquement pour les vecteurs propres de l'Hamiltonien, qui sont solutions de l'équation de Schrödinger. Dans notre cas, les vecteurs propres de l'Hamiltonien ne sont pas les états  $|\nu_{\alpha}\rangle$ , mais les états propres de masse  $\nu_i$ . Nous pouvons donc écrire l'évolution d'un état  $|\nu_i\rangle$  ainsi :

$$|\nu_i(t)\rangle = e^{-i\hat{H}t} |\nu_i(0)\rangle = e^{-i(E_i t - p_i L)} |\nu_i(0)\rangle$$
 (1.9)

où  $E_i$  est l'énergie propre de l'état de masse  $|\nu_i\rangle$ ,  $p_i$  son impulsion, et L est la distance parcourue. L'équation 1.4 peut alors être réécrite ainsi dans le formalisme de Dirac<sup>4</sup> :

$$|\nu_{\alpha}(t)\rangle = \sum_{i=1}^{3} U_{\alpha i}^{*} |\nu_{i}(t)\rangle$$
(1.10)

$$=\sum_{i=1}^{3} U_{\alpha i}^{*} e^{-i(E_{i}t-p_{i}L)} |\nu_{i}(0)\rangle$$
(1.11)

En utilisant cette équation dans l'équation 1.8, nous obtenons :

$$P(\nu_{\alpha} \to \nu_{\beta})(L, E) = \left| \sum_{i} \sum_{j} U_{\beta j} U_{\alpha i}^{*} e^{-i(E_{j}t - p_{j}L)} \left\langle \nu_{j}(0) | \nu_{i}(0) \right\rangle \right|^{2}$$
(1.12)

Les différents états de masse devant être orthogonaux entre eux, nous pouvons donc utiliser la relation  $\langle \nu_j | \nu_i \rangle = \delta_{ij}$  pour simplifier l'équation précédente :

$$P(\nu_{\alpha} \to \nu_{\beta})(L, E) = \left| \sum_{j} U_{\beta j} U^*_{\alpha j} e^{-i(E_j t - p_j L)} \right|^2$$
(1.13)

Nous supposons que les neutrinos se propagent avec la même impulsion  $(p_j = p)$  et que nous sommes dans le cas de neutrinos ultra-relativistes  $(p \approx E \gg m_j)$ . Nous pouvons donc écrire :

$$E_j = \sqrt{p^2 + m_j^2} \approx p + \frac{m_j^2}{2p} \approx E + \frac{m_j^2}{2E}$$
(1.14)

Dans le système d'unités naturelles (où L = ct = t), cette approximation nous permet d'écrire :

$$E_{j}t - p_{j}L = E_{j}L - p_{j}L \approx pL + \frac{m_{j}^{2}}{2p}L - p_{j}L = \frac{m_{j}^{2}}{2E}L$$
(1.15)

Ce qui donne, en introduisant la relation 1.15 dans l'équation 1.13 :

$$P(\nu_{\alpha} \to \nu_{\beta})(L, E) = \left| \sum_{j} U_{\beta j} U_{\alpha j}^* e^{-i\frac{m_j^2}{2E}L} \right|^2$$
(1.16)

$$=\sum_{k}\sum_{j}U_{\alpha k}^{*}U_{\beta k}U_{\alpha j}U_{\beta j}^{*}e^{-i\frac{\Delta m_{kj}^{2}L}{2E}}$$
(1.17)

<sup>&</sup>lt;sup>4</sup>Il est possible de montrer que dans le formalisme de Dirac, les états de saveur et de masse sont reliés par  $U^*$  et non par U (voir [28])

où  $\Delta m_{kj}^2 = m_k^2 - m_j^2$ . L'expression 1.17 peut finalement être développée sous la forme suivante :

$$P(\nu_{\alpha} \to \nu_{\beta})(L, E) = \delta_{\alpha\beta} - 4 \sum_{k>j} \Re \left\{ U_{\alpha k}^{*} U_{\beta k} U_{\alpha j} U_{\beta j}^{*} \right\} \sin^{2} \left( \frac{\Delta m_{kj}^{2} L}{4E} \right)$$
$$+ 2 \sum_{k>j} \Im \left\{ U_{\alpha k}^{*} U_{\beta k} U_{\alpha j} U_{\beta j}^{*} \right\} \sin \left( \frac{\Delta m_{kj}^{2} L}{2E} \right)$$
(1.18)

Il s'agit donc de la probabilité qu'un neutrino de saveur  $\alpha$  et d'énergie E ait oscillé vers la saveur  $\beta$ à une distance L de son point d'émission. Dans le cas d'antineutrinos, l'état de saveur s'écrit sous la même forme que pour les neutrinos en remplaçant  $U^*$  par U:

$$\left|\overline{\nu}_{\alpha}(t)\right\rangle = \sum_{i=1}^{3} U_{\alpha i}^{*} \left|\overline{\nu}_{i}(t)\right\rangle \tag{1.19}$$

Nous pouvons donc déterminer la probabilité d'oscillation  $P(\overline{\nu}_{\alpha} \to \overline{\nu}_{\beta})(L, E)$  de la même manière en échangeant U avec  $U^*$  dans les formules. Au final, cela revient à changer le signe de la partie imaginaire de l'équation 1.18 :

$$P(\overline{\nu}_{\alpha} \to \overline{\nu}_{\beta})(L, E) = \delta_{\alpha\beta} - 4 \sum_{k>j} \mathfrak{Re} \left\{ U_{\alpha k}^{*} U_{\beta k} U_{\alpha j} U_{\beta j}^{*} \right\} \sin^{2} \left( \frac{\Delta m_{k j}^{2} L}{4E} \right) - 2 \sum_{k>j} \mathfrak{Im} \left\{ U_{\alpha k}^{*} U_{\beta k} U_{\alpha j} U_{\beta j}^{*} \right\} \sin \left( \frac{\Delta m_{k j}^{2} L}{2E} \right)$$
(1.20)

Ainsi, les parties imaginaires de la matrice PMNS vont entraîner une différence d'oscillations entre neutrinos et antineutrinos. En reprenant l'expression de cette matrice (expression 1.6), nous voyons que c'est la phase de violation CP qui gouverne ces différences.

Nous observons ici que les oscillations dépendent de différents paramètres physiques, dont la valeur est à mesurer expérimentalement, et dont l'état actuel de nos connaissances sera détaillé dans la section 1.4 :

- L'amplitude des oscillations est gouvernée par les trois angles de mélange et la phase de violation CP, que nous retrouvons dans l'équation 1.18 au travers des termes  $U^*_{\alpha k}$ ,  $U_{\beta k}$ ,  $U_{\alpha j}$  et  $U^*_{\beta j}$ , qui viennent directement de la matrice PMNS (équation 1.6).
- La phase de l'oscillation est gouvernée par les différences de masses carrées Δm<sup>2</sup><sub>kj</sub> entre les états de masses. Nous voyons ainsi que pour que les oscillations entre les trois saveurs connues de neutrinos soient possibles, il faut qu'au moins deux des masses m<sub>i</sub> soient non-nulles, ce qui implique des neutrinos massifs. Bien qu'il y ait 3 différences de masses carrées, Δm<sup>2</sup><sub>21</sub>, Δm<sup>2</sup><sub>31</sub> et Δm<sup>2</sup><sub>32</sub>, elles ne sont pas indépendantes. Nous pouvons donc nous restreindre à deux différences indépendantes liées par la relation Δm<sup>2</sup><sub>31</sub> = Δm<sup>2</sup><sub>32</sub> + Δm<sup>2</sup><sub>21</sub>. Les signes de ces différences reflètent ce qu'on appelle la « hiérarchie de masse des neutrinos », c'est-à-dire l'ordre des états de masses. Le cas où m<sub>1</sub> < m<sub>2</sub> < m<sub>3</sub> correspond à la hiérarchie dite « normale » (NH) et le cas où m<sub>3</sub> < m<sub>1</sub> < m<sub>2</sub> correspond à la hiérarchie dite « inverse » (IH). Nous voyons également ici que les expériences d'oscillations ne peuvent pas mesurer la masse absolue des neutrinos, mais uniquement les différences de masses entre les états ν<sub>1</sub>, ν<sub>2</sub> et ν<sub>3</sub>.

L'oscillation dépend également de deux paramètres extérieurs, qui sont l'énergie du neutrino E et la distance L qu'il parcourt. C'est en jouant sur ces deux paramètres et sur les sources de neutrinos (et donc les saveurs initiales des neutrinos) que nous pouvons étudier différents aspects de la physique des oscillations. En particulier, le choix du rapport L/E est primordial pour atteindre une bonne sensibilité sur les paramètres que l'on souhaite étudier. Le choix de ce rapport en fonction de la source de neutrinos utilisée et des paramètres que l'on souhaite étudier sera discuté dans la section 1.4.

#### 1.3.3 Oscillations dans la matière

Jusqu'à présent, nous avons considéré que les neutrinos oscillaient dans le vide. Dans les faits, les oscillations sont modifiées lorsque les neutrinos se propagent dans la matière. C'est ce qu'on appelle « effets de matière » ou « effet Mikheyev-Smirnov-Wolfenstein » (MSW) du nom des physiciens qui l'ont théorisé en 1978 (Wolfenstein [29]) et 1986 (Mikheyev et Smirnov [30]). Il est négligeable pour des courtes distances d'oscillations [31], mais pour des mesures de précision ou pour de longues distances d'oscillations dans la matière, il doit être pris en compte. L'effet MSW a été particulièrement étudié dans le cas des neutrinos solaires, qui parcourent une longue distance à l'intérieur du soleil avant de s'en extraire, comme dans le cas de l'expérience Borexino [32][33] par exemple.

L'effet MSW est dû aux interactions entre les neutrinos et la matière dans laquelle ils se propagent. Ces interactions vont induire un potentiel effectif, et donc une composante supplémentaire à l'Hamiltonien d'interaction :

$$\mathcal{H} = \mathcal{H}_0 + \mathcal{H}_M \tag{1.21}$$

où  $\mathcal{H}_0$  est l'Hamiltonien dans le vide, et  $\mathcal{H}_M$  la composante supplémentaire due aux interactions avec la matière. On nomme  $V_{\alpha}$  ce potentiel effectif ( $\alpha = e, \mu, \tau$ ) ressenti par les différentes saveurs. On a donc :

$$\mathcal{H}_0 \left| \nu_i \right\rangle = E_i \left| \nu_i \right\rangle \tag{1.22}$$

et 
$$\mathcal{H}_M |\nu_{\alpha}\rangle = V_{\alpha} |\nu_{\alpha}\rangle$$
 (1.23)

Nous avons vu dans la section 1.2 que les processus faibles se répartissent en interactions CC et interactions NC, nous allons donc pouvoir exprimer le potentiel  $V_{\alpha}$  à l'aide de deux termes indépendants  $V_{CC}$  et  $V_{NC}$  correspondants à ces deux cas. Nous nous appuierons pour cela sur les différents processus représentés sur les figures 1.1 et 1.2. Dans le cas des interactions NC, les trois saveurs de neutrinos peuvent diffuser sur les différents composants de la matière :

$$\nu_l + X \rightarrow \nu_l + X \qquad l = e, \mu, \tau$$

$$X = e^-, p, n$$
(1.24)

Cependant, le milieu de propagation est considéré comme électriquement neutre et le potentiel induit par la diffusion sur les électrons et les protons est considéré comme étant de même force et de signe opposé. Nous pouvons donc dire que seules les diffusions sur les neutrons  $\nu_l + n \rightarrow \nu_l + n$  contribuent au potentiel  $V_{NC}$ , que nous pouvons écrire sous la forme [28] :

$$V_{NC} = -\frac{\sqrt{2}}{2}G_F N_n \tag{1.25}$$

où  $G_F$  est la constance de Fermi, et  $N_n$  représente la densité neutronique du milieu de propagation.

Dans le cas des interactions CC, nous ne pouvons pas prendre en compte les diffusions sur les protons et les neutrons, puisqu'il n'y a pas de neutrinos dans l'état final. Nous voyons donc que seuls les neutrinos électroniques peuvent diffuser par CC dans la matière :

$$\nu_e + e^- \to \nu_e + e^- \tag{1.26}$$

Le potentiel  $V_{CC}$  est lié à la densité électronique  $N_e$  du milieu par l'expression [28] :

$$V_{CC} = \sqrt{2}G_F N_e \tag{1.27}$$

Nous pouvons finalement écrire le potentiel  $V_{\alpha}$  sous la forme :

$$V_{\alpha} = V_{CC} \ \delta_{\alpha e} + V_{NC} \tag{1.28}$$

Pour les antineutrinos, les signes des potentiels sont inversés. En utilisant le nouvel Hamiltonien, défini par l'équation 1.21, et les relations que nous venons d'établir, il est possible de déduire de nouvelles probabilités d'oscillations prenant en compte l'effet MSW. Dans le chapitre 2, nous montrerons l'impact de l'effet MSW sur les oscillations pour le calcul de la probabilité  $P(\nu_{\mu} \rightarrow \nu_{e})$  dans le cadre du projet DUNE, et nous verrons comment la prise en compte de cet effet permet d'accéder à des paramètres d'oscillations qui ne sont pas encore déterminés aujourd'hui. En particulier, nous pouvons déjà prévoir que cet effet est susceptible de nous renseigner sur la valeur de  $\delta_{CP}$ , puisque l'absence de positrons dans la matière ordinaire renforcerait l'asymétrie (déjà présente dans le vide) entre les oscillations impliquant des neutrinos et des antineutrinos.

#### 1.4 Connaissances actuelles des paramètres d'oscillations

Plus de 50 ans sont passés depuis la première observation de neutrinos par Reines et Cowan, et plus de 15 ans depuis la confirmation expérimentale du mécanisme d'oscillations des neutrinos. Aujourd'hui, la plupart des paramètres d'oscillations sont connus avec une bonne précision, mais de nombreuses questions restent encore en suspens. Ces mesures s'étant faites au travers de différentes expériences, utilisant des techniques de détection et des sources de neutrinos variées donnant accès aux différents paramètres, nous commencerons par quelques remarques sur les choix expérimentaux effectués lors de la conception d'une expérience d'oscillations. L'état actuel de nos connaissances concernant les valeurs des trois angles de mélange et des différences de masses carrées sera détaillé, en les séparant en trois groupes : les paramètres  $\theta_{12}$  et  $\Delta m_{21}^2$ , communément appelé « secteur solaire », les paramètres  $\theta_{23}$  et  $\Delta m_{32}^2$ , communément appelé « secteur atmosphérique », et l'angle  $\theta_{13}$ . Enfin, la question de la détermination des paramètres encore manquants et des enjeux des futures expériences d'oscillations sera discutée dans la section 1.5.

Notons ici que la question des paramètres d'oscillations ne constitue que l'une des nombreuses questions ouvertes concernant la physique des neutrinos, auxquelles les expériences de neutrinos cherchent à répondre. Parmi ces questions, nous pouvons citer les questions de l'origine et de la valeur absolue des masses des neutrinos, de leur nature profonde (Dirac ou Majorana), ou la question du nombre exact de saveurs par exemple. Au-delà même des propriétés de ces particules, la détection et l'étude des neutrinos produits dans l'Univers et détectés sur Terre nous apporte également des informations précieuses sur les phénomènes astrophysiques à l'origine de ces neutrinos. Toutes ces considérations, qui sont décrites plus en détails dans l'annexe B, font de la physique des neutrinos un domaine riche et dynamique de la physique des particules.

#### 1.4.1 Les différents types d'expériences et leurs caractéristiques

Le choix de la source de neutrinos utilisée, des caractéristiques de ces neutrinos, et de l'emplacement du détecteur sont des choix cruciaux lorsqu'une expérience d'oscillation est proposée. Ces choix vont grandement influer sur les oscillations qui vont être étudiées, et donc sur les paramètres auxquels l'expérience va donner accès. Le choix de la source de neutrinos va en particulier déterminer la saveur initiale des neutrinos et leur énergie moyenne, ce qui va conditionner la technique de détection utilisée. Les différentes expériences d'oscillations utilisent principalement deux sources naturelles de neutrinos : les neutrinos solaires ( $\nu_e$ ), et les neutrinos atmosphériques (principalement des  $\nu_{\mu}$ ). Elles ont également utilisé deux sources artificielles, qui sont les neutrinos issus de réacteurs nucléaires ( $\overline{\nu}_e$ ), et des faisceaux de neutrinos produits auprès des accélérateurs ( $\nu_{\mu}$  et  $\overline{\nu}_{\mu}$ ).

L'énergie E des neutrinos détectés, liée à la source de neutrinos utilisée, et la distance L entre la source et le détecteur, déterminée par le choix de l'emplacement du détecteur, sont deux autres paramètres cruciaux. Plus précisément, nous voyons dans l'équation 1.18 que la phase de l'oscillation dépend du rapport L/E et du paramètre  $\Delta m_{ij}^2$ . Deux conséquences importantes en découlent :

• Si l'on veut avoir une bonne sensibilité au paramètre  $\Delta m_{ij}^2$ , il faut choisir L/E de manière à ce que l'oscillation soit observable, il faut donc :

$$\frac{E \text{ (GeV)}}{L \text{ (km)}} \lesssim \Delta m_{ij}^2 (\text{eV}^2) \iff \min\left(\Delta m_{ij}^2 (\text{eV}^2)\right) \sim \frac{E \text{ (GeV)}}{L \text{ (km)}}$$
(1.29)

Le tableau 1.3 donne un résumé des domaines  $\Delta m_{ij}^2$  accessibles par les différents types d'expériences d'oscillations.

• Si l'ordre de grandeur de  $\Delta m_{ij}^2$  est connu, le rapport L/E peut être choisi de manière à maximiser, où au contraire presque supprimer, l'observation de certaines oscillations pour n'en garder qu'une seule dominante. Cela permet alors de simplifier les probabilités d'oscillations pour accéder directement aux paramètres qui sont associés à l'oscillation dominante. Ainsi, nous pouvons diminuer l'impact de notre éventuelle méconnaissance des autres paramètres d'oscillations sur les valeurs extraites de ces expériences.

Source	Type de $\nu$	L (km)	$\overline{E}$ (GeV)	$\min\left(\Delta m_{ij}^2\right) (\mathrm{eV}^2)$
Solaire	$ u_e $	$10^{8}$	$10^{-3}$	10 <sup>-11</sup>
Atmosphérique	$ u_e,   u_\mu,  \overline{ u}_e,  \overline{ u}_\mu$	$10^{4}$	1	$10^{-4}$
Accélérateur (courte distance)	$ u_{\mu},  \overline{ u}_{\mu}$	0.1	1	10
Accélérateur (longue distance)		$10^{3}$	10	$10^{-2}$
Réacteur (courte distance)	$\overline{ u}_e$	1	$10^{-3}$	$10^{-3}$
Réacteur (longue distance)		100	$10^{-3}$	$10^{-5}$

TABLE 1.3 – Domaine  $\Delta m_{ij}^2$  accessibles par les différents types d'expériences d'oscillations.

Les expériences d'oscillations utilisant des neutrinos issus d'accélérateurs sont alors particulièrement intéressantes, puisqu'elles permettent d'ajuster l'énergie des neutrinos ainsi que la distance entre la source et le détecteur afin d'optimiser le rapport L/E, en fonction de l'oscillation que l'on souhaite observer et des paramètres auxquels nous voulons être sensibles. Plus particulièrement, nous pouvons ajuster ce rapport pour reproduire artificiellement, sur Terre, les conditions des différentes sources naturelles. En particulier, se placer à une longue distance d'un réacteur nucléaire permet de recréer les conditions d'oscillations des neutrinos solaires, et les expériences sur faisceaux de neutrinos permettent de recréer les conditions d'oscillations des neutrinos atmosphériques. Le tableau 1.4 donne un résumé des oscillations et des types d'expériences donnant accès aux différents paramètres d'oscillations.

Paramètres	Oscillation associée	Source
$\Delta m_{21}^2,  \theta_{12}$	$ u_e  ightarrow  u_{\mu, au}$	Solaires
	$\overline{\nu}_e \rightarrow \overline{\nu}_e$	Réacteurs (longue distance)
$\Delta m_{32}^2$ , $\theta_{23}$	$ u_{\mu} \rightarrow \nu_{\mu,\tau} $	Atmosphériques
		Accélérateurs
$\theta_{13}$	$ u_{\mu} \rightarrow \nu_{e} $	Accélérateurs (longue distance)
	$\overline{\nu}_e \to \overline{\nu}_e$	Réacteurs (courte distance)
$\delta_{CP}$	$\nu_{\mu} \rightarrow \nu_{e}$	Accélérateurs (longue distance)
	$\overline{ u}_{\mu}  ightarrow \overline{ u}_{e}$	

TABLE 1.4 – Paramètres d'oscillations accessibles par les différents types d'expériences.

#### 1.4.2 Mesures de $\Delta m_{21}^2$ et $\theta_{12}$ : neutrinos solaires et issus de réacteurs

Les neutrinos produits dans le soleil par fusion nucléaire sont l'une des sources naturelles de neutrinos les plus importantes sur Terre. Ces neutrinos sont uniquement des neutrinos électroniques, ayant des énergies de l'ordre de 1 à 10 MeV. Il furent observés pour la première fois en 1968 par l'expérience Homestake [14] aux États-Unis.

Cette expérience fut également la première à mettre en évidence ce qu'on appela le « problème des neutrinos solaires », consistant en un déficit dans le flux de  $\nu_e$  prédit par le Modèle Standard du Soleil [34]. La détection des  $\nu_e$  s'effectuait alors par interaction par courant chargé entre les neutrinos et des atomes de chlore :

$${}^{37}\text{Cl} + \nu_e \rightarrow {}^{37}\text{Ar} + e^- \tag{1.30}$$

L'expérience Homestake ne mesura que 30% du flux de  $\nu_e$  prédit. Plus tard, les expériences SAGE [35] (en Russie) et GALLEX [36][37] (au Gran Sasso en Italie), utilisant du gallium à la place du chlore, observèrent un déficit compatible avec celui observé par Homestake. L'expérience Kamiokande [38] (au Japon), basée sur la détection de lumière Cherenkov, observa également ce déficit. Il fallut attendre l'expérience SNO [21] pour valider l'hypothèse de l'oscillation des neutrinos comme réponse au problème des neutrinos solaires. Cette expérience pouvait détecter d'une part le flux de  $\nu_e$ , et d'autre part le flux de neutrinos total (toutes saveurs confondues). L'expérience SNO observa un flux total de neutrinos supérieur au flux de  $\nu_e$ . Ainsi, le déficit mesuré dans le flux de  $\nu_e$  peut s'expliquer par l'oscillation d'une partie des  $\nu_e$  vers les autres saveurs de neutrinos.

Les antineutrinos  $\overline{\nu}_e$  issus de réacteurs peuvent également permettre de sonder le secteur solaire si l'on se place suffisamment loin du réacteur (une centaine de kilomètres). C'est le cas de l'expérience KamLAND [39][40] au Japon, qui étudiait les flux de neutrinos provenant de 53 réacteurs différents. La distance entre le détecteur et la source variait entre 138 et 214 km, suivant les réacteurs, avec une longueur moyenne de 180 km. Les résultats de cette expérience, présentés sur la figure 1.3, confirmèrent également l'hypothèse de l'oscillation des neutrinos.



FIGURE 1.3 – Probabilité de survie  $P(\overline{\nu}_e \to \overline{\nu}_e)$  observée dans KamLAND en fonction du rapport L/E [40]. Les courbes indiquent les meilleurs ajustements avec les hypothèses d'oscillations à deux (pointillés) et trois (bleu) saveurs.

En combinant les résultats des expériences solaires et de KamLAND, les paramètres  $\theta_{12}$  et  $\Delta m_{21}^2$ peuvent être extraits. L'espace autorisé des paramètres, extrait de ces expériences dans l'hypothèse d'une oscillation à trois saveurs de neutrinos, est présenté sur la figure 1.4. Le meilleur ajustement [41] donne, avec une erreur de  $1\sigma$ :

$$\Delta m_{21}^2 = (7.53 \pm 0.18) \times 10^{-5} \text{ eV}^2$$

$$\sin^2 \theta_{12} = 0.307^{+0.013}_{-0.012}$$
(1.31)

Notons ici que l'étude des neutrinos solaires a également permis de mettre en évidence l'impact des effets de matière (MSW) sur les oscillations de neutrinos, les  $\nu_e$  détectés parcourant une grande distance à l'intérieur du soleil. La figure 1.5 montre la probabilité de survie des neutrinos solaires en fonction de leur énergie, mesurée par différentes expériences [42]. L'évolution de cette probabilité en fonction de l'énergie des neutrinos est en accord avec celle prédite par le modèle MSW. C'est également à travers l'observation de cet effet que le signe de  $\Delta m_{21}^2$  a pu être déterminé [43].

## 1.4.3 Mesures de $\Delta m^2_{32}$ et $\theta_{23}$ : neutrinos atmosphériques et issus d'accélérateurs

Les neutrinos atmosphériques sont produits lors de l'interaction entre les rayons cosmiques (composés en grande partie de protons, mais également d'une petite fraction de photons, d'antiprotons, d'électrons, de positrons et de noyaux lourds), et l'atmosphère terrestre. Ces interactions produisent des gerbes hadroniques principalement composées de pions (et de quelques kaons) qui se désintégrent en  $\nu_{\mu}$  et en muons. Ces muons se désintégrent ensuite à leur tour en électrons,  $\nu_e$  et en  $\nu_{\mu}$ :

$$\pi^{\pm} \to \mu^{\pm} + \nu_{\mu}(\overline{\nu}_{\mu}) \tag{1.32}$$
$$\mu^{\pm} \to e^{\pm} + \nu_{e}(\overline{\nu}_{e}) + \overline{\nu}_{\mu}(\nu_{\mu})$$



FIGURE 1.4 – Détermination des paramètres  $\theta_{12}$  et  $\Delta m_{21}^2$  à partir des données de KamLAND et des expériences solaires, dans le cas d'une oscillation à trois saveurs où  $\theta_{13}$  est un paramètre libre [40]. Les régions en couleurs sont les régions autorisées par l'analyse combinée de ces données.



FIGURE 1.5 – Probabilité de survie des  $\nu_e$  en fonction de leur énergie [42]. Les points noirs correspondent aux mesures de l'expérience Borexino, le point rouge correspond à la combinaison des mesures de SNO et de Super-Kamiokande. La courbe cyan montre la probabilité d'oscillation théorique en présence d'effet MSW, en utilisant les mesures actuelles des différents paramètres d'oscillations.

Ces neutrinos sont beaucoup plus énergétiques que ceux produits dans le soleil, et ont une énergie moyenne de l'ordre du GeV. À basse énergie (< 1 GeV), les muons vont presque tous se désintégrer avant d'atteindre la surface de la Terre, la désintégration d'un pion suivi de la désintégration du muon produit va dont mener à la production de deux  $\nu_{\mu}$  et d'un seul  $\nu_e$ . Ainsi, nous nous attendons à détecter environ deux fois plus de  $\nu_{\mu}$  que de  $\nu_e$  à la surface de la Terre. Or, dans les années 1990, de nombreuses expériences comme IMB [44][45], Soudan-2 [46], MACRO [47], et Kamiokande [15][48] observèrent un rapport moins important. L'expérience Kamiokande, par exemple, mesura le rapport entre les événements muons et les événements électrons détectés, et le compara au rapport issu des simulations [48] :

$$\frac{(\mu/e)_{\text{Data}}}{(\mu/e)_{\text{MC}}} = 0.57^{+0.08}_{-0.07} \pm 0.07 \tag{1.33}$$

Ce rapport, montrant que le rapport  $(\mu/e)_{\text{Data}}$  mesuré est inférieur à la prédiction, peut s'expliquer par un déficit de  $\nu_{\mu}$  dans les neutrinos observés. Ce déficit de  $\nu_{\mu}$  peut lui-même s'expliquer par des oscillations de neutrinos, les  $\nu_{\mu}$  ayant oscillés vers une autre saveur.

L'expérience Super-Kamiokande confirma finalement cette hypothèse en 1998 [19], en observant une dépendance de ce déficit à l'angle zénital des neutrinos détectés. Cette dépendance est présentée sur la figure 1.6 [49], où nous pouvons voir que ce déficit est faible pour les neutrinos entrant dans le détecteur par le haut  $(\cos(\theta) = 1)$ , puis augmente progressivement pour être maximal pour les neutrinos entrant dans le détecteur par le bas $(\cos(\theta) = -1)$ . Ce sont donc les neutrinos ayant parcouru une grande distance, 12000 km dans le cas des neutrinos entrant dans le détecteur par le bas, ayant donc traversé tout le diamètre de la Terre, qui présentent le déficit le plus fort. Ayant parcouru une plus longue distance depuis leur production, une grande partie de ces neutrinos a oscillé vers une autre saveur. De plus, aucun excédent de  $\nu_e$  n'ayant été observé, et les  $\nu_{\tau}$  n'étant pas détectables par Super-Kamiokande, ces résultats favorisent l'hypothèse de l'oscillation des  $\nu_{\mu}$ vers des  $\nu_{\tau}$ . Ces résultats sont donc compatibles avec une hypothèse d'oscillations à trois saveurs.

Le secteur atmosphérique est aussi étudié à l'aide de faisceaux de  $\nu_{\mu}$  et de  $\overline{\nu}_{\mu}$ . C'est le cas des expériences K2K [50] et T2K [51] au Japon, ainsi que MINOS [52] et NO $\nu$ A [53] aux États-Unis. L'expérience OPERA [54], qui observa pour la première fois l'apparition de  $\nu_{\tau}$  au sein d'un faisceau de  $\nu_{\mu}$  en 2010, est également une expérience sur faisceau. Le tableau 1.5 présente les caractéristiques des principales expériences sur accélérateurs.

Expérience	L (km)	$\overline{E}$ (GeV)
K2K	250	1.3
T2K	295	0.6
OPERA	730	17
MINOS	735	3
NOvA	810	2

TABLE 1.5 – Caractéristiques des expériences de neutrinos sur accélérateurs à longue distance.

Ces expériences sont généralement constituées de deux détecteurs, un proche de la source et l'autre lointain afin de mesurer les flux de neutrinos avant et après oscillations. L'utilisation d'une source artificielle de ces neutrinos, combinée à la mise en place de ces deux détecteurs, permet de réduire considérablement les erreurs systématiques, puisque les caractéristiques des neutrinos produits et leur



FIGURE 1.6 – Distribution des candidats électroniques (gauche) et muoniques (droite) en fonction du cosinus de l'angle zénithal ( $\theta$ ), avec une énergie reconstruite E < 1.33 GeV (Sub-GeV, haut) et E > 1.33 GeV (Multi-GeV, bas) à Super-Kamiokande [42][49]. Les histogrammes présentent la prédiction du MS sans oscillations (bleu) et le meilleur ajustement avec l'hypothèse d'oscillation  $\nu_{\mu} \rightarrow \nu_{\tau}$  (rouge).

distance de propagation sont mieux connues et maitrisées que dans le cas d'une autre source. Les caractéristiques des principales expériences sur accélérateurs sont présentées dans le tableau 1.5. Une description plus complète du principe de ces expériences sera donnée dans le chapitre 2, dans lequel nous présenterons le projet d'expérience sur faisceau DUNE, sur lequel porte cette thèse.

Aujourd'hui, les paramètres  $\Delta m_{32}^2$  et  $\theta_{23}$  peuvent également être extraits des données recueillies par les télescopes à neutrinos comme IceCube [55] au pôle sud ou Antares [56] en Méditerranée. La figure 1.7 présente l'espace autorisé des paramètres, extrait de différentes expériences étudiant des neutrinos atmosphériques et issus de faisceaux, dans l'hypothèse de la hiérarchie de masse normale. Il reste cependant deux principaux points à éclaircir concernant ces paramètres :

- Le premier point est le signe de  $\Delta m_{32}^2$  actuellement inconnu, qui détermine la hiérarchie de masse dont nous reparlerons dans la section 1.5 consacrée aux enjeux des futures expériences.
- Le second point est visible sur la figure 1.7, où nous pouvons constater que deux valeurs peuvent être envisagées pour  $\theta_{23}$ , l'une inférieure à 45 ° (sin<sup>2</sup>  $\theta_{23} < 0.5$ ) et l'autre supérieure. Nous parlons alors d'octant « inférieur » (LO, *Lower Octant*) et « supérieur » (HO, *Higher Octant*) [57]. Les futures expériences devraient permettre de lever cette dégénérescence.



FIGURE 1.7 – Régions autorisées pour les paramètres  $\theta_{23}$  et  $\Delta m_{32}^2$ . Comparaison des résultats de Super-Kamiokande, T2K, NO $\nu$ A, IceCube et MINOS, dans l'hypothèse de la hiérarchie de masse normale, à 90% de degré de confiance [42].

Le tableau 1.6 présente les valeurs de  $\Delta m_{32}^2$  et  $\theta_{23}$  extraites du meilleur ajustement obtenu en combinant toutes les données. La hiérarchie de masse et l'octant de  $\theta_{23}$  n'étant pas connus actuellement, comme nous venons de le voir, nous présentons les résultats obtenus pour les différentes hypothèses de hiérarchie et d'octant.

	NH	IH
$\Delta m^2_{32} \times 10^{-3} \ \mathrm{eV}^2$	$2.51\pm0.05$	$-2.56\pm0.04$
$\sin^2 \theta_{23}$ (LO)	$0.417\substack{+0.025 \\ -0.030}$	$0.421_{-0.025}^{+0.033}$
$\sin^2 \theta_{23}$ (HO)	$0.597\substack{+0.024\\-0.030}$	$0.592^{+0.023}_{-0.030}$

TABLE 1.6 – Paramètres d'oscillations  $\theta_{23}$  et  $\Delta m_{32}^2$  extraits des mesures des expériences sur les neutrinos atmosphériques et issus d'accélérateurs [41].

#### 1.4.4 Mesure de $\theta_{13}$ : neutrinos issus de réacteurs et d'accélérateurs

Le paramètre  $\theta_{13}$  a été le dernier des trois angles de mélange à avoir été mesuré. Les premiers indices en faveur d'une valeur non nulle sont apparus en 2008, lorsque cette hypothèse a été proposée pour expliquer les différences entre la valeur de  $\theta_{12}$  extraite des résultats des expériences solaires, et celle extraite des résultats de KamLAND [58]. La mesure de  $\theta_{13}$  est rapidement devenue primordiale, puisqu'elle est nécessaire pour pouvoir mesurer la phase  $\delta_{CP}$  de violation CP, qui apparaît dans l'oscillation  $\nu_{\mu} \rightarrow \nu_{e}$  si les trois angles de mélanges sont non-nuls. Ce point sera développé dans le cadre du programme de physique du projet DUNE, détaillé dans le chapitre 2. L'angle  $\theta_{13}$  a pu être mesuré via deux types d'expériences de neutrinos. D'une part, il est mesurable dans les expériences auprès de réacteurs, similaires à l'expérience KamLAND, qui étudient les  $\overline{\nu}_e$  produits par la désintégration  $\beta$  des produits de fission du combustible. L'énergie de ces neutrinos est de l'ordre du MeV, et leur détection s'effectue par réaction  $\beta$ -inverse :

$$\overline{\nu}_e + p \to e^+ + n \tag{1.34}$$

La toute première détection de neutrinos, en 1956, utilisa également la réaction  $\beta$ -inverse pour détecter les neutrinos émis par le réacteur de Savannah River, aux États-Unis. Ce type de détection étant sensible aux  $\overline{\nu}_e$  uniquement, les expériences l'utilisant étudient l'oscillation  $\overline{\nu}_e \rightarrow \overline{\nu}_e$  qui, si l'on se place à une courte distance du réacteur (quelques kilomètres), est dominée par les paramètres  $\theta_{13}$  et  $|\Delta m_{23}^2|$ . Le paramètre  $|\Delta m_{23}^2|$  étant mesuré avec une bonne précision, le paramètre  $\theta_{13}$  peut donc être directement extrait des résultats de ces expériences.

D'autre part, le paramètre  $\theta_{13}$  est également mesurable dans les expériences sur faisceaux, en étudiant l'oscillation  $\nu_{\mu} \rightarrow \nu_{e}$ . Cette oscillation dépend en effet de  $\theta_{13}$ , mais également de deux paramètres qui nous sont actuellement inconnus, le signe de  $\Delta m_{23}^2$  et la valeur de  $\delta_{CP}$ . Ainsi, les résultats sont toujours présentés en fonction de  $\delta_{CP}$  et des deux hiérarchies de masse possibles. L'expérience T2K est la première expérience à avoir observé l'apparition de  $\nu_{e}$  au sein d'un faisceau de  $\nu_{\mu}$  [59], ce qui lui permit d'obtenir une première limite inférieure non-nulle, à 90% de niveau de confiance, sur la valeur de  $\theta_{13}$  en 2011 [59] :

$$0.03 < \sin^{2}(2\theta_{13}) < 0.28 \quad (\text{NH}, \, \delta_{CP} = 0)$$

$$0.04 < \sin^{2}(2\theta_{13}) < 0.34 \quad (\text{IH}, \, \delta_{CP} = 0)$$

$$(1.35)$$

Du côté des expériences auprès de réacteurs, les expériences Daya Bay [60], Double-Chooz [61] et RENO [62] publient leurs premières mesures de  $\theta_{13}$  en 2012. Ces premières mesures sont résumées dans le tableau 1.7.

Expérience	$\sin^2(2\theta_{13})$
Double-Chooz [61]	$0.086 \pm 0.041 \pm 0.030$
Daya Bay [60]	$0.092 \pm 0.016 \pm 0.005$
RENO [62]	$0.0113 \pm 0.013 \pm 0.019$

TABLE 1.7 – Premières mesures non-nulles du paramètre  $\theta_{13}$  réalisées par les expériences auprès de réacteurs.

L'expérience T2K obtient également une mesure plus précise de ce paramètre en 2014 [63] :

$$\sin^{2}(2\theta_{13}) = 0.140^{+0.038}_{-0.032} \quad \text{(NH, } \delta_{CP} = 0\text{)}$$

$$\sin^{2}(2\theta_{13}) = 0.170^{+0.045}_{-0.037} \quad \text{(IH, } \delta_{CP} = 0\text{)}$$
(1.36)

L'espace actuellement autorisé des paramètres, extrait des derniers résultats de ces différentes expériences, est présenté sur la figure 1.8. Le meilleur ajustement actuel donne, avec une erreur de  $1\sigma$  [41] :

$$\sin^2 \theta_{13} = (2.12 \pm 0.08) \times 10^{-2} \tag{1.37}$$


FIGURE 1.8 – Régions autorisées pour le paramètre  $\theta_{13}$  [64], dans le cas de la hiérarchie de masse normale (en haut) et inverse (en bas), incluant les derniers résultats de différentes expériences. Le point rouge indique le meilleur ajustement pour chaque cas.

# 1.5 Enjeux des futures expériences d'oscillations de neutrinos

Bien que nous venons de voir que notre connaissance des neutrinos et de leurs caractéristiques a énormément progressé ces dernières années, en particulier avec la découverte du phénomène d'oscillation, de nombreuses questions les concernant restent encore ouvertes. Les expériences de neutrinos actuelles et futures ont donc un vaste programme de physique devant elles, et les efforts communs entre elles visent à obtenir, à terme, un tableau complet de la physique des neutrinos. Dans cette section, nous présentons une revue rapide des problématiques auxquelles les expériences d'oscillations de neutrinos actuelles et futures vont chercher à répondre.

## 1.5.1 Existence d'une 4<sup>ème</sup> famille de neutrinos

Nous avons jusqu'à présent parlé de l'existence de trois saveurs de neutrinos actives différentes,  $\nu_e$ ,  $\nu_\mu$  et  $\nu_\tau$ . Ce nombre de trois est en accord avec les contraintes sur le nombre de familles de neutrinos légers actives provenant de l'étude des désintégrations du boson Z [11]. Cependant, nous n'avons fait qu'évoquer la possible existence de neutrinos supplémentaires dit « stériles », n'interagissant qu'avec les autres neutrinos et à travers le mécanisme d'oscillations, et dont ni le nombre ni l'existence ne sont contraints par les études réalisées auprès des accélérateurs.

Or, malgré le succès du mécanisme d'oscillations à trois saveurs, il reste encore des tensions (souvent nommées « anomalies ») entre ce modèle et les observations provenant de différentes expériences d'oscillations :

• L'anomalie la plus ancienne vient de l'expérience LSND [65], installée à Los Alamos aux États-Unis, et qui détectait les  $\overline{\nu}_{\mu}$  produits auprès de l'accélérateur LANSCE. Le détecteur était placé à une trentaine de mètres de la source. En 2001, la collaboration LSND rapporte l'observation d'un excès de  $\overline{\nu}_e$ , qui pourrait être dû à une oscillation  $\overline{\nu}_{\mu} \to \overline{\nu}_e$  ayant un  $\Delta m^2$  entre 0.2 eV<sup>2</sup> et 10 eV<sup>2</sup> [65], bien plus grand que les différences de masses carrées déjà mesurées. Cependant, ces résultats n'ont pas été confirmés par l'expérience KARMEN [66], pourtant sensibles aux mêmes gammes de paramètres. Plus récemment, les résultats de l'expérience MiniBooNE [67][68], semblent présenter un excès de  $\overline{\nu}_e$  à basse énergie uniquement (inférieure à 475 MeV). Cet excès n'est pas compatible avec celui observé dans LSND, et n'est pas encore compris actuellement.

- Un déficit d'antineutrinos a été observé lors de la calibration des expériences GALLEX [69][70] et SAGE [71][72] à l'aide de source radioactive de <sup>51</sup>Cr et de <sup>37</sup>Ar produisant des  $\bar{\nu}_e$  monoénergétiques. Les deux expériences ont trouvé un rapport entre le nombre d'événements mesuré et le nombre d'événements attendu de l'ordre de  $0.84 \pm 0.05$ . Cette anomalie aurait pu être expliquée par notre méconnaissance des sections efficaces d'interaction du gallium, milieu utilisé pour effectuer la détection, mais les analyses ont montrés que cette anomalie restait significative à 2.7  $\sigma$  en prenant en compte les dernières mesures de ces sections efficaces [73].
- L'anomalie la plus récente [74] est apparue autour de 2011, lorsque les flux théoriques de neutrinos issus de réacteurs ont été réévalués au travers de différentes études indépendantes [75][76] en vue d'une mesure précise de  $\theta_{13}$ . En comparant ces nouveaux flux avec les données déjà publiées provenant de 19 expériences d'oscillations à courte distance (à moins de 100 m du cœur du réacteur), les physiciens ont trouvé un déficit de l'ordre de 7% (à 2.9  $\sigma$ ) dans les flux d'antineutrinos mesurés.

Ces différentes anomalies pourraient s'expliquer par une oscillation vers une quatrième saveur  $\nu_4$  de neutrinos [77][78]. Cette oscillation serait de très courte distance, ce qui expliquerait qu'elle n'est pas visible dans les expériences se situant à des grandes distances de leur source. Cette nouvelle saveur serait stérile, et aurait une masse plus élevée que celle des neutrinos actifs. Un certain nombre d'expériences ont cherché à observer cette oscillation, mais n'ont pu que restreindre l'espace des paramètres possibles [79]. Le meilleur ajustement global utilisant toutes ces données, incluant en particulier les dernières contraintes données par IceCube [80] et NEOS [81], donne [79] :

$$\sin^2 \theta_{14} \approx 0.019 \tag{1.38}$$
$$\Delta m_{41}^2 \quad (\Delta m_{43}^2 \text{ si IH}) \approx 1.7 \text{ eV}^2$$

Depuis quelques années, des expériences entièrement dédiées à la recherche de cette oscillation se sont développées [78], comme les expériences STEREO [82], SoLid [83] et PROSPECT [84] par exemple. Il s'agit d'expériences d'oscillations à très courtes distances, cherchant à se placer le plus près possible de la source de neutrinos. Une partie de ces expériences sont en train de publier leurs premiers résultats [85]. En particulier, les premiers résultats des expériences STEREO et PROSPECT tendent à exclure le meilleur ajustement réalisé sur les données des expériences auprès de réacteurs à respectivement 98% [86] et 98.7% [87] de niveau de confiance. DANSS semble confirmer ces résultats en l'excluant également à plus de 5  $\sigma$  [88].

#### 1.5.2 Hiérarchie de masse des neutrinos

L'un des enjeux fondamentaux des prochaines expériences d'oscillations des neutrinos est de parfaire notre connaissance des paramètres d'oscillations. Nous avons vu dans la partie précédente que les angles  $\theta_{12}$ ,  $\theta_{23}$  et  $\theta_{13}$  ainsi que les différences de masses carrées  $\Delta m_{21}^2$  et  $\Delta m_{32}^2$  avaient été déterminés avec une bonne précision par les précédentes expériences, ainsi que le signe de  $\Delta m_{21}^2$ . Le signe de  $\Delta m_{32}^2$ , et à travers lui celui de  $\Delta m_{31}^2$ , est donc l'un des derniers paramètres à déterminer. Il s'agit de la question dite de la « hiérarchie de masse » des neutrinos, qui désigne l'ordre dans lequel ordonner les masses des états  $\nu_1$ ,  $\nu_2$  et  $\nu_3$ , et que nous avons déjà évoquée dans la section 1.3. Actuellement, nous ne savons donc pas si l'état  $\nu_3$  est l'état le plus massif ou le plus léger. Les deux hiérarchies envisagées, représentées sur la figure 1.9, sont donc :

- La hiérarchie normale (NH, pour « normal hierarchy »), où  $m_1 < m_2 < m_3$ .
- La hiérarchie inverse (IH, pour « *inverted hierarchy* »), où  $m_3 < m_1 < m_2$ .



FIGURE 1.9 – Problème de la hiérarchie de masse des neutrinos : hiérarchie normale (NH) à gauche et hiérarchie inverse (IH) à droite. Les couleurs indiquent la fraction de chaque saveur  $\nu_e$ (rouge),  $\nu_{\mu}$ (bleu) et  $\nu_{\tau}$ (vert) contenue dans chaque état propre de masse.

Il existe deux manières différentes d'accéder à ce signe et à cette hiérarchie. La première passe par l'étude des oscillations  $\nu_{\mu} \rightarrow \nu_{e}$  et  $\overline{\nu}_{\mu} \rightarrow \overline{\nu}_{e}$  dans laquelle le paramètre  $\Delta m_{32}^{2}$  intervient. Si les signes des différences de masses carrées n'interviennent pas dans les formules d'oscillations dans le vide, les modifications des oscillations dues à la matière (effet MSW) ont déjà été utilisées afin de déterminer le signe de  $\Delta m_{21}^{2}$ . L'étude des oscillations des  $\nu_{\mu}$  et  $\overline{\nu}_{\mu}$  dans la matière devraient donc nous permettre, de la même manière, de déterminer le signe de  $\Delta m_{32}^{2}$  et la hiérarchie de masse si les neutrinos parcourent une distance suffisante dans la matière pour que l'effet MSW soit visible (voir chapitre 2). Ce sera le cas, par exemple, dans les futurs télescopes à neutrinos PINGU [89] et KM3NET [90], où les futures expériences sur faisceaux long-baseline dont nous parlerons dans le chapitre 2.

Une deuxième manière d'accéder au signe de  $\Delta m_{32}^2$  est d'effectuer des mesures extrêmement précises des oscillations  $\overline{\nu}_e \rightarrow \overline{\nu}_e$  [91][92], réalisables auprès de réacteurs. Cette détermination est l'un des principaux objectifs de la future expérience JUNO [93] en Chine, qui sera installée à environ 53 km de deux réacteurs nucléaires. Pour déterminer ce signe, l'objectif de JUNO est d'atteindre une résolution en énergie actuellement inégalée (de l'ordre de 3% à 1 MeV).

Actuellement, même si la hiérarchie de masse est encore inconnue, la hiérarchie normale semble être favorisée, pour toutes les valeurs de  $\delta_{CP}$ , par la plupart des derniers résultats des expériences sur faisceaux ou détectant des neutrinos atmosphériques. Les derniers résultats de NO $\nu$ A, par exemple, la favorisent à 1.8  $\sigma$  [94]. Les derniers résultats obtenus par Super-Kamiokande en combinant les données recueillies sur les neutrinos atmosphériques et des contraintes issues de T2K la favorise également à plus de 91.9%, à 90% de niveau de confiance [49]. Du côté des télescopes à neutrinos comme IceCube et Antares, c'est également la hiérarchie normale qui est très légèrement favorisée [95].

#### 1.5.3 Phase de violation CP

Le dernier paramètre d'oscillations dont la valeur n'est pas connue est la phase de violation CP ( $\delta_{CP}$ ). Cette phase est particulièrement difficile à mesurer, puisqu'elle n'est actuellement mesurable que dans les oscillations  $\nu_{\mu} \rightarrow \nu_{e}$  et  $\overline{\nu}_{\mu} \rightarrow \overline{\nu}_{e}$ . Il s'agit de l'une des mesures les plus attendues de la physique des neutrinos, puisqu'une mesure d'une phase  $\delta_{CP}$  non-nulle serait une première observation de violation de la symétrie CP dans le secteur des leptons, ce qui est une des conditions de Sakharov nécessaires pour expliquer l'asymétrie entre matière et antimatière observée dans l'Univers [96].

Nous verrons dans le chapitre 2 que la mesure de  $\delta_{CP}$  s'effectue en comparant les probabilités d'oscillations  $P(\nu_{\mu} \rightarrow \nu_{e})$  et  $P(\overline{\nu}_{\mu} \rightarrow \overline{\nu}_{e})$  mesurées dans les expériences. Les expériences sur faisceaux semblent donc particulièrement indiquées pour réaliser des mesures de  $\delta_{CP}$ . La capacité des expériences sur faisceaux à produire des faisceaux de  $\nu_{\mu}$  et de  $\overline{\nu}_{\mu}$  ayant les mêmes caractéristiques les rends d'autant plus attrayantes pour effectuer cette mesure. Enfin, si cette asymétrie entre neutrinos et antineutrinos est présente dans le vide, nous avons vu dans la section 1.3 qu'elle est renforcée lorsque les neutrinos et antineutrinos. Les futures expériences sur faisceaux à grande distance (« long-baseline ») sont donc particulièrement intéressantes pour mesurer  $\delta_{CP}$ .

Actuellement les deux expériences possédant la plus grande sensibilité à  $\delta_{CP}$  sont les expériences sur faisceau NO $\nu$ A [97] et T2K [98][99], dont les derniers résultats commencent à défavoriser l'hypothèse de la conservation de la symmétrie CP, c'est-à-dire les valeurs  $\delta_{CP} = 0$  et  $\delta_{CP} = \pi$  [42], à plus de 90% de niveau de confiance. Les figures 1.10 et 1.11 présentent la significance avec laquelle les différentes valeurs de  $\delta_{CP}$  sont défavorisées, respectivement NO $\nu$ A et T2K. Les valeurs de  $\delta_{CP}$  autorisées à 90% de niveau de confiance par les derniers résultats de T2K se trouvent dans l'intervalle  $\delta_{CP} = [-2.95, -0.44]$  [98], dans le cas de la hiérarchie normale.



FIGURE 1.10 – Significance ( $\sigma$ ) avec laquelle chaque valeur de  $\delta_{CP}$  est défavorisée par les données de NO $\nu$ A, dans le cas des hiérarchies normale (bleu) et inverse (rouge) et de l'octant inférieur (ligne pleine) et supérieur (ligne en pointillés) de  $\theta_{23}$  [97].



FIGURE 1.11 – Significance ( $\sigma^2$ ) avec laquelle chaque valeur de  $\delta_{CP}$  est défavorisée par les données de T2K combinées aux contraintes issues des expériences auprès de réacteurs, dans le cas des hiérarchies normale (noir) et inverse (rouge) [98]. Les zones hachurées indiquent les valeurs de  $\delta_{CP}$  autorisées à 90% de niveau de confiance.

#### 1.5.4 De l'intérêt d'une nouvelle génération d'expériences d'oscillations

Même si des premiers résultats commencent à arriver, et commencent à apporter des débuts de réponses aux questions de la hiérarchie de masse et de la valeur de la phase de violation CP, il faudra attendre des résultats complémentaires, issus de prises de données supplémentaires mais également des expériences futures, pour déterminer ces deux paramètres sans aucune ambiguïté. En particulier, l'apport de futures expériences, développées spécifiquement pour la mesure de  $\delta_{CP}$  est nécessaire pour atteindre une sensibilité suffisante à toutes les valeurs de  $\delta_{CP}$ .

Nous voyons ici l'intérêt des expériences auprès d'accélérateurs, et en particulier l'importance et le rôle clé des futures grandes expériences sur faisceaux long-baseline dans l'avancée de nos connaissances sur les neutrinos, et leur importance au sein de la physique des particules en général. Le chapitre 2 sera centré sur l'un de ces grands projets, le projet DUNE. Nous replacerons également son programme scientifique et ses performances attendues dans le contexte des différentes expériences actuelles et futures, comme, par exemple le projet Hyper-Kamiokande, dans le but de donner une vision la plus claire possible de ce projet, de sa place et de son rôle dans la physique des neutrinos de demain.

# DUNE et la nouvelle génération d'expériences d'oscillations

Le projet DUNE [100] (*Deep Undergroud Neutrino Experiment*) est un projet international impliquant plus de 1000 scientifiques, provenant de 175 instituts d'une trentaine de pays [101]. Visant à étudier l'oscillation des neutrinos et des antineutrinos sur une très longue distance, le projet, présenté sur la figure 2.1, s'appuie sur la mise en place d'un faisceau parcourant une distance de 1300 km et d'un détecteur massif souterrain de grande envergure. Installé aux États-Unis, DUNE fait partie, avec le projet Hyper-Kamiokande, d'une nouvelle génération d'expériences d'oscillations sur faisceaux : les expériences sur faisceaux long-baseline, dont la physique de précision et les grands détecteurs offriront un programme de physique extrêmement vaste, visant à apporter des réponses à la plupart des questions ouvertes que nous avons présentées dans le chapitre 1. Avec un démarrage prévu pour 2026, DUNE est actuellement un projet phare de la physique des neutrinos.



FIGURE 2.1 – Schéma du parcours des neutrinos du Fermilab (Chicago) à Sanford (Dakota du Sud).

Après une description du principe général des expériences d'oscillations sur faisceaux, présenté dans la section 2.1, nous décrirons rapidement le projet et ses différents composants dans la section 2.2. Nous détaillerons ensuite dans la section 2.3 le programme de physique principal de DUNE, centré sur l'étude des oscillations de neutrinos, puis le programme scientifique complémentaire du détecteur lointain dans la section 2.4. Enfin, dans la section 2.5, nous replacerons ce projet dans le contexte actuel de la physique des particules, notamment en rapprochant son programme de physique de celui du projet Hyper-Kamiokande au Japon.

# 2.1 Principe des expériences d'oscillations sur faisceaux

Les expériences d'oscillations dites « sur faisceaux » ou « auprès d'accélérateurs », sont des expériences utilisant comme source des faisceaux de neutrinos produits auprès des grands accélérateurs de particules. Nous avons déjà présenté certaines de ces expériences, passées et actuelles, dans le chapitre 1, et détaillé le rôle fondamental qu'elles ont joué dans la compréhension des neutrinos et dans la mesure des paramètres d'oscillations. Actuellement, une nouvelle génération d'expériences d'oscillations sur faisceaux, portée par les projets DUNE et Hyper-Kamiokande, est en cours de développement.

# 2.1.1 Production d'un faisceau de neutrinos

La méthode de production du faisceau de neutrinos est sensiblement la même pour toutes les expériences auprès d'accélérateurs. Elle fut proposée en 1960 indépendamment par Pontecorvo [6] et Schwartz [102], et mise en œuvre pour la première fois auprès de l'accélérateur de Brookhaven quelques années plus tard [7]. Il s'agit de faisceaux de neutrinos muoniques  $\nu_{\mu}$  produits auprès d'accélérateurs de protons, dont la production se divise en plusieurs étapes [103], qui sont schématisées sur la figure 2.2 :

- Les protons accélérés sont extraits de l'accélérateur et sont envoyés sur une cible épaisse, le plus souvent en carbone ou en béryllium pour produire des hadrons, principalement des pions et des kaons.
- Un système de cornes magnétiques est utilisé pour focaliser les hadrons positifs et défocaliser les hadrons négatifs dans la direction voulue, afin d'obtenir un faisceau de neutrinos à la fin de la production. La polarisation des cornes peut être facilement inversée pour focaliser les hadrons négatifs et obtenir un faisceau d'antineutrinos.
- Les pions et les kaons se désintègrent en  $\nu_{\mu}$  dans un tunnel de désintégration de plusieurs dizaines de mètres de long :

$$\begin{array}{rcl} \pi^+ & \rightarrow & \mu^+ \nu_\mu \\ K^+ & \rightarrow & \mu^+ \nu_\mu \\ K^+ & \rightarrow & \pi^0 \mu^+ \nu_\mu \end{array} \end{array}$$

Afin de réduire au maximum les interactions entre les particules du faisceau et la matière, ce tunnel est le plus souvent sous vide ou rempli d'hélium.

• Un stoppeur de hadrons peut être placé à la fin de tunnel de désintégration afin de stopper les hadrons qui ne se seraient pas encore désintégrés.

À la fin de cette production, un faisceau de  $\nu_{\mu}$  et de  $\mu^+$  (ou de  $\overline{\nu}_{\mu}$  et  $\mu^-$ ) est obtenu. Après quelques kilomètres parcourus dans la croûte terrestre (ou dans un stoppeur de muons dédié), le faisceau obtenu est considéré comme un faisceau quasi-pur de  $\nu_{\mu}$  ( $\overline{\nu}_{\mu}$ ). Ce faisceau final contient cependant une petite fraction de  $\overline{\nu}_{\mu}$  ( $\nu_{\mu}$ ),  $\nu_e$  et  $\overline{\nu}_e$  provenant principalement des désintégrations des muons, des kaons neutres et chargés, ou encore des hadrons négatifs mal défocalisés. Il est important d'évaluer ces contaminations pour réaliser des études précises sur les flux de neutrinos détectés. Les neutrinos produits ont une énergie de l'ordre du GeV, qui dépend du design de la ligne de production du faisceau (design de la cible, longueur du stoppeur...).



FIGURE 2.2 – Schéma de la production d'un faisceau de  $\nu_{\mu}$  à partir de protons accélérés.

# 2.1.2 Détecteurs proches

Les détecteurs proches, placés à quelques centaines de mètres de la source, permettent de mesurer le flux et l'énergie des neutrinos et leur énergie avant leurs oscillations. Ils permettent également d'estimer la contamination du faisceau en  $\nu_e$ ,  $\overline{\nu}_e$  et  $\overline{\nu}_{\mu}$  (ou  $\nu_{\mu}$  dans le cas d'un faisceau de  $\overline{\nu}_{\mu}$ ). Ces informations sont primordiales dans le cadre d'une expérience d'oscillations, puisqu'elles permettent de réduire les erreurs systématiques sur les flux oscillés mesurés par le détecteur lointain.

Cette détection peut être combinée avec la détection des muons produits en même temps que les neutrinos lors de la désintégration des pions et des kaons, par le détecteur proche ou par des détecteurs de muons dédiés. Les caractéristiques de ces muons, directement liées à celles des neutrinos du faisceau puisque produits conjointement, nous renseignent sur le flux de neutrinos dans le faisceau, leur direction, et leur énergie. Cependant, la disparition rapide des muons de faible énergie, par désintégration ou absorbés par le stoppeur et la croûte terrestre, les faibles sections efficaces d'interaction des neutrinos de basses énergies, et leur méconnaissance actuelle, rendent l'estimation du flux et du spectre non-oscillé en énergie des neutrinos à faible énergie difficile. Des expériences d'hadroproduction dédiées sont également utilisées pour mieux connaître les caractéristiques des faisceaux.

Les détecteurs proches ont également des programmes de physique dédiés, et tirent parti de leur proximité avec la source de neutrinos, ce qui permet d'avoir un flux de neutrinos important et donc un nombre d'événements conséquent. En particulier, les détecteurs proches cherchent à mesurer les sections efficaces d'interactions des neutrinos, dont la méconnaissance et les faibles ordres de grandeurs constituent des contraintes majeures dans nos expériences. Un résumé des différentes interactions des neutrinos avec la matière et des dernières mesures des sections efficaces d'interactions est présenté dans l'annexe A.

# 2.1.3 Détecteurs lointains

Les détecteurs lointains, placés à plusieurs centaines de kilomètres de la source et généralement plus massifs que les détecteurs proches, permettent d'étudier l'oscillation des neutrinos après une certaine distance de propagation. Les faisceaux produits étant des faisceaux de  $\nu_{\mu}(\overline{\nu}_{\mu})$ , les expériences sur faisceaux cherchent à étudier les oscillations des  $\nu_{\mu}$  ( $\overline{\nu}_{\mu}$ ) vers les saveurs  $\nu_{e}(\overline{\nu}_{e})$  et  $\nu_{\tau}$  ( $\overline{\nu}_{\tau}$ ).

En connaissant le flux non-oscillé des  $\nu_{\mu}$ , calculé à partir des caractéristiques de production du faisceau et des flux mesurés dans les détecteurs proches, le décompte du nombre de  $\nu_{\mu}$  détectés permet d'estimer

la probabilité de survie  $P(\nu_{\mu} \rightarrow \nu_{\mu})$  des  $\nu_{\mu}$ . On parle alors d'expérience « de disparition », puisque l'on veut estimer la fraction de  $\nu_{\mu}$  ayant oscillé vers une autre saveur. Le décompte des nombres de  $\nu_{e}$  et de  $\nu_{\tau}$  détectés permet d'estimer les probabilités d'oscillations  $P(\nu_{\mu} \rightarrow \nu_{e})$  et  $P(\nu_{\mu} \rightarrow \nu_{\tau})$ . On parle alors d'expérience « d'apparition », puisque l'on cherche à observer l'apparition d'une saveur au sein d'un faisceau d'une autre saveur, comme ce fut le cas pour l'expérience T2K qui observa pour la première fois l'apparition de  $\nu_{e}$  [59], ou l'expérience OPERA qui observa l'apparition de  $\nu_{\tau}$  [54]. L'estimation de la contamination du faisceau par d'autres saveurs, effectuée dans les détecteurs proches, est primordiale pour ces expériences.

Le choix de l'emplacement du détecteur permet d'optimiser les recherches souhaitées. Nous avons déjà vu dans le chapitre 1 que le choix de la distance à la source de neutrinos permet de maximiser ou de supprimer certaines oscillations. Le choix de l'angle entre la ligne de faisceau et le détecteur permet également de modifier le spectre d'énergie des neutrinos incidents. En effet, pour un détecteur se situant sur l'axe du faisceau, le spectre d'énergie des neutrinos détectés est assez large, mais il existe une technique permettant d'avoir un spectre plus resserré.

Appelée « technique du faisceau hors-axe » [104], elle consiste à décaler le détecteur de quelques degrés par rapport à l'axe du faisceau. En utilisant les propriétés cinématiques des désintégrations à 2 corps, comme c'est le cas pour la production des  $\nu_{\mu}$  lors de désintégrations de pions, il est possible de montrer que le spectre d'énergie des neutrinos se ressère autour d'une énergie déterminée par l'angle de décalage, si cet angle reste suffisamment petit [42]. Cette technique permet donc de se placer à un rapport L/Eoptimal pour les mesures prévues, et également de réduire les fractions de  $\nu_e$  et  $\overline{\nu}_e$  qui contaminent le faisceau. En effet, les  $\nu_e$  et  $\overline{\nu}_e$  sont produits par des désintégrations à trois corps, contrairement aux  $\nu_{\mu}$ . Cette technique a été mise en place pour la première fois par l'expérience T2K [105] au Japon, puis par l'expérience NO $\nu$ A [106], qui utilisait un faisceau de neutrinos produit au Fermilab. Elle est également envisagée dans le cas du projet Hyper-Kamiokande, dont nous parlerons dans la section 2.5.

# 2.2 Le projet DUNE et ses prototypes ProtoDUNEs

Le projet DUNE, présenté sur la figure 2.1, est une future expérience d'oscillations sur faisceaux qui sera installée aux États-Unis. Elle utilisera le faisceau de neutrinos et les infrastructures du projet LBNF (*Long-Baseline Neutrino Facility* [107]). Comme la plupart des expériences sur faisceaux, l'expérience sera constituée d'un faisceau, produit au Fermilab près de Chicago, d'un détecteur proche, et d'un détecteur massif lointain, installé au laboratoire souterrain de Sanford SURF (*Sanford Underground Research Facility*) dans le Dakota du Sud. Les neutrinos et antineutrinos du faisceau parcourrons 1300 km. Il s'agira de la plus longue distance d'oscillation étudiée au moyen d'un faisceau. Le trajet de ces neutrinos et antineutrinos est représenté sur la figure 2.1.

Le projet prévoit également la construction de deux prototypes (ProtoDUNE) au CERN, afin de tester et valider la (ou les) technologies de détection qui seront utilisées dans le détecteur lointain. C'est sur l'un de ces prototypes que porte le sujet de cette thèse. Dans cette section, nous décriront brièvement le faisceau de neutrinos, le détecteur lointain de DUNE, et les deux prototypes.

## 2.2.1 Caractéristiques du faisceau de neutrinos

Le faisceau, produit au Fermilab, est conçu pour répondre aux principaux objectifs scientifiques du projet DUNE [108][109]. Il se base sur l'expertise acquise lors de la mise en place, également au Fermilab, du faisceau NuMI (*Neutrinos at the Main Injector*) et de ses différentes améliorations pour les expériences NO $\nu$ A et MINOS. Les infrastructures sont conçues pour fonctionner pendant plus

d'une vingtaine d'années, tout en permettant de leur apporter différentes améliorations au cours du temps, afin de s'adapter aux besoins de l'expérience pendant cette longue période [109].

Le faisceau initial de protons aura une énergie comprise entre 60 GeV et 120 GeV, et sera extrait du MI (*Main Injector*) pour être dirigé vers une cible. Dans un premier temps, le faisceau aura une puissance de 1.2 MW pour des protons de 120 GeV (1.03 MW pour ceux de 60 GeV). Pour chaque extraction,  $7.5 \times 10^{13}$  protons seront extraits du MI par cycle, ce qui mènera à une intensité nominale de  $1.1 \times 10^{21}$  protons sur cible (POT) par an ( $1.89 \times 10^{21}$  POT pour des protons de 60 GeV). La puissance du faisceau sera dans un deuxième temps portée à 2.4 MW (2.0 MW). Il s'agira du faisceau de neutrinos le plus intense existant.

Les designs de référence de la cible et du système de cornes magnétiques seront basés sur ceux utilisés pour produire le faisceau NuMI. La cible sera constituée de graphite, mesurera 95 cm de long, et sera entourrée d'un système de refroidissement à l'eau. Environ 85% des protons du faisceau interagiront dans cette cible [109], produisant des pions et des kaons qui seront focalisés dans la direction voulue par deux cornes magnétiques soumises à un courant de 230 kA. Différentes optimisations de ce design sont actuellement en cours d'études [108].

Les pions et kaons se désintégreront en neutrinos au sein d'un tunnel de désintégration de 194 m de long et 4 m de diamètre rempli d'hélium. À la fin de ce tunnel, un stoppeur de hadrons comprenant de l'aluminium, de l'acier et du béton absorbera les hadrons qui ne se sont pas désintégrés, ainsi que les protons qui n'auront pas interagi avec la cible. L'énergie des neutrinos produits sera de l'ordre du GeV, et pourra descendre jusqu'à 0.5 GeV.

Des détecteurs à muons seront installés après le stoppeur de hadrons, et seront dédiés à l'étude des muons produits en même que les neutrinos, afin de contrôler l'énergie et la direction du faisceau. Ces mesures pourront être complétées par les mesures réalisées par le détecteur proche de DUNE, installé à 500 m de la cible. L'ensemble de ces détecteurs, appelé NDS (*Near Detector System*), ne sera pas décrit ici.

## 2.2.2 Le détecteur lointain de DUNE

Le détecteur lointain de DUNE sera installé à Sanford, dans un complexe souterrain à 1480 m de profondeur afin de le protéger du bruit de fond dû aux muons cosmiques. Il s'agira d'une chambre à dérive à argon liquide (LArTPC pour *Liquid Argon Time Projection Chamber*), ayant une masse active de 40 kt d'argon liquide, répartie dans 4 modules de 10 kt chacun. Chaque module contiendra une masse totale d'argon liquide de 17 kt, et leurs dimensions sont estimées à  $60 \times 15 \times 15$  m<sup>3</sup>.

La technologie de la LArTPC, qui sera décrite plus précisément dans la chapitre 3, se base sur la détection conjointe de la lumière de scintillation et des électrons d'ionisation produits le long des traces des particules chargées dans l'argon. Elle permet une reconstruction précise des traces en trois dimensions ainsi que des mesures d'énergie de grande précision, qui sont nécessaires pour répondre au programme scientifique de DUNE, autant pour l'étude des oscillations que pour le programme complémentaire de recherche d'événements rares. De plus, l'envergure du détecteur permettra de recueillir le nombre d'événements nécessaires à ces études, malgré les faibles sections efficaces d'interactions des neutrinos. Deux approches sont actuellement en développement :

- La technologie « simple-phase » (SP), qui a déjà été utilisée dans les expériences ICARUS [110] et MicroBooNE [111], dans lesquelles les électrons dérivent et sont collectés dans l'argon liquide.
- La technologie « double-phase » (DP), sur laquelle porte cette thèse, et dans laquelle les électrons sont produits par ionisation dans le liquide, puis sont extraits vers une couche d'argon gazeux où

le signal est amplifié puis détecté. Cette amplification permet notamment d'améliorer le rapport signal sur bruit, et autorise des distances de dérive plus grandes. Cette technologie sera détaillée dans le chapitre 3. Si elle a déjà été testée avec du xénon dans des expériences de recherche de matière noire [112], elle n'a en revanche jamais été testée à grande échelle pour de l'argon.

La figure 2.3 présente deux schémas des modules de 10 kt d'argon liquide, dans le cas des deux technologies [113]. À l'heure actuelle, il est prévu qu'au moins un des quatre modules de DUNE utilise la technologie simple-phase, et qu'un deuxième utilise la technologie double-phase. Le fait d'utiliser deux technologies au sein d'une même expérience peut permettre de réduire les erreurs systématiques.



FIGURE 2.3 – Schémas des modules de 10 kt d'argon liquide de DUNE [113], dans le cas de la technologie simple-phase (gauche) et double-phase (droite).

Cependant, si la technologie de la LArTPC a déjà fait ses preuves dans les expériences ICARUS, elle n'a jamais été testée à l'échelle voulue par DUNE, ni dans le cas d'une LArTPC simple-phase, et encore moins dans celui d'une LArTPC double-phase. En effet, le plus grand détecteur l'ayant utilisée, le détecteur ICARUS T600 [114], possédait une masse active de 476 tonnes d'argon liquide, bien en dessous des modules de 10 kt voulus pour le projet DUNE. La construction de DUNE relève donc d'un défi technologique majeur, et deux prototypes, appelés ProtoDUNE-SP (simple-phase) et ProtoDUNE-DP (double-phase), sont actuellement en construction au CERN.

# 2.2.3 Les prototypes ProtoDUNEs au CERN

ProtoDUNE-DP et ProtoDUNE-SP sont en cours de construction côte à côte à la plateforme Neutrino du CERN [115], et pourront être soumis à des faisceaux de particules chargées ayant des énergies similaires à celles produites lors d'interactions de neutrinos. La figure 2.4 indique les emplacements respectifs de ProtoDUNE-SP et ProtoDUNE-DP au sein de la plateforme, ainsi que les lignes de faisceau H2-VLE (*Very Low Energy*) et H4-VLE qui seront utilisées. Ces faisceaux secondaires, produits à partir des protons accélérés du SPS (*Super Proton Synchrotron*), sont des faisceaux de hadrons (principalement des pions, des kaons, et des protons) ayant des énergies comprises entre 0.4 GeV et 12 GeV [116]. Les prototypes, construits en surface, détecteront également des muons cosmiques qui pourront constituer un bruit de fond pour l'étude des événements des faisceaux.

Le but principal des prototypes est de prouver la faisabilité d'une LArTPC à grande échelle, aussi bien pour la technologie simple-phase que pour la technologie double-phase. L'expérience acquise lors de la construction et le fonctionnement des prototypes sera également mise à profit pour l'installation et la prise de données du grand détecteur de DUNE. L'analyse des données recueillies avec ces prototypes



FIGURE 2.4 – Emplacement des prototypes ProtoDUNE-DP et ProtoDUNE-SP à la plateforme Neutrino du CERN. Les flèches orange indiquent les directions des faisceaux H2-VLE et H4-VLE.

permettra aussi de tester et de valider les différents algorithmes d'identification des particules et de reconstruction des interactions [113].

## 2.2.3.1 ProtoDUNE-SP

La figure 2.5 présente un schéma du prototype ProtoDUNE-SP [117], qui contient au total 0.77 kt d'argon liquide. La TPC est divisée en deux volumes distincts par une cathode verticale (CPA, *Cathode Plane Assembly*). Les électrons d'ionisation dérivent horizontalement vers les plans d'anode (APA, *Anode Plane Assembly*) placés de part et d'autre de la cathode. Pour obtenir cette dérive, la cathode est maintenue à une tension de -180 kV, ce qui génère un champ électrique de 500 V/cm. L'uniformité de champ dans l'argon liquide est assurée par une cage (FC, *field cage*) qui entoure le volume actif. Le volume actif, délimité par les anodes et la FC, contient 0.4 kt d'argon liquide et mesure  $6 \times 7 \times 7.2 \text{ m}^3$ . La collection de la charge est assurée par 15360 canaux de lecture sur les plans d'anodes, et la lumière de scintillation est détectée par des photomultiplicateurs au silicium (SiPM) intégrés aux APAs. La TPC est contenue dans un cryostat qui maintient l'argon à l'état liquide, à une température de 89 K. Le détecteur est actuellement en cours de construction, et devrait être soumis au faisceau de hadrons fin 2018, juste avant l'arrêt prolongé du LHC pendant lequel il pourra continuer à prendre des données en utilisant les muons cosmiques.

#### 2.2.3.2 ProtoDUNE-DP

La figure 2.6 présente un schéma du prototype ProtoDUNE-DP [118], actuellement en construction au CERN, et sur lequel porte cette thèse. Nous ne donnerons ici qu'une description rapide de ce détecteur, afin d'en exposer les principaux atouts. Une description plus complète de la technologie utilisée et du prototype en lui-même sera donnée dans le chapitre 3.



FIGURE 2.5 – Schéma des principaux composants du prototype ProtoDUNE-SP [113].

ProtoDUNE-DP contient un total de 0.7 kt d'argon liquide, dont 0.3 kt de masse active contenue dans un volume de  $6 \times 6 \times 6$  m<sup>3</sup> soumis à un champ électrique de 500 V/cm. Une couche d'argon gazeux est située en haut du détecteur, au-dessus du liquide. Le champ électrique est maintenu par une cathode placée dans le liquide en bas du détecteur, des plans d'anodes placés dans le gaz en haut du détecteur, et une cage en inox entourant le volume actif. La cathode est maintenue à une tension de -300 kV. Contrairement au prototype simple-phase, les électrons dérivent verticalement vers le haut du détecteur sur une distance maximale de 6 m, et non horizontalement sur une distance maximale de 3.6 m. À l'interface entre le liquide et le gaz, les électrons sont extraits, au moyen d'un champ électrique local appliqué grâce à une grille, vers le gaz où ils sont multipliés par un système de LEMs (Large Electron Multiplier), avant d'être collectés sur les plans d'anodes. La grille d'extraction, les LEMS, et les plans d'anodes sont contenus dans une structure dédiée, appelée CRP (*Charge Readout* Plane). La collection de charge est assurée par 7680 canaux de lecture, et la collection de la lumière de scintillation est assurée par 36 photomultiplicateurs (PMT) placés dans le liquide, sous la cathode, qui doit donc être transparente. Enfin, de la même manière que pour le prototype simple-phase, la TPC est contenue dans un cryostat. Le prototype sera d'abord testé en étudiant les muons cosmigues, et pourra utiliser le faisceau de hadrons H2-VLE après la fin de l'arrêt prolongé du LHC.

Le principal atout de la technologie double-phase réside dans l'amplification du signal effectuée dans la phase gazeuse par les LEMs, qui présente plusieurs avantages :

- Amélioration du rapport signal sur bruit S/B.
- Baisse du seuil de détection en énergie (énergie minimale nécessaire à la détection).
- Diminution du nombre de canaux de lecture.
- Possibilité d'exploiter des longueurs de dérive plus grandes (6 m dans ProtoDUNE-DP, contre 3.6 m dans ProtoDUNE-SP), et donc des volumes plus grands sans avoir à placer certains composants du détecteur dans le volume actif.

Un autre atout de cette technologie est de pouvoir placer l'électronique de lecture des plans d'anodes à l'extérieur du cryostat, et n'est pas plongée dans l'argon liquide. Elle pourra donc être accessible à tout moment pendant la prise de données du détecteur. Elle pourra donc être changée sans avoir à arrêter et ouvrir le détecteur.



FIGURE 2.6 – Schéma des principaux composants du prototype ProtoDUNE-DP [118].

Il est important de noter que la technologie double-phase est une technologie très récente, qui n'a pas encore été testée sur des volumes d'argon de plusieurs tonnes (voir chapitre 3), contrairement à la technologie simple-phase qui a déjà montré son efficacité pour des volumes conséquents. Un prototype intermédiaire, d'un volume actif de  $3 \times 1 \times 1$  m<sup>3</sup> et contenant une masse active de 4.2 t d'argon liquide, a donc été construit au CERN par la collaboration et a pris des données sur les muons cosmiques jusqu'en décembre 2017. L'expérience acquise avec la construction de ce pré-prototype ainsi que l'analyse de ses données sont très importantes pour la mise en place de ProtoDUNE-DP.

Le travail réalisé au cours de cette thèse a porté sur la simulation de la lumière de scintillation produite dans les deux prototypes doubles-phase. Une description complète du prototype  $6 \times 6 \times 6$  m<sup>3</sup> et du pré-prototype  $3 \times 1 \times 1$  m<sup>3</sup> sera donnée dans le chapitre 3.

# 2.3 Détermination des paramètres d'oscillations

Le programme physique du projet DUNE est extrêmement vaste, et recouvre plusieurs domaines de la physique des neutrinos. Cependant, l'objectif principal du projet et des expériences sur faisceaux en général, est l'étude des oscillations des neutrinos muoniques et la mesure des paramètres d'oscillations qui leur sont liés. En particulier, DUNE vise à étudier les oscillations  $\nu_{\mu} \rightarrow \nu_{e}$  et  $\overline{\nu}_{\mu} \rightarrow \overline{\nu}_{e}$ . Avec son faisceau intense et sa longueur de propagation de 1300 km, le but de DUNE est non seulement d'augmenter la précision sur les paramètres connus, notamment  $\theta_{23}$ , mais aussi et surtout d'atteindre une sensibilité aux effets de matière suffisante pour permettre d'accéder à  $\delta_{CP}$  et à la hiérarchie de masse des neutrinos.

#### 2.3.1 Oscillations $\nu_{\mu} \rightarrow \nu_{e}$ et $\overline{\nu}_{\mu} \rightarrow \overline{\nu}_{e}$ dans DUNE

Nous avons vu dans le chapitre précédent que les effets de la matière sur les oscillations des neutrinos (effet MSW) peuvent être observés et étudiés pour des neutrinos parcourant une très longue distance dans la matière. C'est la raison pour laquelle ils ont été particulièrement étudiés dans le cadre des neutrinos solaires, qui parcourent une longue distance à l'intérieur du soleil. Dans cette section, nous allons voir comment l'effet MSW modifie les oscillations des  $\nu_{\mu}$  et  $\bar{\nu}_{\mu}$  issus de faisceau de DUNE, et ayant parcouru 1300 km dans la croûte terrestre.

#### 2.3.1.1 Probabilité d'oscillations $P(\nu_{\mu} \rightarrow \nu_{e})$ dans le vide et dans la matière

En développant les formules d'oscillations exposées dans le chapitre 1 (équation 1.18), la probabilité d'oscillation  $P(\nu_{\mu} \rightarrow \nu_{e})$  peut être approximée par l'équation 2.1 dans le vide [27] :

$$P(\nu_{\mu} \to \nu_{e})_{vacuum} = \sin^{2} \theta_{23} \sin^{2} 2\theta_{13} \sin^{2} \Delta_{31} + 2 \sin \theta_{23} \cos \theta_{23} \sin 2\theta_{13} \cos \theta_{13} \sin 2\theta_{12} \sin \Delta_{31} \sin \Delta_{21} \cos(\Delta_{32} + \delta_{CP}) + \cos^{2} \theta_{23} \cos^{2} \theta_{13} \sin^{2} 2\theta_{12} \sin^{2} \Delta_{21}$$
(2.1)

Cette probabilité peut également être approximée par l'équation 2.2 dans la matière, en prenant en compte l'effet MSW décrit dans la section 1.3.3 du chapitre 1 [27] :

$$P(\nu_{\mu} \to \nu_{e})_{matter} = \sin^{2} \theta_{23} \sin^{2} 2\theta_{13} \frac{\sin^{2}(\Delta_{31} - aL)}{(\Delta_{31} - aL)^{2}} \Delta_{31}^{2} + \sin 2\theta_{23} \sin 2\theta_{13} \sin 2\theta_{12} \frac{\sin(\Delta_{31} - aL)}{(\Delta_{31} - aL)} \Delta_{31} \frac{\sin(aL)}{(aL)} \Delta_{21} \cos(\Delta_{31} + \delta_{CP}) + \cos^{2} \theta_{23} \sin^{2} 2\theta_{12} \frac{\sin^{2}(aL)}{(aL)^{2}} \Delta_{21}^{2}$$
(2.2)

où les notations suivantes sont utilisées :

$$\Delta_{ij} = \frac{\Delta m_{ij}^2 L}{4E} \quad \text{et} \quad a = \frac{G_F N_e}{\sqrt{2}} \tag{2.3}$$

Le paramètre *a* rend compte des effets de matière, et est lié au potentiel effectif  $V_{CC}$  décrit par l'équation 1.27. Ce potentiel est du aux diffusions par courant chargé des  $\nu_e$  sur les électrons de la matière. Ce paramètre vaut approximativement  $a = (3500 \text{ km})^{-1}$  dans la croûte terrestre [27]. Les probabilités d'oscillations des antineutrinos,  $P(\bar{\nu}_{\mu} \to \bar{\nu}_{e})$ , sont obtenues en inversant les signes de  $\delta_{CP}$ et du paramètre *a*.

La figure 2.7 montre ces probabilités d'oscillations dans le cas de DUNE, en fonction de l'énergie des neutrinos, dans le cas de la hiérarchie normale et en absence de violation CP ( $\delta_{CP} = 0$ ). Nous pouvons distinguer plusieurs maximums d'oscillation, pour différentes énergies. Par convention, le maximum autour de quelques GeV est appelé « premier maximum d'oscillation », et celui autour de 1 GeV « second maximum ». Nous voyons que les effets de matière modifient non seulement l'amplitude de l'oscillation, mais décalent également les maximums d'oscillations. Dans le cas de DUNE, et donc d'oscillations dans la matière, le premier maximum est autour de 2.4 GeV et le second maximum autour de 0.8 GeV. L'accès à ces deux maximums est fondamental pour le programme de physique de DUNE, ce qui rend primordiale l'optimisation du faisceau de neutrinos du Fermilab.



FIGURE 2.7 – Probabilité d'oscillation  $P(\nu_{\mu} \rightarrow \nu_{e})$  dans le vide (bleu) et dans la matière (noir) en fonction de l'énergie des neutrinos, dans le cas de la hiérarchie normale et où  $\delta_{CP} = 0$ , pour des énergies de neutrinos allant jusqu'à 20 GeV et une distance de propagation L = 1300 km.

#### 2.3.1.2 Asymétrie $A_{cp}$ entre les oscillations des $\nu_{\mu}$ et des $\overline{\nu}_{\mu}$

Les probabilités d'oscillations des antineutrinos sont obtenues en inversant les signes de  $\delta_{CP}$  et de a. Une asymétrie entre les oscillations des  $\nu_{\mu}$  et des  $\overline{\nu}_{\mu}$  apparaît donc. Elle peut être estimée à travers le rapport entre les probabilités d'oscillations des neutrinos et des antineutrinos :

$$\mathcal{A}_{cp}(E) = \begin{bmatrix} \frac{P(\nu_{\mu} \to \nu_{e}) - P(\bar{\nu}_{\mu} \to \bar{\nu}_{e})}{P(\nu_{\mu} \to \nu_{e}) + P(\bar{\nu}_{\mu} \to \bar{\nu}_{e})} \end{bmatrix}$$
(2.4)

Cette asymétrie est la conséquence de deux effets :

- Le premier est dû directement à la violation de la symétrie CP si  $\delta_{CP}$  est non-nulle, à travers le terme «  $\cos(\Delta_{31} + \delta_{CP})$  » présent dans le second terme de l'équation 2.2.
- Le second effet est dû à l'effet MSW à travers l'inversion du signe du paramètre a. En effet, la matière contenant des électrons et pas de positrons, le potentiel effectif  $V_{CC}$  ressenti par les  $\nu_e$  et les  $\overline{\nu}_e$  traversant la matière sera de signe opposé. Nous voyons notamment en comparant les équations 2.1 et 2.2 que les termes en  $\sin^2 \Delta_{31}$  sont modifiés en  $\sin^2(\Delta_{31} aL)$  pour les neutrinos, et en  $\sin^2(\Delta_{31} + aL)$  pour les antineutrinos, ce qui va entraîner une différence de phase dans les oscillations des neutrinos et des antineutrinos. Cet effet est intéressant pour la détermination de la hiérarchie de masse, puisque nous voyons apparaître des termes à travers lesquels le signe de  $\Delta m_{31}^2$  peut être accessible, comme les termes en  $\Delta_{31} aL$  par exemple.

L'asymétrie  $\mathcal{A}_{cp}$  peut donc nous renseigner à la fois sur  $\delta_{CP}$  et sur la hiérarchie de masse. Cependant, la méconnaissance actuelle de la hiérarchie de masse constitue également un obstacle dans la mesure

de  $\delta_{CP}$ , puisque les effets de matière peuvent induire une « fausse » violation CP que nous ne sommes pas en mesure d'évaluer. Afin de déterminer ces deux paramètres sans ambiguïtés, nous devons être en mesure de séparer ces deux effets. En particulier, nous devons parvenir à déterminer la hiérarchie de masse en prévision d'une mesure précise de  $\delta_{CP}$ .

La figure 2.8 montre l'évolution de cette asymétrie pour différentes distances de propagation L, au niveau des deux maximums d'oscillations présentés précédemment. La courbe en trait plein montre l'évolution de cette asymétrie dans le cas où il n'y a pas de violation CP ( $\delta_{CP} = 0$ ), et donc où l'asymétrie est due aux effets de matière uniquement. L'asymétrie augmente avec la distance de propagation, et donc la sensibilité à cet effet augmente avec la longueur du faisceau de neutrinos utilisé. La courbe en pointillé montre l'asymétrie maximale pouvant être due à la violation CP (obtenue pour  $\delta_{CP} = \pi/2$ ), dans le cas où il n'y a pas d'effets de matière (a = 0). Cette asymétrie est indépendante de L.



FIGURE 2.8 – Asymétrie  $\mathcal{A}_{cp}$  (équation 2.4) en fonction de la distance de propagation des neutrinos pour les hiérarchies de masse normale (gauche) et inverse (droite), au niveau du premier (noir) et du second (vert) maximum d'oscillation [119]. Les courbes en trait plein montrent l'asymétrie due aux effets de matière uniquement ( $\delta_{CP} = 0$ ), et les courbes en pointillé montrent l'asymétrie maximale due à la violation CP sans effets de matière ( $\delta_{CP} = \pm \pi/2$ ).

Pour des longueurs de faisceaux supérieures à 1000 km, nous voyons que les effets de matière deviennent dominants pour le premier maximum tout en restant inférieurs à l'effet de  $\delta_{CP}$  pour le second maximum. Ils pourront donc être exploités pour déterminer la hiérarchie de masse sans ambiguïté, en particulier si le second maximum d'oscillation est visible. Pour le faisceau de DUNE de 1300 km, cette asymétrie est autour de 40%, quand celle maximale due à  $\delta_{CP}$  est autour de 36%. De plus, le second maximum d'oscillation est autour de 0.8 GeV, ce qui pourra le rendre exploitable. DUNE sera donc en mesure de déterminer d'abord la hiérarchie de masse quelle que soit la valeur de  $\delta_{CP}$ , et pourra ensuite réaliser des mesures précises de  $\delta_{CP}$ .

#### 2.3.2 Détermination de la hiérarchie de masse des neutrinos

Le premier objectif de DUNE est de déterminer la hiérarchie de masse des neutrinos, c'est-à-dire le signe de  $\Delta m_{31}^2$  et  $\Delta m_{32}^2$ . La figure 2.9 présente les probabilités d'oscillations des neutrinos et antineutrinos pour différentes valeurs de  $\delta_{CP}$  et pour les deux hiérarchies possibles, dans le cadre de DUNE. Nous voyons que l'étude combinée des neutrinos et des antineutrinos nous permet de déterminer la hiérarchie de masse sans ambiguïté, quelle que soit la valeur de  $\delta_{CP}$  puisque le signe de la différence entre les oscillations des  $\nu_{\mu}$  et des  $\overline{\nu}_{\mu}$  pour une hiérarchie est inversé par rapport à l'autre hiérarchie. Une fois la hiérarchie de masse déterminée, les mêmes jeux de données, dont on aura soustrait l'asymétrie due aux effets de matière, pourront être utilisés pour mesurer  $\delta_{CP}$ .



FIGURE 2.9 – Probabilités d'oscillations  $\nu_{\mu} \rightarrow \nu_{e}$  (bleu) et  $\overline{\nu}_{\mu} \rightarrow \overline{\nu}_{e}$  (noir) pour L = 1300 km, pour différentes valeurs de  $\delta_{CP}$  et pour les hiérarchies normale (gauche) et inverse (droite). Les probabilités sont obtenues avec le formule 2.2.

La sensibilité de DUNE à la hiérarchie de masse normale est ici notée  $\Delta \chi^2_{NH}$ , et la sensibilité à la hiérarchie inverse est notée  $\Delta \chi^2_{IH}$ . Afin d'estimer ces sensibilités, les caractéristiques du faisceau et du détecteur sont utilisés pour simuler les spectres en énergie des événements  $\nu_e$  et  $\overline{\nu}_e$  qui devraient être mesurés dans DUNE, dans le cas des deux hiérarchies. Il s'agira des spectres NH et IH dits « théoriques ». Pour chacune des deux hiérarchies, un grand nombre de spectres sont simulés en prenant en compte la réponse du détecteur et les fluctuations statistiques afin de simuler un grand nombre d'expériences. La sensibilité du DUNE à l'une des hiérarchie est calculée en comparant successivement chaque expérience simulée pour la hiérarchie en question aux deux spectres théoriques au moyen d'un test de  $\chi^2$ . Si l'on se place dans l'hypothèse où la vraie hiérarchie est normale, la comparaison des expériences simulées NH au spectre théorique NH, donneront des  $\chi^2$  (notés  $\chi^2_{NH,NH}$ ) faibles. À l'inverse, les  $\chi^2$  obtenus en comparant ces mêmes expériences au spectre théoriques IH (notés  $\chi^2_{IH,NH}$ ) seront d'autant plus grand que les deux modèles seront distincts. La significance de l'expérience est estimée à l'aide de la différence entre ces  $\chi^2$ :

$$\Delta \chi^2_{NH} = \chi^2_{IH,NH} - \chi^2_{NH,NH} \qquad (\text{NH vraie}) \qquad (2.5)$$

$$\Delta \chi_{IH}^2 = \chi_{NH,IH}^2 - \chi_{IH,IH}^2 \qquad (\text{IH vraie}) \tag{2.6}$$

où  $\chi^2_{test,true}$  correspond au  $\chi^2$  obtenu en comparant les expériences simulées avec la hiérarchie « true » au spectre théorique correspondant à la hiérarchie « test ». La moyenne des  $\Delta\chi^2$  est utilisée pour calculer une estimation de nombre de  $\sigma$  de la mesure. L'objectif de DUNE est de rejeter la mauvaise hiérarchie de masse avec une significance d'au moins  $\sqrt{\Delta\chi^2} = 5$ .

La figure 2.10 montre la sensibilité attendue de DUNE à la hiérarchie de masse, dans le cas des deux hiérarchies et pour toutes les valeurs de  $\delta_{CP}$ . Les simulations sont réalisées en supposant une exposition de 300 kt.MW.an, c'est-à-dire 7 ans de prises de données (3.5 ans avec des neutrinos, et 3.5 avec des antineutrinos), dans le cas où le détecteur complet de 40 kt d'argon liquide est utilisé, et avec une intensité du faisceau de 1.07 MW correspondant à des protons de 80 GeV ( $1.47 \times 10^{21}$  POT). Les bandes rouges montrent l'amélioration possible de cette sensibilité si le design du faisceau est optimisé. Le design de référence (« *CDR Reference Design* ») correspond au design décrit dans la section 2.2. Nous voyons que dans ces conditions, la significance de  $5\sigma$  est atteinte pour presque 100% des valeurs de  $\delta_{CP}$  pour le design optimisé.



FIGURE 2.10 – Sensibilité de DUNE à la hiérarchie de masse pour différentes valeurs de  $\delta_{CP}$ , pour une exposition de 300 kt.MW.an, dans le cas où la hiérarchie est normale (gauche), et dans le cas où elle est inverse (droite) [120]. Sensibilité obtenue avec le design du faisceau présenté dans la section 2.2 (traits pleins) et avec un design optimisé (pointillés).

La figure 2.11 montre l'évolution de la significance minimale à laquelle la hiérarchie de masse peut être déterminée pour toutes les valeurs de  $\delta_{CP}$  c'est-à-dire le point le plus bas sur la figure 2.10, en fonction du nombre d'années de prise de données de DUNE, dans le cas où la hiérarchie de masse est normale. L'exposition minimale requise pour l'atteindre et d'environ 400 kt.MW.an pour le design de référence, ce qui correspond à environ 8 ans de prise de données, et de 230 kt.MW.an pour le design optimisé, ce qui correspond à environ 6.5 ans de prise de données. Des résultats similaires sont obtenus lorsque la hiérarchie est supposée inverse.



#### 100% MH Sensitivity

FIGURE 2.11 – Significance minimale avec laquelle la hiérarchie de masse peut être déterminée pour toutes les valeurs de  $\delta_{CP}$  en fonction du nombre d'années de prise de données, dans le cas de la hiérarchie normale avec le design de référence (traits pleins) et le design optimisé (pointillés) [120], et en fonctionnant 50% du temps avec des  $\nu_{\mu}$ , et 50% du temps en  $\overline{\nu}_{\mu}$ . Les barres horizontales en pointillé sont placées à  $3\sigma$  et  $5\sigma$ .

#### **2.3.3** Mesure de $\delta_{CP}$

Le second objectif de DUNE, après la détermination de la hiérarchie de masse, est l'observation d'une éventuelle violation CP dans le secteur leptonique, à travers la mesure de l'asymétrie  $\mathcal{A}_{cp}$  et la détermination de la valeur de  $\delta_{CP}$ . De plus, cette asymétrie et la valeur de  $\delta_{CP}$  pouvant être déterminées séparément, une mesure de  $\delta_{CP}$  qui serait en désaccord avec l'amplitude mesurée de  $\mathcal{A}_{cp}$ serait également une preuve directe de physique au-delà du Modèle Standard. La mesure précise de  $\delta_{CP}$  est donc un objectif majeur du projet DUNE, et l'un des principaux buts des expériences de faisceaux long-baseline. La détermination préalable de la hiérarchie de masse permettra d'augmenter la précision de cette mesure.

La figure 2.12 montre les probabilités d'oscillations  $P(\nu_{\mu} \rightarrow \nu_{e})$  et  $P(\overline{\nu}_{\mu} \rightarrow \overline{\nu}_{e})$  pour la hiérarchie normale, pour différentes valeurs de  $\delta_{CP}$ , en fonction de l'énergie des neutrinos. Nous voyons que la valeur de  $\delta_{CP}$  influe sur la forme et l'amplitude des oscillations. Ces déformations sont de plus en importantes quand l'énergie des neutrinos diminue, en particulier en dessous de 1 GeV. Ainsi, l'observation du flux de neutrinos autour du second maximum d'oscillation (entre 0.5 et 1 GeV) est un point clé du projet DUNE et de l'optimisation du faisceau. Notons également que la courbe noire, montrant les oscillations  $\nu_{\mu} \rightarrow \nu_{e}$  et  $\overline{\nu}_{\mu} \rightarrow \overline{\nu}_{e}$  si  $\theta_{13} = 0$ , nous montre que la valeur de  $\delta_{CP}$  n'aurait pas pu être mesurée à travers cette oscillation si l'angle  $\theta_{13}$  avait était nul. Nous pouvons également le voir directement dans la formule de probabilité d'oscillations 2.2.



FIGURE 2.12 – Probabilités d'oscillations  $P(\nu_{\mu} \rightarrow \nu_{e})$  (gauche) et  $P(\overline{\nu}_{\mu} \rightarrow \overline{\nu}_{e})$  (droite) pour la hiérarchie normale, pour  $\delta_{CP} = -\pi/2$  (bleu),  $\delta_{CP} = 0$  (rouge) et  $\delta_{CP} = \pi/2$  (bleu) dans le cadre de DUNE (L = 1300 km) [120]. La courbe noire représente les probabilités d'oscillations si  $\theta_{13}$  est nul.

La sensibilité de DUNE à la valeur de  $\delta_{CP}$  est estimée de la même manière que la sensibilité à la hiérarchie de masse. La sensibilité à une valeur de  $\delta_{CP}$  est calculée en comparant des spectres simulés pour cette valeur à un spectre théorique obtenu en absence de violation CP. La symétrie CP étant conservée pour  $\delta_{CP} = 0$  et  $\delta_{CP} = \pm \pi$ , deux différences de  $\chi^2$  peuvent être calculées :

$$\Delta \chi^2_{CP}(0) = \chi^2_{0,\delta_{true}} - \chi^2_{\delta_{true},\delta_{true}}$$
(2.7)

$$\Delta \chi^2_{CP}(\pi) = \chi^2_{\pi,\delta_{true}} - \chi^2_{\delta_{true},\delta_{true}}$$
(2.8)

où  $\chi^2_{\delta_{test},\delta_{true}}$  est le  $\chi^2$  obtenu en comparant les expériences simulées avec  $\delta_{CP} = \delta_{true}$  au spectre théorique obtenu avec  $\delta_{CP} = \delta_{test}$ . Ces deux sensibilités sont calculées pour  $\delta_{true} = [-\pi, +\pi]$ . La sensibilité finale de DUNE à une valeur donnée de  $\delta_{CP}$  correspond à la sensibilité minimale :

$$\Delta \chi^2_{CPV} = \operatorname{Min} \left[ \Delta \chi^2_{CP}(0), \ \Delta \chi^2_{CP}(\pi) \right]$$
(2.9)

La figure 2.13 montre la sensibilité à laquelle DUNE peut exclure  $\delta_{CP} = 0, \pi$  en fonction de la vraie valeur de  $\delta_{CP}$ , en supposant une exposition de 300 kt.MW.an, c'est-à-dire 7 ans de prise de données avec le détecteur complet de 40 kt d'argon liquide et un faisceau d'intensité 1.07 MW (protons de 80 GeV). Cette sensibilité à une structure caractéristique en double-pics (pour  $\delta_{CP} = \pm \pi/2$ ), et devient nulle pour  $\delta_{CP} = 0, \pm \pi$ , c'est-à-dire s'il n'y a pas de violation CP. Nous voyons d'ailleurs sur les équation précédentes que dans ce cas  $\Delta \chi^2_{CPV} = 0$ . Contrairement à la hiérarchie de masse, il n'est donc pas possible d'avoir une expérience ayant une bonne sensibilité pour toutes les valeurs de  $\delta_{CP}$ , puisque la violation CP disparaît pour  $\delta_{CP} = 0, \pm \pi$ .

La figure 2.14 montre l'évolution de la significance minimale à laquelle au moins 75% des valeurs de  $\delta_{CP}$  peuvent être déterminées, en fonction du nombre d'années de prise de données de DUNE, dans le cas où la hiérarchie de masse est normale. Cette sensibilité est estimée pour le design de référence



FIGURE 2.13 – Sensibilité à laquelle DUNE peut exclure  $\delta_{CP} = 0, \pi$  en fonction de la vraie valeur de  $\delta_{CP}$  pour une exposition de 300 kt.MW.an, pour la hiérarchie normale (gauche) et la hiérarchie inverse (droite) [120]. Sensibilité obtenue avec le design du faisceau présenté dans la section 2.2 (traits pleins) et avec un design optimisé (pointillés). Les barres horizontales en pointillé sont placées à  $3\sigma$  et  $5\sigma$ .

(traits pleins) et le design optimisé (pointillés). L'exposition minimale requise pour atteindre une significance de  $3\sigma$  pour 75% des valeurs de  $\delta_{CP}$  est de 1320 kt.MW.an pour le design de référence, ce qui correspond à plus de 15 ans de prise de données, et de 850 kt.MW.an pour le design optimisé, ce qui correspond à 14 ans de prise de données. Une significance de  $5\sigma$  pour 50% des valeurs de  $\delta_{CP}$  sera obtenue pour une exposition de 810 kt.MW.an pour le design de référence, et à 550 kt.MW.an pour le design optimisé.

# 2.4 Programme scientifique complémentaire

En plus de l'étude des oscillations des neutrinos issus du faisceau, les grands détecteurs du type de DUNE, de part leur résolution et leur taille, sont particulièrement propices à la recherche d'événements rares ou de faibles énergies. Ils sont également sensibles aux neutrinos atmosphériques ou provenant du reste de l'Univers, ce qui donne la possibilité de réaliser des études complémentaires sur les oscillations, mais également sur les propriétés de neutrinos issus de plusieurs sources.

Le projet DUNE possède donc un programme scientifique complémentaire vaste, touchant à plusieurs domaines de la physique des neutrinos et de la physique des particules en général. Dans cette partie, nous présenterons brièvement deux des principaux éléments de ce programme complémentaire : la recherche de la désintégration du proton et la détection éventuelle de neutrinos issus de supernovas. Ces sujets sont particulièrement intéressants à évoquer dans le cadre de cette thèse, puisqu'ils nécessitent un système de déclenchement précis et indépendant du faisceau de neutrinos, basé sur la détection de la lumière de scintillation produite dans le détecteur.



75% CP Violation Sensitivity

FIGURE 2.14 – Significance avec laquelle  $\delta_{CP}$  peut être déterminée pour 75% des valeurs de  $\delta_{CP}$ en fonction du nombre d'années de prise de données, dans le cas de la hiérarchie normale avec le design de référence (traits pleins) et le design optimisé (pointillés) [120], et en fonctionnant 50% du temps avec des  $\nu_{\mu}$ , et 50% du temps en  $\overline{\nu}_{\mu}$ . La barre horizontale en pointillé est placée à  $3\sigma$ .

#### 2.4.1 Désintégration du proton

La désintégration du proton [121] est un phénomène qui apparaît dans plusieurs théories de grande unification (GUT, pour « *Grand Unified Theory* »), des théories dans lesquelles les trois interactions fondamentales (électromagnétique, forte et faible) fusionnent en une seule force à haute énergie. Dans ces différentes théories, le proton, considéré comme stable dans le Modèle Standard, pourrait se désintégrer en particules plus légères, brisant ainsi la conservation du nombre baryonique. Cette brisure de symétrie constituant l'une des conditions de Sakharov nécessaire à l'apparition de l'asymétrie entre la matière et l'antimatière dans l'Univers [96], de nombreuses expériences cherchent à l'observer. Elle n'a cependant jamais été observée pour le moment, et les différentes expériences ayant cherché à la détecter n'ont pu poser que des limites inférieures sur la durée de vie du proton. Les durées de vie prédites par les différentes théories peuvent aller jusqu'à  $10^{36}$  ans.

Deux des principaux canaux de désintégration envisagés sont la désintégration en un positron et un pion neutre  $p \to e^+\pi^0$ , et la désintégration en un kaon et un antineutrino  $p \to K^+\overline{\nu}$  [120], pour lesquels l'expérience Super-Kamiokande a donné des limites inférieures respectives de  $1.67 \times 10^{34}$  ans et  $6.6 \times 10^{33}$  ans [122]. La technologie de la LArTPC ayant une bonne efficacité dans l'identification et la reconstruction de trace des kaons, le canal  $p \to K^+\overline{\nu}$  est donc son canal de prédilection pour la recherche de désintégrations du proton dans le détecteur DUNE, qui devrait atteindre une limite de  $3 \times 10^{34}$  ans pour ce canal après une dizaine d'années de prise de données. Avec le détecteur complet de 40 kt d'argon liquide, DUNE devrait atteindre des limites de l'ordre de  $10^{35}$  ans après plus de 20 ans de prise de données. Une telle sensibilité permettrait de rejeter ou de contraindre certaines des théories GUT actuelles. La figure 2.15 montre l'évolution de cette sensibilité en fonction du nombre d'années de prise de données, ainsi que la limite actuelle donnée par Super-Kamiokande et la limite prédite pour Hyper-Kamiokande.



FIGURE 2.15 – Limite sur la durée de vie du proton pour le canal  $p \to K^+ \overline{\nu}$  pouvant être atteinte par DUNE en fonction du nombre d'années de prise de données [120], pour plusieurs scénarios concernant la mise en marche des différents modules. La limite actuelle de Super-Kamiokande et celle prédite pour Hyper-Kamiokande sont également indiquées.

## 2.4.2 Neutrinos produits par l'explosion de supernovas

Lors de l'effondrement d'une supernova, des paquets de neutrinos répartis entre les trois saveurs connues de neutrinos et ayant des énergies entre 5 et 50 MeV sont émis dans les premières secondes de l'explosion. Nous parlons de « bouffées » de neutrinos qui durent quelques dizaines de secondes. Ces neutrinos sont détectables dans les détecteurs de neutrinos sensibles à ces énergies, comme ce fut le cas en 1987, lorsque les expériences Kamiokande [123], IMB [124] et Baksan [125] détectèrent une « bouffée » de neutrinos provenant de l'explosion de la supernova SN1987A dans le Grand Nuage de Magellan. C'est à ce jour le seul exemple de détection de neutrinos issus de supernovas.

La détection de ces neutrinos fait partie de ce que l'on appelle « l'astronomie neutrino ». Cette astronomie, qui constitue un volet crucial de l'astrophysique, vise à faire progresser la connaissance de notre Univers à travers la détection et l'étude de neutrinos issus de phénomènes astrophysiques de haute énergie. Cette discipline a conduit à la construction de grands télescopes à neutrinos comme IceCube [126] et Antarès [127][128], qui se tiennent prêt à observer ces neutrinos. D'autres projets de télescopes, comme le futur télescope KM3NET [128], sont également en construction. D'autre part, comme ce fut le cas pour Kamiokande en 1987, les grands détecteurs sensibles aux gammes d'énergie correspondant à ces neutrinos cherchent également participer à ces détections.

La détection de ces neutrinos est ainsi un point clé du programme complémentaire de physique du projet DUNE. En particulier, les détecteurs à argon liquide ont une très bonne sensibilité aux  $\nu_e$  puisque c'est l'une des saveurs qu'ils cherchent à détecter en priorité, à travers la réaction par courant chargé :

$$\nu_e + {}^{40}\text{Ar} \rightarrow e^- + {}^{40}\text{K}^{\star}$$
 (2.10)

Etant le seul grand détecteur de neutrinos de ce type, le détecteur lointain de DUNE possède une sensibilité unique aux  $\nu_e$  issus de supernovas et aux informations qu'ils véhiculent. Il sera également sensible aux autres saveurs, à travers des réactions par courant neutre et chargé. La figure 2.16 montre une estimation du nombre d'interactions neutrinos attendues dans DUNE en fonction de la distance entre l'explosion et la Terre, dans un seul module de 10 kt et dans le détecteur total. Nous pouvons voir sur cette figure que moins de 10 événements sont attendus dans le détecteur total, dans le cas d'une supernova située à plus de 100 kpc de la Terre (50 kpc dans le cas d'un seul module). Une voyons donc qu'une détection massive de neutrinos issus de supernovas, à fortiori si elles sont lointaines, nécessite un détecteur d'une grande sensibilité et d'une grande précision.



FIGURE 2.16 – Estimation du nombre d'interactions de neutrinos issus de l'explosion d'une supernova dans DUNE, pour des détecteurs de 10 kt (vert) et 40 kt (rouge), en fonction de la distance entre l'explosion et la Terre [120]. Les bandes représentent les variations dues aux modèles astrophysiques utilisés pour les estimations.

La détection des neutrinos issus de la supernova SN1987A nous a permis d'affiner notre connaissance des mécanismes mis en jeu lors de l'explosion, et a également fourni des contraintes sur certains modèles physiques. La détection et l'étude de tels neutrinos avec les détecteurs actuels et futurs, ainsi que leurs comparaisons avec les signaux électromagnétiques et gravitationnels observés dans d'autres expériences de physique fondamentale, nous apporteront de nombreuses informations sur les événements astrophysiques reliés aux supernovas, sur la physique des particules en général, ainsi que sur la nature même des neutrinos, de leurs oscillations, et de leurs interactions. La masse et la sensibilité unique du détecteur lointain de DUNE aux  $\nu_e$  est un atout majeur du projet.

# 2.5 Continuité et complémentarité avec les autres expériences

Le projet DUNE s'inscrit dans la lignée des expériences de neutrinos sur faisceaux ayant déjà été construites. Depuis leur proposition en 1960, de nombreux faisceaux de neutrinos ont été mis en place auprès de différents accélérateurs, développant petit à petit notre maîtrise de cette technologie, dans le but de produire des faisceaux ayant des caractéristiques à même de satisfaire les objectifs physiques de plus en plus exigeants des différents projets. En parallèle, les différentes expériences de neutrinos et de physique des particules en général ont permis de développer des technologies de détection de plus en plus performantes.

Le projet DUNE appartient à une nouvelle génération d'expériences en cours de développement, qui s'appuie sur toutes les connaissances et expertises acquises par la physique des neutrinos. En particulier, DUNE s'appuie sur l'expertise acquise au Fermilab lors de la mise en place et de l'amélioration du faisceau NuMI pour les expériences NO $\nu$ A et MINOS, et sur la maîtrise des détecteurs LArTPC acquise en particulier à travers l'expérience ICARUS. Le second grand projet de cette nouvelle génération est le projet Hyper-Kamiokande. Il succède aux projets Kamiokande et Super-Kamiokande, et s'appuie sur la technologie aujourd'hui bien maîtrisée de l'imagerie Cherenkov, ainsi que sur la mise en place d'un faisceau dans les mêmes infrastructures que pour T2K. Les projets DUNE et Hyper-Kamiokande, se développent de concert autour des mêmes objectifs, dont le principal est d'atteindre le second maximum d'oscillation qu'aucune expérience actuelle n'est en mesure d'atteindre. Dans cette section, nous commencerons par décrire rapidement le projet Hyper-Kamiokande, avant de présenter la complémentarité de ces deux projets.

# 2.5.1 Le projet Hyper-Kamiokande

Le projet Hyper-Kamiokande [129] est le successeur des expériences Super-Kamiokande et T2K. Il prévoit d'utiliser le faisceau et les détecteurs proches de l'expérience T2K, ainsi que deux détecteurs lointains Cherenkov similaires au détecteur Super-Kamiokande. La masse active des deux détecteurs réunis sera plus de 16 fois supérieure à celle de Super-Kamiokande, avec une masse totale de 520 kt d'eau.

Le faisceau de neutrinos utilisé est celui produit au J-PARC (« Japan Proton Accelerator Research Complex »), à Tokai au Japon. Le faisceau est obtenu en envoyant des protons de 30 GeV sur une cible en graphite. L'objectif de la collaboration est d'atteindre dans un premier temps une intensité de 750 kW, puis, à plus long terme, d'atteindre une intensité de 1.3 MW en 2025.

Le projet prévoit l'installation de deux détecteurs lointains identiques, d'une masse totale de 258 kt d'eau ultra pure chacun (187 kt de masse active). La figure 2.17 montre un schéma de l'un de ces détecteurs. Il s'agira de cuves d'eau cylindriques de 74 m de diamètre et 60 m de hauteur, tapissées chacune par 40000 photomultiplicateurs. L'emplacement précis de ces détecteurs est actuellement en discussion :

- Le premier détecteur sera installé à Kamioka, à quelques kilomètres de Super-Kamiokande, et à 295 km du J-PARC. Comme son prédécesseur, il utilisera la technique de faisceau « hors axe », et sera décalé de 2.5 ° par rapport à l'axe du faisceau.
- Initialement, le second détecteur devait également être installé à Kamioka. Cependant, il est aujourd'hui question de l'installer plus loin de la production du faisceau, en Corée du Sud, où de nombreux emplacements sont possibles. La longueur du faisceau varierait alors entre 1000 km et 1300 km selon l'emplacement du détecteur, et l'angle de décalage par rapport à son axe irait de

1° à 3°. Actuellement, l'emplacement le plus prometteur permettrait un faisceau de 1088 km et un angle de décalage de 1.3° (emplacement Mt Bisul).

Il existe donc aujourd'hui plusieurs versions du projet. Le cas où les deux détecteurs sont installés au Japon est appelé T2HK (« Tokai To Hyper-Kamiokande »), et le projet où le second détecteur est installé en Corée du Sud est appelé T2HKK [130].



FIGURE 2.17 – Schéma du détecteur cylindrique d'Hyper-Kamiokande au Japon [129]. Le second détecteur, installé au Japon ou en Corée, sera similaire.

La technique « hors axe » permet d'obtenir un spectre d'énergie des neutrinos moins large, et resserré sur une valeur précise déterminée par l'angle de décalage. Dans le cas de T2HK l'énergie des neutrinos serait resserrée autour de 0.6 GeV. Dans le cas de T2HKK, l'angle de décalage n'est pas encore fixé, mais l'énergie des neutrinos serait du même ordre de grandeur [130].

La combinaison de ces deux sites, japonnais et coréen, permettrait d'augmenter la sensibilité de l'expérience aux effets de matière, la longueur de faisceau de T2HKK s'approchant de celle de DUNE. Enfin, cette longueur permettrait à Hyper-Kamiokande d'avoir accès au second maximum d'oscillation, qui est inaccessible avec une longueur de faisceau de 295 km.

# 2.5.2 Complémentarité des projets DUNE et Hyper-Kamiokande

Les projets DUNE et Hyper-Kamiokande, de part leurs objectifs et leurs caractéristiques différentes, en particulier l'utilisation de technologies de détections radicalement différentes, constituent deux projets à la fois concurrents et complémentaires. La technologie de l'imagerie Cherenkov, utilisée dans Hyper-Kamiokande, est aujourd'hui une technologie maîtrisée, ayant déjà fait ses preuves sur de larges volumes (50 kt d'eau pour Super-Kamiokande, dont 22 kt de masse active). Dans le cas de DUNE, la technologie de la LArTPC (en particulier la technologie double-phase) n'a pas encore été testée sur d'aussi grands volumes, mais sa résolution et son imagerie tridimensionnelle des traces est un atout prometteur.

Dans le cadre de la détermination de la hiérarchie de masse et de  $\delta_{CP}$ , la sensibilité d'une expérience est déterminée en grande partie par la longueur et l'intensité du faisceau. DUNE, de part sa distance de propagation de 1300 km, va être particulièrement sensible aux effets de matière et donc à la hiérarchie de masse. Comme nous l'avons vu précédemment, la longueur du faisceau permet de se placer à un rapport L/E où les contributions des effets de matière et de la violation CP à l'asymétrie entre les neutrinos et antineutrinos peuvent être découplées. Le projet Hyper-Kamiokande, avec une distance de propagation de 295 km pour l'un ou les deux détecteurs, aura une sensibilité plus faible que DUNE à la hiérarchie de masse. À l'inverse, puisque les effets de matière sont moins importants dans Hyper-Kamiokande, l'expérience sera plus sensible à la mesure de  $\delta_{CP}$  que l'expérience DUNE.

La figure 2.18 compare les sensibilités de DUNE et T2HK à la hiérarchie de masse en fonction du nombre d'années de prises de données, ainsi que la sensibilité combinée de ces deux expériences. Nous voyons d'abord que l'amélioration du faisceau de DUNE après 6 ans de prise de données, puis la mise en route du second détecteur de T2HK (à Kamioka) après 12 ans de prise de données introduit des discontinuités importantes dans la sensibilité des expériences. Nous voyons également que la sensibilité de DUNE est beaucoup plus élevée que celle de T2HK, et que la combinaison des deux expériences permettrait de déterminer la hiérarchie de masse à plus de  $5\sigma$  au bout d'environ 3 ans de prises de données [131].



FIGURE 2.18 – Significance minimale avec laquelle la hiérarchie de masse peut être déterminée pour toutes les valeurs de  $\delta_{CP}$  en fonction du nombre d'années de prise de données, dans le cas de la hiérarchie normale (gauche) et inverse (droite), pour les expériences DUNE (vert), T2HK (bleu), et dans le cas où les résultats des deux expériences sont combinés (rouge) [131]. Les barres d'erreurs correspondent à 40 °  $\leq \theta_{23} \leq 50$  °. Les barres pointillées verticales correspondent à l'augmentation de la puissance du faisceau de DUNE, puis à la mise en route du second détecteur de T2HK.

La figure 2.19 compare les sensibilités de DUNE et T2HK à la valeur de  $\delta_{CP}$ , en fonction de la valeur de  $\delta_{CP}$ (pour 10 ans de prise de données), et en fonction du nombre d'années de prise de données, dans le cas où la hiérarchie de masse est supposée normale mais n'est pas connue. Nous voyons que la sensibilité de T2HK est supérieure à celle de DUNE pour  $-\pi \leq \delta_{CP} \leq 0$ . Pour  $0 \leq \delta_{CP} \leq \pi$ , la sensibilité de T2HK semble se dégrader, du fait que T2HK seule ne sera pas en mesure de déterminer la hiérarchie de masse après 10 ans de prise de données, et donc ne sera pas en mesure de séparer

les effets de matière des effets dus à la violation CP. Dans le cas de la hiérarchie inverse supposée non-connue, cette baisse de sensibilité affecte les valeurs de  $\delta_{CP}$  entre  $-\pi$  et 0. Ce problème ne se pose plus dans le cas où les résultats des deux expériences sont combinés.



FIGURE 2.19 – Sensibilité des expériences DUNE (vert), T2HK (bleu) et DUNE+T2HK (rouge) à la valeur de  $\delta_{CP}$  en fonction de la valeur de  $\delta_{CP}$  pour 10 ans de prise de données (à gauche), et fraction de valeurs de  $\delta_{CP}$  pouvant être exclues à  $5\sigma$  en fonction du nombre d'années de prise de données (droite) [131]. Les barres d'erreurs correspondent à 40 °  $\leq \theta_{23} \leq 50$  °. Les barres pointillées verticales correspondent à l'augmentation de la puissance du faisceau de DUNE, puis à la mise en route du second détecteur de T2HK. La hiérarchie de masse est supposée normale mais non connue.

Nous avons présenté ici les sensibilités calculées dans le cadre du projet T2HK, c'est-à-dire dans la cas où les deux détecteurs d'Hyper-Kamiokande sont installés à Kamioka, à 295 km de la source du faisceau. La figure 2.20 montre l'amélioration de ces sensibilités pour le projet T2HKK où le second détecteur est installé en Corée, pour deux emplacements différents (Mt. Bisul et Mt. Bohyun). Nous voyons une nette augmentation de la sensibilité d'Hyper-Kamiokande à la hiérarchie de masse. Nous voyons également que la baisse de sensibilité à la valeur de  $\delta_{CP}$  pour  $0 \leq \delta_{CP} \leq \pi$  dans le cas de T2HK est presque entièrement supprimée lorsque le second détecteur est placé au Mt. Bisul.

DUNE et Hyper-Kamiokande sont également complémentaires dans leur programme additionnel de physique. En effet, les caractéristiques des deux expériences, en particulier des techniques de détection, les rendent sensibles à différents processus. Dans le cadre de l'observation de la désintégration du proton, l'excellente résolution de la LArTPC rend DUNE sensible au canal  $p \to K^+ \overline{\nu}$ , auquel Hyper-Kamiokande ne sera que très peu sensible. A l'inverse, l'imagerie Cherenkov est particulièrement sensible au canal  $p \to e^+ \pi^0$ , un autre canal de désintégration privilégié dans beaucoup de théories GUT. Dans le cadre de l'observation des neutrinos issus de l'explosion de supernovas, d'énergies relativement faibles (quelques MeV), les deux technologies ne sont pas sensibles aux mêmes saveurs de neutrinos : les détecteurs Cherenkov n'ont pas les mêmes sensibilités aux différentes saveurs de neutrinos. L'observation simultanée des neutrinos issus d'une même explosion par ces deux détecteurs peut donc nous renseigner sur l'abondance relative des saveurs dans les flux issus des supernovas, ainsi que sur les processus auxquels les différentes saveurs sont liées.



FIGURE 2.20 – Comparaisons des sensibilités de T2HK et T2HKK à la hiérarchie de masse (gauche) et à la valeur de  $\delta_{CP}$  pour 10 ans de prise de données [130]. La courbe grise (JDx2) correspond au projet T2HK, où les deux détecteurs sont au Japon. Les courbes bleu et rouge correspondent au projet T2HKK, pour deux emplacements possibles du détecteur en Corée. Les barres d'erreurs correspondent à  $0.4 < \sin 2\theta_{23} < 0.6$ .

Nous voyons donc bien l'intérêt de mener en parallèle ces deux grands projets, et le rôle qu'ils ont à jouer dans la physique des neutrinos, que ce soit à travers leurs mesures de précision des paramètres d'oscillations ou à travers un programme de physique complémentaire varié pouvant rejoindre sur certains points les programmes des grands télescopes à neutrinos. Pour satisfaire ce programme ambitieux, une maîtrise préalable des technologies de détections utilisées est cruciale. En particulier, la maîtrise de la technologie de la LArTPC, qui n'a jamais été testée sur d'aussi grands volumes, est un point clé du projet DUNE. Nous voyons donc l'importance de la mise en place et de l'étude de prototypes à même de valider cette technologie pour les grands détecteurs de DUNE. C'est l'objectif premier des détecteurs ProtoDUNEs en cours de construction au CERN.

ProtoDUNE-DP : la technologie double-phase

Proposée par Carlo Rubbia en 1977 [132], la technologie de la LArTPC (« Liquid Argon Time Projection Chamber ») a été testée avec succès dans plusieurs expériences de physique des neutrinos, comme les expériences ICARUS [110] qui furent les premières à la mettre en œuvre, mais également dans les expériences MicroBooNE [111] et ArgoNeuT [133]. Elle est également utilisée dans des expériences de détection de matière noire comme les expériences ArDM [134] et DarkSide [135]. Elle n'a cependant jamais été testée sur des volumes semblables à ceux des détecteurs lointains du projet DUNE, ce qui a conduit au développement de deux prototypes au CERN, contenant une masse active d'argon liquide de l'ordre de la centaine de tonnes, chargés de montrer la faisabilité de cette technologie à de grandes échelles.

Le détecteur ProtoDUNE-DP propose de tester une technologie qui vise entre autre à réduire les limitations en taille des LArTPC imposées par la dérive des électrons [136]. Cette technologie, appelée « double-phase » a déjà été testée pour du xénon liquide dans l'expérience XENON10 [137], puis dans ses successeurs XENON100 et XENON1T [112]. Cependant, elle n'a été que peu utilisée dans l'argon liquide, et sur des volumes de quelques litres [138] uniquement. Le développement de cette technologie dans la cadre du projet DUNE est donc particulièrement ambitieux, et justifie d'autant plus la construction d'un prototype. C'est également pour cela qu'un autre prototype, ayant un volume intermédiaire entre ceux des petites LArTPC double-phase existantes et le volume de ProtoDUNE-DP, a été construit au CERN et a pris des données jusqu'en décembre 2017. Ce pré-prototype possède un volume actif de  $3 \times 1 \times 1$  m<sup>3</sup>, correspondant à 4.2 t d'argon liquide.

Dans ce chapitre, nous donnerons une description rapide du principe de détection des particules dans une LArTPC double-phase dans le section 3.1. Nous détaillerons ensuite les deux détecteurs, le prototype ProtoDUNE-DP dans la section 3.2, puis le pré-prototype  $3 \times 1 \times 1$  m<sup>3</sup> dans la section 3.3. La simulation du signal lumineux attendu dans les LArTPC double-phase étant le sujet de cette thèse, nous mettrons l'accent sur les systèmes de détection de la lumière installés dans ces deux détecteurs.

# 3.1 Principe d'une LArTPC double-phase

hapitre

Une LArTPC double-phase est composée principalement d'une cuve d'argon liquide surmontée d'une mince couche d'argon gazeux. Une partie de ce volume d'argon liquide est placée dans un champ électrique, et constitue le cœur du détecteur qui sera instrumenté. Nous distinguerons donc par la suite le volume actif, correspondant au volume soumis au champ électrique dans lequel la reconstruction des traces s'effectue, du volume total du détecteur correspondant au volume de la cuve. La figure 3.1 présente un schéma du fonctionnement général d'une LArTPC double-phase.

#### 3.1.1 Principe de détection

Les LArTPC simple-phase et double-phase cherchent à détecter des particules chargées les traversant. Dans le cas du projet DUNE, où l'on cherche à détecter des neutrinos, il s'agira de détecter les particules chargées issus de l'interaction des neutrinos, issus du faisceau produit au Fermilab ou d'une autre source comme les supernovas ou les neutrinos atmosphériques, avec l'argon du détecteur. Dans le cas du prototype  $6 \times 6 \times 6$  m<sup>3</sup>, il s'agira de détecter les particules chargées provenant du faisceau de particules chargées du CERN, ou de détecter des muons cosmiques en l'absence du faisceau. Dans le cas du pré-prototype  $3 \times 1 \times 1$  m<sup>3</sup>, il s'agissait de détecter des muons cosmiques.

Les deux technologies sont basées sur le même principe de détection. Quand la particule chargée traverse le liquide, elle perd de l'énergie dans l'argon à travers différents processus. Ces processus vont mener à l'émission de deux signaux distincts, une collection de charges et une collection de lumière, qui emportent chacun une partie de l'énergie déposée dans le liquide par la particule chargée. Le premier processus est l'ionisation, qui arrache des électrons aux atomes d'argon. Le second processus est l'excitation directe des atomes d'argon, qui retourneront à leur état fondamental en émettant un photon. Une partie des électrons d'ionisations, en se recombinant avec l'argon, vont également mener à l'émission de photons, alors que l'autre partie des électrons va dériver selon les lignes du champ électrique pour être collectée. Ces différents mécanismes seront décrit plus précisément dans la chapitre 4. La particularité de la technologie double-phase est que la collection de charges s'effectue dans l'argon gazeux, où le signal va être amplifié, et non dans l'argon liquide où cette amplification n'est pas possible.



FIGURE 3.1 – Schéma du fonctionnement d'une LArTPC double-phase

# 3.1.2 Fonctionnement et principaux composants d'une LArTPC double-phase

Les principaux éléments d'une LArTPC double-phase, dont nous allons brièvement décrire la fonction dans cette section, sont :

- Une cathode et une cage (FC, *Field Cage*) définissant le volume actif du détecteur  $(6 \times 6 \times 6 \text{ m}^3 \text{ pour ProtoDUNE-DP et } 3 \times 1 \times 1 \text{ m}^3 \text{ pour le pré-prototype}).$
- Un CRP (*Charge Readout Plane*) contenant une grille d'extraction, des LEMs (*Large Electron Multiplier*), et un plan d'anode, placés en haut du détecteur.
- Un système de détection des photons (PDS, *Photon Detection System*) constitué de photomultiplicateurs (PMTs, *PhotoMultiplier Tube*) placés en bas du détecteur, sous une grille chargée de protéger les PMTs, que nous appellerons « grille de masse » (ground grid).

La collection de charges s'effectue en haut du détecteur, dans la phase gazeuse. Les électrons d'ionisation sont entraînés par un champ électrique de dérive maintenu dans l'argon liquide jusqu'à sa surface. Une grille, appelée grille d'extraction, est placée quelques millimètres sous la surface du liquide, et des plans de LEMs juxtaposés sont placés quelques millimètres au-dessus. Chaque LEM est constituée d'une plaque d'époxy d'une épaisseur de l'ordre du millimètre, dont chaque face est recouverte d'une fine couche de cuivre, et est percée de trous. La grille et la couche de cuivre recouvrant la face inférieure des LEMs sont maintenues à de hautes tensions permettant d'établir un champ électrique de plusieurs kilovolts/cm à l'interface entre le liquide et le gaz, afin d'extraire les électrons vers la phase gazeuse. Les électrons sont attirés dans les trous des LEMs, où ils sont multipliés au moyen d'un champ électrique intense de plusieurs dizaines de kilovolts (« avalanche de Townsend ») maintenu entre les deux couches cuivre recouvrant les LEMs [138]. Enfin, ils sont collectés par deux plans d'anode formant un quadrillage en x et en y, et permettant d'obtenir une résolution bidimensionnelle. La grille d'extraction, les LEMs, et les plans d'anode sont fixés à une structure dédiée, appelée CRP, qui doit être ajustée en permanence pour maintenir le niveau du liquide entre la grille et les LEMs.

La collection de lumière s'effectue en bas du détecteur. Le signal lumineux est constitué de deux contributions, provenant du liquide (photons de scintillation, appelés « S1 » dans la figure 3.1) et de la phase gazeuse (photons appelés « S2 » dans la figure 3.1), possédant la même longueur d'onde de 128 nm. La simulation de ce signal constituant le sujet de cette thèse, la production des photons dans le liquide et le gaz ainsi que leur propagation seront décrites plus précisément dans le chapitre 4. Les photons sont collectés par des photomultiplicateurs placés dans le liquide, sous une grille de masse. Ces photons étant dans l'ultra-violet profond, ils ne sont pas détectables directement par les PMTs, le PDS contient donc également un matériau capable de décaler la longueur d'onde des photons. Il s'agit généralement de TPB (Tetraphenyl Butadiene<sup>1</sup>), qui peut être placé directement sur les PMTs, ou déposé sur des plaques de PMMA (plus connu sous le nom commercial de Plexiglas<sup>2</sup>). Une description des propriétés du TPB et de sa simulation sera donnée dans le chapitre 4.

## 3.1.3 Trajectographie et Calorimétrie dans une LArTPC

Le système de déclenchement du détecteur nous procure le moment ou la particule est entrée (ou a été produite) dans le détecteur. Nous supposons que les électrons d'ionisation dérivent en ligne droite jusqu'en haut du détecteur. Une fois les électrons collectés sur les plans d'anode, et connaissant la vitesse de dérive des électrons dans l'argon liquide, qui a été mesurée pour plusieurs champs de

<sup>&</sup>lt;sup>1</sup>1,1,4,4-tetraphenyl-1,3-butadiene

<sup>&</sup>lt;sup>2</sup>Polyméthacrylate de méthyle, de l'anglais polymethyl methacrylate

#### CHAPITRE 3. PROTODUNE-DP : LA TECHNOLOGIE DOUBLE-PHASE

dérive [139], il est donc possible de calculer le temps de dérive des électrons et de remonter ainsi jusqu'au point d'ionisation. En combinant cette information au point de collection des électrons sur les plans d'anode, qui ont une résolution bidimensionnelle, la trace de la particule peut être reconstituée en trois dimensions dans le volume actif du détecteur. Les TPC font partie des seuls détecteurs dans lesquels les trois coordonnées de chaque point de la trajectoire des particules à l'intérieur du volume actif peuvent être reconstruites simultanément avec une aussi grande résolution. Le nombre de charges collectées permet également de mesurer l'énergie perdue dans le détecteur. Cette mesure peut mener à une identification précise des particules, et, dans le cas où les événements sont entièrement contenus dans la TPC, elle permet une calorimétrie de précision et une reconstruction totale de l'événement et des différents vertex d'interactions. La figure 3.2 montre un exemple de visualisation d'une interaction dans le détecteur ICARUS.



FIGURE 3.2 – Exemple de visualisation de l'interaction CC d'un  $\nu_{\mu}$  dans l'expérience ICARUST600 [114], dans le plan de la collection de charges. Le muon issu de l'interaction est identifiable (1), ainsi qu'une gerbe électromagnétique (2) issue d'un photon provenant de la désintégration d'un  $\pi^0$ , et un  $\pi$  chargé (3) générant plusieurs traces secondaires (4 à 8).

La détection de la lumière de scintillation constitue un élément clé dans le système de déclenchement du détecteur, et plus particulièrement dans le cas de la recherche d'événements rares et/ou provenant d'une source autre qu'un faisceau de particules, auquel cas ce système de déclenchement est synchronisé avec la production du faisceau. En effet, pour réaliser la reconstruction des traces, il est primordial d'avoir un système de déclenchement nous donnant un chronométrage précis du début  $(t_0)$  l'événement en question. Dans le cas d'une expérience sur faisceaux, ce  $t_0$  peut être donné directement par les collisions de protons sur la cible lors de la création du faisceau. En revanche, dans le cas d'événements rares et/ou provenant de sources extérieures, comme pour la détection de neutrinos issus de supernovas, de neutrinos atmosphériques, ou de la désintégration des protons, ce déclenchement est donné par la collection de lumière. En effet, les premiers photons produits lors de l'entrée d'une particule chargée dans le détecteur parviennent aux PDS quelques nanosecondes après leur émission, ce qui donne une bonne mesure du  $t_0$  et constitue un système de déclenchement performant. La détection de lumière permet également, en corrélation avec la collection de charges, d'améliorer la résolution sur la mesure de l'énergie des particules, puisqu'elle permet de mesurer la fraction d'énergie perdue à travers le processus de scintillation.

## 3.1.4 Avantages de la technologie double-phase

L'une des contraintes rencontrées dans une LArTPC réside dans l'atténuation des électrons d'ionisation par l'argon liquide au cours de leur dérive vers les plans de lecture. Cette atténuation limite considérablement les dimensions de tels détecteurs puisque le signal devient trop faible pour être détecté au-delà d'une certaine distance de dérive. Le principal atout de la technologie double-phase réside dans l'amplification de la charge, qui s'effectue dans les LEMs lors de l'extraction des électrons d'ionisation de la phase liquide vers la phase gazeuse du détecteur, et qui permet de compenser cette atténuation.

La technologie double-phase autorise donc des distances de dérive plus grandes. Elle permet d'exploiter des volumes d'argon liquide plus grands sans qu'il y ait besoin de placer des composants du détecteur dans le volume actif. Le gain dépend en grande partie du champ électrique appliqué dans les trous des LEMs, et peut être ajusté pour satisfaire aux besoins de l'expérience. Pour des gains entre 20 et 100, cette amplification permet d'augmenter le rapport signal sur bruit (S/B) d'un ordre de grandeur par rapport à celui d'une LArTPC simple-phase [113], passant de  $S/B \sim 10$  dans le cas de la technologie simple-phase à  $S/B \sim 100$  dans le cas de la technologie double-phase. Des mesures réalisées dans une TPC d'un volume actif de 3L avec et sans amplification ont montrées un rapport S/B de 80/5 avant l'amplification, et de 800/10 pour un gain de 10 [140]. Le tableau 3.1 présente les performances attendues pour le détecteur lointain de DUNE pour les deux technologies.

Technologie	Paramètre	Attendu dans DUNE
Simple-phase	S/B	9:1
Double-phase	Gain des LEMs	20 - 100
	S/Bminimal (dérive de 12 m)	12:1-60:1

TABLE 3.1 – Rapport signal sur bruit attendu dans DUNE [113].

Un autre atout de cette amplification est de rendre détectables des particules de faible énergie, pour lesquelles la charge collectée dans une LArTPC simple-phase n'est pas suffisante. La technologie double-phase permet donc d'abaisser le seuil de détection en énergie du détecteur (énergie minimale des particules pouvant être détectées) ce qui est particulièrement intéressant dans la détection d'événements rares de faible énergie comme les neutrinos issus de supernovas.

Le principe du détecteur, en particulier le fait de pouvoir instrumenter tout le volume actif à l'aide d'un seul plan de collection de charges en haut du détecteur, permet de réduire le nombre de canaux de lecture sans détériorer la résolution du détecteur.

Enfin, un autre atout non-négligeable est que l'électronique de lecture des plans d'anode est placée en haut du détecteur, dans l'argon gazeux. L'électronique d'acquisition est donc placée à température ambiante. Elle est ainsi accessible et peut être changée sans avoir à ouvrir le détecteur, ni risquer de contaminer l'argon liquide.

# 3.2 ProtoDUNE-DP : le dispositif expérimental

Le prototype ProtoDUNE-DP est actuellement en cours de construction au CERN. Sa construction devrait s'achever vers la fin de l'année 2018 et il commencera à prendre des données avec les muons cosmiques en 2019. Il devrait également fonctionner avec un faisceau de particules chargées après l'arrêt prolongé du LHC. Nous allons à présent détailler les différents éléments composant ce détecteur. Nous verrons dans les chapitres suivant qu'une partie d'entre eux qui joue un rôle clé dans la propagation de la lumière dans ProtoDUNE-DP.
#### 3.2.1 Principales caractéristiques de ProtoDUNE-DP

ProtoDUNE-DP est une LArTPC double-phase contenue dans un cryostat maintenant l'argon liquide à 87.4 K. Les principales caractéristiques du détecteur sont résumées dans le tableau 3.2. Une coupe verticale du détecteur est présentée sur la figure 3.3, et les principaux composants de la TPC sont présentée sur la figure 3.4.

Différents volumes			
Volume	Hauteur $\times$ Longueur $\times$ Largeur	Masse de LAr	
	$(m^3)$	(t)	
Interne	$7.900\times8.548\times8.548$		
LAr	$7.385 \times 8.548 \times 8.548$	750	
GAr	$0.515\times8.548\times8.548$		
LAr actif	6 imes 6 imes 6	300	
Collection de charges et de photons			
Charge	Nombre de canaux de lecture	7680	
Lumière Nombre de PMTs		36	

TABLE 3.2 – Principales caractéristiques de ProtoDUNE-DP.

Le cryostat est basé sur la technologie des cryostats à membrane utilisés dans le cadre du transport et du stockage de gaz liquéfié. Il est composé de panneaux de mousse de polyuréthane renforcée, d'une épaisseur de 1 m, assurant l'isolation thermique, recouverts d'une membrane ondulée en acier inoxydable de 2 mm d'épaisseur. Le haut du cryostat est fermé par une plaque en acier inoxydable de 100 mm d'épaisseur. La figure 3.5 présente deux photographies prises lors de la construction du détecteur, montrant la membrane interne du cryostat ainsi que l'extérieur du détecteur. Le cryostat est entouré de parois en acier, maintenues par une armature d'acier visible la figure 3.5 (armature rouge sur la figure de droite).

Le volume interne du cryostat est d'environ  $7.9 \times 8.5 \times 8.5$  m<sup>3</sup> (*inner vessel*). Le cryostat est rempli principalement d'argon liquide, sur une hauteur de 7.4 m, ce qui donne une masse totale d'argon liquide d'environ 700 t, et d'argon gazeux sur les 0.5 m restant. La partie instrumentée du détecteur, qui est soumise à un champ électrique et dans laquelle les électrons d'ionisation vont dériver, couvre un volume de  $6 \times 6 \times 6$  m<sup>3</sup>, soit une masse active de 300 t. La collection de charges est assurée par 7680 canaux de lecture dans le CRP en haut du détecteur, et la collection de la lumière de scintillation par 36 PMTs en bas du détecteur. Une description des systèmes de collection de charges et de lumière sera donnée dans les sections 3.2.2 et 3.2.3.

Un champ électrique de dérive de 0.5 kV/cm est maintenu dans le volume actif d'argon liquide. Il est crée par une cathode, placée en bas du volume et le CRP placé en haut du détecteur. La cathode est maintenue à une tension de -300 kV. Elle est constituée de tubes en acier inoxydable de 20 mm de diamètre espacés de 105 mm. Ces tubes sont enchâssés dans un support, également en acier inoxydable, composé de tubes creux rectangulaires de 40 mm de haut et 200 mm de large. Les bordures extérieures du support sont composées de tubes d'un diamètre de 40 mm formant un carré aux bords arrondis. La structure totale (la cathode et son support) a une hauteur de 240 mm, et forme un carré de 6230 mm de côté. Elle est divisée en 4 modules identiques d'un volume de  $3115 \times 3115 \times 240$  mm<sup>3</sup>. La figure 3.6 présente un schéma de ces modules, et la figure 3.7 présente l'enchâssement des tubes dans le support.



FIGURE 3.3 – Coupe verticale du détecteur ProtoDUNE-DP. Le schéma provient de [118], et les dimensions correspondent au design initial du cryostat. Les dimensions les plus récentes peuvent être trouvées dans la référence [141].

Nous verrons dans le chapitre 6 que la présence du support, ainsi que le diamètre des tubes, ont un impact majeur sur la transparence de la structure totale, et réduisent considérablement la quantité de photons collectés par les PMTs.

L'uniformité du champ électrique est assurée par une cage visible sur la figure 3.4, qui entoure le volume actif. Dans le design le plus récent, elle est constituée d'une superposition de 98 profilés creux d'aluminium espacés de 60 mm. Ils sont assemblés en 8 modules d'une surface de  $6238 \times 3017 \text{ mm}^2$  [141]. Dans les designs précédents, cette cage était constituée de 60 tubes en acier inoxydables (à la place des profilés) d'un diamètre de 69 mm [118]. Nous verrons dans le chapitre 4 que c'est ce design initial qui a été utilisé pour les simulations réalisées au cours de cette thèse.

#### 3.2.2 Système de collection de charges

La collection de charges est assurée par le CRP installé en haut du détecteur. Afin de couvrir une surface de  $6 \times 6$  m<sup>2</sup>, correspondant à la surface active de ProtoDUNE-DP, le CRP est divisé en 4 modules couvrant une surface de  $3 \times 3$  m<sup>2</sup> chacun. Ces modules sont composés d'un support, lui-même composé de deux ossatures en invar et en G10, sur lequel sont fixés les plans d'anode et de LEMs, puis la grille d'extraction. La distance entre la grille d'extraction et le bas des LEMs est de 10 mm.



FIGURE 3.4 – Schéma des principaux composants de ProtoDUNE-DP [141].



FIGURE 3.5 – Construction du cryostat de ProtoDUNE-DP à la plateforme Neutrino du CERN, vue de l'intérieur du cryostat (gauche) [142] et de l'extérieur (droite).

Le niveau d'argon liquide devant toujours se trouver entre ces deux éléments, le CRP est attaché à un système de suspension chargé d'adapter en permanence la hauteur du CRP au niveau du liquide. La figure 3.8 présente un schéma de ces 4 modules, et le tableau 3.3 résume les distances entre les différentes électrodes du CRP, ainsi que les champs électriques appliqués entre elles et leurs valeurs nominales.



FIGURE 3.6 – Schéma des 4 modules formant la cathode de ProtoDUNE-DP et la structure la supportant [141].



FIGURE 3.7 - Disposition des tubes en acier inoxydable de la cathode de ProtoDUNE-DP. La partie supérieure du support des tubes est visible en bleu.

La grille d'extraction est formée de deux plans perpendiculaires de fils en acier inoxydable. Ces fils ont un diamètre de 100  $\mu$ m et sont espacés de 3.125 mm. Les LEMs et les plans d'anode sont assemblés en « sandwiches ». Chaque module contient 6 × 6 sandwiches d'une surface de 50 × 50 cm<sup>2</sup>. Les LEMs sont constitués de plaques de 1 mm d'épaisseur, percées de trous de 500  $\mu$ m de diamètre espacés de 800  $\mu$ m selon un arrangement hexagonal. La densité de trous obtenue est d'environ 180 trous/cm<sup>2</sup>. Enfin, les plans d'anode sont formés de plusieurs couches de circuits imprimés. Les canaux de lecture sont formés par des pistes de cuivre recouvertes d'or, de 0.1 mm de large et espacées de 1.56 mm. Elles



FIGURE 3.8 – Schéma des 4 modules du CRP de  $3 \times 3$  m<sup>2</sup> couvrant une surface active totale de  $6 \times 6$  m<sup>2</sup> [141]. Les plans d'anode sont visibles (jaune), ainsi que l'ossature en G10 (vert) et le support en invar (gris).

	Champ électrique	Distance	Valeur nominale du champ
		(mm)	(kV/cm)
LEMs – Anode	Induction	2	5
$\operatorname{LEMs}$	Amplification	1	30
Grille d'extraction – LEMs	Extraction	10	2

TABLE 3.3 – Distances et champs électriques appliqués entre les différentes électrodes du CRP.

sont arrangées en une structure étudiée pour former deux vues indépendantes (en x et en y) ayant une résolution de 3.125 mm, et obtenir une répartition équitable de la charge entre ces deux vues. La figure 3.9 présente une photographie du CRP de ProtoDUNE-DP sur laquelle la grille d'extraction et les LEMs sont visibles. La figure 3.10 présente un zoom sur les plans d'anode, ainsi qu'un schéma de la structure des différentes pistes.

#### 3.2.3 Système de détection des photons

Le système de détection des photons de ProtoDUNE-DP est composé de 36 PMTs, installés en bas du détecteur, et d'une grille de masse chargée de les protéger de la haute-tension appliquée sur la cathode. Cette grille est placée quelques centimètres au-dessus des PMTs, et à environ 1 m des tubes de la cathode. L'espace entre le bas du support de la cathode et de la grille est de 700 mm. La figure 3.11 présente une coupe verticale détaillée des différents éléments installés en bas du détecteur. Nous verrons dans le chapitre 6 que ces éléments, en particulier le support de la cathode et la grille de masse, ont une influence importante sur la quantité de lumière collectée par les PMTs.

La grille de masse protégeant les PMT est constituée de fils en acier inoxydable de 2 mm de diamètre, enchâssés dans un support constitué de tubes rectangulaires de 40 mm de haut et 20 mm de large similaires à ceux utilisés pour le support de la cathode. La bordure extérieure de la grille est similaire



FIGURE 3.9 – Photographie du CRP de ProtoDUNE-DP (gauche) sur laquelle la grille d'extraction et les LEMS sont visibles, et détail des LEMs (droite) [118].



FIGURE 3.10 – Photographie du détail des pistes des plans d'anode (gauche), et schéma des deux vues indépendantes formées par ces pistes (droite) [118]. La vue 1 est en rouge, la vue 2 en blanc, et les connections entre les pistes (de l'autre côté des plans d'anode) sont en gris.

à celle du support de la cathode, constituée de tubes de 40 mm de diamètre. Des piliers en acier inoxydable rattachent cette grille à la membrane du cryostat. Initialement, cette grille devait reprendre la structure inférieure du support de la cathode, et donc couvrir une surface de  $5240 \times 5240$  mm<sup>2</sup>. Elle a été ensuite agrandie pour reprendre la structure supérieure du support de la cathode, elle couvre donc finalement une surface de  $6230 \times 6230$  mm<sup>2</sup>. Les fils de la grille sont soumis à un potentiel identique à celui de la photo-cathode des PMTs, afin de les protéger de la haute tension appliquée sur la cathode.

La lumière est collectée par 36 PMTs cryogéniques de modèle R5912-20Mod [143] produit par Hamamatsu. Ils sont revêtus d'une couche de TPB, capable de décaler la longueur d'onde des photons de scintillation ( $\lambda = 128$  nm) vers le spectre de longueur d'onde détectable pas les PMTs ( $\lambda_{vis} =$ 435 nm). Notons ici que plusieurs possibilités ont été étudiées concernant l'emplacement du TPB dans le détecteur. L'une d'elles consistait à remplacer les tubes de la cathode par une plaque de PMMA recouverte d'un matériau conducteur et d'une couche de TPB, mais elle n'a finalement pas été retenue pour ProtoDUNE-DP. Nous verrons également dans la section 3.3 de ce chapitre que les PMTs installés dans le pré-prototype  $3 \times 1 \times 1$  m<sup>3</sup> utilisent deux approches différentes. La solution retenue pour ProtoDUNE-DP est de recouvrir directement les fenêtres des PMTs.



FIGURE 3.11 – Coupe verticale du bas du détecteur et des composants de ProtoDUNE-DP installés au-dessus des PMTs. La cathode (cyan), le support de la cathode (bleu) et la grille de masse (jaune) sont visibles.



FIGURE 3.12 – Schéma de la grille de masse protégeant les PMTs de ProtoDUNE-DP [141].

Les PMTs sont fixés au bas du détecteur par des supports en acier inoxydable collés à la membrane du cryostat. Ils sont répartis en bas de la cuve afin de couvrir de manière optimale une surface active de  $6 \times 6$  m<sup>2</sup>, tout en étant compatible avec les ondulations de la membrane du cryostat. Le travail réalisé au cours de cette thèse a participé à l'étude des différentes possibilités de répartition, à travers l'étude de la quantité de lumière collectée par les différentes configurations de PMTs étudiées. Cette étude, ainsi que les différentes configurations étudiées, seront présentées dans le chapitre 6. La figure 3.13 montre une photographie d'un PMT R5912-20Mod ainsi qu'un schéma d'un PMT de ProtoDUNE-DP

fixé à son support. La disposition des PMTs finalement retenue pour ProtoDUNE-DP est présentée sur la figure 3.14. Le PDS contiendra également un système de calibration destiné à contrôler la calibration des PMTs dans l'argon liquide [143].



FIGURE 3.13 – Photographie d'un PMT Hamamatsu R5912-20Mod (gauche) [144], et schéma de l'un des PMTs sur son support (droite) [141].



FIGURE 3.14 – Disposition des 36 PMTs de ProtoDUNE-DP.

Une grande partie du travail de thèse présenté ici a été consacré à l'implémentation des différents composants du détecteur ayant un impact sur la propagation et la collection des photons dans ProtoDUNE-DP, et sur l'étude de cet impact. Une description des composants implémentés dans la simulation sera donnée dans le chapitre 4, et les différentes études réalisées sur l'impact du design du détecteur sur la collection de lumière seront présentées dans le chapitre 6.

#### 3.3 Le pré-prototype double-phase $3 \times 1 \times 1$ m<sup>3</sup>

Un pré-prototype de LArTPC double-phase d'un volume actif de  $3 \times 1 \times 1$  m<sup>3</sup> a été construit au CERN entre 2015 et 2017, et a pris des données avec les muons cosmiques entre Juin et Décembre 2017. Les premières comparaisons entre les simulations du signal lumineux réalisées au court de cette thèse et les données du pré-prototype seront montrées dans le chapitre 7.

Il s'agit de la première LArTPC double-phase construite possédant une masse active de l'ordre de la tonne, et sa mise en marche a constitué une étape décisive pour établir la faisabilité de cette technologie pour des détecteurs de plusieurs kilotonnes comme celui de DUNE. Un schéma du détecteur et de ses principaux composants est présenté sur la figure 3.15, et ses principales caractéristiques sont présentées dans le tableau 3.4. Une description précise du détecteur, de sa construction et de son fonctionnement est donnée dans la référence [145].



FIGURE 3.15 – Schéma des principaux composants et dimensions du pré-prototype  $3 \times 1 \times 1$  m<sup>3</sup> [145].

#### 3.3.1 Description du détecteur

Le pré-prototype est une LArTPC d'un volume actif de  $3 \times 1 \times 1$  m<sup>3</sup>, contenue dans un cryostat à membrane ondulée d'un volume interne de  $4.76 \times 2.38 \times 2.03$  m<sup>3</sup>. Si la technologie utilisée est similaire à celle de ProtoDUNE-DP, le petit volume du pré-prototype rend impossible la construction du cryostat en un seul bloc. Il est donc constitué d'une cuve ouverte dont les murs ont une épaisseur d'environ 1 m et d'un couvercle isolant amovible, appelé « *top-cap* », d'une épaisseur de 1.2 m. La TPC a été assemblée à l'extérieur du cryostat et suspendue au *top-cap*. Elle a ensuite été descendue avec le *top-cap* dans la cuve, lors de la fermeture du cryostat. Au total, le dispositif expérimental fait environ 4.7 m de haut, 7.3 m de long, et 4.8 m de large. L'accès au détecteur est possible à travers un trou de 60 cm de diamètre passant à travers le *top-cap* (« *manhole* » ).

Différents volumes			
Volume	Hauteur $\times$ Longueur $\times$ Largeur	Masse de LAr	
	$(m^3)$	(t)	
Cryostat (extérieur)	$4.76 \times 7.34 \times 4.88$		
Interne	$2.03 \times 4.76 \times 2.38$		
LAr	$1.59 \times 4.76 \times 2.38$	18	
GAr	$0.44 \times 4.76 \times 2.38$		
LAr actif	$1 \times 3 \times 1$	4.2	

Collection de charges et de photons			
Charge	Nombre de canaux de lecture	1280	
Lumière	Nombre de PMTs	5	

TABLE 3.4 – Principales caractéristiques du pré-prototype  $3 \times 1 \times 1$  m<sup>3</sup>.



FIGURE 3.16 – Extérieur du cryostat du pré-prototype  $3 \times 1 \times 1$  m<sup>3</sup> (gauche), et vue de la TPC suspendue au *top-cap* lors de son insertion dans le cryostat (droite) [145].

Le volume actif du pré-prototype est soumis à un champ électrique de 0.5 kV/cm. Ce volume est défini par la cathode, placée en bas du détecteur, la cage assurant l'uniformité du champ, et la grille d'extraction située environ 5 mm sous la surface du liquide. La longueur maximale de dérive des électrons d'ionisation est de 1 m. La cathode et les différents éléments du CRP sont soumis à de hautes tensions différentes afin de générer les champs électrique de dérive (dans l'argon liquide), d'extraction (à l'interface entre le liquide et le gaz), d'amplification (dans les LEMs), et de collection. Les valeurs nominales de ces tensions, les distances entre les différentes électrodes, ainsi que les valeurs nominales des différents champs électriques sont résumés dans le tableau 3.5. Ces champs sont similaires à ceux qui seront appliqués dans ProtoDUNE-DP. Différentes tensions, autres que les tensions nominales indiquées ici, ont été appliqués aux électrodes au cours de la prise de données afin d'étudier l'effet des champs de dérive, d'extraction, d'amplification et d'induction sur la collection de charges et de lumière.

CHAPITRE 3.	PROTODUNE-DP : LA TECHNOLOGIE DOUBLE-PHASE	

Électrode	Distance	Tension	Champ électrique	Fonction du champ
	(mm)	(kV)	(kV/cm)	
Anode		masse		
Couche supérieure des LEMs	2	-1	5	Induction
Couche inférieure des LEMs	1	-4.3	33	Amplification
Grille d'extraction	10	-6.8	2	Extraction
Cathode	950	-56.5	0.5	Dérive

TABLE 3.5 – Résumé des tensions nominales appliquées aux différentes électrodes et des champs électriques en résultant [145]. Les distances et les valeurs de champ électrique sont données par rapport à l'électrode au-dessus d'elle.

Le CRP est construit sur le même modèle que celui de ProtoDUNE-DP, basé sur 12 « sandwiches » de LEMS et de plans d'anode de  $50 \times 50$  cm<sup>2</sup> de surface chacun, assemblés pour couvrir une surface active de  $3 \times 1$  m<sup>2</sup>. Les plans d'anode, les plans de LEMs, et la grille d'extraction sont les mêmes que ceux de ProtoDUNE-DP, présentés dans la section précédente. La structure supportant les électrodes est formée de deux ossatures en acier inoxydable et en G10, le tout étant suspendue au *top-cap* par 3 câbles de suspension. Une vue de ces différents éléments est présentée sur la figure 3.17. La collection de charges est assurée par 1280 canaux de lecture.



FIGURE 3.17 – Vue éclatée du CRP du pré-prototype  $3 \times 1 \times 1$  m<sup>3</sup> [145].

La *field cage* est constituée de 20 anneaux espacés verticalement de 50 mm. Ces anneaux sont constitués de tubes en acier inoxydable d'une épaisseur de 2 mm et ayant un diamètre externe de 34 mm. Ils sont maintenus à des tensions croissantes afin d'assurer l'uniformité du champ électrique. Pour maintenir ce champ de dérive à 0.5 kV/cm dans l'argon liquide, l'anneau le plus proche du CRP, c'est-à-dire celui ayant la tension la plus basse, est maintenu à -7.8 kV. L'anneau le plus bas fait office de cathode, et contient une grille formée de fils en acier inoxydable de 4 mm de diamètre, espacés de 20 mm. Cette cage est fixée au *top-cap* par 8 piliers en G10.

Ces piliers soutiennent également la structure sur laquelle les PMTs sont fixés, ainsi que la grille de masse les protégeant de la haute tension appliquée sur la cathode. Cette grille est identique à la cathode, formée d'un anneau identique à ceux de la *field cage* et de fils en acier inoxydable. Elle est placée environ 20 cm sous la cathode. Les 5 PMTs de modèle R5912-02Mod, produits par Hamamatsu, sont alignés sous cette grille à environ 2 cm. Deux techniques ont été employées concernant l'emplacement du TPB nécessaire à la détection des photons de scintillation :

- Pour 3 des 5 PMTs, le TPB est déposé par évaporation sur la fenêtre en verre du PMT (*direct coating*). Il s'agit de la technique retenue pour ProtoDUNE-DP.
- Pour 2 des 5 PMTs, le TPB est déposé par évaporation sur une plaque de PMMA de 4 mm d'épaisseur, placée juste au-dessus du PMT.

La figure 3.18 présente des photographies des deux possibilités. La couche de TPB a une densité de 0.2 mg.cm<sup>-2</sup>. Deux possibilités sont également utilisées concernant la tension appliquée aux PMTs. Pour deux d'entre eux, la haute-tension est appliquée sur l'anode des PMTs (« base positive »), et pour les trois restants elle est appliquée sur la photo-cathode (« base négative »). Le fait d'appliquer la tension sur l'anode permet de n'utiliser qu'un seul câble, pour la tension et pour la lecture du signal, au lieu de deux. Une description plus précise de la configuration de ces 5 PMTs sera donnée dans le chapitre 7, lorsque nous comparerons les simulations produites au cours de cette thèse avec les données du pré-prototype  $3 \times 1 \times 1$  m<sup>3</sup>.



FIGURE 3.18 – Photographies de 2 PMTs du prototype  $3 \times 1 \times 1$  m<sup>3</sup> [145], pour lesquels le TPB a été déposé sur la PMT directement (gauche) et déposé sur une plaque de PMMA (droite).

#### 3.3.2 Détecteurs de muons et systèmes de déclenchement

Deux systèmes de déclenchement peuvent être utilisés. Le premier, appelé « PMT self-trigger » est basé sur la détection de la lumière de scintillation par les PMTs. L'acquisition se déclenche lorsque l'amplitude du signal des PMTs dépasse un certain seuil, et les événements sélectionnés ont des topologies variées.

Un deuxième système de déclenchement, appelé « CRT trigger » est assuré par des détecteurs de muons (CRTs pour Cosmic Ray Tagger [146]). Il s'agit de deux plans de scintillateurs mesurant  $1.8 \times 1.8 \text{ m}^2$ , placés de part et d'autre de la TPC, à l'extérieur du cryostat, visibles sur la figure 3.15, à environ 7 m

de distance l'un de l'autre. Chaque plan est composé de deux modules, afin d'obtenir les coordonnées bidimensionnelles du passage du muon avec une précision d'environ 1.8 cm. L'acquisition se déclenche lorsqu'un muon est détecté, et son point de passage est enregistré. Lors de l'analyse des événements, il est possible de sélectionner les événements ayant enregistré un point de passage (et un seul) sur chaque CRT, afin de connaître précisément la trajectoire et l'impulsion du muon dans la TPC. Les événements sélectionnés par ce système de déclenchement correspondent à des muons traversant entièrement le volume actif du détecteur. La position précise des CRT et les types d'événements sélectionnés seront donnés dans le chapitre 7.

La détection des photons de scintillation ne constitue pas le signal principal d'une LArTPC. Cependant, nous venons de voir à travers le principe de fonctionnement et la description des deux prototypes  $6 \times 6 \times 6$  m<sup>3</sup> et  $3 \times 1 \times 1$  m<sup>3</sup> que cette détection joue plusieurs rôles dans la prise et l'analyse des données d'un tel détecteur. D'une part, dans le cas d'événements ne provenant pas d'un faisceau, le signal lumineux constituera le système de déclenchement de ProtoDUNE-DP et DUNE. Dans le cas du pré-prototype  $3 \times 1 \times 1$  m<sup>3</sup>, ce système a également été utilisé à la place des CRTs pour certaines prises de données. D'autre part, cette détection peut venir compléter la mesure d'énergie réalisée à travers la collection de charges, en permettant de reconstruire totalement l'énergie perdue par la particule chargée à travers l'ionisation et l'excitation. Elle est donc particulièrement importante dans le cadre de DUNE, où l'on cherche à déterminer précisément l'énergie du neutrino incident et à observer des événements rares. La collection de lumière est aussi primordiale pour le prototype ProtoDUNE-DP, puisqu'elle permettra d'identifier et de rejeter le bruit de fond dû aux muons cosmiques dans le cas où le faisceau de particules chargés est utilisé. En apportant des informations sur la pureté de l'argon liquide, elle permet également de la vérifier au fur et à mesure de la prise de données.

Afin d'optimiser le détecteur et de préparer des différents algorithmes de reconstruction et d'analyse, il est donc nécessaire de réaliser des simulations précises du signal lumineux observé dans les différentes LArTPC double-phase présentées ici. Les chapitres 4 et 5 présenteront la simulation qui a été développée dans le cadre de cette thèse. Les chapitres 6 et 7 présenteront les études réalisées sur la propagation de la lumière de scintillation dans le cadre de ProtoDUNE-DP. Le chapitre 7 présentera le travail réalisé dans le cadre des comparaisons des simulations avec les données du pré-prototype  $3 \times 1 \times 1$  m<sup>3</sup>.

# Chapitre

### Production et propagation de la lumière dans ProtoDUNE-DP

Le travail de simulation du signal lumineux produit et détecté dans une LArTPC double-phase, constitue l'un des principaux travaux réalisés au cours de cette thèse. Ce signal lumineux est composé de photons dans l'ultra-violet profond (VUV, *Vacuum Ultra Violet*), de longueur d'onde  $\lambda = 128$  nm. Il est constitué de deux contributions, la première provenant des photons produits dans l'argon liquide, appelée signal « S1 », et seconde provenant des photons dans l'argon gazeux, appelée « S2 ». Les mécanismes d'émission des photons S1 ainsi que leur simulation seront présentés dans la section 4.1. Émis le long de la trajectoire des particules chargées traversant l'argon liquide, il s'agit de photons dits « de scintillation », produits par excitation directe où à travers la recombinaison des électrons d'ionisation avec l'argon. De la même manière, le mécanisme d'électroluminescence, menant à l'émission des photons S2 dans l'argon gazeux lors du passage des électrons d'ionisation dans le gaz sera discuté dans la section 4.2, ainsi que sa simulation.

Enfin, dans la section 4.3, nous nous intéresserons à la propagation de ces photons VUV dans l'argon liquide, jusqu'à leur détection par les PMTs. Nous commencerons par décrire les différents processus affectant cette propagation, comme les processus de diffusion Rayleigh et d'absorption par l'argon liquide et par les différents matériaux composants le détecteur, et discuterons des valeurs numériques des paramètres permettant de caractériser ces processus dans la simulation. Nous discuterons également brièvement l'effet du TPB, matériau déposé sur les fenêtres des PMTs visant à décaler les longueurs d'ondes des photons VUV vers les longueurs d'ondes visibles, sur la collection de lumière. Nous terminerons ce chapitre par une description de l'implémentation de la géométrie du détecteur dans le logiciel de simulation. Nous discuterons en particulier de l'implémentation des éléments en acier inoxydables placés en bas du détecteur, ainsi que de l'implémentation des PMTs.

#### 4.1 Processus de scintillation dans l'argon liquide (signal S1)

Le signal lumineux de scintillation produit le long de la trace d'une particule chargée dans l'argon liquide est appelé « signal S1 ». Nous allons détailler ici les mécanismes menant à l'émission de ces photons, puis la manière dont leur production est simulée.

#### 4.1.1 Description générale du processus de scintillation

La production de photons de scintillation est similaire dans l'argon et le xénon liquide, et est détaillée dans les références [147] et [148]. La particule chargée incidente interagit avec le milieu selon deux mécanismes principaux, lors desquels elle va transmettre de l'énergie à un atome d'argon. Ces deux mécanismes peuvent tous les deux mener à l'émission isotropique de photons dit « de scintillation » :

• Excitation directe. L'énergie transmise à l'atome va exciter l'atome d'argon  $(Ar^*)$ , qui va ensuite chercher à retourner dans son état fondamental par émission de lumière. Ce mécanisme est appelé « excitation directe ».

 $Ar^{\star} + 2Ar \rightarrow Ar_{2}^{\star} + Ar$  Formation d'un excimère  $Ar_{2}^{\star} \rightarrow 2Ar + h\nu$  Désexcitation et dissociation

• Ionisation puis recombinaison. L'énergie transmise à l'atome va expulser l'un de ses électrons, créant ainsi une paire électron/ion. Dans les milieux ayant une densité de paires électron/ion élevée, les électrons et les ions peuvent se recombiner, ce qui mène également à l'émission de lumière. Ce mécanisme est appelé « recombinaison ».

$$\begin{aligned} Ar^+ + Ar &\to Ar_2^+ \\ e^- + Ar_2^+ &\to Ar^{\star\star} + Ar \\ Ar^{\star\star} &\to Ar^{\star} + \text{chaleur} \\ Ar^{\star\star} + 2Ar &\to Ar_2^{\star} + Ar \\ Ar_2^{\star} &\to 2Ar + h\nu \end{aligned}$$
 Formation d'un excimère   
 
$$\begin{aligned} Ar_2^{\star} &\to 2Ar + h\nu \\ Désexcitation et dissociation \end{aligned}$$

Dans l'argon liquide, la recombinaison survient dans un laps de temps très court (de l'ordre de la nanoseconde) après l'ionisation. Les deux processus, excitation directe et recombinaison, sont donc indiscernables temporellement. Le temps moyen de recombinaison dans l'argon liquide a été mesuré à  $(0.8 \pm 0.2)$  ns [149]. Les électrons qui ne se sont pas recombinés vont suivre les lignes du champ de dérive, et être collectés en haut du détecteur par les plans d'anode.

La figure 4.1 présente un schéma résumant les différents processus mis en jeu lorsqu'une particule chargée traverse l'argon liquide, et le type de signal (lumière ou charge) auquel ils mènent.



FIGURE 4.1 – Schéma des différents signaux (charges et photons) produits lorsqu'une particule chargée traverse l'argon liquide.

Ces deux mécanismes, excitation directe et recombinaison, passent par la formation d'une même molécule diatomique excitée (excimère). Cet excimère retourne dans son état fondamental à travers deux désexcitations différentes ayant des temps de vie différents. Le signal S1 est donc composé de deux contributions, indépendante du mécanisme ayant mené à l'émission des photons :

• Une contribution dite « rapide », ayant un temps de vie de l'ordre de 6 ns à 7 ns pour l'argon liquide [150][151]. Elle provient de la désexcitation d'un état singlet :  ${}^{1}\Sigma_{u}^{+} \rightarrow {}^{1}\Sigma_{q}^{+}$ .

• Une contribution dite « lente », ayant un temps de vie beaucoup plus long, pour laquelle plusieurs temps de vie, allant de 0.86  $\mu$ s à 1.6  $\mu$ s [147] ont été mesurés dans l'argon liquide. Les différentes mesures ont été réalisées pour différents champs de dérive appliqués au détecteur. Cette désexcitation provient de la désexcitation d'un état triplet :  ${}^{3}\Sigma_{u}^{+} \rightarrow {}^{1}\Sigma_{a}^{+}$ .

Les premiers photons S1 sont donc émis quelques nanosecondes seulement après l'entrée de la particule chargée dans l'argon liquide, ce qui en fait un signal particulièrement performant pour déclencher l'acquisition de données. L'état final est identique pour les deux mécanismes (excitation directe et recombinaison) et les deux contributions (singlet et triplet). Les photons S1 émis ont donc la même longueur d'onde ce qui rend les différentes composantes du signal indiscernables spectroscopiquement les unes des autres. La longueur d'onde des photons de scintillation est d'environ 128 nm [147], c'est-à-dire une énergie d'environ 9.69 eV. Le signal lumineux se situe donc dans l'ultra-violet profond, et nous verrons dans la suite de ce chapitre, et tout au long du travail effectué dans cette thèse, que cette longueur d'onde mène à des trajectoires complexes dans l'argon liquide.

Plusieurs facteurs influent sur les valeurs des temps de vie et sur la répartition des photons de scintillation entre les différents processus, comme la nature et l'énergie des particules incidentes. L'un des facteurs les plus importants est la présence ou non d'un champ électrique dans l'argon liquide. En présence d'un tel champ, les électrons d'ionisation vont dériver vers le haut du détecteur, avec une vitesse dépendant de l'amplitude du champ, et la probabilité de recombinaison va donc diminuer alors que le processus d'excitation directe ne sera pas affecté. La présence d'un champ électrique influe également sur le rapport d'intensité entre les composantes rapide et lente du signal.

Dans une LArTPC la charge collectée en haut du détecteur et la quantité de photons dus à la recombinaison sont donc anti-corrélées, puisque chaque électron qui s'échappe vers les plans d'anode est un électron qui ne se recombine pas. La charge collectée va augmenter avec l'amplitude du champ électrique, alors que la quantité de lumière va diminuer. La figure 4.2 montre l'évolution de la charge et de la lumière collectée dans l'argon liquide en fonction du champ électrique.



FIGURE 4.2 – Lumière (L) et charge (Q) collectées dans l'argon, le krypton et le xénon liquide en fonction du champ électrique appliqué, pour des électrons indicents de 0. 976 MeV et 1.05 MeV [149].

En comparant des mesures réalisées en abscence de champ électrique, puis pour un champ électrique de l'ordre de 10 kV/cm (cas où nous supposons qu'il n'y a plus de recombinaison), il a été montré que la quantité de photons produits diminuait d'un facteur 3 [147]. Ces mesures ont donc permis d'estimer qu'en l'absence de champ électrique, environ 1/3 des photons de scintillation émis sont dus à l'excitation directe, et 2/3 sont dus à la recombinaison :

$$N_{S1}^{Ex}(\varepsilon = 0) = \frac{1}{3}N_{S1}(0) \quad \text{et} \quad N_{S1}^{R}(\varepsilon = 0) = \frac{2}{3}N_{S1}(0) \tag{4.1}$$

où  $N_{S1}(\varepsilon) = N_{S1}^{Ex}(\varepsilon) + N_{S1}^{R}(\varepsilon)$  correspond au nombre total de photons S1 produits en présence d'un champ électrique  $\varepsilon$ , et où  $N_{S1}^{Ex}(\varepsilon)$  et  $N_{S1}^{R}(\varepsilon)$  correspondent respectivement au nombre de photons S1 produits par excitation directe et par recombinaison.

Toujours en absence de champ, et dans l'hypothèse où tous les électrons d'ionisation se recombinent avec le milieu (« *ideal photon yield* »), le nombre de photons de scintillation produit par MeV déposé dans l'argon (« *photon yield* ») est estimé à [152] :

$$N_{S1}^{max} = 5.1 \times 10^4 \text{ ph/MeV}$$
(4.2)

Il s'agit du nombre maximal de photons pouvant être produits. En réalité, suivant la nature de la particule incidente et son énergie, le nombre de photon émis peut être plus faible que cette quantité maximale : les électrons d'ionisation ne se recombinent pas toujours avec le milieu, même en l'absence de champ électrique. La figure 4.3 montre des mesures du nombre de photons émis par MeV déposé dans l'argon, normalisées au nombre maximal de photon  $(5.1 \times 10^4 \text{ ph/MeV})$ . Ce rapport est représenté en fonction de l'énergie déposée dans l'argon, qui est exprimée à travers ce qu'on appelle le transfert d'énergie linéique (LET, *Linear Energy Transfer*), définit de la manière suivante :

$$LET = \frac{1}{\rho} \frac{dE}{dx}$$
(4.3)

où  $\rho = 1.393$  g/cm<sup>3</sup> est la masse volumique de l'argon liquide. Les mesures présentées ont été réalisées pour plusieurs particules incidentes, de différentes énergies. Ce rapport est par exemple mesuré à 0.78 [152] pour des électrons incidents de 1 MeV, ce qui mène à l'émission de  $4.0 \times 10^4$  ph/MeV. Nous voyons également que pour un LET élevé, le nombre de photons émis est très inférieur à  $N_{S1}^{max}$ . C'est ce que l'on nomme le « quenching ». Cette dépendance au LET de la particule incidente peut être modélisée à travers plusieurs modèles, dont nous parlerons dans la section suivante consacrée à la simulation du processus de scintillation.

#### 4.1.2 Simulation du processus de scintillation

La simulation s'effectue au sein d'un logiciel dédié à la simulation du détecteur  $(6 \times 6 \times 6 \text{ m}^3 \text{ ou} 3 \times 1 \times 1 \text{ m}^3)$  et basée sur les librairies Geant4 [154]. Les trajectoires des particules sont simulées pas à pas (step) dans le détecteur, et l'énergie déposée par la particule dans l'argon liquide est calculée pour chacun de ces *steps*. C'est à partir de cette énergie déposée dE que le processus de scintillation en lui-même va être simulé à chaque *step*. Cette simulation est basée sur l'approche « NEST » décrite dans la référence [155]. NEST est un modèle de simulation développé pour simuler le processus de scintillation dans le xénon liquide, qui a été adaptée à l'argon liquide. Il permet de calculer le nombre de photons de scintillation S1 émis dans le *step*. Nous allons maintenant décrire les différentes étapes de cette simulation.



FIGURE 4.3 – Dépendence de la quantité de photons émis (normalisée à  $N_{S1}^{max}$ ) au LET de la particule incidente [153], en absence de champ électrique. Les cercles pleins correspondent à des particules relativistes, et le reste des mesures à des particules non-relativiste.

#### 4.1.2.1 Nombre d'atomes excités et d'électrons d'ionisation.

La première étape est de calculer le nombre d'atomes d'argon excités directement et le nombre d'électrons d'ionisation produits lors de l'interaction de la particule chargée et de l'argon liquide. L'énergie  $E_0$  déposée dans le *step* par la particule lors de son interaction peut être exprimée par l'équation suivante, proposée par Platzman en 1961 [156] :

$$E_0 = N_i E_i + N_{ex} E_{ex} + N_i \epsilon \tag{4.4}$$

où  $N_i$  et  $N_{ex}$  sont les nombres de paires électron/ion créées et d'atomes excités résultant de l'interaction,  $E_i$  et  $E_{ex}$  l'énergie nécessaire pour créer la paire ou exciter l'atome d'argon, et  $\epsilon$  l'énergie moyenne des électrons d'ionisation. Nous pouvons ensuite définir l'énergie moyenne nécessaire pour créer une paire électron/ion, défini pour un champ électrique infini [157] :

$$W = \frac{E_0}{N_i} = 23.6^{+0.5}_{-0.3} \text{ eV}$$
(4.5)

Nous pouvons également définir une quantité similaire pour l'émission de photons de scintillation :

$$W_{ph} = \frac{E_0}{N_{S1}} \tag{4.6}$$

où  $N_{S1}$  correspond au nombre de photons de scintillation S1 émis lors de l'interaction. Ce nombre est maximal dans le cas où toutes les paires électron/ion se recombinent. Dans cette hypothèse, et dans l'hypothèse où chaque atome excité et chaque électron recombiné mènent à l'émission d'un (et un seul) photon, nous pouvons écrire :

$$N_{S1}^{Ex,max} = N_{ex}$$

$$N_{S1}^{R,max} = N_i$$

$$N_{S1}^{max} = N_{ex} + N_i$$
(4.7)

Et nous pouvons en déduire l'énergie minimale requise pour produire un photon de scintillation, définie pour un champ électrique nul [153]:

$$W_{ph}^{min} = \frac{W}{1 + \frac{N_{ex}}{N_i}} = 19.5 \pm 1.0 \text{ eV}$$
 (4.8)

Étant liée à la fois à  $N_{ex}$  et  $N_i$ , l'énergie  $W_{ph}$  rend compte de l'échange d'énergie avec l'argon liquide à travers l'excitation directe et l'ionisation, contrairement à W qui n'est liée qu'à l'ionisation.  $W_{ph}^{min}$ permet de calculer le nombre maximal de photons pouvant être émis par MeV déposé dans l'argon par la particule incidente ( $5.1 \times 10^4$  ph/MeV [152]). Dans notre simulation,  $W_{ph}^{min}$  est utilisée pour calculer le nombre moyen de quanta d'énergie « disponible » lors de l'interaction pour générer soit un atome excité, soit une paire électron/ion :

$$\overline{N_q} = \frac{E_0}{W_{ph}^{min}} \tag{4.9}$$

Le nombre  $N_q$  de quanta disponibles est ensuite obtenu en tirant un nombre aléatoire sur une gaussienne de moyenne  $\overline{N_q}$  et d'écart-type  $\sigma = \sqrt{0.107 \cdot \overline{N_q}}$ , où 0.107 est le facteur de Fano dans l'argon liquide [158]. La répartition de ces quanta entre atomes excités et paires électron/ion est effectuée à partir de la probabilité  $P_{ex}$  d'excitation :

$$P_{ex} = \frac{\alpha}{1+\alpha}$$
 où  $\alpha = \frac{N_{ex}}{N_i} = 0.21$  [153] (4.10)

Le nombre d'atomes excités est obtenu en tirant un nombre au hasard selon une loi binomiale :

$$N_{ex} = \text{Binomiale}(N_q, P_{ex}) \tag{4.11}$$

$$N_i = N_q - N_{ex} \tag{4.12}$$

#### 4.1.2.2 Nombre de photons émis et d'électrons qui s'échappent

Une fois que le nombre d'atomes excités et de paires électrons/ions créées est calculé, l'étape suivante est de calculer le nombre de photons de scintillation émis. Nous faisons ici deux hypohèses :

- Chaque atome excité retourne dans son état fondamental en émettant un et un seul photon, nous avons donc  $N_{S1}^{Ex} = N_{ex}$ .
- Chaque électron se recombinant avec le milieu mène à l'émission d'un et un seul photon. En notant  $N_{rec}$  le nombre d'électron d'ionisation se recombinant, nous avons donc  $N_{S1}^R = N_{rec}$ .

Dans ce cas, le nombre de photons de scintillation s'écrit :

$$N_{S1} = N_{ex} + N_{rec} = N_{ex} + rN_i \tag{4.13}$$

où r est appelé « taux de recombinaison » et détermine la fraction d'électron d'ionisation qui se recombine avec le milieu. Nous pouvons également définir le nombre d'électrons parvenant à s'échapper et qui vont dériver selon les lignes de champ :

$$N_e = (1 - r)N_i (4.14)$$

Le taux de recombinaison peut être approximé par plusieurs modèles, et dépend du champ électrique  $\varepsilon$  et de l'énergie déposée par la particule lors de l'interaction, souvent exprimée en fonction du LET de la particule définit dans l'équation 4.3. Différents modèles sont utilisés, suivant la longueur de la trace de la particule incidente :

• Dans le cas de traces considérées comme longues et en absence de champ électrique, le modèle utilisé est une loi de Birks [159] adaptée à la scintillation par Doke [160] :

$$r = \frac{A \cdot \text{LET}}{1 + B \cdot \text{LET}} + C \quad \text{(loi de Doke-Birks)} \tag{4.15}$$

où A, B et C sont des constantes. Les traces dites « longues » correspondent aux traces d'une longueur supérieure à la distance moyenne de termalisation des électrons d'ionisation dans l'argon liquide (quelques micromètres [161]). Le second terme de l'équation correspond à la recombinaison de l'électron avec l'atome dont il a été expulsé (ion « parent »), appelée recombinaison d'Onsager [162], qui ne dépend pas du LET. Le premier terme correspond à la recombinaison de l'électron avec un ion qui n'est pas son parent. Ce terme dépend de la densité d'ions autour de l'électron d'ionisation, et s'exprime en fonction du LET.

• Dans le cas de traces considérées comme courtes, le modèle de Thomas-Imel [163] est utilisé :

$$r = 1 - \frac{\ln(1+\xi)}{\xi}$$
 où  $\xi \equiv \frac{N_i \alpha'}{4a^2 \nu}$  (modèle de Thomas-Imel) (4.16)

où  $\alpha'$  et *a* sont des constantes physiques caractérisant les propriétés diélectriques du milieu [155], et  $\nu$  est la vitesse moyenne des électrons d'ionisation.

En présence d'un champ électrique, ces deux modèles doivent être adaptés et prendre en compte la dépendance du processus de recombinaison au champ de dérive  $\varepsilon$ . En particulier le second terme dans l'équation 4.15, représentant la recombinaison des électrons avec leur ion parent, est totalement supprimé pour des champs électriques forts. Il existe plusieurs modèles et possibilités pour rendre compte de cette dépendance, et il est difficile de trouver un modèle s'accordant avec les différents jeux de données disponibles. Dans cette thèse, nous avons surtout travaillé sur la simulation du signal induit par des muons cosmiques, c'est-à-dire ayant des traces longues. La formule utilisée dans notre simulation pour calculer le taux de recombinaison est une variation de l'équation de Doke-Birks, provenant d'un ajustement sur les données d'un prototype du détecteur ICARUS de 3 tonnes [164] :

$$r = 1 - \frac{A}{1 + \frac{k}{\varepsilon} \frac{E_0}{dx}}$$
  
où  $A = 0.800 \pm 0.003$  (4.17)  
 $k = 0.0486 \pm 0.0006$  (kV/cm)(g/cm<sup>2</sup>)/MeV

À partir de ce taux, le nombre d'électrons recombinés est obtenu en tirant un nombre au hasard selon une loi binomiale :

$$N_{rec} = \text{Binomiale}(N_i, r) \tag{4.18}$$

Finalement, le nombre de photons de scintillation émis et d'électrons s'échappant peuvent être calculés :

$$N_{S1} = N_{ex} + N_{rec} (4.19)$$

$$N_e = N_i - N_{rec} \tag{4.20}$$

#### 4.1.2.3 Composante lente et composante rapide

Enfin, un temps d'émission doit être calculé pour chaque photon de scintillation. La répartition des photons entre les composantes lentes et rapides est effectuée en utilisant le rapport d'intensité entre les deux composantes. Ce rapport a été mesuré dans le cas de l'excitation directe et de la recombinaison [149] :

$$\left(\frac{N_{\text{singlet}}}{N_{\text{triplet}}}\right)_{Ex} = 0.36 \pm 0.06 \tag{4.21}$$

$$\left(\frac{N_{\text{singlet}}}{N_{\text{triplet}}}\right)_R = 0.5 \pm 0.2 \tag{4.22}$$

Les processus d'excitation directe et de recombinaison passant par la formation d'un même excimère, le mécanisme de relaxation produisant les états  ${}^{1}\Sigma_{u}^{+}$  et  ${}^{3}\Sigma_{u}^{+}$  est le même. Le rapport d'intensité entre les composantes lente et rapide est donc du même ordre de grandeur dans les deux cas. Nous constatons cependant que l'incertitude sur la mesure réalisée dans le cas de la recombinaison est plus large que celle correspondant à l'excitation directe. Dans la simulation, nous avons choisi d'utiliser le même rapport d'intensité dans les deux cas :

$$\frac{N_{\text{singlet}}}{N_{\text{triplet}}} = 0.36\tag{4.23}$$

Le temps d'émission (« temps de scintillation »), c'est-à-dire le délai entre l'interaction de la particule incidente et l'émission du photon, est généré aléatoirement selon une loi exponentielle. Le temps caractéristique de cette loi dépend de la désexcitation en question. Dans la simulation, les valeurs suivantes sont utilisées [165] :

singlet : 
$$\tau_s = 6 \text{ ns}$$
 (4.24)  
triplet :  $\tau_t = 1600 \text{ ns}$ 

La simulation décrite ici permet donc d'obtenir, pour chaque *step* de la trace de la particule incidente, le nombre de photons de scintillation émis et les temps d'émission correspondant à chacun de ces photons. Cette simulation permet également d'obtenir le nombre d'électrons d'ionisation qui s'échappent vers le haut du détecteur, et qui vont être extraits vers la phase gazeuse. Nous allons à présent voir que ces électrons vont également générer un signal lumineux qu'il nous faut simuler.

#### 4.2 Electroluminescence dans l'argon gazeux (signal S2)

Contrairement aux LArTPC simple-phase dans lequel seul le signal S1 est produit, un second signal lumineux est observable dans les LArTPC double-phase. Ce second signal, appelé « signal S2 », est produit dans l'argon gazeux par les électrons d'ionisation, avant qu'ils ne soient collectés par les plans d'anodes.

#### 4.2.1 Production de photons dans l'argon gazeux

Nous avons vu précédemment qu'une partie des électrons d'ionisation se recombine avec les ions d'argon, contribuant ainsi au signal lumineux S1. Les électrons qui ne se recombinent pas (qui « s'échappent ») vont dériver dans l'argon liquide suivant le champ électrique appliqué à la TPC avec une vitesse de dérive dépendant de l'amplitude du champ [166]. Comme nous l'avons vu dans le chapitre 3, ces électrons sont collectés sur des plans d'anodes, ce qui constitue le signal principal

#### CHAPITRE 4. PRODUCTION ET PROPAGATION DE LA LUMIÈRE DANS PROTODUNE-DP

d'une LArTPC permettant de reconstituer les traces des particules détectées. L'atout des LArTPC double-phase est de procéder à cette collection dans l'argon gazeux, ce qui permet d'amplifier le signal avant sa collection, et mène également à l'émission de photons. L'ensemble des photons émis dans l'argon gazeux constitue un signal secondaire appelé « signal S2 ».

Ces photons sont produits isotropiquement par électroluminescence [167] lorsque le champs électrique appliqué est supérieure à environ 2 kV/cm [145]. Le signal est constitué de trois contributions :

- Photons émis entre la surface du liquide et les LEMs.
- Photons produits lors de l'amplification des électrons, dans les trous des LEMs.
- Photons émis entre les LEMs et les plans d'anodes.

Les photons sont émis en différentes quantités suivant la contribution, la plus importante étant celle provenant des LEMs, où le champ électrique est le plus fort (autour de 30 kV/cm). La quantité de photons émis dépend de l'épaisseur de la couche d'argon gazeux et des champs électriques appliqués. Elle est proportionnelle au nombre d'électrons extraits du liquide vers le gaz. Ce signal est constitué de photons de même longueur d'onde que le signal S1 (128 nm) et provient des mêmes désexcitations d'excimères [168]. Les temps de vie de ces désexcitations sont cependant plus longs, de l'ordre de quelques nanosecondes pour l'état singlet, et de l'ordre de 3200 ns [169] pour l'état triplet.

Par rapport au signal S1, le signal S2 est émis avec un temps de décalage correspondant au temps nécessaire aux électrons d'ionisation pour dériver jusqu'au gaz. Il ne peut donc pas être utilisé dans le système de déclenchement, mais la collection de ce signal secondaire peut apporter différents renseignements, sur la particule détectée, mais également sur le détecteur. Le laps de temps entre le pic correspondant au signal S1 et le début du signal S2 correspond au temps de dérive des électrons d'ionisation qui ont été produits le plus proche de l'anode. Événement par événement, la longueur du signal renseigne également sur la distance de dérive maximale parcourue par les électrons d'ionisation produits par la particule incidente, et peut être utilisée dans la reconstruction des traces. En moyennant le signal S2 sur plusieurs événements, et connaissant les dimensions du détecteur, cette longueur permet de mesurer la vitesse de dérive des électrons et d'estimer la pureté de l'argon liquide.

#### 4.2.2 Simulation du signal lumineux produit dans l'argon gazeux

Les photons étant produits en haut du détecteur, la probabilité pour qu'ils parviennent aux PMTs placés en bas de la cuve d'argon liquide est faible. Cependant, l'intensité du champ électrique appliqué dans les LEMs pour multiplier les charges mène à l'émission d'un nombre considérable de photons S2, dont une partie non-négligeable est émise en direction des PMTs. Ce nombre conséquent de photons rend le signal S2 non seulement détectable, mais surtout exploitable pour l'analyse des données. Dans certains cas, il risque également de constituer un bruit de fond pour d'autres analyses. Il est donc important de le simuler en même temps que le signal S1 pour produire une simulation la plus complète possible d'une LArTPC double-phase et du signal lumineux produit dans un tel détecteur.

#### 4.2.2.1 Quantité de photons S2 émis en direction des PMTs

La particularité de notre simulation est qu'il faut estimer la quantité de photons émis en direction du liquide et des PMTs, alors que la plupart des mesures et simulations effectuées jusqu'à présent concernaient la fraction de photons détectés au-dessus des LEMs. De plus, la majorité de ces photons sont produits dans les LEMs lors de l'amplification des charges. Or, c'est la quantité de photons produits dans les LEMs qui est la quantité la plus difficile à estimer. Dans notre simulation, le nombre de photons S2 émis est estimé l'aide d'un gain  $G_{EL}$ , appelé « gain d'électroluminescence » représentant le nombre de photons S2 produits par électron ayant atteint la grille d'extraction. Le nombre  $N_{extr}$  d'électrons dérivant jusqu'à la grille d'extraction peut être estimé simplement à partir du nombre d'électrons non-recombinés que nous avons calculé dans la section 4.1 (équation 4.20) :

$$N_{extr} = N_e \times e^{-\frac{t_{drift}}{\tau_e}} \tag{4.25}$$

où  $t_{drift}$  est le temps de dérive des électrons, c'est-à-dire le temps entre l'ionisation initiale et l'arrivée de l'électron à la surface du liquide, et  $\tau_e$  est le temps de vie des électrons dans l'argon liquide. Le temps de dérive est obtenu à partir de la vitesse de dérive des électrons et de la distance  $D_{GAr}$  entre l'ionisation et la surface du liquide :

$$t_{drift} = \frac{D_{GAr}}{v_{drift}} \tag{4.26}$$

Pour un champ de dérive de 0.5 kV/cm, la vitesse de dérive des électrons est estimée autour de  $1.6 \text{ mm/}\mu\text{s}$  [139]. Le temps de vie  $\tau_e$  dépend de la pureté de l'argon liquide, et est inversement proportionnel à la quantité d'impuretés présentes dans l'argon liquide. Dans ProtoDUNE-DP, ce temps de vie devrait être supérieur à 3 ms, ce qui correspond à une concentration d'impuretés de 100 ppt (partie par trillion). Le nombre de photons S2 est ensuite estimé à l'aide du gain  $G_{EL}$ :

$$N_{ph,S2} = G_{EL} \times N_{extr} \tag{4.27}$$

Le gain  $G_{EL}$  utilisé dans les simulations présentées dans cette thèse est de 300 photons/électron, mais sa valeur n'est actuellement pas connue. Une simulation plus récente et précise des LEMs semble indiquer un gain plus faible, en estimant la quantité de photons produits dans les LEMs et en direction des PMTs à environ 50 photons/électron [170]. En prenant en compte les contributions, moins conséquentes, des photons produits en-dessous et au-dessus des LEMs, l'estimation du gain total  $G_{EL}$  serait alors endessous de 150 photons/électron. Ce gain reste actuellement l'un des principaux paramètres à étudier pour améliorer les simulations.

#### 4.2.2.2 Temps d'émission des photons S2

Comme pour les photons S1, un temps d'émission est calculé pour chaque photon S2 en utilisant le même rapport d'intensité de 0.36 entre les composantes lentes et rapides, et les temps caractéristiques suivant [169] :

singlet : 
$$\tau_{s,GAr} = 7$$
 ns (4.28)  
triplet :  $\tau_{t,GAr} = 3200$  ns

En additionnant ces photons produits dans l'argon gazeux aux photons S1 produits dans le liquide, nous obtenons une vue complète des photons produits dans une LArTPC double-phase. La prochaine étape consiste à simuler la propagation de ces photons dans le détecteur, jusqu'aux PMTs situés en bas de la cuve d'argon liquide.

#### 4.3 Propagation de la lumière dans l'argon liquide

Nous allons maintenant décrire les différents processus qui interviennent dans la propagation des photons VUV dans l'argon liquide, puis l'implémentation dans le logiciel de simulation des différents éléments du détecteur jouant un rôle dans cette propagation. À travers cette section, nous allons voir que la courte longueur d'onde du signal (128 nm) va avoir un impact fort sur cette propagation, et va considérablement affecter les trajectoires des photons. Cette simulation s'effectue au sein d'un logiciel appelé « *LightSim* », dédié à la simulation de la propagation des photons dans ProtoDUNE-DP.

#### 4.3.1 Processus mis en jeu lors de la propagation des photons

Plusieurs processus entrent en jeu lors de la propagation des photons de scintillation dans l'argon liquide. Nous allons décrire leurs principales caractéristiques, puis nous présenterons la manière dont ils ont été pris en compte dans la simulation. L'étude de l'impact de ces différents processus sur la lumière collectée par les PMTs dans ProtoDUNE-DP sera détaillée dans le chapitre 6.

#### 4.3.1.1 Diffusion Rayleigh sur les atomes d'argon

L'un des processus physique important mis en jeu, et ayant l'impact le plus fort sur la propagation de la lumière, est le mécanisme de diffusion Rayleigh [171] des photons sur les atomes d'argon. Ce mécanisme désigne les diffusions élastiques des photons sur les atomes du milieu qu'ils traversent, lorsque leur longueur d'onde est proche de la taille des atomes en question. Le processus est caractérisé par une longueur de diffusion Rayleigh  $L_{Ray}$ , c'est-à-dire la distance moyenne parcourue par un photon entre chaque diffusion, qui dépend fortement de la longueur d'onde de la lumière incidente.

Plusieurs estimations de cette longueur de diffusion ont été réalisées, certaines à partir de calculs, et d'autres à partir de mesures dans l'argon liquide. L'une de ces estimations a été obtenue à partir du calcul classique de l'inverse de  $L_{Ray}$  [172] en fonction de la constante diélectrique de l'argon liquide [173]. L'absence de mesures de cette constante diélectrique pour la longueur d'onde de 128 nm est une contrainte majeure pour effectuer ce calcul. Nous pouvons trouver une première estimation en 2001 [173] donnant une valeur de  $L_{Ray} = 90$  cm [173]. Cette estimation est basée sur les mesures d'indice de refraction réalisées par Bideau-Mehu [174] dans l'ultra-violet (de 140 nm à 240 nm) dans le gaz, en considérant que la constante diélectrique dans le liquide peut être obtenue à partir de celle du gaz (voir les références [175] et [176]).

D'autres valeurs ont pu être estimées à partir du calcul classique, en prenant cette fois en compte la dépendance de la constante diélectrique à la température de l'argon. Avec cette dépendance, et en utilisant des mesures d'indice de réfraction différentes de celles de Bideau-Mehu [177], des valeurs de de  $L_{Ray} = 55 \pm 5$  cm puis de  $L_{Ray} = 60 \pm 6$  cm [178] ont été obtenues.

Expérimentalement, cette longueur est difficile à mesurer et à découpler des autres processus tels que le phénomène d'absorption des photons par l'argon, dont nous parlerons dans les sections suivantes. Les résultats sont donc souvent donnés sous la forme d'une « longueur d'atténuation » rendant compte de l'ensemble de ces effets. Cependant, si l'argon liquide utilisé est suffisamment pur, c'est-à-dire un argon dans lequel l'absorption des photons par les impuretés de l'argon est très faible, alors cette longueur d'atténuation peut donner une bonne indication de la longueur de diffusion Rayleigh. Elle a été mesurée à  $L_{Att} = 66 \pm 3$  cm [179] en 1997, puis à environ 163 cm [180] en 2012. En 2015, une limite inférieure de 110 cm [181] a également été extraite de mesures de transmission de la lumière à travers une couche d'argon liquide de 11.6 cm. Les résultats de cette étude sont présentés sur la figure 4.4, où ils sont également comparés à la transmission calculée à partir des valeurs de  $L_{Ray}$  disponibles dans la littérature, en fonction de la longueur d'onde. Les barres d'erreurs grises prennent notamment en

compte les erreurs statistiques dues aux différents temps d'exposition de l'argon liquide et différentes erreurs systématiques. La limite de 110 cm est calculée à partir des limites inférieures de la zone grise autour de  $\lambda = 128$  nm.



FIGURE 4.4 – Comparaison de mesures de la transmission d'une couche de 11.6 cm d'argon liquide pure (noir) avec la transmission calculée à partir des valeurs de  $L_{Ray}$  disponibles dans la littérature. Figure extraite de [181].

Nous voyons donc qu'il n'existe pas, actuellement, de consensus sur cette longueur de diffusion. Elle semble cependant pouvoir être assez courte pour les photons VUV, en particulier par rapport aux tailles envisagées pour le détecteur lointain de DUNE et pour le prototype  $6 \times 6 \times 6$  m<sup>3</sup>. Une longueur de diffusion aussi courte a d'importantes conséquences sur les trajectoires des photons dans l'argon liquide, qui se rapprochent alors d'une marche aléatoire. La figure 4.5 montre les trajectoires simulées pour des photons produits au centre de ProtoDUNE-DP dans le cas d'une longueur de diffusion très longue, donc proche du cas où il n'y a pas de diffusion Rayleigh, et dans le cas de  $L_{Ray} = 55$  cm, où l'effet de la diffusion Rayleigh est clairement visible. La connaissance de  $L_{Ray}$  est donc un paramètre clé de nos simulations, et la complexité des trajectoires des photons liée à cette diffusion rend son effet difficile à appréhender et estimer sans réaliser des études et simulations dédiées.



FIGURE 4.5 – Trajectoires de photons produits au centre de ProtoDUNE-DP pour  $L_{Ray} = 200$  m (gauche) and  $L_{Ray} = 55$  cm (droite). Simulation réalisée avec le logiciel LightSim.

Pour les simulations de ProtoDUNE-DP nous utiliserons la valeur de  $L_{Ray} = 55 \pm 5$  cm [178] pour les photons VUV, et  $L_{Ray,Vis} = 350 \pm 5$  cm [173] pour les photons dont la longueur d'onde a été décalée vers le visible. Cette dernière valeur est calculée à partir de l'expression classique rappelée dans la référence [173]. Le processus de diffusion est traité à travers les librairies de Geant4. Dans le chapitre 6, nous présenterons une étude de l'effet de cette longueur de diffusion sur le signal lumineux collecté dans ProtoDUNE-DP. Dans le chapitre 7, nous présenterons des simulations du signal de scintillation collecté dans le pré-prototype  $3 \times 1 \times 1$  m<sup>3</sup> réalisées avec différentes valeurs de  $L_{Ray}$  pour les photons VUV, que nous comparerons aux données recueillies.

#### 4.3.1.2 Absorption des photons dans l'argon liquide

Le second processus à prendre en compte est l'absorption des photons par le milieu, et en particulier par les impuretés présentes dans l'argon qui peuvent réduire considérablement le nombre de photons collectés. Dans la simulation, cette absorption est prise en compte à travers une longueur moyenne d'absorption, notée  $L_{Abs}$ . Comme elle dépend énormément de la pureté de l'argon et de la nature de ces impuretés (azote, oxygène ou eau), il peut être difficile de mesurer une valeur précise de cette longueur. Nous considérons ici que le système de purification des LArTPC modernes permet de réduire la contamination de l'argon par de l'oxygène et de l'eau à des proportions suffisantes pour être négligeable. En revanche, ce n'est pas le cas pour la contamination en azote, qu'il nous faut donc prendre en compte. La figure 4.6 présente la dépendance de  $L_{Abs}$  à la concentration d'azote dans l'argon liquide.



FIGURE 4.6 – Longueur d'absorption des photons par les impuretés d'azote en fonction de la concentration d'azote dans l'argon liquide [182].

Pour les simulations, nous utiliserons une longueur d'absorption de  $L_{Abs} = 30$  m [182], correspondant à une concentration en azote de 2 ppm (partie par million). Cette longueur peut sembler grande par rapport aux dimensions de ProtoDUNE-DP mais nous avons vu précédemment que les trajectoires des photons de scintillation dans l'argon liquide étaient proches d'une marche aléatoire. Le parcours moyen d'un photon dans le détecteur sera donc bien supérieur à 6 m, ce qui peut mener à une importante réduction du signal due à l'absorption.

Cette absorption ne modifie pas les trajectoires des photons, mais réduit le nombre de photons atteignant les PMTs, en particulier pour les photons produits en haut du détecteur. Pour un photon donné, la probabilité pour qu'il soit absorbé dans l'argon liquide ne dépend pas de sa trajectoire, mais

uniquement de la distance  $D_{travel}$  parcourue dans le détecteur. Dans notre simulation, la prise en compte de ce processus s'effectue par une paramétrisation de la probabilité  $P_{Abs}$  soit absorbé par le milieu :

$$P_{Abs} = \exp\left(-\frac{D_{travel}}{L_{Abs}}\right) = \exp\left(-t_{travel}\frac{c}{n_{LAr} \cdot L_{Abs}}\right)$$
(4.29)

où  $n_{LAr}$  est l'indice de réfraction de l'argon liquide. Dans la simulation  $n_{LAr}$  est fixé à 1.38 pour les photons VUV et 1.25 [174][177] pour les photons dans le domaine du visible. La validité de cette paramétrisation, par rapport à une simulation Geant4 du processus d'absorption, ainsi que l'impact de cette absorption sur le signal collecté dans ProtoDUNE-DP seront discutés dans le chapitre 6.

#### 4.3.1.3 Absorption et ré-émission par le TPB

Les photons de scintillation ont une longueur d'onde trop faible pour être détectés par les PMTs, il est donc nécessaire d'utiliser un matériau capable de décaler cette longueur d'onde dans leur gamme de visibilité. Dans la plupart des expériences actuelles, il s'agit de couches de TPB [183], installées en différents endroits du détecteur. Le TPB absorbe les photons de scintillation et ré-émet par fluorescence des photons d'une longueur d'onde proche de 430 nm [184]. Cette nouvelle longueur d'onde se situe dans la gamme de longueurs d'onde détectable par les PMTs.

Comme nous l'avons mentionné dans le chapitre 3, plusieurs positionnements du TPB dans le détecteur ont été étudiés pour ProtoDUNE-DP et pour le pré-prototype  $3 \times 1 \times 1$  m<sup>3</sup>. Le choix finalement retenu pour ProtoDUNE-DP est de déposer le TPB directement par évaporation sur les vitres des PMTs (« direct coating »). Dans le cas du pré-prototype, deux approches ont été retenues : le TPB a été déposé directement sur les vitres des PMTs pour trois d'entre eux, et sur des plaques de PMMA placées au-dessus des PMTs pour les 2 restants. Cette dernière approche est plus simple à réaliser et à transporter, que le direct coating.

Dans la simulation, l'efficacité de conversion du TPB est de 100%, ce qui signifie que chaque photon VUV traversant le TPB est absorbé, et que chaque photon VUV absorbé donne lieu à la ré-émission d'un (et un seul) photon. L'énergie des photons ré-émis est générée aléatoirement selon une gaussienne ayant une moyenne de 2.85 eV et un écart type de 0.5 eV, ce qui correspond à une longueur d'onde d'environ de 435 nm. La ré-émission des photons dans le visible est considérée comme isotropique dans la simulation, une grande partie des photons vont donc être ré-émis en direction du haut du détecteur, et non en direction des PMTs, ce qui entraîne une perte importante de photons (d'environ 50%), qui sera discutée dans le chapitre 6.

#### 4.3.1.4 Absorption des photons par les différents composants du détecteur

L'un des derniers effets à prendre en compte est l'absorption des photons de scintillation par les différents composants du détecteur se trouvant sur leur trajectoire. Pour des photons émis dans le volume actif du détecteur, les principaux composants risquant de se trouver sur leur trajectoire sont la *field cage* entourant le volume actif, la grille d'extraction, la cathode, son support et la grille de masse qui sont en acier inoxydable, ainsi que les LEMs qui sont recouvertes de cuivre. Or, si ces matériaux réfléchissent partiellement les photons de 435 nm, ils absorbent presque totalement les photons de scintillation, ce qui va encore réduire le nombre de photons collectés par les PMTs.

Dans la simulation, une absorption de 100% est utilisée pour les photons VUV sur l'acier inoxydable et le cuivre, ce qui signifie que chaque photon touchant l'un des éléments du détecteur correspondant sera absorbé. Dans le cas d'une longueur de diffusion Rayleigh courte, comme celle de 55 cm utilisée

#### CHAPITRE 4. PRODUCTION ET PROPAGATION DE LA LUMIÈRE DANS PROTODUNE-DP

dans notre simulation, la probabilité pour un photon de toucher l'un des composants est augmentée, ce qui aggrave encore cet effet. Une telle perte de photons a donc un effet drastique sur la collection de lumière, et doit donc impérativement être estimée au moyen d'une simulation précise et complète de la trajectoire des photons dans le détecteur. Une absorption de 50% est utilisée pour les photons de 435 nm. Dans le cas des photons qui ne sont pas absorbés par le matériau, les surfaces sont considérés comme diffusante.

Nous voyons ici se dessiner l'importance d'une simulation complète du détecteur, et surtout des différents composants jouant un rôle sur la collection de lumière par les PMTs. Nous allons à présent décrire les composants de ProtoDUNE-DP implémentés dans la simulation. La simulation du préprototype  $3 \times 1 \times 1$  m<sup>3</sup> et ses particularités seront détaillées dans le chapitre 7, dédié à la comparaison de ces simulations avec les données du pré-prototype.

#### 4.3.2 Composants de ProtoDUNE-DP affectant la propagation des photons

Les designs de ProtoDUNE-DP et du pré-prototype  $3 \times 1 \times 1$  m<sup>3</sup> ont été développés pour permettre une collection de charges optimale en haut de la cuve. Comme nous l'avons vu dans le chapitre 3, ce but a nécessité la mise en place de nombreux éléments dans le détecteur, la plupart en acier inoxydable, dans l'argon liquide afin de définir le champ électrique de dérive et lui assurer une stabilité et une uniformité optimale. La présence de ces composants dans le détecteur va avoir un impact fort sur la collection de photons, dû au coefficient d'absorption de 100% pour les photons de scintillations ( $\lambda = 128$  nm).

L'implémentation précise des différents composants du détecteur est donc primordiale pour notre simulation, en particulier les composants proches des PMTs, c'est-à-dire la grille de masse et la cathode, ainsi que la *field cage* qui entoure le volume actif. La géométrie implémentée est composée d'une cuve d'un volume de  $8 \times 8 \times 8$  m<sup>3</sup>, remplie d'argon liquide (en bas) sur une hauteur d'environ 7.5 m, et gazeux (en haut) sur une hauteur d'environ 0.5 m. La figure 4.7 présente un schéma des différents éléments implémentés dans la simulation, et la figure 4.8 présente la visualisation correspondante. Nous allons à présent décrire l'implémentation de ces éléments.

#### 4.3.2.1 Anneaux de la Field Cage

La majeure partie du volume d'argon liquide est plongée dans un champ électrique uniforme de 0.5 kV/cm généré par la cathode, et dont l'uniformité est maintenue par une cage entourant ce volume. Le design final de cette cage n'ayant pas encore été fixé lorsque nous avons réalisé nos simulations, nous avons implémenté la possibilité qui avait été envisagée en premier, et non le design final où la cage est constituée de profilés en aluminium. Les propriétés optiques de l'aluminium et de l'acier inoxydable étant similaires pour les photons VUV, nous ne nous attendons pas à un impact majeur sur les simulations.

La cage implémentée dans le logiciel LightSim est constituée de 60 anneaux en acier inoxydable, d'un diamètre de 67 mm et espacés verticalement d'environ 10 cm. Ces anneaux entourent un volume de  $6 \times 6 \times 6$  m<sup>3</sup>, qui correspond au volume actif (FV, *Fiducial Volume*) du détecteur, allant de la grille d'extraction aux tubes de la cathode, et s'arrêtant aux parois de la *field cage*. Ces anneaux ont différents effets sur la collection de photons :

• La lumière produite à l'intérieur du FV est confinée dans ce volume. En effet, malgré l'espacement des anneaux, la probabilité pour qu'un photon parvienne à s'extraire du FV sans être absorbé par l'un des anneaux est faible.



FIGURE 4.7 – Schéma des composants de ProtoDUNE-DP implémentés dans la simulation.



FIGURE 4.8 – Implémentation de ProtoDUNE-DP (coupe verticale) dans le logiciel *LightSim*. La visualisation est directement extraite du logiciel. La *field cage* est visible en bleu. La grille d'extraction (vert) et visible, au-dessus de la *field cage*. Les plans de LEMs, implémenté 1 cm au-dessus de la grille, sont trop proches d'elle pour être visible. En bas du détecteur, les tubes de la cathode (rouge) et de son support (jaune), la grille de masse (vert), ainsi que les PMTs (vert) et leur revêtement en TPB (rouge) sont visibles.

- La lumière produite à l'extérieure du FV, entre les anneaux et le bord de la cuve (1 m), qui est donc « piégée » entre ces deux éléments, a une probabilité plus forte de toucher et d'être absorbée par l'un d'eux. La probabilité pour que ces photons parviennent aux PMTs, en particulier s'ils sont émis vers le haut du détecteur, est faible.
- La lumière produite dans les bords et les coins du détecteur, donc proche des anneaux, aura une forte probabilité d'être absorbée par l'un d'eux. La visibilité dans ces zones est donc fortement réduite.

Ces effets sont renforcés par l'effet de la diffusion Rayleigh. En effet, pour un photon produit près des anneaux, une trajectoire quasi-élastique va fortement diminuer sa probabilité de « s'échapper » sans être absorbé.

#### 4.3.2.2 Éléments du CRP

Le CRP, placé en haut du détecteur, n'aura pas un impact fort sur la propagation globale des photons S1 produits dans tout le FV. Il n'affectera que les photons S1 produits dans la partie haute du détecteur, qui auront une certaine probabilité d'être absorbés par la grille d'extraction où par les LEMs (après avoir franchis l'interface entre le liquide et le gaz). Il joue cependant un rôle fondamental dans la propagation des photons S2, produits dans le gaz, il nous a donc semblé important d'en implémenter certains composants.

La grille d'extraction implémentée consiste en deux plans de fils orientés perpendiculairement l'un par rapport à l'autre pour former une grille. Elle couvre une surface de  $6 \times 6$  m<sup>2</sup>. Les fils sont en acier inoxydable et ont un diamètre de 100  $\mu$ m et sont espacés horizontalement de 3.125 mm. La grille est placée 5 mm en-dessus de la surface du liquide.

De part le diamètre des trous des LEMs (500  $\mu$ m), nous avons considéré que la probabilité pour un photon de les franchir sans en toucher les bords était quasi-nulle. Nous n'avons donc pas simulé les trous, et nous considérons donc les LEMs comme des plaques opaques. Elles sont simulés par 4 plaques de cuivre d'une épaisseur de 1 mm et couvrant une surface de 3000 × 3000 mm<sup>2</sup> chacune, espacées de 10 mm. Nous n'avons pas implémenté les plans d'anode.

#### 4.3.2.3 La cathode et son support

La cathode et son support sont placés en bas du détecteur. Ils délimitent le bord inférieur du FV, et couvrent une surface d'un peu plus de  $6 \times 6$  m<sup>2</sup>. Pour atteindre les PMTs et être détectés, les photons doivent impérativement traverser ces deux structures sans être absorbés par l'acier inoxydable. Il est donc primordial de les implémenter dans la simulation pour étudier et quantifier leur écrantage. Une étude de l'impact de ces deux éléments sur la collection de photons dans ProtoDUNE-DP sera présentée dans le chapitre 6.

Un schéma de la cathode et de son support en acier inoxydable est donné dans la figure 3.6. Dans le logiciel, le support est composé de tubes rectangulaires de 40 mm de hauteur et 20 mm de largeur. Il a une hauteur de 240 mm et contient deux étages, chacun prenant la forme d'une grille comportant  $8 \times 8$  carrés de 650 mm de côté. Pour la grille supérieure seulement, une bordure de 515 mm de large est ajoutée, dont le tour est formé de tubes 40 mm de large. Les deux grilles sont raccordées principalement par des tubes placés verticalement de  $10 \times 10$  mm de section, et par des tubes obliques de  $40 \times 20$  mm<sup>2</sup> de section sur les bords. Le haut du support est placé à 40 mm du dernier anneau de la *field cage*. La cathode est constituée de tubes de 20 mm de diamètre et 1280 mm de longueur, espacés de 105 mm et arrangés comme montré sur la figure 3.7. La figure 4.9 présente les positions relatives des différents éléments du détecteur implémentés en bas de la cuve.



FIGURE 4.9 – Schéma des éléments de ProtoDUNE-DP implémentés en bas de la cuve.

#### 4.3.2.4 PMTs et grille de masse

Le dernier élément primordial dans la simulation du signal lumineux est évidemment le système de détection des photons (PDS, *Photon Detection System*), composé des PMTs et la grille de masse les protégeant de la haute tension.

**Grille de masse.** La grille de masse est formée de fils en acier inoxydable de 2 mm de diamètre espacés de 65 mm soutenus par un support lui aussi en acier inoxydable. Ce support reprend la même structure que les grilles du support de la cathode, formées de tubes rectangulaires de  $40 \times 20 \text{ mm}^2$  de section, et d'une bordure extérieure ayant une section de  $40 \times 40 \text{ mm}^2$ . Un schéma de cette grille est montré sur la figure 4.10. L'implémentation présentée ici est basée sur le premier design de cette grille, lui-même basé sur la grille inférieure du support de la cathode, et couvre donc une surface de  $5240 \times 5240 \text{ mm}^2$ . Les piliers verticaux, visibles sur la figure 4.10, qui fixent la grille à la membrane du cryostat, ne sont pas implémentés. La grille est placée à environ 1 m de la grille inférieure du support de la cathode.

**Positionnement des PMTs.** Les 36 PMTs sont implémentés à environ 140 mm de la grille de masse, donc environ 1.1 m sous les tubes de la cathode, et revêtus d'une couche de TPB de 1 mm d'épaisseur. Comme nous l'avons déjà mentionné dans le chapitre 3, plusieurs possibilités ont été envisagées pour répartir de manière optimale les PMTs en bas de la cuve. Deux configurations de PMTs, présentées sur la figure 4.11, ont donc été implémentées dans nos simulations.

Dans la première configuration (figure 4.11, gauche), les 36 PMTs sont concentrés au centre de la cuve et placés tous les 650 mm. Ils couvrent ainsi une surface d'environ  $3.2 \times 3.2 \text{ m}^2$ . Cette configuration maximise la collection de la lumière produite au centre de la cuve, au risque de diminuer significativement l'efficacité de collection de la lumière produite dans les bords du détecteur, en particulier dans les coins. La seconde configuration (figure 4.11, droite) cherche à minimiser ce risque tout en conservant une bonne efficacité au centre du détecteur. Dans cette configuration, un « cœur » de 12 PMTs est conservé au centre de la cuve, placé tous les 680 mm. Cet espacement entre les PMTs

#### CHAPITRE 4. PRODUCTION ET PROPAGATION DE LA LUMIÈRE DANS PROTODUNE-DP



FIGURE 4.10 – Schéma de la grille de masse implémentée dans la simulation. Les piliers fixant la grille à la membrane ne sont pas implémentés.



FIGURE 4.11 – Positions des PMTs pour les deux configurations envisagées.

augmente ensuite entre les PMTs restant afin de couvrir une surface plus large. L'espace maximum entre deux PMTs et de 1360 mm. Une étude comparant les deux configurations sera présentée dans le chapitre 6. La configuration finalement retenue pour le design final de ProtoDUNE-DP est la seconde configuration. Par défaut, tous les résultats présentés dans cette thèse sont obtenus en utilisant la seconde configuration, souvent appelée « configuration non-uniforme ».

Acceptance angulaire des PMTs. La probabilité de détection des photons par les PMTs varie suivant le point auquel le photon heurte la photo-cathode du PMT. Cette acceptance est définie par la probabilité pour que le photon soit détecté en fonction de son angle d'incidence par rapport à l'axe vertical du PMT. Cette probabilité est maximale sur le haut du PMT, et diminue sur les bords de la photo-cathode. Elle a été mesurée pour des PMTs similaires à ceux de ProtoDUNE-DP, notamment dans l'expérience MiniBooNE [185]. La dépendance obtenue dans MiniBooNE de cette probabilité à l'angle  $\theta_{ph}$  formé par l'axe vertical du PMT et la normale à la surface de la photo-cathode au point où le photon touche la cathode est présentée sur la figure 4.12.



FIGURE 4.12 – Acceptance angulaire des PMTs, en fonction de l'angle  $\theta_{ph}$  formé par l'axe vertical du PMT et la normale à la surface de la photo-cathode au point où le photon touche la cathode.

Dans la simulation, la dépendance suivante, extraite des données de MiniBooNE, est utilisée [185] :

$$p(\theta_{ph}) = \begin{cases} 1 + a_2 \theta_{ph}^2 + a_4 \theta_{ph}^4 + a_6 \theta_{ph}^6 & \text{si } \theta_{ph} < 48^\circ \\ 0 & \text{sinon} \end{cases}$$
(4.30)

avec les paramètres suivant :

$$a_{2} = -1.177 \times 10^{-4}$$

$$a_{4} = 4.964 \times 10^{-9}$$

$$a_{6} = -7.552 \times 10^{-14}$$
(4.31)

La coupure à 48 ° rend compte de l'ouverture angulaire de la fenêtre des PMTs pour les photons VUV. La dépendance à l'angle d'incidence du photon en lui-même, c'est-à-dire l'angle avec lequel le photon touche la photo-cathode, qui joue également sur la probabilité de détection du photon, n'est pas prise en compte dans cette simulation. Elle devra cependant être prise en compte si des simulations plus précises de la réponse de la photo-cathode s'avèrent nécessaires.

Notons ici que l'efficacité quantique du PMT, c'est-à-dire la probabilité pour que le photon soit ensuite converti en photo-électron une fois détecté n'est pas prise en compte, et doit être implémentée ultérieurement. De la même façon, la réponse de l'électronique des PMTs n'est pas implémentée. Nous verrons dans le chapitre 7 comment nous avons commencé à implémenter cette réponse dans le cas des cinq PMTs du pré-prototype  $3 \times 1 \times 1$  m<sup>3</sup> afin de comparer nos simulations aux données recueillies.

#### 4.3.3 De la nécessité d'utiliser des cartes de lumière

Nous voyons ici que la simulation du signal lumineux produit dans une LArTPC comprend deux étapes distinctes. La première étape est la simulation du mécanisme d'émission du photon à travers le processus de scintillation dans l'argon liquide, simulation basée sur l'approche décrite dans la référence [155] (NEST), ou à travers le processus d'électroluminescence dans l'argon gazeux. La deuxième étape de la simulation concerne la propagation dans le détecteur, et jusqu'aux PMTs, des photons produits. Cette étape peut être traitée indépendamment du processus d'émission puisque les caractéristiques des photons émis sont indépendantes de la nature, l'énergie et la direction de la particule chargée incidente à l'origine de l'excitation/ionisation initiale ayant menée à leur émission.

Nous venons de voir que la courte longueur d'onde des photons (128 nm), qui mène à une courte longueur de diffusion Rayleigh (55 cm) et à une absorption totale des photons par plusieurs éléments du détecteur, complexifie grandement les trajectoires des photons et la simulation du signal lumineux détecté par les PMTs. Les études d'optimisation de design doivent donc être réalisées au travers de simulations détaillées du détecteur et de chacun de ses éléments. De plus, le grand nombre de photons produits et la complexité des traces rendent ces simulations particulièrement coûteuses en temps, alors qu'une très grande partie de ces photons n'atteindront pas les PMTs, du fait de la diffusion Rayleigh, de l'absorption sur les composants et de l'effet du TPB.

Tous ces éléments nous ont amené à nous détourner d'une simulation « directe », dans laquelle les trajectoires de tous les photons sont simulées entièrement pour chaque particule chargée incidente. Afin de réduire le temps d'exécution des simulations tout en conservant la précision nécessaire aux différentes études prévues, l'alternative utilisée et développée dans cette thèse propose de réaliser des « cartes de lumière » du détecteur, dont nous allons à présent détailler le principe, la production, et les caractéristiques.

#### CHAPITRE 4. PRODUCTION ET PROPAGATION DE LA LUMIÈRE DANS PROTODUNE-DP

# Chapitre 2

## Production de cartes de lumière pour ProtoDUNE-DP

Les « cartes de lumière » sont des cartes pré-calculées utilisées pour simuler la propagation des photons dits « S1 » et « S2 » au sein du volume d'argon liquide de ProtoDUNE-DP jusqu'aux 36 PMTs placés en bas de la cuve d'argon liquide. Les signaux S1 et S2, produits respectivement dans l'argon liquide et dans l'argon gazeux, et dont les mécanismes de production ont été décrits dans le chapitre 4, sont enregistrés et analysés sous la forme d'un nombre de photons collectés en fonction du temps.

Les cartes de lumière sont utilisées au cours de la simulation pour déterminer le nombre de photons atteignants les PMTs et le temps de parcours (*travel time*) des photons, depuis leur émission jusqu'à leur détection. Elles permettent de réduire considérablement le temps d'exécution de la simulation par rapport à une simulation où la trajectoire de chaque photon est simulée pas à pas. Cette solution alternative est rendue obligatoire par le nombre de photons de scintillation produit dans le détecteur et les tailles des différentes LArTPC étudiées. À titre d'exemple, pour ProtoDUNE-DP les premières études ont montrées qu'il fallait environ 30 min pour simuler les trajectoires de  $10^7$  photons VUV produits en un même point du détecteur. Ces études ont également montré que le passage d'un muon de 5 GeV dans le détecteur menait à l'émission d'environ  $65 \cdot 10^6$  photons dans le volume d'argon liquide actif. Ainsi, une simulation « directe » du signal S1 produit par un seul muon de 5 GeV dans ProtoDUNE-DP prendrait environ 3h30, sans compter le temps requis pour simuler le signal S2 correspondant. Ce temps de calcul est réduit à quelques minutes si l'on utilise une simulation basée sur les cartes de lumière. La nécessité des cartes est alors évidente, en particulier dans le cadre de ProtoDUNE-DP où une centaine de muons cosmiques sont attendus dans une fenêtre de quelques millisecondes autour des événements du faisceau.

La production et la mise en place de ces cartes ont constitué une partie importante du travail de thèse présenté dans ce manuscrit. Dans ce chapitre, nous commencerons par en décrire la stratégie générale dans la section 5.1. Nous détaillerons ensuite les caractéristiques des cartes dans la section 5.2 et leur production dans la section 5.4. Enfin, nous présenterons dans la section 5.5 une méthode générale permettant d'utiliser ces cartes afin de simuler le signal lumineux collectés par les PMTs. Nous montrerons également quelques exemples de résultats obtenus lors de l'étude de muons cosmiques traversant le volume actif de ProtoDUNE-DP.

#### 5.1 Principe des cartes de lumière et procédure de génération

La stratégie de simulation présentée ici consiste à produire préalablement des cartes de lumière contenant toutes les informations nécessaires à la simulation de la propagation des photons. Elles tirent parti du fait que, dans notre cas, nous n'avons pas besoin de connaître la trajectoire exacte du photon dans le détecteur. Nous pouvons simuler les trajectoires une seule et unique fois, et ensuite enregistrer les caractéristiques principales nécessaire à la reconstruction des distributions du temps de
parcours des photons dans ce que nous appellerons des « cartes de lumière ». Ainsi, la simulation des trajectoires exactes des photons n'est plus nécessaire par la suite. Cette méthode permet également de prendre en compte le fait que la majeure partie des photons produits n'atteignent pas les PMTs, et nous évite donc de simuler inutilement la plupart des trajectoires.

Nous définissons un système de coordonnées  $(\vec{x}, \vec{y}, \vec{z})$  dont l'origine est le centre du volume actif du détecteur et l'axe vertical  $\vec{z}$  correspond à la direction de dérive des électrons d'ionisation. Pour chaque point  $\vec{r}$  de coordonnées (X, Y, Z) et chaque PMT  $i_{\text{PMT}}$ , c'est-à-dire pour chaque couple  $(\vec{r}, i_{\text{PMT}})$ , les cartes doivent permettre de calculer les deux informations suivantes :

- La probabilité pour qu'un photon produit au point  $\overrightarrow{r}$  atteigne le PMT  $i_{\text{PMT}}$ .
- Un temps de parcours  $t_{travel}$  pour ce photon.

Afin de simuler les signaux S1 et S2, deux cartes distinctes sont générées, la première correspondant aux photons produits dans l'argon liquide, et la seconde correspondant aux photons produits dans l'argon gazeux. Elles peuvent être générées et utilisées indépendamment l'une de l'autre. Comme elles ne rendent compte que de la propagation des photons dans l'argon, ces cartes sont indépendantes des paramètres de scintillation et d'électroluminescence utilisés dans la simulation globale. Nous n'avons donc pas à produire de nouvelles cartes lorsque que nous voulons faire varier l'une de ces paramètres.

Ces cartes sont générées au sein du logiciel *LightSim* dans lequel nous avons implémenté les différents composants de ProtoDUNE-DP ayant un impact sur la propagation des photons, comme décrit dans la section 4.3. Ce logiciel, basé sur les librairies Geant4, est dédié à la simulation de la propagation des photons. Les cartes de lumière sont produites suivant les étapes suivantes :

- 1. Réalisation d'un maillage des volumes d'argon liquide et gazeux, qui sont découpés en petites volumes appelés « *voxels* ».
- 2. Génération de  $N_{\gamma}$  photons au centre de chaque *voxel*. Nous verrons qu'une statistique de l'ordre de  $10^8$  est nécessaire pour obtenir un nombre suffisant de photons détectés pour pouvoir extraire les paramètres voulus des distributions du temps de parcours des photons.
- 3. Simulation des trajectoires complètes des photons dans le détecteur pour chaque voxel.
- 4. Détermination du nombre de photons atteignant le PMT et de leur distribution de temps de parcours pour chaque couple ( $\overrightarrow{r}_{voxel}, i_{PMT}$ ).
- 5. Détermination et extraction des paramètres nécessaires à la reconstruction de la distribution du temps de parcours des photons, par un ajustement de cette distribution.
- 6. Construction des cartes de lumière stockant l'ensemble des paramètres obtenus pour chaque couple  $(\overrightarrow{r}_{voxel}, i_{PMT})$ .

Concrètement, les cartes de lumière consistent en deux fichiers ROOT (l'un pour le signal S1, l'autre pour le signal S2) contenant des histogrammes à 3 dimensions (TH3). Elles peuvent donc être utilisées au sein de n'importe quel logiciel simulant ProtoDUNE-DP. Elles permettent d'obtenir directement les signaux S1 et S2 enregistrés par les PMTs à partir du nombre de photons S1 et S2 émis, puisque les processus relatifs à la propagation pure des photons et à la géométrie du détecteur sont pris en compte au sein des cartes. Dans la section 5.5 de ce chapitre, nous montrerons les simulations obtenues en utilisant ces cartes au sein du logiciel QScan.

# 5.2 Propriétés optiques des photons et de l'argon

Dans cette section, nous allons décrire les propriétés des photons se propageant dans ProtoDUNE-DP, ainsi que les paramètres relatif à leur propagation pris en compte dans les cartes de lumière.

# 5.2.1 Caractéristiques des photons VUV et visibles

Nous avons vu dans la section précédente que  $N_{\gamma}$  photons de scintillations sont générés au centre de chaque *voxel*. Ils sont générés isotropiquement avec une énergie de  $E_{scint} = 9.69 \pm 0.22$  eV distribuée selon une gaussienne, ce qui correspond à une longueur d'onde d'environ 128 nm. Lorsque ces photons atteignent les PMTs, revêtu d'une couche de TPB permettant de décaler leur longueur d'onde, les photons VUV sont absorbés puis ré-émis isotropiquement avec une énergie de  $E_{scint} = 2.85 \pm 0.50$  eV, ce qui correspond à une longueur d'onde d'environ 435 nm.

## 5.2.2 Propriétés du TPB

Les propriétés d'absorption et de ré-émission du revêtement en TPB sont résumées sur le tableau 5.1. La longueur moyenne d'absorption très courte (0.01 nm) pour les photons VUV signifie que tous les photons traversant le TPB sont absorbés. À l'inverse, la longueur d'absorption très grande pour les photons visibles, par rapport à l'épaisseur de la couche de TPB (10 m pour 1 mm d'épaisseur), signifie que le TPB est totalement transparent pour les photons qu'il ré-émet. L'efficacité de conversion de TPB est fixée à 100% : chaque photon absorbé donne un photon ré-émis. Des mesures ont récemment montré que cette efficacité était légèrement plus basse [184]. Cette efficacité pourra être prise en compte si des simulations plus précises sont nécessaires.

Paramètre	Photons VUV	Photons visibles
Longueur d'absorption	0.01 nm	10 m
Indice de réfraction	1	.635
Temps moyen de ré-émission	0.	1 ns

TABLE 5.1 – Propriétés du TPB implémenté dans le logiciel *LightSim*. Le temps moyen de ré-émission correspond au délai entre l'absorption du photon VUV et la ré-émission du photon visible.

#### 5.2.3 Paramètres relatifs à la propagation des photons dans l'argon liquide

Nous avons déjà discuté des différents processus affectant la propagation des photons VUV et des photons visibles dans l'argon liquide dans le chapitre 4. La tableau 5.2 présente les valeurs numériques des différents paramètres caractérisant ces processus, et utilisés dans le logiciel *LightSim* pour la génération des cartes de lumière de ProtoDUNE-DP.

Rappelons ici que l'absorption des photons dans l'argon liquide n'est pas prise en compte dans les cartes de lumière, afin de pouvoir réaliser des études de ce paramètre sans avoir à produire de nouvelles cartes. Cette absorption doit impérativement être paramétrisée lors de l'utilisation des cartes pour simuler le signal lumineux au moyen de l'équation 4.29. La validité de cette paramétrisation pour nos études sera discutée dans le chapitre 6.

#### CHAPITRE 5. PRODUCTION DE CARTES DE LUMIÈRE POUR PROTODUNE-DP

Paramètre	Photons VUV	Photons visibles
Longueur de diffusion Rayleigh	$55~\mathrm{cm}$	$350~{ m cm}$
Indice de réfraction de l'argon liquide	1.38	1.25
Coefficient d'absorption sur l'acier inoxydable	100%	50%
Coefficient d'absorption sur le cuivre	100%	50%

TABLE 5.2 – Paramètres de propagation des photons VUV (128 nm) et visibles (435 nm) implémentés dans le logiciel LightSim.

Les caractéristiques géométriques du détecteur, la longueur de diffusion Rayleigh et les coefficients d'absorption des photons par les différents matériaux utilisés étant pris en compte dans la génération des cartes de lumière, il sera en revanche nécessaire d'en produire des nouvelles dans les cas suivants :

- Si un changement majeur de la géométrie est décidé.
- Si l'on souhaite étudier l'impact de certains composants du détecteur sur la collection de lumière.
- Si l'on veut étudier l'effet des paramètres de propagation pris en compte dans la génération des cartes, comme l'effet de la longueur de diffusion Rayleigh ou des coefficients d'absorption/réflexion des photons sur le cuivre ou l'acier inoxydable par exemple.

Nous avons par exemple vu dans le chapitre 4 que deux configurations de PMTs ont été implémentées dans *LightSim* ce qui a mené à la génération de deux séries de cartes de lumière, dans le but de comparer l'impact du positionnement des PMTs sur la collection de lumière. Dans le cas de l'étude du processus de diffusion Rayleigh, nous verrons également dans le chapitre 7 que plusieurs cartes ont été générées pour le pré-prototype  $3 \times 1 \times 1$  m<sup>3</sup>, avec différentes valeurs de longueur de diffusion, afin de comparer les distributions obtenues aux données recueillies.

# 5.3 Définition des *voxels* et du nombre de photons générés

Différentes cartes de lumière ont été produites au cours de cette thèse, pour ProtoDUNE-DP et pour le pré-prototype  $3 \times 1 \times 1$  m<sup>3</sup>. Dans ce chapitre, et en particulier dans cette section, nous présenterons les caractéristiques principales des dernières cartes réalisées pour ProtoDUNE-DP. Nous mettrons surtout l'accent sur la carte des photons S1 (argon liquide).

## 5.3.1 Définition des voxels

La première étape de la génération des cartes est de diviser les volumes d'argon liquide et gazeux en voxels, ainsi que de choisir le nombre  $N_{\gamma}$  de photons à générer au centre de ces voxels. Cette étape est cruciale puisqu'elle permet de déterminer les ressources en temps et en CPU nécessaires à la production des cartes. En effet, plus  $N_{\gamma}$  est grand, plus la simulation va prendre de temps. En revanche, si ce nombre est trop petit, nous n'aurons pas assez de statistique pour extraire les informations utiles des distributions obtenues. De même, un grand nombre de voxels nous garantit une grande précision dans la cartographie du détecteur, mais augmente considérablement le temps de calcul nécessaire. Il faut donc ici trouver un compromis entre le temps de calcul et la précision des cartes.

Le tableau 5.3 résume les dimensions des *voxels*, leur nombre  $N_{voxel}$ , et le nombre  $N_{\gamma}$  de photons générés pour les cartes de lumière de ProtoDUNE-DP les plus récentes, pour l'argon liquide et gazeux.

L'axe  $\overrightarrow{z}$  est l'axe vertical du détecteur, selon lequel les électrons d'ionisation dérivent. Dans notre cas, les *voxels* sont des cubes de 25 cm de côté, mais il serait également possible de choisir un maillage non uniforme. La carte S1 couvre un volume de  $6 \times 6 \times 7$  m<sup>3</sup>, plus grand que le volume actif du détecteur. Il s'agit ici de couvrir également le volume d'argon liquide séparant les PMTs de la cathode, et qui a une hauteur d'environ 1 m. La carte S2, elle, ne possède qu'un seul *voxel* en Z, compte tenu de la très faible épaisseur de la couche d'argon gazeux. Les photons sont considérés comme étant tous produits à la même hauteur, dans les quelques millimètres séparant la surface du liquide des LEMs. La carte S2 est donc beaucoup plus rapide à générer, puisqu'elle possède un nombre *voxels* 29 fois plus petit que celui de la carte S1.

Carte S1 (LAr)		
Nombre de <i>voxels</i>	$N_x \times N_y \times N_z$	$24\times24\times29$
	Total	16704
Dimensions des voxels	$(250 \times 250 \times$	$250) \text{ mm}^3$
Nombre de photons générés par <i>voxel</i>	$10^8 (sur 4\pi sr)$	
Carte S2 (GAr)		
Nombre de voxels	$N_x \times N_y \times N_z$	$24 \times 24 \times 1$
	Total	576
Dimensions des voxels	$(250 \times 250$	$\times$ 5) mm <sup>3</sup>
Nombre de photons générés par <i>voxel</i>	$5 \cdot 10^8 ({ m su}$	$(1111 \text{ tr} 4\pi \text{ sr})$

TABLE 5.3 – Dimensions des *voxels* et nombre de photons générés pour les cartes S1 (LAr) et S2 (GAr) de ProtoDUNE-DP.

#### 5.3.2 Utilisation des axes de symétrie de ProtoDUNE-DP

Afin de réduire le temps de calcul nécessaire à la génération des cartes, ainsi que de réduire l'espace de stockage requis, nous avons utilisé les axes de symétrie du détecteur pour diminuer le nombre de voxels que nous avons réellement simulés. Nous avons choisi les dimensions et positions des voxels de telle sorte que  $N_x = N_y = N_{x,y}$ . Le nombre de voxels dans le plan (X,Y) est noté  $N_{x,y}^2$ . La section de ProtoDUNE-DP dans ce plan est un carré de 6 m de côté, qui peut donc être divisé en 8 triangles rectangles isocèles, tous identiques, en utilisant les différents axes de symétrie du détecteur. Nous pouvons reconstituer tout le détecteur à partir d'un seul de ces triangles, c'est-à-dire à partir de la simulation des voxels se trouvant dans ce triangle et sur son hypoténuse. En appelant  $N_{sim}$  le nombre de voxels réellement simulés, c'est-à-dire nécessaire à la construction d'une carte complète de ProtoDUNE-DP, nous pouvons écrire :

$$N_{sim} = \frac{1}{2} \left(\frac{N_{x,y}}{2}\right) \left(\frac{N_{x,y}}{2} + 1\right) \times N_z = \left(\frac{N_{x,y}^2}{8} + \frac{N_{x,y}}{4}\right) \times N_z \tag{5.1}$$

La figure 5.1 montre un exemple de l'utilisation de la symétrie selon X et Y du détecteur pour réduire le nombre de *voxels* simulés, dans le cas où  $N_{x,y} = 8$ . Les zones hachurées en rouges correspondent aux *voxels* qui seront réellement simulés, et ensuite utilisés pour reconstituer toute la carte. Dans cet exemple, le nombre total de voxels est de  $64 \times N_z$ , et le nombre de voxels à simuler est :

$$N_{sim} = \left(\frac{N_{x,y}^2}{8} + \frac{N_{x,y}}{4}\right) \times N_z = \left(\frac{8^2}{8} + \frac{8}{4}\right) \times N_z = 10 \times N_z$$
(5.2)



FIGURE 5.1 – Exemple d'utilisation de la symétrie X-Y de ProtoDUNE-DP pour réduire le nombre de *voxels* simulés, pour  $N_{x,y} = 8$ . La zone rouge hachurée correspond aux voxels simulés, et les lignes rouges aux axes de symétrie de ProtoDUNE-DP.

Dans le cas des cartes de lumière de ProtoDUNE-DP, où  $N_{x,y} = 24$  et  $N_z = 29$ , l'utilisation des symétries nous autorise à ne simuler que 2262 voxels au lieu de 16704 pour la carte S1, et 78 voxels au lieu de 576 pour la carte S2. D'un point de vue du temps de calcul requis, nous avons donc un gain de 86%, ce qui n'est pas négligeable dans le cas où il faut plusieurs heures pour simuler un voxel (environ 5 h par voxel pour 10<sup>8</sup> photons). En simulant plusieurs voxels en parallèle, la simulation des 2262 voxels nécessaires à la construction de la carte finale a duré environ 3 jours.

#### 5.3.3 Optimisation de $N_{\gamma}$

Le nombre  $N_{\gamma}$  de photons générés au centre de chaque *voxel*, présenté dans le tableau 5.3, a été choisi de manière à obtenir un nombre de photons détectés suffisant pour exploiter les distributions pour la plupart des couples ( $\overrightarrow{r}_{voxel}, i_{\rm PMT}$ ). Dans le cas des cartes présentées ici, nous avons utilisé  $N_{\gamma} = 10^8$  photons, mais des cartes préliminaires ont également été produites avec  $N_{\gamma} = 10^7$  photons. Puisqu'il faut environ 5 heures pour simuler les trajectoires de 10<sup>8</sup> photons, contre 30 min pour 10<sup>7</sup>, ces cartes avaient requis beaucoup moins de temps de calcul. Elles contenaient cependant beaucoup de distributions du temps de parcours des photons ayant une statistique insuffisante pour pouvoir les *voxels* en haut du détecteur, ainsi que les *voxels* le long des parois de la *field cage*. Pour les cartes réalisées à partir de 10<sup>7</sup> photons, environ 46% des distributions contenaient moins de 50 événements, contre 2.7% pour les cartes réalisées avec  $10^8$  photons.

# 5.4 Construction des cartes S1 de lumière de ProtoDUNE-DP

Une fois les trajectoires des photons simulées dans ProtoDUNE-DP en se basant sur les processus optiques des librairies de Geant4 et les paramètres décrits dans la section précédente, le temps de parcours des photons détectés, c'est-à-dire le délai entre l'émission et la détection du photon, sont utilisés pour construire une distribution pour chaque couple ( $\overrightarrow{r}_{voxel}, i_{\text{PMT}}$ ). Nous obtenons  $N_{sim} \times N_{PMT} = 81432$  distributions à analyser, afin d'en extraire les paramètres nécessaires à la construction d'une carte complète. Ces paramètres sont :

- Le nombre de photons atteignant le PMT.
- Les paramètres permettant de reconstruire les distributions du temps de parcours des photons.

Nous montrerons ici le travail réalisé sur la carte S1 de ProtoDUNE-DP, qui est la carte la plus conséquente. Le travail réalisé sur la carte S2 est sensiblement le même, et utilise les mêmes paramétrisations que les cartes S1 correspondantes. Nous rappelons également que nous présentons les résultats obtenus en considérant un espacement non uniforme entre les PMTs, c'est-à-dire avec la configuration présentée sur la figure 4.11, à droite. Les particularités des cartes réalisées pour le préprototype  $3 \times 1 \times 1$  m<sup>3</sup> seront présentées dans le chapitre 7.

#### 5.4.1 Visibilité $w_0$ : probabilité d'atteindre les PMTs

Le premier paramètre à extraire des distributions est appelée la « visibilité », et est noté  $w_0$ . Il s'agit de la probabilité pour que les photons produits au point  $\overrightarrow{r}_{voxel}$  atteignent le PMT  $i_{PMT}$ . Il est obtenu directement en utilisant le nombre d'événements de la distribution du temps de parcours :

$$w_0 = \frac{N_{\gamma, PMT}}{N_{\gamma}} \tag{5.3}$$

où  $N_{\gamma,PMT}$  est le nombre de photons détectés par le PMT, et  $N_{\gamma}$  le nombre de photons initialement générés au centre du *voxel*. La figure 5.2 montre la distribution de la visibilité en fonction de la distance entre le centre du *voxel* et le centre du PMT, pour tous les *voxels* (gauche), et pour les *voxels* contenus dans le volume actif du détecteur (droite).

Comme attendu, la visibilité augmente quand la distance entre le *voxel* et le PMT diminue. Nous voyons également clairement apparaître des comportements différents pour les *voxels* situés à l'intérieur et hors du volume actif du détecteur. Dans le cas des *voxels* contenus dans le volume actif d'argon liquide, la visibilité s'étend sur quatre ordres de grandeur, allant d'une visibilité minimale d'environ  $10^{-7}$  pour les *voxels* les plus éloignés des PMTs, à une visibilité maximale de  $6 \times 10^{-4}$  correspondant aux *voxels* se situant juste au-dessus de la cathode, et vus par les PMTs centraux. La distance minimale entre les *voxels* et les PMTs considérés est alors d'environ 1.1 m. Concernant les *voxels* situés en dehors du volume actif, c'est-à-dire entre la cathode et le PDS<sup>1</sup>, cette visibilité monte à environ 0.1. Nous voyons donc ici que dans le meilleur des cas, plus de 90% des photons sont perdus dans l'argon liquide. Pour les photons produits au centre du volume actif, la visibilité moyenne est d'environ  $10^{-5}$ . Cette perte de photons est due aux différents processus que nous avons présentés dans le chapitre 4, ainsi qu'à la ré-émission isotrope du TPB qui supprime plus de la moitié des photons arrivant jusqu'au PDS.

Si les visibilités présentées ici semblent extrêmement basses, il ne faut pas oublier que le nombre de photons de scintillation produits dans le détecteur est très important puisqu'il peut aller jusqu'à

<sup>&</sup>lt;sup>1</sup>Photon Detection System



FIGURE 5.2 – Visibilité  $w_0$  (probabilité d'atteindre le PMT) en fonction de la distance entre le centre du *voxel* et le PMT en question, pour tous les *voxels* (gauche) et pour les *voxels* se trouvant dans le volume actif de ProtoDUNE-DP [186]. La ligne rouge indique la limite de  $w_0 = 5 \times 10^{-7}$  en dessous de laquelle nous considérons qu'il n'y a pas assez d'événements dans la distribution pour en extraire des caractéristiques.

 $5.13 \times 10^4$  ph/MeV [152] dans le cas idéal où tous les électrons d'ionisation se recombinent avec le milieu. Nous utilisons ici des *voxels* d'un volume de  $25 \times 25 \times 25$  cm<sup>3</sup>, la distance maximale pouvant être parcourue dans le *voxel* par un muon incident est de  $25\sqrt{3} \approx 43.30$  cm et l'énergie déposée dans l'argon liquide par un muon cosmique à son minimum d'ionisation est de 2.12 MeV/cm [187]. Le nombre maximal de photons de scintillation produits dans un *voxel* est donc d'environ  $5 \times 10^6$  photons. Ainsi, une visibilité de  $10^{-7}$  signifie qu'environ 0.5 photon parviendra au PMT en question, et une visibilité de  $6 \times 10^{-4}$  signifie que 3000 photons arrivent au PMT.

Nous voyons ici l'importance du choix de  $N_{\gamma}$ , puisqu'un nombre de photons généré trop faible nous empêcherait d'être sensible à ces visibilités. Nous considérons ici que le nombre  $N_{\gamma} = 10^8$  retenu pour les cartes présentées dans cette thèse est suffisant pour les premières études envisagées. Il pourra cependant être nécessaire de générer de nouvelles cartes pour réaliser des études plus fines, par exemple pour étudier le signal lumineux collectés par les PMTs dans le cas d'événements de faible énergie comme la détection de neutrinos issus de supernovas. Pour optimiser la génération de ces nouvelles cartes, il serait possible d'utiliser un maillage non-uniforme, ou de faire varier le nombre  $N_{\gamma}$  en fonction de la position des *voxels* dans le détecteur.

#### 5.4.2 Paramétrisation de la distribution du temps de parcours

Comme nous l'avons souligné précédemment, il est crucial de connaître de le temps de parcours au travers du détecteur des photons détectés Nous avons vu dans la section précédente que le nombre de photons détectés était obtenu grâce à la visibilité  $w_0$  enregistrée dans les cartes. Pour déterminer le temps de parcours correspondant, nous avons donc besoin de la forme de la distribution, obtenue grâce à la simulation complète et que nous allons à présent chercher à paramétriser. Les paramètres obtenus seront stockés dans les cartes de lumière.

La forme des distributions du temps de parcours des photons dépend fortement de la distance entre le PMT et le centre du voxel correspondant. La figure 5.3 présente une comparaison de différentes distributions du temps de parcours, normalisées au nombre de photons détectés, pour des distances entre le PMT et le centre du *voxel* allant d'environ 1 m à 6 m.



FIGURE 5.3 – Exemples de distributions du temps de parcours des photons normalisées au nombre de photons collectés, pour des distances PMT-voxel différentes.

#### **5.4.2.1** Temps de parcours minimal $t_0$

La première constatation que nous pouvons faire est de voir que le début de la distribution, que nous appelons  $t_0$ , se décale au fur et à mesure que la distance entre le PMT et le centre du *voxel* que nous appelons  $D_{vox,PMT}$  augmente. Le temps  $t_0$  correspondant au temps minimal de parcours des photons, c'est-à-dire au trajet le plus court pouvant être parcouru par les photons pour rejoindre le PMT en question. Ainsi, le décalage observé lorsque  $D_{vox,PMT}$  augmente est attendu puisque les photons mettent plus de temps à rejoindre le bas du détecteur lorsque le *voxel* en est éloigné. Il s'agit donc du premier paramètre retenu pour caractériser la distribution du temps de parcours, et du deuxième paramètre stocké dans les cartes. La figure 5.4 présente la dépendance de  $t_0$  à la distance entre le *voxel* et le PMT, pour l'ensemble des *voxels* (gauche) et pour les *voxels* contenus dans volume actif du détecteur uniquement (droite). Nous voyons que dans le cas des *voxels* se trouvant dans le volume actif, les  $t_0$  les plus faibles sont supprimés. Dans ce cas, les  $t_0$  sont comprise entre environ 4 ns et 100 ns.

#### 5.4.2.2 Distance D<sub>vox,PMT</sub> et PMT dits « aveugles »

La seconde constatation que nous pouvons faire à propos de la figure 5.3, et qu'en plus du retard dû à la propagation des photons, la forme de la distribution est également reliée à la distance entre le *voxel* et le PMT. Pour des courtes distances  $D_{vox,PMT}$ , les photons sont moins sujets à la diffusion



FIGURE 5.4 – Temps  $t_0$  de parcours minimal en fonction de la distance  $D_{vox,PMT}$  entre le voxel et le PMT en question, pour tous les voxels (gauche) et pour les voxels contenus dans le volume actif de ProtoDUNE-DP (droite).

Rayleigh et parviennent plus directement aux PMTs. Les distributions se rapprochent alors d'une forme exponentielle. À l'inverse, les distributions s'étalent au fur et à mesure que la distance  $D_{vox,PMT}$  augmente.

Comme la définition des *voxels* utilisée couvre un volume de  $6 \times 6 \times 7$  m<sup>3</sup>, les distances  $D_{vox,PMT}$  couvertes peuvent aller jusqu'à environ 11 m. La figure 5.5 présente une distribution des distances  $D_{vox,PMT}$  correspondant aux simulations. Dans le cas où nous nous concentrons sur les *voxels* contenus dans le volume actif du détecteur, ces distances sont comprises entre environ 1 m et 11 m. Nous allons devoir trouver une paramétrisation répondant à la nécessité de reproduire la majorité des distributions du temps de parcours des photons.

Nous avons vu précédemment sur la figure 5.2 que la visibilité pouvait descendre jusqu'à environ  $w_0 = 10^{-7}$  pour les *voxels* les plus éloignés des PMTs. Dans le cas de nos simulations, où le nombre de photons  $N_{\gamma}$  simulés au centre des *voxels* est de 10<sup>8</sup> photons, cela signifie que certaines distributions vont contenir moins de 10 événements. Il semble donc difficile d'ajuster une fonction sur ces distributions. Dans la suite de notre travail, nous avons considéré qu'il fallait au moins 50 événements ( $w_0 > 5 \times 10^{-7}$ ), dans la distribution pour que la statistique soit considérée comme suffisante. En dessous de cette limite, le PMT est considéré comme « aveugle » à ce *voxel*, et les différents paramètres correspondant à cette distribution seront considérés comme nuls. Cette coupure est montrée sur la figure 5.2 par une ligne rouge en dessous de laquelle les distributions ne seront pas prises en compte.

La fraction des distributions pour lesquelles  $N_{\gamma,PMT} < 50$  photons est visible en noir sur la figure 5.5. La figure 5.6 permet de l'étudier plus précisément. Elle montre la distribution des distances  $D_{vox,PMT}$ pour lesquelles  $N_{\gamma,PMT} < 50$  photons. Nous voyons qu'il s'agit de distributions où cette distance est supérieure à 5 m. Une double-structure est visible, avec un premier pic autour de 6 m et un second, plus important, autour de 8.5 m. Le premier pic correspond aux *voxels* en dehors du volume actif du détecteur, c'est-à-dire situés entre les PMTs et la cathode, dans les coins du détecteur et vus par des



FIGURE 5.5 – Distance  $D_{vox,PMT}$  correspondant aux distributions obtenues, pour tous les *voxels* (rouge), pour les *voxels* du volume actif du détecteur (bleu), et pour les distributions contenant moins de 50 événements (noir).

PMTs situés dans un coin opposé. Le second pic correspond aux *voxels* éloignés de plus de 6 m du PMT considéré. En tout, 2189 distributions sont concernées par cette coupure sur les 81492 distributions obtenues. Cela correspond à 2.7% des distributions. La figure 5.7 montre les coordonnées des *voxels* concernés. Nous voyons qu'il s'agit majoritairement de *voxels* situés sur les bords du détecteur et/ou en haut du volume actif.

Nous devons également vérifier que cette coupure n'induit pas de biais dans nos simulations. En effet, si cette coupure est trop haute, nous allons considérer comme aveugles des PMTs qui ne le sont pas et ainsi sous-estimer le nombre de photons collectés. Pour estimer rapidement la validité de cette coupure, nous reprenons le chiffre de  $5 \times 10^6$  photons, estimé précédemment et correspondant au nombre maximal de photons de scintillation pouvant être produits dans un *voxel*, dans le cas idéal où tous les électrons d'ionisation se recombinent avec le milieu. Une visibilité de  $w_0 > 5 \times 10^{-7}$  correspond alors à 2.5 photons collectés. Nous considérons que dans le cadre de nos premières études, ce nombre de 2.5 photons est négligeable par rapport au nombre de photons collectés provenant de *voxels* ayant des visibilités beaucoup plus élevées, et que cette coupure introduit un biais négligeable dans nos simulations. Comme nous en avons déjà discuté précédemment, ce ne sera pas le cas dans le cadre d'études sur la recherche d'événements de faible énergie, comme la détection de neutrinos issus de supernovas par exemple, pour lesquelles il pourra être nécessaire de produire de nouvelles cartes ayant un  $N_{\gamma}$  plus élevé, et donc une coupure plus faible sur la visibilité.

#### 5.4.2.3 Ajustement d'une distribution de Landau

Nous allons maintenant chercher à paramétriser les distributions contenant plus de 50 événements. Différentes fonctions d'ajustement ont été testées, et nous avons finalement choisi d'utiliser une distribution de Landau. Cette dernière utilise 3 paramètres : une norme N (qui ne sera pas utilisée), la MPV (*Most Probable Value*) correspondant au temps de parcours le plus probable, c'est-à-dire au



FIGURE 5.6 – Nombre de distributions contenant moins de 50 événements, en fonction de la distance  $D_{vox,PMT}$  correspondant à cette distribution, pour tous les *voxels* (rouge) et les *voxels* du volume actif du détecteur (bleu). La courbe rouge correspond à la courbe noire présentée sur la figure 5.5.



FIGURE 5.7 – Coordonnées des *voxels* pour lesquels les distributions contiennent moins de 50 événements. À gauche : coordonnées X et Y, la zone en rouge correspond à la zone où aucun *voxel* n'a été simulé pour des raisons de symétrie. À droite : coordonnées X et Z. Les zones blanches correspondent aux coordonnées pour lesquelles toutes les distributions contiennent plus de 50 événements, et sont donc prises en compte.

pic de la distribution, et la  $\sigma$  qui rend compte de l'étalement de la distribution. La figure 5.8 présente deux exemples d'ajustement ayant des  $\chi^2$ /DoF proches de 1, et la figure 5.9 présente deux exemples ayant des  $\chi^2$ /DoF plus grands. Nous observons sur ces différents exemples que l'ajustement se dégrade pour les *voxels* proches des PMTs.



FIGURE 5.8 – Ajustement d'une distribution de Landau sur les distributions du temps de parcours des photons, pour une distance  $D_{vox,PMT} = 3.8$  m (gauche) et  $D_{vox,PMT} = 4.0$  m (droite), ayant des  $\chi^2$ /DoF respectifs de 1.06 et de 1.50.



FIGURE 5.9 – Ajustement d'une distribution de Landau sur les distributions du temps de parcours des photons, pour une distance  $D_{vox,PMT} = 2.6$  m (gauche) et  $D_{vox,PMT} = 1.8$  m (droite), ayant des  $\chi^2$ /DoF respectifs de 6.1 et de 55.2.

La figure 5.10 (gauche) présente la distribution des  $\chi^2$ /DoF des ajustements, obtenus d'une part sur tous les *voxels*, et d'autre part sur les *voxels* contenus dans le volume actif de ProtoDUNE-DP uniquement. La forme de la distribution est la même dans les deux cas. Nous distinguons un pic principal autour de 1, ce qui signifie que notre ajustement est correct dans la plupart des cas, et que la distribution de Landau est adaptée à la plupart de nos distributions. Nous voyons également une seconde structure se dessiner à des  $\chi^2$ /DoF plus bas. Afin d'estimer la fraction de couples  $(\overrightarrow{r}_{voxel}, i_{\rm PMT})$  pour les quels la paramétrisation à l'aide d'une distribution de Landau n'est pas adaptée, nous allons estimer la fraction de distributions ayant un  $\chi^2$ /DoF supérieur à un certain seuil, en fonction de ce seuil sur le  $\chi^2$ /DoF. Ce seuil nous permet de différentier les « bons » ajustements des « mauvais » ajustements.

La figure 5.10 (droite) présente l'évolution de cette fraction en fonction du seuil choisi sur la valeur du  $\chi^2$ /DoF. Nous voyons que 60% des distributions ont un  $\chi^2$ /DoF  $\geq 1$  si nous regardons tous les *voxels* et 56% dans le cas des *voxels* du volume actif. Si nous fixons arbitrairement le seuil à  $\chi^2$ /DoF = 3 pour différencier les « bons » ajustements des « mauvais » ajustements, 17% des ajustements sont considérés comme « mauvais » (11% pour les *voxels* contenus dans le volume actif). Si nous montons ce seuil à  $\chi^2$ /DoF = 6, ce qui correspond à l'ajustement présenté en exemple sur la figure 5.9 (à gauche,  $\chi^2$ /DoF = 6.118), 11% des distributions ont un  $\chi^2$ /DoF supérieur au seuil (7% pour les *voxels* contenus dans le volume actif). Nous constatons également que les ajustements sont meilleurs si nous nous concentrons sur les *voxels* contenus dans le volume actif du détecteur.



FIGURE 5.10 –  $\chi^2$ /DoF de l'ajustement d'une distribution de Landau sur les simulations, pour tous les voxels (rouge) et pour les voxels se trouvant dans le volume actif (bleu). À gauche : distribution des  $\chi^2$ /DoF. À droite : fraction de distributions ayant un  $\chi^2$ /DoF supérieur à un seuil en fonction de la valeur de ce seuil.

La figure 5.11 présente la dépendance du  $\chi^2$ /DoF à la distance entre le *voxel* et le PMT. Nous voyons ici clairement que les grands  $\chi^2$ /DoF correspondent aux cas où la distance  $D_{vox,PMT}$  est courte. Il s'agit de distributions du temps de parcours piquées, pour lesquelles les photons sont moins sensibles au processus de diffusion Rayleigh, et que la distribution de Landau ne parvient pas à reproduire. La fraction d'ajustements ayant un  $\chi^2$ /DoF élevé diminue si nous ne regardons que les *voxels* contenus dans le volume actif. Des exemples de ces ajustements sont montrés sur la figure 5.9 (en particulier à droite).

Les ajustements ayant des  $\chi^2/\text{DoF} \ge 6$ , limite représentée par la ligne en pointillés rouges sur la figure 5.11, correspondent à des distances  $D_{vox,PMT}$  inférieures à 3 m environ. Les distributions du temps de parcours pour lesquelles  $D_{vox,PMT} < 3 m$  représentent environ 18% du nombre total de distributions du temps de parcours si tous les *voxels* sont pris en compte, et environ 10% si uniquement



FIGURE 5.11 –  $\chi^2$ /DoF de l'ajustement d'une distribution de Landau sur les simulations en fonction de la distance  $D_{vox,PMT}$ , pour tous les *voxels* (gauche) et pour les *voxels* se trouvant dans le volume actif de ProtoDUNE-DP. Les lignes en pointillés rouges sont placées à  $\chi^2$ /DoF = 6.

les voxels contenus dans le volume actif sont pris en compte (voir figure 5.5). Nous voyons également que la distribution des  $\chi^2$ /DoF se stabilise autour de 1 pour des distances  $D_{vox,PMT}$  entre 4 m et 6 m, puis descend vers des  $\chi^2$ /DoF plus faibles au-delà de 6 m.

L'épaulement visible sur la figure 5.10 (gauche) autour de  $\chi^2/\text{DoF} = 0.5$  correspond à la réduction du  $\chi^2/\text{DoF}$  visible sur la figure 5.11 pour des distances  $D_{vox,PMT} > 6$  m. Il s'agit de distributions contenant peu d'événements, ayant donc une visibilité faible, pour lesquelles les erreurs statistiques élevées mènent à un  $\chi^2/\text{DoF}$  inférieur à 1. La figure 5.12 présente l'évolution du  $\chi^2/\text{DoF}$  en fonction de la visibilité  $w_0$ , ce qui correspond à la dépendance du  $\chi^2/\text{DoF}$  au nombre d'événements dans les distributions issues des simulations. Afin d'étudier plus précisément cette dépendance pour des faibles  $\chi^2/\text{DoF}$ , cette figure se concentre sur des  $\chi^2/\text{DoF}$  inférieurs à 5. Nous voyons encore une fois ici qu'une partie des  $\chi^2/\text{DoF}$  élevés, correspondant à des visibilités supérieures à  $6 \times 10^{-4}$ , ne sont pas présents lorsqu'on ne regarde que les *voxels* contenus dans le volume actif. Nous voyons ensuite clairement une augmentation des  $\chi^2/\text{DoF}$  avec la visibilité pour des visibilités inférieures à  $10^{-5}$ , ce qui est cohérent avec l'hypothèse d'une très basse statistique menant à des  $\chi^2/\text{DoF}$  très faibles. La structure autour de  $\chi^2/\text{DoF} = 0.5$  correspond ainsi à des visibilités d'environ  $10^{-6}$ .

Ces différentes observations nous montrent que les distributions du temps de parcours peuvent être réparties en différentes populations, dans lesquelles l'ajustement d'une distribution de Landau n'a pas la même validité. En particulier, ce type de paramétrisation n'est pas adaptée aux cas où la distance  $D_{vox,PMT}$  est inférieure à 3 m, cas où la distribution est très piquée. Si tous les *voxels* sont pris en compte, 82% des distributions du temps de parcours ont une distance  $D_{vox,PMT}$  supérieures à 3 m. Ce pourcentage monte à 90% si nous ne prenons en compte que les *voxels* contenus dans le volume actif. Nous avons donc choisi de construire les cartes de ProtoDUNE-DP à partir de cette paramétrisation. Nous verrons cependant dans le chapitre 7 que pour les cartes du pré-prototype  $3 \times 1 \times 1$  m<sup>3</sup>, dans lequel les distances  $D_{vox,PMT}$  montent jusqu'à environ 4 m seulement, une autre paramétrisation a été choisie. Nous pouvons à présent extraire les paramètres des distributions de Landau pour achever la production des cartes.



FIGURE 5.12 –  $\chi^2$ /DoF de l'ajustement d'une distribution de Landau sur les simulations en fonction de la visibilité  $w_0$  du couple ( $\vec{r}_{voxel}, i_{PMT}$ ) en question, pour tous les *voxels* (gauche) et pour les *voxels* se trouvant dans le volume actif de ProtoDUNE-DP.

#### 5.4.2.4 Paramètres extraits de l'ajustement

Le paramètre  $t_0$  va permettre de déterminer le début de la distribution du temps de parcours des photons détectés, et les paramètres MPV et  $\sigma$  vont permettre d'en reconstruire la forme. L'amplitude de cette distribution sera déterminée grâce au paramètre  $w_0$ . Ces quatre paramètres sont stockés dans les cartes de lumière de ProtoDUNE-DP, pour chaque couple ( $\vec{r}_{voxel}, i_{PMT}$ ). Les dépendances de la MPV, c'est-à-dire du temps de parcours le plus probable, et du  $\sigma$ , c'est-à-dire l'étalement de la distribution du temps de parcours, à la distance  $D_{vox,PMT}$  sont présentées respectivement sur la figure 5.13 et la figure 5.14.

Nous voyons que dans les deux cas, la MPV et  $\sigma$  augmentent avec la distance, au fur et à mesure que le *voxel* s'éloigne du PMT et que la distribution du temps de parcours s'élargit sous l'effet de la diffusion Rayleigh. Nous voyons également apparaître à nouveau deux comportements distincts pour les *voxels* à l'intérieur et à l'extérieur du volume actif du détecteur.

Pour les voxels contenus dans le volume actif, la MPV est minimale pour les distances  $D_{vox,PMT}$  les plus faibles. Elle est alors de l'ordre de quelques nanosecondes, et est très proche du  $t_0$  de la distribution, puisque celle-ci est très piquée. La MPV augmente ensuite petit à petit pour atteindre 120 ns pour les distances  $D_{vox,PMT}$  les plus grandes. Le paramètre  $\sigma$  varie également de quelques nanosecondes pour les faibles distances à environ 30 ns pour les plus grandes.

#### 5.4.2.5 Reconstruction des distributions à l'aide des paramètres des cartes

Quatre paramètres sont finalement mémorisés dans les cartes de lumière. Ils doivent permettre de simuler la propagation des photons dans ProtoDUNE-DP, et donc permettre de reconstruire les distributions du temps de parcours à partir du nombre de photons de S1 et S2 générés et des coordonnées du point d'émission de ces photons. Il s'agit au final des quatre paramètres suivant :



FIGURE 5.13 – Temps de parcours le plus probable (MPV) extrait de l'ajustement d'une distribution de Landau sur les simulations, en fonction de  $D_{vox,PMT}$ , pour tous les voxels (gauche) et pour les voxels se trouvant dans le volume actif de ProtoDUNE-DP.



FIGURE 5.14 – Étalement de la distribution ( $\sigma$ ) extrait de l'ajustement d'une distribution de Landau sur les simulations, en fonction de  $D_{vox,PMT}$ , pour tous les voxels (gauche) et pour les voxels se trouvant dans le volume actif de ProtoDUNE-DP.

- La visibilité  $w_0$
- Le temps minimal de parcours  $t_0$
- Le temps de parcours le plus probable, c'est-à-dire la MPV de la distribution de Landau.
- L'étalement de la distribution, c'est-à-dire le paramètre  $\sigma$  de la distribution de Landau.

Lors de l'utilisation des cartes, le temps de parcours sera généré aléatoirement selon une distribution de Landau caractérisées par les paramètres  $w_0$ ,  $t_0$ , MPV et  $\sigma$  issus des cartes. Pour vérifier la validité de notre méthode, il est important de comparer les distributions reconstruites aux distributions initiales simulées avec *LightSim*.

Pour cela, nous nous plaçons dans le cas où  $N_{\gamma}$  photons de scintillation sont produits. Pour chaque couple  $(\overrightarrow{r}_{voxel}, i_{PMT})$ , nous définissons donc le nombre  $N_{\gamma,PMT}$ , correspondant au nombre de photons émis au point  $\overrightarrow{r}_{voxel}$  et détectés par le PMT  $i_{PMT}$ , de la manière suivante :

$$N_{\gamma,PMT} = w_0 \cdot N_\gamma \tag{5.4}$$

où  $w_0$  est la visibilité enregistrée dans les cartes pour le couple  $(\overrightarrow{r}_{voxel}, i_{PMT})$ . Nous définissons ensuite une distribution de Landau de norme 1, commençant à  $t_0$  et paramétrée avec la MPV et le  $\sigma$ mémorisés dans les cartes pour le couple  $(\overrightarrow{r}_{voxel}, i_{PMT})$ . La distribution finale du temps de parcours est construite en générant aléatoirement  $N_{\gamma,PMT}$  temps de parcours suivant la distribution de Landau définie précédemment.

La distribution finale est donc obtenue à partir des quatre paramètres uniquement, et du nombre initial de photons de scintillation produits. La figure 5.15 présente deux exemples de reconstruction. Le premier (gauche) est un cas où le  $\chi^2/DoF$  de l'ajustement est de 1.5 et la distance  $D_{vox,PMT}$  d'environ 4 m, il s'agit donc d'un cas où la distribution de Landau est bien adaptée aux distributions de temps de parcours. Le second cas (droite) est un cas où le  $\chi^2/DoF$  de l'ajustement est grand (environ 55) et la distance  $D_{vox,PMT}$  d'environ 1.8 m, il s'agit donc d'un cas où la distribution des temps de parcours est très piquée et où la distribution de Landau est moins adaptée.

#### 5.4.3 Interpolation des paramètres entre les centres des voxels

Une fois les cartes générées, elles peuvent être utilisées pour simuler le signal lumineux produit et détecté dans ProtoDUNE-DP. Cependant, la question du maillage des volumes d'argon liquide et gazeux va encore se poser. En effet, les valeurs mémorisées dans les cartes sont discontinues et correspondent au point du détecteur où les photons ont été générés, c'est-à-dire au centre des *voxels*. Or, ce point ne coïncide jamais, en pratique, avec le véritable point d'émission des photons. Lorsque les cartes sont utilisées, il est donc nécessaire d'interpoler les valeurs des cartes aux coordonnées de ce point d'émission des photons. Les résultats de cette interpolation peuvent également nous renseigner sur la validité de notre maillage et nous avertir s'il s'avère trop grossier.

Nous avons utilisé l'interpolation trilinéaire implémentée dans les librairies ROOT, qui suppose que l'évolution des paramètres entre les centres des *voxels* est linéaire. La méthode utilise les valeurs attribuées aux centres des *voxels* les plus proches du point d'interpolation. Il s'agit de huit points qui forment un cube autour du point d'interpolation. Un poids est attribué à chacune de ces huit valeurs, lié à la distance entre le point d'interpolation et le centre du *voxel* en question. En sommant ces valeurs pondérées, nous pouvons estimer la valeur prise par le paramètre au point d'émission voulu. La méthode est décrite dans la référence [188]. Comme elle nécessite l'existence de huit points



FIGURE 5.15 – Exemples de distributions issues du logiciel LightSim (noir) comparés aux reconstructions des distributions du temps de parcours (rouge) à l'aide d'une distribution de Landau et des paramètres des cartes de lumière, pour deux distances  $D_{vox,PMT}$  différentes : 4 m (gauche) et 1.8 m (droite).

adjacents, cette méthode ne peut pas être utilisée pour les points d'émission se trouvant dans les bords du détecteur. Dans ce cas, une extrapolation linéaire est utilisée. Les figures 5.16, 5.17 et 5.18 présentent des exemples d'interpolations pour les paramètres  $w_0$  et MPV.

La figure 5.16 montre l'interpolation de la visibilité  $w_0$  dans le plan (X,Y), pour des photons émis en Z=-1080 mm, c'est-à-dire à environ 2 m au-dessus de la cathode, et vus par le PMT11 situé en (X,Y)=(-1010,340) mm. La position du PMT, correspondant à la zone où la visibilité monte jusqu'à environ  $0.07 \times 10^{-3}$ , est clairement visible. Il s'agit de la zone du détecteur se trouvant directement au-dessus du PMT, à une distance où  $D_{vox,PMT} \approx 3$  m, et donc des voxels les plus proches du PMT. La figure 5.17 montre l'interpolation de la MPV correspondante, c'est-à-dire pour des photons émis aux mêmes points du détecteur et vus également par le PMT11. La zone située au-dessus du PMT correspond ici à une MPV minimale d'environ 30 ns, qui augmente progressivement jusqu'à environ 65 ns dans les bords du détecteur. Nous voyons sur ces deux exemples que le maillage du volume d'argon liquide est suffisamment fin pour permettre une bonne interpolation. Cependant, dans certains cas où l'interpolation a lieu dans les coins du détecteur où plusieurs valeurs adjacentes sont fixées à zéro (distributions où  $N_{\gamma,PMT} < 50$ ), certaines valeurs interpolées peuvent être négatives. Il convient donc de s'assurer du signe des valeurs interpolées lors de l'utilisation des cartes, et de les ramener à zéro si elles s'avèrent négatives.

La figure 5.18 montre l'interpolation de la visibilité  $w_0$  dans le plan (X,Z) pour des photons émis en Y=0 mm et vus par un PMT central. L'emplacement du PMT est clairement identifiable puisqu'il correspond aux *voxels* où la visibilité est la plus élevée (environ  $10^{-2}$ ), et nous voyons que la visibilité diminue au fur et à mesure que l'on se rapproche du haut du détecteur, pour atteindre environ  $10^{-6}$  dans les coins supérieurs du volume actif. Les emplacements de la cathode et de la grille de masse sont indiqués, et nous voyons clairement apparaître une déformation de la visibilité, due à ces deux éléments. Une étude plus précise de cet effet sera présentée dans le chapitre 6.



FIGURE 5.16 – Visibilité  $w_0$  (weight) mémorisée dans les cartes (gauche) et son interpolation (droite), pour des photons émis en différents (X,Y) et Z= -1080 mm et collectés par le PMT11 situé en  $(X_{PMT}, Y_{PMT}) = (-1020, 340)$  mm.



FIGURE 5.17 – MPV mémorisée dans les cartes (gauche) et son interpolation (droite), pour des photons émis en différents (X,Y) et Z= -1080 mm et collectés par le PMT11 situé en  $(X_{PMT}, Y_{PMT}) = (-1020, 340)$  mm.

#### 5.4.4 Possibilité de paramétrisation des cartes

Comme nous l'avons vu, la construction des cartes de lumière dans le cadre de ProtoDUNE-DP entraîne des simulations coûteuses en temps d'exécution et en ressources CPU, principalement du fait du grand volume d'argon liquide à couvrir. Des solutions moins coûteuses en temps pourraient donc être privilégiées dans le cadre des simulations du détecteur lointain de DUNE, puisque qu'il possédera un volume d'argon liquide encore plus conséquent.



FIGURE 5.18 – Visibilité  $w_0$  mémorisée dans les cartes (gauche) et son interpolation (droite), pour des photons émis en différents (X,Z) et Y=0 mm, et collectés par un PMT central (indiqué par la flèche noire). À gauche, les lignes en pointillés blancs indiquent les emplacements de la cathode et de la grille de masse (ground grid).

L'une de ces solutions pourrait être une paramétrisation des paramètres caractéristiques du temps de parcours et de la visibilité en fonction de la distance  $D_{vox,PMT}$ . En effet, nous avons constaté que la visibilité et les différents paramètres issus de l'ajustement de la distribution de Landau dépendaient fortement de  $D_{vox,PMT}$  (voir figures 5.2, 5.4, 5.13 et 5.14), laissant entrevoir la possibilité d'une paramétrisation. Cette solution est actuellement en cours d'étude au sein de ProtoDUNE-DP en vue d'en tester la validité pour DUNE.

## 5.5 Utilisation des cartes pour simuler le signal lumineux

Une fois les cartes produites, elles peuvent être utilisées au sein de n'importe quel logiciel simulant la trajectoire des particules incidentes dans le détecteur et le processus de scintillation. Nous allons maintenant détailler la méthode que nous avons utilisée pour obtenir les simulations complètes du signal lumineux produit dans ProtoDUNE-DP, et présenterons des exemples de résultats obtenus pour des muons de 5 GeV traversant le volume actif du détecteur, ainsi que pour des muons cosmiques. La simulation est effectuée à l'aide des cartes de lumière et d'un logiciel nommé « QScan » dédié à la simulation des trajectoires des particules incidentes dans le volume actif de ProtoDUNE-DP et à la collection de charge correspondante. La géométrie du détecteur implémentée dans QScan est moins détaillée que celle de *LightSim*, puisque seuls les éléments influençant la collection de charge sont implémentés.

Les trajectoires des particules incidentes sont découpées en « pas » (« *step* »). À partir de l'énergie déposée dans le *step*, le nombre de photons S1 et S2 émis est estimé grâce aux différents modèles décrit dans le chapitre 4, les coordonnées du *step* étant connues. Nous allons à présent utiliser les cartes pour en déduire le nombre de photons S1 et S2 collectés par les différents PMTs, ainsi que le temps de parcours associé à chaque photon. Les signaux S1 et S2 sont alors reconstruits en fonction du temps pour chaque particule indicente.

#### 5.5.1 Méthode générale

Le nombre de photons de scintillation S1 produits dans le *step* et le nombre d'électrons d'ionisation s'échappant vers le haut du détecteur sont notés respectivement  $N_{ph}$  et  $N_e$  (équations 4.19 et 4.20). Le centre du *step*, considéré comme le point d'émission des photons, est noté  $\overrightarrow{r}_s = (X_s, Y_s, Z_s)$ . Le nombre d'électrons parvenant à la grille d'extraction, et donc traversant l'argon gazeux, est noté  $N_{extr}$ (équation 4.25).

Les coordonnées du *step* sont utilisées pour extraire des cartes de lumière la visibilité, le temps  $t_0$ minimal, le temps de parcours le plus probable, et l'étalement  $\sigma$  de la distribution correspondant. Pour les photons S1, ces paramètres seront notés  $w_0$ ,  $t_0$ , MPV et  $\sigma$ , et sont extraits de la carte S1 pour chaque PMT, connaissant les coordonnées  $\overrightarrow{r}_s$ . Pour les photons S2, ces paramètres seront notés  $w_0^{S2}$ ,  $t_0^{S2}$ ,  $MPV^{S2}$  et  $\sigma^{S2}$ . Ils sont extraits de la carte S2 pour chaque PMT, connaissant les coordonnées  $(X_s, Y_s)$  du *step* ainsi que la coordonnée Z de la couche d'argon gazeux, notée  $Z_{GAr}$ . Nous considérons en première approximation que les électrons d'ionisation dérivent en ligne droite dans un champ uniforme. Les photons S2 sont donc émis dans le gaz à la verticale du point où l'ionisation a eu lieu. Dans les deux cas, les valeurs mémorisées dans les cartes sont interpolées aux coordonnées du *step* comme décrit dans la section 5.4.3.

Le nombre de photons S1 collectés par chaque PMT  $(N_{PMT})$  est généré aléatoirement d'après une distribution de Poisson, en utilisant la visibilité et le nombre de photons S1 produits. Le nombre de photons convertis en photo-électrons par la photo-cathode du PMT  $(N_{PE})$  est ensuite obtenu à partir d'une distribution de Poisson, en utilisant l'efficacité quantique du PMT, notée QE:

$$N_{PMT} = \text{Poisson}(w_0 \cdot N_{ph}) \tag{5.5}$$

$$N_{PE} = \text{Poisson}(QE \cdot N_{PMT}) \tag{5.6}$$

De la même manière, le nombre de photo-électrons induits par les photons S2 parvenant aux PMTs est calculé à partir de deux distributions de Poisson successives :

$$N_{PMT}^{S2} = \text{Poisson}(w_0^{S2} \cdot G_{EL} \cdot N_{extr})$$
(5.7)

$$N_{PE}^{S2} = \text{Poisson}(QE \cdot N_{PMT}^{S2}) \tag{5.8}$$

où  $G_{EL}$  est le gain d'électroluminescence défini dans le chapitre 4, qui correspond au nombre de photons S2 produits par un électron traversant l'argon gazeux (équation 4.27).

Nous calculons ensuite un temps de parcours pour chaque photon converti en photo-électron. Ce temps est généré aléatoirement suivant une distribution de Landau. Cette distribution est normalisée à 1 et commence à  $t_0$ . Elle est paramétrée à l'aide des paramètres MPV et  $\sigma$  extraits des cartes :

$$t_{travel} = \text{Landau}(1, MPV, \sigma) \tag{5.9}$$

$$t_{travel}^{S2} = \text{Landau}(1, MPV^{S2}, \sigma^{S2}) \tag{5.10}$$

Le processus d'absorption des photons dans l'argon liquide, décrit dans le chapitre 4, est ici paramétré exponentiellement, et se base sur le temps de parcours du photon dans l'argon. La probabilité pour que le photon soit absorbé est calculée suivant l'équation 4.29 en fonction du  $t_{travel}$  calculé précédemment, et est ensuite comparée à un nombre généré aléatoirement suivant une distribution uniforme pour déterminer si le photon est absorbé. Plus  $t_{travel}$  est grand, plus le photon a une probabilité élevée d'être absorbé au cours de sa trajectoire.

Pour les photons n'ayant pas été absorbés, et ayant donc mené à la production d'un photo-électron dans le PMT, nous calculons un « temps de collection » (« *hit time* »). Ce temps, noté  $t_{hit}$ , correspond

au délai entre l'entrée de la particule incidente dans le détecteur et la production du photo-électron dans le détecteur. Pour les photons S1, ce temps correspond à la somme de trois termes :

$$t_{hit} = t_{step} + t_{scint} + t_{travel} \tag{5.11}$$

où :

- $t_{step}$  correspond au délai entre l'entrée de la particule dans le détecteur et l'excitation/ionisation ayant mené à l'émission du photon de scintillation. Dans la simulation, ce temps correspond au délai entre la génération de la particule incidente et le *step* considéré.
- $t_{scint}$  correspond au délai entre l'excitation/ionisation et l'émission du photon de scintillation. Son calcul est décrit dans le chapitre 4.

Pour les photons S2, le temps de collection correspond à la somme de quatre termes :

$$t_{hit}^{S2} = t_{step} + t_{drift} + t_{scint}^{S2} + t_{travel}^{S2}$$
(5.12)

où :

- $t_{drift}$  correspond au temps de dérive des électrons, c'est-à-dire le délai entre l'ionisation initiale et l'extraction de l'électron vers le gaz. Il peut être donné par la simulation, si la dérive des électrons est prise en charge par le logiciel, où calculé (équation 4.26) à l'aide de la vitesse de dérive des électrons  $v_{drift}$  et de la distance entre le *step* et le gaz  $(D_{GAr} = Z^{GAr} - Z_s)$ .
- $t_{scint}^{S2}$  correspond au délai entre l'extraction de l'électron vers l'argon gazeux et l'émission du photon par électroluminescence. Son calcul est décrit dans le chapitre 4.

Ce temps de collection est utilisé pour simuler le signal induit dans le détecteur par les particules incidentes. Le résultat en sortie de *QScan* est le nombre de photo-électrons collectés dans chaque PMT, pour les photons émis dans l'argon liquide (S1) et gazeux (S2), en fonction du temps. Nous allons maintenant présenter des exemples de ces simulations.

#### 5.5.2 Exemples de simulation complète

Les résultats présentés dans cette section correspondent à la somme des signaux vus par les 36 PMTs, mais nous pouvons également étudier le signal collecté individuellement par chaque PMT. Nous verrons dans le chapitre 7 que c'est ce que nous avons fait dans le cas du pré-prototype  $3 \times 1 \times 1$  m<sup>3</sup>. La réponse de l'électronique des PMTs et de l'électronique d'acquisition n'est pas encore implémentée dans la simulation. Une première implémentation de cette réponse sera également décrite dans le chapitre 7. La configuration des PMTs utilisée dans ces simulations est la configuration « non-uniforme », décrite sur la figure 4.11 à droite.

Un certain nombre de paramètres ne sont pas inclus dans les cartes, ni dans le processus de scintillation dans l'argon liquide, et doivent donc être spécifiés directement dans QScan lorsque les cartes sont utilisées. Il s'agit de l'amplitude du champ électrique de dérive, de la longueur d'absorption dans l'argon liquide, de l'efficacité quantique des PMTs, de la vitesse de dérive des électrons, et du gain  $G_{EL}$ . Les paramètres choisis pour les simulations présentées dans cette section sont résumés dans le tableau 5.4. Seule la lumière produite dans le volume actif du détecteur est simulée. Rappelons ici que l'acceptance angulaire du PMT, c'est-à-dire la probabilité pour que le photon soit détecté en fonction de son point d'arrivée sur la photo-cathode, est déjà prise en compte dans les cartes de lumière.

Paramètre	Notation	Valeur implémentée
Longueur d'absorption	$L_{Abs}$	30 m
Efficacité quantique	QE	0.20
Champ électrique de dérive	$E_{drift}$	0.5  kV/cm
Vitesse de dérive des électrons	$v_{drift}$	$1.58 \text{ mm}/\mu \text{s}.$
Gain d'électroluminescence	$G_{EL}$	300 photons / électrons

TABLE 5.4 – Paramètres relatifs à la simulation du signal lumineux implémentés dans QScan.

#### 5.5.2.1 Muons de 5 GeV traversant ProtoDUNE-DP

Dans cette section, nous présentons des résultats de simulations pour des muons mono-énergétiques de 5 GeV, générés suivant différentes directions présentées sur la figure 5.19. Certaines simulations correspondent à des muons se propageant horizontalement, suivant une direction proche de celle du faisceau H2-VLE de ProtoDUNE-DP qui entrera par l'une des arêtes du détecteur. Les deux autres directions simulées, diagonale et verticale, où les muons entrent dans le détecteur par le haut, sont proches des trajectoires des muons cosmiques. Pour chacune de ces trois directions, nous avons généré 100 muons de 5 GeV. Les résultats présentés dans cette section correspondent au signal moyenné sur ces 100 événements. Les muons entrent dans le détecteur à t = 0 ns.



FIGURE 5.19 – Schéma des directions verticales (bleu), diagonales (rouge) et horizontales (vert) des muons simulés. Le centre du volume actif est représenté par un cercle plein noir. Les points d'entrée et de sortie des muons sont représentés par des cercles pleins de la couleur correspondante.

Le signal lumineux total est composé de deux contributions, provenant des signaux S1 et S2. La première contribution est un signal rapide (« prompt signal »), constitué des photons S1 produits dans l'argon liquide et atteignant les PMTs quelques nanosecondes après l'entrée de la particule dans le volume actif du détecteur. Ces photons sont à l'origine du pic proche de t = 0 ns. La figure 5.20 montre le signal S1 induit par des muons diagonaux, sur lequel nous voyons clairement le pic S1 à environ t = 50 ns. Ce pic peut être utilisé pour déclencher l'acquisition des données dans le cas où le système de déclenchement n'est pas basé sur la fenêtre du faisceau, ou dans le cas où nous voulons étudier les muons cosmiques. La double-exponentielle provenant des deux désexcitations de l'excimère d'argon est également visible. Elle provient des composantes « rapides » et « lentes » du signal qui ont des temps caractéristiques respectifs de 6 ns et 1600 ns (voir chapitre 4).



FIGURE 5.20 – Signal lumineux moyen produit dans l'argon liquide (S1) par un muon de 5 GeV diagonal (signal moyenné sur 100 événements). Le muon entre dans le volume actif par l'un des coins supérieurs et sort par le coin inférieur opposé. Il parcourt  $6\sqrt{3} = 10.4$  m dans l'argon liquide.

La seconde contribution est constituée des photons S2 produits dans l'argon gazeux. Il s'agit d'un signal retardé (« delayed signal »). Le délai entre les deux contributions est dû au temps de dérive des électrons d'ionisation et est donc relié à la vitesse de dérive des électrons dans le champ électrique et à la distance entre la couche d'argon gazeux et le point d'entrée de la particule incidente dans le volume actif du détecteur. La figure 5.21 montre le signal lumineux moyen induit par un muon horizontal traversant le détecteur. Ce délai est clairement visible sur cette figure. En effet, un premier pic est visible à t = 0 ns, correspondant au signal S1. Un deuxième pic est visible autour de  $t_{GAr} = 1900 \ \mu$ s, correspondant au signal S2. La forme très piquée de ce signal vient du fait que, dans l'exemple choisi, tous les électrons d'ionisation sont produits à la même hauteur dans l'argon liquide, puisque les muons se propagent horizontalement. Tous les photons S2 ont alors le même temps de dérive. Pour une vitesse de dérive des électrons de 1.58 mm/ $\mu$ s, ce délai correspond à une distance de dérive de 3 m, ce qui est compatible avec l'entrée des muons à mi-hauteur du volume actif de détecteur.

Les figures 5.22 et 5.23 montrent le signal lumineux simulé pour des muons respectivement diagonaux et verticaux, entrant dans le détecteur par le haut. Nous voyons que dans ces deux cas, il n'y a pas de délai entre les signaux S1 et S2 puisque les muons entrent dans le détecteur au niveau de l'argon gazeux. Les premiers électrons d'ionisation n'ont donc presque pas à dériver pour atteindre la surface du liquide. En revanche, si nous voyons que le pic S1 est similaire dans les deux cas, nous voyons que le signal S2 est beaucoup plus étalé que dans le cas des muons horizontaux, puisque les électrons d'ionisations sont expulsés tout au long de la trajectoire des muons. Le signal s'annule autour de 3.8  $\mu$ s, ce qui correspond à une distance de dérive d'environ 6 m, c'est-à-dire à la distance de dérive maximale parcourue par les électrons d'ionisation lorsqu'ils sont produits en bas du détecteur.



FIGURE 5.21 – Signal lumineux moyen produit par un muon de 5 GeV horizontal (signal moyenné sur 100 événements). Le muon entre en Z=0 mm par une arête et sort par l'arête opposée. Il parcourt  $6\sqrt{2} = 8.5$  m dans l'argon liquide.



FIGURE 5.22 – Signal lumineux moyen produit par un muon de 5 GeV diagonal (signal moyenné sur 100 événements). Le muon entre dans le volume actif par l'un des coins supérieurs et sort par le coin inférieur opposé. Il parcourt  $6\sqrt{3} = 10.4$  m dans l'argon liquide. La figure 5.20 présente une vue détaillée du pic S1 avec une largeur de classes (*binning*) plus fine.



FIGURE 5.23 – Signal lumineux moyen produit par un muon de 5 GeV vertical (signal moyenné sur 100 événements). Le muon entre dans le volume actif par le centre de face supérieure du volume actif, en (X,Y)=(0,0) mm, et sort par la face inférieure. Il parcourt 6 m dans l'argon liquide.

#### 5.5.2.2 Muons cosmiques traversant ProtoDUNE-DP

L'un des principaux signaux attendus dans ProtoDUNE-DP seront les signaux S1 et S2 induits par des muons cosmiques traversant le détecteur. En absence de faisceau, ils constitueront la principale source de signal à étudier. En présence du faisceau, le signal dû aux muons cosmiques constituera un bruit de fond qu'il faudra rejeter. La simulation préalable de ce signal est donc primordiale pour développer des algorithmes d'identification et de réjection des muons cosmiques. Environ 100 muons cosmiques par événements, c'est-à-dire dans une fenêtre de 8 ms, sont attendus dans ce cas, ce qui risque de totalement noyer le signal provenant du faisceau.

Un exemple de la simulation du signal induit par les muons cosmiques dans une fenêtre de temps de (-4 ms, +4 ms) autour de la fenêtre du faisceau fixée à  $t = 0 \mu \text{s}$  est montré sur la figure 5.24. Le signal S2 étant décalé par rapport au signal S1, nous générons les photons dans une fenêtre de temps étendue de (-8 ms, +4 ms) pour laisser le temps aux électrons d'ionisation des premiers muons de dériver jusqu'en haut du détecteur. Le flux et les caractéristiques des muons cosmiques sont simulés à l'aide du générateur CRY (*Cosmic RaY* [189]).

Les pics représentés en rouges correspondent aux signaux rapides S1, produits dans l'argon liquide, que nous voulons étudier pour déclencher l'acquisition des données (dans le cas de l'étude des muons cosmiques) ou pour identifier et rejeter les muons cosmiques (dans le cas de l'étude du faisceau). Nous voyons sur la figure 5.24 que, du fait du taux élevé de muons cosmiques traversant le détecteur, le signal S2 constitue un fond lumineux constant qui va représenter un bruit de fond pour les algorithmes d'identification des pics S1. Le niveau de ce bruit de fond étant intrinsèquement lié au gain d'électroluminescence  $G_{EL}$ , nous comprenons d'autant plus que l'estimation la plus précise possible de ce gain est actuellement un point crucial pour l'amélioration des simulations.



FIGURE 5.24 – Signal lumineux induit par les muons cosmiques traversant le volume actif de ProtoDUNE-DP, collecté dans une fenêtre de temps de (-4 ms, +4 ms). Le signal lumineux total (bleu) ainsi que la contribution des photons S1 produits dans le liquide (rouge) sont représentés.

Nous avons donc développé une simulation du signal lumineux produit dans ProtoDUNE-DP, en prenant en compte la géométrie précise du détecteur, les différents mécanismes de production des photons, ainsi que les différents processus affectant leur propagation dans l'argon liquide. Au cours de la génération de ces cartes, nous avons pu nous rendre compte de la complexité des trajectoires des photons de scintillation dans l'argon liquide, complexité due en grande partie à la faible longueur d'onde de ces photons et à la courte longueur de diffusion Rayleigh qui en découle. Nous avons notamment pu voir que, du fait de cette propagation, le nombre de photons détectés par les PMTs est très faible par rapport au nombre de photons de scintillation produits dans ProtoDUNE-DP.

Dans le chapitre suivant, nous allons poursuivre l'étude de la propagation des photons de scintillation, des particularités de celle-ci, et de ses conséquences sur la collection de lumière. Nous étudierons l'impact des différents processus affectant la propagation des photons. En particulier, nous poursuivrons l'étude de l'effet de la diffusion Rayleigh sur la collection de lumière, dont nous avons déjà pu entrevoir le rôle majeur à travers la construction des cartes de lumière. Nous verrons également, à travers différentes études, que ces processus vont contribuer à renforcer l'atténuation du signal due à la présence d'éléments en acier inoxydable au-dessus des PMTs. Une estimation de cette atténuation, pour différentes designs et différentes longueurs de diffusion Rayleigh sera présentée.

# Étude de la propagation de la lumière dans ProtoDUNE-DP

Dans ce chapitre, nous allons étudier l'impact des différents paramètres de propagation et des éléments du détecteur sur la propagation des photons et la collection de lumière à l'aide des simulations décrites dans les chapitres précédents. La complexité des trajectoires des photons, dont la figure 6.1 montre des exemples, ainsi que la faible quantité de photons atteignant les PMTs, vont constituer des contraintes majeures pour l'expérience.

Cette réduction du nombre de photons, que nous avons pu constater lors de l'élaboration des cartes de lumière, n'est pas en accord avec les estimations initiales basées uniquement sur l'acceptance géométrique du détecteur. Nous avons donc conduit différentes études, présentées dans ce chapitre, mettant en évidence la complexité des effets des différents processus optique étudiés sur les trajectoires des photons. Ces études sont, dans la plupart des cas, réalisées en comparant les nombres de photons collectés par les PMTs pour des photons générés en un même point du détecteur, pour différents designs et différents paramètres de propagation.



FIGURE 6.1 – Visualisation des trajectoires de photons produits au centre de ProtoDUNE-DP.

L'un des effets les plus importants à quantifier est l'écrantage dû aux différents éléments du détecteur se trouvant au-dessus des PMTs. Nous commencerons donc, dans la section 6.1, par estimer l'impact de l'absorption des photons par l'acier inoxydable composant la cathode, son support, et la grille de masse. Nous continuerons nos études en estimant l'effet du processus de diffusion Rayleigh sur cet écrantage dans la section 6.2. Nous discuterons ensuite dans la section 6.3 l'impact de l'absorption des photons par les impuretés de l'argon liquide sur la collection de lumière. Enfin, nous terminerons ce chapitre par la présentation dans la section 6.4 de la comparaison de la quantité de photons collectés pour deux configurations de PMTs différentes, dont nous avons déjà parlé dans le chapitre 4.

# 6.1 Absorption des photons par les éléments du détecteur

Dans cette section, nous allons nous intéresser à l'impact de l'absorption des photons par les éléments du détecteur en acier inoxydable, placés au-dessus des PMTs, sur la collection de lumière. En particulier, cette absorption est de 100% pour les photons de scintillation, ce qui va considérablement réduire le nombre de photons parvenant jusqu'aux PMTs. Nous allons ici essayer de quantifier cet effet. Les résultats présentés dans cette section correspondent au cas où les PMTs sont espacés uniformément de 65 cm, c'est-à-dire la configuration présentée sur la figure 4.11, à droite. Des résultats similaires sont obtenus dans le cas de la seconde configuration (figure 4.11, gauche). L'effet de l'absorption dans l'argon liquide lui-même sera étudié dans la section 6.3, cette absorption n'est donc pas prise en compte dans les résultats présentés dans cette section ( $L_{Abs} = \infty$ ).

En pratique, les effets des différents processus intervenant dans la propagation des photons sont difficiles à dé-corréler. En particulier, les effets de la diffusion Rayleigh et de l'absorption des photons par les composants du détecteur sont liés : une longueur de diffusion courte augmente la distance parcourue par le photon pour rejoindre un PMT, ce qui augmente sa probabilité de toucher l'un des éléments du détecteur. Nous allons ici nous intéresser à la quantité de photons perdus par absorption sur la cathode, son support, et la grille de masse. L'effet de la diffusion Rayleigh sur cette perte sera présenté dans la section 6.2. L'effet de la *field cage* sur la collection de photons n'a pas été étudié.

#### 6.1.1 Absorption par la cathode, son support, et la grille de masse

Pour étudier l'impact de la cathode, de son support, et de la grille de masse sur la collection de lumière, nous générons des photons en plusieurs points du détecteur. Les points d'émission sont choisis de telle sorte qu'ils couvrent tout le volume actif du détecteur. Pour chaque point d'émission, nous allons comparer le nombre de photons détectés en présence et en l'absence de ces différents éléments.

Pour cette étude, nous allons définir quatre probabilités,  $P_0$  et  $P_{\text{Cath}}$ ,  $P_{\text{Cath+Supp}}$  et  $P_{\text{CGG}}$ , représentant respectivement la probabilité pour un photon d'atteindre l'un des 36 PMTs en présence :

- D'aucun des trois éléments.
- De la cathode uniquement.
- De la cathode et de son support.
- De la cathode, de son support, et de la grille de masse.

La diminution du nombre de photons collectés est quantifiée grâce à l'atténuation du signal lumineux. Cette atténuation est définie pour chacun des trois éléments du détecteur, ainsi que pour l'ensemble de la cathode et de son support, de la manière suivante :

$$A_{\rm Cathode} = 1 - \frac{P_{\rm Cath}}{P_0} \tag{6.1}$$

$$A_{\text{Support}} = 1 - \frac{P_{\text{Cath}+\text{Supp}}}{P_{\text{Cath}}}$$
(6.2)

$$A_{\rm Grille} = 1 - \frac{P_{\rm CGG}}{P_{\rm Cath+Supp}} \tag{6.3}$$

$$A_{\text{Cath+Supp}} = 1 - \frac{P_{\text{Cath+Supp}}}{P_0}$$
(6.4)

L'atténuation globale due à l'absorption des photons par l'acier inoxydable composant la cathode, son support et la grille, est définie pour chaque point d'émission des photons de la même manière que les atténuations précédentes :

$$A_{\rm CGG} = 1 - \frac{P_{\rm CGG}}{P_0} \tag{6.5}$$

#### 6.1.1.1 Impact de la cathode et de son support

La figure 6.2 présente l'évolution de la probabilité pour les photons d'atteindre les PMTs lorsque l'on rajoute successivement la cathode ( $P_{\text{Cath}}$ ) et son support ( $P_{\text{Cath+Supp}}$ ), pour différents points d'émission des photons dans le détecteur. En particulier, nous pouvons voir l'évolution de cette probabilité lorsque le point d'émission se rapproche des parois de la *field cage* (gauche), et lorsqu'il s'éloigne de la cathode (droite). Nous voyons, comme attendu, que les différents éléments ne semblent pas modifier le comportement général de cette évolution, mais uniquement le nombre de photons collectés qui diminue clairement au fur et à mesure de l'implémentation.



FIGURE 6.2 – Impact de la cathode et de son support sur la collection de lumière, pour des photons produits en (Y,Z)=(0,-1955) mm et différentes valeurs de X (gauche) et pour des photons produits en (X,Y)=0 et différentes distances de la cathode (droite). Les courbes noires correspondent au cas où ni la cathode ni son support ne sont implémentés dans *LightSim* ( $P_0$ ), les courbes bleues et rouges correspondent à l'implémentation successive de la cathode ( $P_{Cath}$ ) et de son support ( $P_{Cath+Supp}$ ).

La figure 6.3 présente les distributions des atténuations  $A_{\text{Cathode}}$ ,  $A_{\text{Support}}$  et  $A_{\text{Cath+Supp}}$  définies respectivement par les équations 6.1, 6.2, et 6.4. Les atténuations moyennes dues à la cathode et à son support sont extraites de ces distributions et sont résumées dans le tableau 6.1. L'atténuation moyenne due à l'absorption par les tubes composant la cathode en elle-même est d'environ  $\overline{A_{\text{Cathode}}} = 35\%$ , et celle due à la structure soutenant ces tubes est d'environ  $\overline{A_{\text{Support}}} = 38\%$ , nous voyons donc qu'elles sont comparables. La combinaison de ces deux éléments mène un une atténuation globale de  $\overline{A_{\text{Cath+Supp}}} = 60\%$  des photons se propageant dans le détecteur. Nous voyons ici que cela représente une fraction non négligeable de photons, ce qui peut expliquer en partie les visibilités très basses observées dans le chapitre 5 lors de la construction des cartes de lumière.



FIGURE 6.3 – Distributions des atténuations  $A_{\text{Cathode}}$  (bleu),  $A_{\text{Support}}$  (rouge) et  $A_{\text{Cath+Supp}}$  (noir) pour des photons émis dans le volume actif du détecteur. Les atténuations moyennes extraites de ces distributions sont résumées dans le tableau 6.1.

Élément du détecteur	Atténuation m	hoyenne ( $\pm$ RMS)
Cathode	$\overline{A_{\mathrm{Cathode}}}$	$0.35\pm0.06$
Support	$\overline{A_{\mathrm{Support}}}$	$0.38\pm0.07$
Cathode + Support	$\overline{A_{\mathrm{Cath+Supp}}}$	$0.60\pm0.05$

TABLE 6.1 – Atténuations moyennes du signal lumineux dues à la cathode et à son support pour des photons émis dans le volume actif du détecteur. Les valeurs moyennes et leurs écarts-types sont extraits des distributions présentées sur la figure 6.3.

#### 6.1.1.2 Impact de la grille de masse

Le même travail est effectué concernant l'impact de la grille de masse, placée juste au-dessus des PMTs, sur la collection de lumière. Pour cette étude, nous avons étendu le volume couvert par les points d'émission jusqu'au PMTs, c'est-à-dire sous la cathode. La distribution de l'atténuation due à la grille de masse, définie par l'équation 6.3, est présentée sur la figure 6.4 pour des photons produits dans tout le volume (rouge) et pour des photons émis dans le volume actif du détecteur uniquement (bleu). L'atténuation moyenne est de  $0.24 \pm 0.09$  si tout le volume est considéré, et de  $0.22 \pm 0.06$  si le volume actif uniquement est pris en compte. Cette atténuation est donc plus faible que celle due à la cathode et à son support, ce qui est attendu puisque les fils la composant sont beaucoup plus fins que les tubes composant la cathode. Nous constatons également que l'atténuation moyenne est légèrement plus faible dans le volume actif, situé 1 m au-dessus de la grille de masse, ce qui signifie que l'atténuation est légèrement plus forte pour les photons produits près de la grille.



FIGURE 6.4 – Distribution de l'atténuation  $A_{\text{Grille}}$  pour des photons émis dans tout le volume (rouge) et dans le volume actif du détecteur uniquement (bleu).

#### 6.1.1.3 Impact de l'ensemble de la cathode, son support, et la grille de masse

Nous pouvons à présent estimer l'atténuation globale  $A_{\rm CGG}$  du signal lumineux due à l'ensemble de la cathode, son support et la grille de masse, définie par l'équation 6.5. Comme pour la grille de masse, nous avons étendu le volume couvert par les points d'émission au volume d'argon liquide se trouvant sous la cathode.

La figure 6.5 présente la distribution de  $A_{\rm CGG}$  pour tous les *voxels* (rouge) et pour les *voxels* contenus dans le volume actif du détecteur (bleu). L'atténuation moyenne, combinaison des atténuations dues à la cathode, à son support, à la grille de masse, est de  $0.66 \pm 0.09$  si tous les *voxels* sont considérés. Il est important de noter que dans ce cas, une partie des *voxels* est située sous la cathode, et n'est donc pas affectée par la cathode et son support. Si nous ne considérons que les *voxels* affectés par les trois éléments, c'est-à-dire les *voxels* se situant dans le volume actif uniquement, cette atténuation moyenne monte à  $0.69 \pm 0.02$ . Le tableau 6.2 présente un résumé des atténuations moyennes calculées dans cette section, pour des photons produits dans le volume actif de ProtoDUNE-DP.

Nous obtenons donc, au final, une atténuation globale, due à l'installation de la cathode, de son support, et de la grille de masse, de 69% du signal lumineux. Cette atténuation peut sembler élevée, mais il est important ici de rappeler que l'absorption des photons de scintillation par l'acier inoxydable est de 100% : chaque photon touchant l'un de ces éléments au cours de sa propagation est absorbé. Nous allons à présent voir, à travers une étude complémentaire sur les photons ré-émis dans le visible par le TPB, pour lesquels cette absorption est estimée à environ 50%, que l'absorption totale des photons VUV explique en partie cette atténuation élevée.



FIGURE 6.5 – Distribution de  $A_{\rm CGG}$  pour des photons émis dans tout le volume (rouge) et dans le volume actif du détecteur uniquement (bleu). La structure visible en rouge en-dessous de  $A_{\rm CGG} = 0.6$  correspond aux *voxels* situés en-dessous de la cathode.

Élément du détecteur	Atténuation moyenne
Cathode	$\overline{A_{ ext{Cathode}}}$ 35%
Support	$\overline{A_{\text{Support}}}$ 38%
Grille de masse	$\overline{A_{\text{Grille}}}$ 22%
Cathode + Support + Grille de masse	$\overline{A_{\mathrm{CGG}}}$ 69%

TABLE 6.2 – Résumé des atténuations moyennes dues aux différents éléments en acier inoxydable placés en bas de ProtoDUNE-DP, pour des photons émis dans le volume actif du détecteur.

# 6.1.2 Design alternatif et photons ré-émis par le TPB

Dans le design final du détecteur, où le TPB est placé directement sur la fenêtre des PMTs, le coefficient d'absorption des photons de 435 nm par l'acier inoxydable n'a donc pas d'impact fort sur la collection de lumière, puisque la totalité de la propagation des photons, depuis leur émission jusqu'au PMTs, s'effectue à une longueur de 128 nm. Nous avons cependant pu observer son impact lors d'études réalisées avec un design alternatif du détecteur, dont un schéma est présenté sur la figure 6.6, où le TPB était déposé par évaporation sur une cathode transparente [170]. La cathode était alors formée d'une plaque de Plexiglas (PMMA) dont les deux faces étaient recouvertes d'un matériau conducteur (de l'ITO, oxyde d'indium dopé à l'étain<sup>1</sup>) maintenu à la haute-tension voulue. Les photons se propageant entre la cathode et les PMTs, et traversant donc le support de la cathode et la grille de masse, étaient alors des photons visibles.

 $<sup>^1 {\</sup>rm Indium}$  Tin Oxyde



FIGURE 6.6 – Schéma du design alternatif de la cathode de ProtoDUNE-DP et de l'emplacement du TPB, non retenu pour le design final du détecteur.

Dans ce cas, la connaissance du coefficient d'absorption des photons visibles est importante. Or, ce coefficient est en pratique difficile à évaluer, puisqu'il dépend fortement de l'état de la surface de l'acier inoxydable et de son usinage. Nous avons donc évalué l'impact du support de la cathode sur la propagation des photons de 435 nm, dans le cadre de ce design alternatif, pour différents coefficients d'absorption allant de 0% à 100%.

La figure 6.7 présente l'évolution de la probabilité pour les photons d'atteindre les PMTs lorsque le support de la cathode n'est pas implémenté (rouge), et en présence du support pour des coefficients d'absorption allant de 0% (réflexion totale) à 100% (absorption totale), dans le cadre de ce design alternatif et pour différents points d'émission des photons dans le détecteur. Nous pouvons ainsi voir que si des coefficients d'absorption élevés (75% et 100%) diminuent le nombre de photons collectés par les PMTs, des coefficients plus faibles permettent au contraire d'augmenter ce nombre par rapport au cas où le support de la cathode n'est pas installé.



FIGURE 6.7 – Impact du support de la cathode sur la collection de lumière, dans le cadre d'un design alternatif de ProtoDUNE-DP, pour plusieurs coefficients d'absorption des photons visibles par l'acier inoxydable. Évolution de la probabilité d'être collectés par l'un des PMTs pour des photons produits en (Y,Z)=(0,-1955) mm et différentes valeurs de X (gauche) et pour des photons produits en (X,Y)=0 mm et différentes distances de la cathode (droite). La courbe rouge représente cette évolution si le support de la cathode n'est pas implémenté dans *LightSim*.

Nous voyons que nous ne pouvons pas, ici, parler uniquement d'atténuation du signal, puisque dans certains cas le signal obtenu après implémentation du support est supérieur à celui obtenu avant cette implémentation. Dans le cas de coefficients d'absorption égaux ou inférieurs à 50%, donc lorsque plus de la moitié des photons visibles touchant le support de la cathode sont réfléchis, la présence du support permet de ramener vers les PMTs un certain nombre de photons. Nous allons donc quantifier cet effet à travers le rapport suivant :

$$\frac{N_{\rm Support}}{N_{\rm NoSupport}} = 1 - A_{\rm Support} \tag{6.6}$$

où  $A_{\text{Support}}$  est défini par l'équation 6.2. Ce rapport est calculé pour chaque point d'émission dans le détecteur et chaque coefficient d'absorption étudié. La figure 6.8 présente les distributions de ce rapport, obtenues pour des coefficients d'absorption de 0%, 25%, 50%, 75% et 100%. Nous voyons clairement pour des coefficients d'absorption  $\leq 50\%$ , ce rapport est supérieur à 1, ce qui signifie que la quantité de photons collectés augmente, et peut aller jusqu'à environ 2.2 dans le cas où tous les photons sont totalement réfléchis (coefficient d'absorption de 0%). Nous voyons également que la largeur des distributions augmente avec la diminution du coefficient. L'absorption par le support, au-delà d'un coefficient d'absorption de 50%, est donc en grande partie responsable de l'atténuation élevée du signal lumineux.



FIGURE 6.8 – Distribution du rapport  $N_{\text{Support}}/N_{\text{NoSupport}}$  pour des coefficients d'absorption des photons visibles allant de 0% à 100%, dans le cadre d'un design alternatif de ProtoDUNE-DP. La ligne verticale rouge est placée à  $N_{\text{Support}}/N_{\text{NoSupport}} = 1$ .

Si nous voulons rapprocher ces résultats des atténuations calculées dans le cadre du design final de ProtoDUNE-DP, nous devons comparer les atténuations obtenues dans les cas où les photons se propageant à travers le support de la cathode ont un coefficient d'absorption de 100% par l'acier inoxydable. Nous devons donc comparer l'atténuation  $\overline{A_{\text{Support}}} = 0.38 \pm 0.07$  correspondant au design définitif, et rappelée dans le tableau 6.1, à l'atténuation obtenue pour un coefficient d'absorption des photons VUV et visibles de 100% dans la cas du design alternatif.

Le rapport  $N_{\text{Support}}/N_{\text{NoSupport}}$  alors obtenu dans le cadre du design alternatif, est de  $0.70 \pm 0.10$ . Il s'agit de la moyenne de la distribution correspondante présentée sur la figure 6.8, et de son écart-type. Ce rapport correspond à une atténuation de  $\left(\overline{A_{\text{Support}}}\right)_{\text{Vis}} = 0.30 \pm 0.10$ , d'après l'équation 6.6.

Nous voyons donc que l'atténuation du signal lumineux due au support de la cathode se situe entre 31% et 45% lorsque les photons le traversant ont une longueur d'onde de 128 nm, contre une atténuation entre 20% et 40% lorsqu'ils ont une longueur d'onde de 435 nm. D'autres effets doivent donc entrer en jeu dans la propagation des photons, effets qui maximisent la probabilité de toucher les composants du détecteur dans le cas des photons VUV.

# 6.2 Impact de la diffusion Rayleigh sur la propagation des photons

L'un des aspects les plus importants de la propagation des photons de scintillation dans l'argon liquide est leur courte longueur de diffusion Rayleigh, qui modifie profondément leurs trajectoires. Nous utilisons une longueur de diffusion Rayleigh  $L_{Ray} = 55$  cm [178] pour les photons VUV et  $L_{Ray} = 350$  cm [173] pour les photons visibles (voir chapitre 4). Dans le cas des photons de scintillation, et pour une telle valeur de la longueur de diffusion Rayleigh, les trajectoires des photons se rapprochent d'une marche aléatoire. La perte de photons dans le liquide est donc difficile à estimer, puisque nous ne pouvons pas simplement estimer cet écrantage à travers un calcul de la surface couverte pas les différents éléments du détecteur.

En effet, la complexité des trajectoires maximise la probabilité pour un photon de toucher l'un des composants du détecteur, augmentant ainsi l'impact de l'absorption des photons par ces composants sur la collection de lumière. D'autre part, l'augmentation de la distance parcourue par les photons dans l'argon liquide renforce la probabilité d'être absorbés par les impuretés du liquide, tant que la longueur d'absorption  $L_{Abs}$  reste grande devant  $L_{Ray}$ . Dans le cas inverse  $(L_{Abs} \ll L_{Ray})$ , la majorité des photons est absorbée avant qu'ils n'aient pu diffuser sur les atomes d'argon. L'effet de la diffusion Rayleigh est donc difficile à estimer et à séparer des effets des autres processus, puisque qu'il les renforce en augmentant la complexité et la longueur des trajectoires. Dans cette étude, l'absorption des photons dans l'argon n'est pas prise en compte dans cette section  $(L_{Abs} = \infty)$ . L'impact de cette absorption sera étudié dans la section 6.3.

#### 6.2.1 Impact sur la distance parcourue par les photons dans le détecteur

La figure 6.9 présente les distributions des distances parcourues dans l'argon liquide par  $2 \times 10^7$  photons produits au centre du détecteur, en X = Y = Z = 0 m, pour trois valeurs différentes de  $L_{Ray}$ , deux valeurs disponibles dans la littérature, 163 cm [180] et 55 cm [178], et une valeur très courte de 20 cm. Si les photons se propagent en ligne droite, ils peuvent parcourir entre 3 m et  $3\sqrt{3} = 5.2$  m pour atteindre l'un des bords du volume actif du détecteur, avant d'être absorbés par les anneaux de la *field cage*, la cathode, ou le CRP en haut du détecteur. Nous pouvons constater deux effets de la diffusion Rayleigh sur la longueur moyenne parcourue par les photons dans le détecteur :

• Le premier est l'augmentation de cette longueur lorsque  $L_{Ray}$  diminue. En effet, elle est d'environ 8 m pour  $L_{Ray} = 163$  cm, et augmente jusqu'à environ 36 m pour  $L_{Ray} = 20$  cm, ce qui devient considérable devant la taille du détecteur ( $6 \times 6 \times 6$  m<sup>3</sup>). Nous comprenons alors l'impact que peut avoir ce processus sur la collection de lumière. En effet, en allongeant le trajet des photons dans l'argon liquide avant qu'ils ne soient absorbés ou détectés, le processus du diffusion Rayleigh va amplifier l'effet des autres processus sur la collection de lumière.
• Le second effet est l'étalement de la distribution de la distance parcourue par les photons, qui augmente également considérablement pour les longueurs de diffusion courtes. En effet, la distribution obtenue pour  $L_{Ray} = 20$  cm est très large en comparaison des deux autres distributions. Cet étalement entraîne l'étalement des distributions du temps de parcours des photons que nous avons étudiées dans le chapitre 5, et la dépendance de cet étalement à la distance entre le PMT et le *voxel*.



FIGURE 6.9 – Distance parcourue dans ProtoDUNE-DP par des photons produits au centre du détecteur, pour différentes longueurs de diffusion Rayleigh :  $L_{Ray} = 163$  cm (rouge), 55 cm (bleu) et 20 cm (noir).

#### 6.2.2 Impact de la diffusion Rayleigh sur l'atténuation $A_{CGG}$

L'effet de la diffusion Rayleigh peut être étudié à travers son impact sur l'atténuation du signal lumineux  $A_{\rm CGG}$ , due à la cathode, à son support et à la grille de masse, que nous avons estimée à environ 69% dans la section 6.2. Pour cela, nous avons ré-itéré nos simulations et notre étude en absence de processus de diffusion Rayleigh, c'est-à-dire dans le cas où les photons se propagent en ligne droite dans le détecteur. La figure 6.10 présente la distribution de  $A_{\rm CGG}$  (définie par l'expression 6.5) obtenue pour des points d'émission des photons recouvrant tout le volume actif du détecteur, en absence et en présence de diffusion Rayleigh. La distribution obtenue en présence de diffusion Rayleigh (pour  $L_{Ray} = 55$  cm) correspond à celle présentée dans la section précédente sur la figure 6.5.

En absence de diffusion Rayleigh, l'atténuation varie entre 20% à 80% suivant le point d'émission des photons, et l'atténuation moyenne est de  $0.42 \pm 0.09$  si nous ne considérons que les *voxels* contenus dans le volume actif du détecteur. Nous constatons donc bien un fort impact de ce processus sur la collection de photons, puisqu'il fait passer l'atténuation moyenne due à l'acier inoxydable présent dans le détecteur de 42% à 69% environ. Nous voyons également qu'il réduit fortement l'étalement de la



FIGURE 6.10 – Distribution de  $A_{\text{CGG}}$  dans le cas où  $L_{Ray} = 55$  cm (bleu) et dans le cas où il n'y a pas de diffusion Rayleigh (rouge). La zone rouge hachurée correspond à la distribution obtenue en ne prenant en compte que les points d'émission des photons proches de la cathode (-3 m < Z < -2 m), en absence de diffusion Rayleigh.

distribution de l'atténuation  $A_{\rm CGG}$ . La figure 6.10 présente également la distribution obtenue si nous ne regardons que les *voxels* contenus dans les 1 m d'argon liquide au-dessus de la cathode (c'est-à-dire -3 m < Z < -2 m). Dans ce cas, l'atténuation moyenne est de  $0.53 \pm 0.12$  Nous voyons donc que cette atténuation est globalement plus forte pour les *voxels* proches de la cathode. Il y a donc une dépendance de cette atténuation au point d'émission des photons dans le détecteur.

#### 6.2.3 Dépendance de $A_{CGG}$ au point d'émission des photons

La figure 6.11 présente la dépendance de l'atténuation  $A_{\text{CGG}}$  à la hauteur d'émission Z des photons, en présence et absence du processus de diffusion Rayleigh. Les points correspondent à l'atténuation moyenne obtenue pour les photons produits dans le (X, Y) à une valeur de Z donnée. Les barres d'erreur correspondent à la dispersion de  $A_{\text{CGG}}$  dans le plan (X, Y) à cette valeur de Z. Une faible dispersion signifie donc que  $A_{\text{CGG}}$  est presque constante pour différentes valeurs X et Y à un Z donné. Une grande dispersion signifie au contraire que l'atténuation dépend fortement des coordonnées X et Y du point d'émission des photons. En absence de diffusion Rayleigh, nous voyons que l'atténuation moyenne dépend fortement de la coordonnée Z du point d'émission, allant d'environ 0.61 (bas du détecteur) à 0.37 (haut du détecteur). Cet effet est réduit dans le cas où  $L_{Ray} = 55$  cm, où l'atténuation moyenne varie de 0.72 (bas du détecteur) à 0.69 (haut du détecteur). Nous observons également une dépendance aux coordonnées X et Y beaucoup plus forte en absence du processus de diffusion Rayleigh, en particulier pour les photons émis juste au-dessus de la cathode. Cette dépendance est fortement réduite par le processus de diffusion Rayleigh.



FIGURE 6.11 – Dépendance de  $A_{\text{CGG}}$  au point d'émission des photons, en présence (noir) et en absence (rouge) de diffusion Rayleigh.

Nous voyons donc à travers cette étude l'importance de mieux connaître la valeur de  $L_{Ray}$ . Or, la disparité entre les valeurs disponibles dans la littérature montrent l'absence de consensus actuel sur cette valeur. En effet, la mesure précise de  $L_{Ray}$  en elle-même est difficile à réaliser, puisque difficile à dé-corréler des effets des autres processus affectant la propagation des photons. Les données de lumière recueillies avec le pré-prototype  $3 \times 1 \times 1$  m<sup>3</sup> sur les muons cosmiques et leurs comparaisons avec les résultats des simulations sont donc très intéressantes pour tester nos résultats. Ces comparaisons seront présentées dans le chapitre 7, où nous poursuivrons l'étude de l'impact de  $L_{Ray}$  sur la collection de lumière dans le cadre du pré-prototype.

#### 6.3 Absorption des photons par l'argon liquide

Il est également important d'étudier l'impact de l'absorption des photons dans l'argon liquide luimême sur la collection de lumière. Ce processus, que nous avons présenté dans le chapitre 4, est du à l'absorption des photons par les impuretés présentes dans l'argon liquide, en particulier par la contamination en azote. Ce processus va réduire le nombre de photons collectés par les PMTs, en particulier si la longueur moyenne d'absorption  $L_{Abs}$  est courte. Dans cette section, nous allons chercher à quantifier cette réduction, et nous testerons également la validité de la paramétrisation exponentielle définie dans le chapitre 4.

#### 6.3.1 Impact sur la distance parcourue par les photons dans le détecteur

La longueur moyenne d'absorption utilisée dans nos simulations est de  $L_{Abs} = 30$  m [182]. Cette valeur correspond à une concentration en azote de 2 ppm (partie par million), ce qui correspond au taux de contamination attendus dans ProtoDUNE-DP. Cette valeur paraît grande devant les dimensions du détecteur ( $6 \times 6 \times 6$  m<sup>3</sup>). Nous avons cependant vu dans la section précédente que pour  $L_{Ray} = 55$  cm, c'est-à-dire pour la longueur de diffusion Rayleigh utilisée dans nos simulations, la distance moyenne parcourue par des photons produits au centre du détecteur était de 15.70 m. Dans ce cadre, une longueur d'absorption  $L_{Abs}$  de quelques dizaines de mètres aura sans doute un impact non négligeable sur la collection de photons par les PMTs. La figure 6.12 présente les distributions des distances parcourues dans l'argon liquide par  $2 \times 10^7$  photons produits au centre du détecteur, en X = Y = Z =0 mm, pour  $L_{Ray} = 55$  cm et différentes valeurs de  $L_{Abs}$ . Dans cette section le processus d'absorption est simulé à partir des librairies Geant4 correspondantes.



FIGURE 6.12 – Distance parcourue dans ProtoDUNE-DP par des photons produits au centre du détecteur, pour différentes longueurs d'absorption dans l'argon liquide :  $L_{Abs} = \infty$  (aucune absorption, en bleu), 10 m (rouge) et 4 m (noir). Le processus d'absorption est simulé à partir des librairies Geant4 correspondantes.

L'impact de l'absorption sur la propagation des photons apparaît ici clairement. En effet,la forme des distributions varie considérablement et la distance moyenne parcourue par les photons se réduit quand  $L_{Abs}$  diminue. La courbe bleue correspond à  $L_{Abs} = \infty$ , c'est-à-dire le cas où il n'y a pas d'absorption et où le processus de diffusion Rayleigh est donc dominant dans la propagation des photons, ce qui explique la distribution très étalée, proche d'une distribution de Landau, obtenue. À l'inverse, pour une longueur d'absorption de 4 m, donc très courte devant  $L_{Ray}$ , le processus d'absorption est dominant, il en résulte donc une distribution exponentielle. Le cas où  $L_{Abs} = 10$  m correspond à un cas intermédiaire où aucun des deux processus ne semble dominer, et où les deux comportements (distributions exponentielle et de Landau) sont visibles dans la distribution de la distance parcourue.

#### 6.3.2 Impact sur la distribution du temps de parcours des photons

Nous continuons cette étude en comparant les distributions du temps de parcours obtenues pour les photons produits au centre du détecteur et collectés par l'un des PMTs pour différentes valeurs de  $L_{Abs}$ . La figure 6.13 présente une comparaison des distributions du temps de parcours des photons ayant été collectés par l'un des PMTs, en absence du processus d'absorption par l'argon liquide ( $L_{Abs} = \infty$ ), et pour des longueurs d'absorption  $L_{Abs}$  allant de 30 m à 2 m. La figure 6.14 présente l'évolution de la

probabilité d'atteindre les PMTs en fonction de  $1/L_{Abs}$ . La diminution du nombre de photons collectés lorsque la longueur  $L_{Abs}$  se raccourcit est clairement visible sur ces deux figures.

En particulier, nous voyons sur la figure 6.14 qu'une longueur d'absorption de 2 m réduit de deux ordres de grandeur la probabilité pour les photons d'atteindre les PMTs, réduisant cette probabilité d'environ  $10^{-3}$  à environ  $10^{-5}$ . Nous constatons également sur la figure 6.13 que ce sont les photons ayant un temps de parcours long, c'est-à-dire ceux parcourant une plus longue distance dans l'argon liquide, qui sont absorbés. Une courte longueur d'absorption dans l'argon, liée à de fortes impuretés du liquide, peut nous rendre aveugle aux parties du détecteur les plus éloignées de la grille de PMTs situant au bas de la cuve. Il s'agit donc d'un paramètre important à connaître et à maîtriser pour s'assurer une bonne couverture de tout le volume actif du détecteur.



FIGURE 6.13 – Distributions du temps de parcours des photons produits au centre du détecteur et collectés par les PMTs pour  $L_{Abs} = \infty$  (noir), 30 m (rouge), 10 m (bleu), 4 m (vert) et 2 m (magenta). Le processus d'absorption est simulé à partir des librairies Geant4 correspondantes.

#### 6.3.3 Paramétrisation du processus d'absorption dans l'argon liquide

À la différence du processus de diffusion Rayleigh qui modifie profondément les trajectoires des photons, le processus d'absorption par l'argon liquide influe majoritairement sur la quantité de photons parvenant jusqu'aux PMTs. Afin de continuer cette étude avec différentes valeurs de  $L_{Abs}$  sans avoir à ré-étirer toutes ces simulations coûteuses en temps et à générer de nouvelles cartes pour chaque valeur de  $L_{Abs}$  voulue, nous allons chercher à utiliser une paramétrisation exponentielle pour simuler ce processus. Cela nous permettra également d'adapter rapidement les simulations à la pureté du liquide qui sera mesurée dans ProtoDUNE-DP. Cependant, les processus de diffusion Rayleigh et d'absorption étant corrélés, nous devons auparavant tester la validité de cette paramétrisation pour simuler le processus d'absorption par les impuretés de l'argon liquide, afin de vérifier qu'elle n'induit pas de biais dans la simulation.



FIGURE 6.14 – Probabilité d'atteindre les PMTs pour des photons émis au centre du détecteur, en fonction de  $1/L_{Abs}$ . Le point  $1/L_{Abs} = 0$  correspond à  $L_{Abs} = \infty$ , c'est-à-dire le cas où il n'y a pas d'absorption. Le processus d'absorption est simulé à partir des librairies Geant4 correspondantes.

Les cartes de lumière sont construites sans prendre en compte l'absorption par l'argon liquide. La paramétrisation, dont nous avons déjà parlé dans les chapitres 4 et 5, intervient après cette construction, lorsque les cartes sont utilisées pour simuler le signal lumineux détecté. Elle dépend uniquement de la distance parcourue par le photon dans l'argon liquide, et non de sa trajectoire exacte. Cette distance est facilement accessible à travers les temps de parcours calculés à partir des cartes :

$$D_{travel} = t_{travel} \cdot \frac{c}{n_{LAr}} \tag{6.7}$$

où  $n_{LAr}$  est l'index de réfraction de l'argon liquide, fixé à 1.38 pour les photons VUV dans nos simulations, et  $t_{travel}$  le temps de parcours calculé à partir des cartes. Nous pouvons ensuite en déduire la probabilité pour que le photon soit absorbé par le milieu :

$$p_{Abs} = \exp\left(-\frac{D_{travel}}{L_{Abs}}\right) \tag{6.8}$$

Pour tester la validité de cette paramétrisation, nous allons comparer les distributions du temps de parcours obtenues avec la simulation complète des trajectoires et du processus aux distributions obtenues en appliquant notre paramétrisation sur la distribution obtenue en absence du processus. La figure 6.15 présente cette comparaison pour des photons émis au centre du détecteur, pour des longueurs d'absorption de 30 m, 10 m et 4 m.

Cette comparaison montre un bon accord entre la simulation Geant4 du processus d'absorption et les résultats obtenus avec la paramétrisation exponentielle pour les grandes longueurs d'absorption  $(L_{Abs} = 30 \text{ m et } 10 \text{ m})$ . Cet accord semble moins bon pour les petites longueurs d'absorption comme  $L_{Abs} = 4 \text{ m}$ , où la corrélation entre les processus de diffusion Rayleigh et d'absorption par les impuretés du liquide est plus importante. Pour la suite de nos études, nous avons considéré que cet accord était satisfaisant pour nous permettre d'utiliser cette paramétrisation.



FIGURE 6.15 – Comparaison des distributions du temps de parcours obtenues pour des photons émis au centre du détecteur, dans le cas où le processus d'absorption est simulé à l'aide des librairies Geant4 (bleu) ou à l'aide de la paramétrisation exponentielle (rouge), pour des longueurs d'absorption  $L_{Abs} = 30$  m (haut, gauche), 10 m (haut, droite), 4 m (bas).

#### 6.3.4 Atténuation du signal lumineux due à l'absorption dans l'argon liquide

Nous allons donc utiliser la paramétrisation exponentielle pour simuler le processus d'absorption dans l'argon liquide et évaluer son impact sur la collection de photons. Pour évaluer cet effet dans l'ensemble du détecteur, nous reprenons la définition des *voxels* définie dans le chapitre 5 pour la production des cartes de lumière, et calculons pour chaque *voxel* le nombre de photons atteignant les PMTs pour chaque valeur de  $L_{Abs}$ . Nous en déduisons une probabilité moyenne d'être collectés par l'un des PMTs pour chaque valeur. Le tableau 6.3 résume ces probabilités moyennes en l'absence d'absorption, et pour  $L_{Abs} = 89$  m, 30 m, 10 m et 4 m, et la figure 6.16 les représente en fonction de  $1/L_{Abs}$ .

La probabilité obtenue pour  $L_{Abs} = \infty$  représente la perte de photons dans l'argon liquide, due à tous les différents effets que nous avons étudiés, excepté l'absorption. Elle représente donc l'effet combiné, en particulier, du processus de diffusion Rayleigh, de l'absorption des photons par les éléments en acier

$L_{Abs}$ (m)	Probabilité moyenne d'atteindre l'un des PMTs
$\infty$	0.001544
89	0.001437
30	0.001281
10	0.000993
4	0.000682

TABLE 6.3 – Probabilité moyenne pour un photon d'être collecté par l'un des PMTs pour différentes valeurs de la longueur d'absorption  $L_{Abs}$ . Une longueur infinie  $L_{Abs} = \infty$  correspond au cas où il n'y a pas d'absorption dans l'argon liquide.



FIGURE 6.16 – Probabilité moyenne d'être collecté par l'un des PMTs en fonction de  $1/L_{Abs}$ . Le point  $1/L_{Abs} = 0$  correspond à  $L_{Abs} = \infty$ , c'est-à-dire le cas où il n'y a pas d'absorption.

inoxydable du détecteur, et du TPB qui ré-émet les photons de manière isotropique. La différence entre cette probabilité initiale et celles obtenues avec les différentes valeurs de  $L_{Abs}$  permet d'évaluer l'impact du processus d'absorption dans l'argon liquide seul, pour une longueur de diffusion Rayleigh fixée à 55 cm. Nous voyons donc que l'absorption dans l'argon liquide mène à une atténuation moyenne d'environ 18% pour  $L_{Abs} = 30$  m, et peut descendre jusqu'à 56% dans le cas où  $L_{Abs} = 4$  m. Cette atténuation n'est donc pas négligeable, en particulier dans les cas où la pureté du liquide est mauvaise et mène à des longueurs d'absorption courtes. Cette pureté de l'argon liquide est donc un élément crucial de l'expérience, et doit rester suffisamment bonne pour ne pas détériorer la collection de lumière.

# 6.4 Étude du positionnement des photomultiplicateurs

Nous allons terminer ce chapitre par l'étude de deux configurations de positionnement des PMTs en bas de la cuve de ProtoDUNE-DP, présentées sur la figure 4.11, qui ont été discutées dans l'expérience. Nous allons comparer une première configuration, que nous appellerons configuration « uniforme », où les PMTs sont rassemblés vers le centre du détecteur, et espacés de 65 cm pour former une grille, à une seconde configuration appelée configuration « non-uniforme » où les PMTs sont disposés de manière à couvrir toute la surface active du détecteur.

#### 6.4.1 Impact sur la quantité de photons collectés

Afin de réaliser cette étude, deux jeux de cartes de lumière ont été générés, un pour chacune des deux configurations de PMTs. Il est donc possible de comparer *voxel* par *voxel* l'impact de la configuration sur la quantité de photons détectés. La figure 6.17 présente une comparaison de la probabilité d'atteindre l'un des PMTs, pour des *voxels* situés environ 1 m et 3 m au-dessus de la cathode sur la diagonale du détecteur (X = Y).

Nous pouvons voir que la configuration « non-uniforme » réduit le nombre de photons collectés s'ils sont émis au centre du détecteur (vers X = Y = 0 mm). L'écart entre les deux configurations se réduit lorsque que le point d'émission s'éloigne du centre jusqu'à s'inverser dans les coins du détecteur (vers X=Y=-3000 mm), où la configuration « non-uniforme » augmente le nombre de photons collectés. Dans le cas où les photons sont produits 1 m au-dessus de la cathode, cette inversion s'effectue autour de X = Y = -2000 mm, c'est-à-dire à environ 1 m des bords du détecteur. Nous voyons donc apparaître une dépendance de cet effet aux coordonnées X et Y du point d'émission des photons. Cette dépendance est attendue, puisque le but de la configuration « non-uniforme » est précisément de couvrir une surface plus étendue afin de perdre moins d'informations dans les bords du détecteur, où l'absorption des photons par les parois de la *field cage* diminue déjà fortement la quantité de photons parvenant aux PMTs.

Nous voyons également que cette augmentation du nombre de photons collectés dans les coins du détecteur, dans le cas de la configuration « non-uniforme », est beaucoup moins visible dans le cas où les photons sont produits à mi-hauteur du détecteur (Z = 0 mm). Il y a donc également une dépendance à la coordonnée Z du point d'émission des photons, puisque cet effet disparaît lorsque ce point s'éloigne de la cathode.

Cette augmentation est cependant toujours visible sur la figure 6.18, qui présente cette comparaison pour la probabilité moyennée sur tous les *voxels* d'une colonne. Nous pouvons donc voir que la configuration « non-uniforme » permet globalement d'augmenter la quantité de photons collectés pour des photons produits sur les bords du détecteur. Cette augmentation apparaît pour des coordonnées X et Y du point d'émission inférieures à -2000 mm, c'est-à-dire à moins de 1 m des parois, et est maximale pour les *voxels* les plus proches des parois de la *field cage*. Elle semble également plus forte pour les photons émis dans le bas du détecteur (Z < 0 mm).

Pour étudier plus précisément l'impact des deux configurations sur la collection de lumière, nous allons définir pour chaque *voxel* le rapport  $R_{\rm PMT}$  entre le nombre  $N_{\rm Non-Uniforme}$  de photons collectés avec la configuration dite « non-uniforme » et le nombre  $N_{\rm Uniforme}$  de photons collectés avec la configuration dite « uniforme » :

$$R_{\rm PMT} = \frac{N_{\rm Non-Uniforme}}{N_{\rm Uniforme}}$$
(6.9)



FIGURE 6.17 – Évolution de la probabilité d'atteindre les PMTs pour des photons produits respectivement 1 m (gauche) et 3 m (droite) au-dessus de la cathode en fonction de la coordonnée X du point d'émission, pour les deux configurations possibles des PMTs. Les points d'émission des photons sont choisis pour que X=Y.



FIGURE 6.18 – Évolution de la probabilité moyenne d'atteindre les PMTs pour des photons fonction de la coordonnée X du point d'émission, moyennée sur tous les *voxels* d'une colonne, pour les deux configurations possibles des PMTs. Les points d'émission des photons sont choisis pour que X=Y.

Ce rapport est supérieur à 1 lorsque la configuration « non-uniforme » permet d'augmenter la quantité de photons collectés par les PMTs. La figure 6.19 présente la distribution de ce rapport pour tous les *voxels* et pour les *voxels* contenus dans le volume actif du détecteur uniquement.



FIGURE 6.19 – Distribution du rapport  $R_{\rm PMT}$  pour des photons émis dans tout le volume (rouge) et dans le volume actif du détecteur uniquement (bleu).

Le rapport moyen obtenu pour tous les voxels est de  $0.94 \pm 0.30$ , et de  $0.88 \pm 0.12$  pour les voxels contenus dans le volume actif du détecteur. Nous voyons également que dans le cas des voxels du volume actif, la distribution est plus étroite et s'étend d'environ  $R_{\rm PMT} = 0.5$  à  $R_{\rm PMT} = 1.8$ , alors qu'elle s'étend jusqu'à  $R_{\rm PMT} > 3$  dans le cas des voxels se trouvant sous la cathode. Cela confirme que l'augmentation de la quantité de photons collectés dans la cas de la configuration « non-uniforme » est plus forte pour des photons produits en bas du détecteur.

Nous voyons donc que la configuration « non-uniforme » réduit globalement le nombre de photons détectés. Cependant, nous avons vu que son effet positif est localisé sur les bords du détecteur, où elle permet de perdre moins d'informations. La détection de lumière pouvant notamment servir de système de déclenchement dans le cas de l'étude de muons cosmiques, il peut donc être intéressant de choisir cette configuration pour augmenter l'efficacité du système de déclenchement dans tout le volume instrumenté d'argon liquide, quitte à réduire la quantité de lumière détectée au centre du détecteur.

#### 6.4.2 Dépendance de cet impact au point d'émission des photons

Il est intéressant d'étudier la dépendance du rapport  $R_{\text{PMT}}$  en fonction des coordonnées du point d'émission des photons dans le détecteur. Afin de regarder dans un premier temps cette dépendance aux coordonnées X et Y du *voxel*, nous allons calculer pour chaque colonne de *voxels* le rapport moyen suivant :

$$\overline{R}_{\rm PMT}^{Z} = \frac{1}{N_z} \sum_{i_z=1}^{N_z} R_{\rm PMT}(X, Y, Z_{i_z})$$
(6.10)

où  $N_z$  est le nombre voxels que contient la colonne, X et Y les coordonnées de la colonne, et  $Z_{i_z}$  la coordonnée Z du voxel numéro  $i_z$  de la colonne.

La figure 6.20 présente ce rapport moyen  $\overline{R}_{PMT}^Z$  en fonction des coordonnées X et Y des voxels, pour les voxels contenus dans le volume actif et ayant Z < 0 mm, ainsi que pour des voxels ayant Z > 0 mm. Nous constatons un comportement différent dans les deux cas. Pour des voxels ayant Z > 0 mm, c'est-à-dire situés dans la moitié supérieure du volume actif, le rapport moyen ne présente pas de dépendance aux coordonnées X et Y. Il est constant et est d'environ  $\overline{R}_{PMT}^Z = 0.84 \pm 0.05$ . La configuration « non-uniforme » réduit donc de 15% la quantité de lumière collectée provenant de cette partie du détecteur.

À l'inverse, pour des voxels ayant Z < 0 mm, une dépendance claire apparaît, puisque le rapport  $\overline{R}_{\rm PMT}^Z$  augmente à mesure que les voxels s'approchent du bord du détecteur, pour atteindre une valeur maximale d'environ 1.2 dans le coin de la *field cage*. Nous voyons que ce rapport franchit la valeur  $\overline{R}_{\rm PMT}^Z = 1$  pour des coordonnées X et Y d'environ -2500 mm. Il atteint sa valeur minimale au centre du détecteur, où il s'approche de 0.85, c'est-à-dire de la valeur uniforme trouvée dans le cas des voxels situés dans la moitié supérieure du détecteur.



FIGURE 6.20 – Dépendance du rapport  $\overline{R}_{PMT}^Z$  aux coordonnées X et Y des voxels pour des coordonnées Z < 0 mm (gauche) et Z > 0 mm (droite), pour les voxels contenus dans le volume actif du détecteur.

Cette différence de comportement entre les *voxels* se trouvant dans la moitié inférieure et supérieure du détecteur est également visible sur la figure 6.21, qui présente l'évolution de  $\overline{R}_{PMT}^Z$  en fonction de la coordonnée X du *voxel*, pour des *voxels* se trouvant sur la diagonale du détecteur (X = Y). Nous pouvons voir que dans le cas où Z > 0 mm, cette déviation est beaucoup plus faible, et la valeur de  $\overline{R}_{PMT}^Z$  est constante selon X. En revanche, dans le cas où Z > 0 mm,  $\overline{R}_{PMT}^Z$  est constant pour des X et Y entre 0 mm et -1000 mm, puis augmente jusqu'à une valeur de 1.2 à X = y = -3000 mm. Les barres d'erreur augmentent également lorsque les *voxels* se rapprochent du coin de la *field cage*.

Enfin, nous allons nous intéresser plus précisément à la dépendance du rapport  $R_{\rm PMT}$  à la hauteur du *voxel* dans le détecteur. Pour cela, nous allons calculer pour chaque valeur de Z le rapport moyen  $\overline{R}_{\rm PMT}^{XY}$  obtenu dans le plan (X, Y) correspondant à cette hauteur. La figure 6.22 présente l'évolution de ce rapport en fonction de Z, pour des *voxels* situés à moins de 1 m des anneaux de la *field cage* (X ou Y < -2000 mm) et des *voxels* situés vers le centre du détecteur. Les barres d'erreur présentées sur cette figure correspondent à la déviation standard du rapport  $\overline{R}_{\rm PMT}^{XY}$  dans le plan (X, Y).



FIGURE 6.21 – Dépendance du rapport  $\overline{R}_{PMT}^Z$  aux coordonnées X et Y des voxels, pour des voxels se trouvant sur la diagonale du détecteur (X = Y) et ayant -3000 mm < Z < 0 mm (noir) et Z > 0 mm (bleu). Les barres d'erreur représentent la déviation standard du rapport selon Z. La ligne horizontale rouge est fixée à  $\overline{R}_{PMT}^Z = 1$ .



FIGURE 6.22 – Dépendance du rapport  $\overline{R}_{PMT}^{XY}$  à la coordonnée Z des voxels, pour des voxels se trouvant à moins de 1 m des bords des anneaux de la *field cage* (noir) et au centre du détecteur (bleu). Les barres d'erreur représentent la déviation standard du rapport dans le plan (X, Y) correspondant à la coordonnée Z. La ligne horizontale rouge est fixée à  $\overline{R}_{PMT}^{XY} = 1$ .

Nous confirmons ce que nous avons pu entrevoir précédemment. Pour des *voxels* situés dans le moitié supérieure du détecteur, le rapport se stabilise autour de  $R_{\rm PMT} = 0.84 \pm 0.05$  quelles que soient les coordonnées X et Y des *voxels*. En revanche, pour des *voxels* situés plus proches du bas du détecteur, une différence de comportement entre ceux situés sur les bords du détecteur et au centre du détecteur apparaît clairement :

- Pour les *voxels* situés près du centre du détecteur, la réduction de la quantité de photons due à la configuration « non-uniforme » augmente pour atteindre une réduction de 20% pour les photons produits juste au-dessus de la cathode ( $R_{\rm PMT} = 0.8$ ).
- Pour les *voxels* situés sur les bords du détecteur, comme attendu, l'effet est inverse et  $R_{\rm PMT} = 0.8$  augmente au fur et mesure que le *voxel* se rapproche de la cathode. Les barres d'erreur s'agrandissent également, signifiant qu'une forte dépendance aux coordonnées X et Y apparaît. Les premières valeurs de  $R_{\rm PMT} > 1$ , apparaissent à environ Z = -1600 mm.  $R_{\rm PMT}$  est supérieur à 1 pour tous les *voxels* situés en dessous de Z = -1600 mm et X ou Y < -2000 mm.

La configuration « non-uniforme » a finalement été choisie pour le design final de ProtoDUNE-DP.

# 6.5 Conclusion

L'un des principaux résultats de nos études est la mise en évidence du rôle primordial joué par la courte longueur de diffusion Rayleigh résultant de la longueur d'onde de 128 nm des photons de scintillation. Cette longueur de diffusion complexifie grandement les trajectoires des photons, les rendant plus proches d'une marche aléatoire que d'une propagation en ligne droite. En allongeant également considérablement la longueur de ces trajectoires, ce processus de diffusion rend également les photons plus sensibles aux autres processus de propagation et augmente leur probabilité d'être absorbés par l'argon liquide ou par l'un des composants du détecteur. Nous avons en particulier montré l'effet important de l'absorption totale des photons par les différents éléments du détecteur en acier inoxydable, en particulier la cathode et son support placés au-dessus des PMTs, sur la collection de lumière. Nous avons conclu à une atténuation globale de 69% des photons. Nous avons également vu que cette atténuation était considérablement amplifiée par la courte longueur de diffusion. Enfin, nous avons pu mettre à profit ces études et nos simulations pour étudier l'effet sur la quantité de lumière détectée de deux configurations de PMTs possibles, dont l'une a été retenue pour le design final de ProtoDUNE-DP.

Nous allons à présent aborder le dernier volet de ce travail de thèse, portant sur les simulations du signal de scintillation produit dans le pré-prototype  $3 \times 1 \times 1$  m<sup>3</sup>, les études réalisées dans le cadre de ce détecteur, et les premières comparaisons entre ces simulations et les données recueillies par le pré-prototype. Nous verrons que ces comparaisons constituent un atout pour tester la simulation, poursuivre les études de l'impact des différents processus optiques entreprises dans ce chapitre. En particulier, nous présenterons les comparaisons entre les données du pré-prototype et des simulations réalisés pour différentes valeurs de la longueur de diffusion Rayleigh, afin de continuer l'étude de cette valeur dont la méconnaissance est une contrainte importante de la simulation.

# CHAPITRE 6. ÉTUDE DE LA PROPAGATION DE LA LUMIÈRE DANS PROTODUNE-DP

# Comparaisons avec les données du pré-prototype $3 \times 1 \times 1 \text{ m}^3$

hapitre

Dans les chapitres précédents, nous avons vu la manière dont la simulation du signal lumineux produit dans une LArTPC double-phase a été développée dans le cadre du prototype ProtoDUNE-DP, et nous avons également présenté les études spécifiques à la propagation des photons dans ProtoDUNE-DP réalisées au cours de cette thèse. Nous allons à présent discuter de cette simulation dans le cadre du pré-prototype  $3 \times 1 \times 1$  m<sup>3</sup> de LArTPC double-phase construit au CERN, qui a pris des données entre Juin et Décembre 2017 avec des muons cosmiques. Ces données et leurs comparaisons avec les résultats issus de la simulation sont une opportunité d'étudier le signal lumineux produit dans un tel détecteur, en particulier pour valider et améliorer les simulations que nous avons développées, et de continuer les études sur la propagation de ces photons dans l'argon liquide initiées dans le cadre de ProtoDUNE-DP. Les différentes études présentées dans ce chapitre ont été réalisées en collaboration avec l'institut CIEMAT, à Madrid.

La section 7.1 présentera les spécificités de la simulation du pré-prototype  $3 \times 1 \times 1$  m<sup>3</sup>, qui diffère en certains points de celle de ProtoDUNE-DP. Après une brève description de l'implémentation de la géométrie du détecteur dans le logiciel *LightSim* dans la section 7.1.1, les cartes de lumière correspondantes et leurs caractéristiques seront présentées dans la section 7.1.2, où nous verrons que le volume de  $3 \times 1 \times 1$  m<sup>3</sup> du prototype, 72 fois plus petit que celui de ProtoDUNE-DP, modifie fortement les distributions du temps de parcours des photons, ce qui nous a poussé à changer la paramétrisation des cartes. Nous verrons également que plusieurs cartes S1 ont été générées avec différentes longueurs de diffusion Rayleigh  $L_{Ray}$  dans le but de poursuivre les études entreprises dans le chapitre 6 concernant l'impact de ce paramètre sur la collection de lumière. Une simulation de la réponse des PMTs au signal lumineux, basée sur les données de calibration des PMTs réalisée par l'institut CIEMAT, sera également présentée dans la section 7.1.3.

La section 7.2 présentera les différentes études préliminaires réalisées au cours de cette thèse autour des simulations et des données du  $3 \times 1 \times 1$  m<sup>3</sup>. La section 7.2.1 présentera une brève description des données disponibles. Une étude du signal S1 collecté en absence de champ de dérive dans le détecteur sera présentée dans la section 7.2.2, où une première comparaison des simulations et des données sera montrée. C'est à travers cette comparaison que nous poursuivrons l'étude de l'impact du processus de diffusion Rayleigh sur la collection de lumière. La section 7.2.3 présentera ensuite l'étude de la dépendance du signal S1 au champ de dérive présent dans le volume actif du détecteur.

## 7.1 Simulation du signal lumineux dans le pré-prototype

La simulation de la production du signal de scintillation émis dans une LArTPC double-phase a été présentée dans le chapitre 4. La simulation de la propagation de ces photons dans le détecteur, qui

s'effectue au moyen de « cartes de lumière » pré-calculées, a été présentée dans le cadre de ProtoDUNE-DP dans le chapitre 5. Le principe de la simulation est le même pour le pré-prototype  $3 \times 1 \times 1$  m<sup>3</sup>. Nous allons ici détailler les spécificités de la simulation propres au pré-prototype, ainsi que le développement de la simulation de la réponse des PMTs, qui n'était pas prise en compte dans les différentes études réalisées pour ProtoDUNE-DP.

### 7.1.1 Implémentation de la géométrie du pré-prototype dans LightSim

Nous avons vu dans les chapitres 5 et 6 que la géométrie de ProtoDUNE-DP avait un impact majeur sur la propagation des photons de scintillation dans le détecteur. La première étape pour adapter la simulation développée pour ProtoDUNE-DP au pré-prototype  $3 \times 1 \times 1$  m<sup>3</sup> est donc d'implémenter la géométrie du pré-prototype dans le logiciel *LightSim*, afin de générer des cartes de lumière correspondant à ce détecteur. Dans cette section, nous décrirons brièvement cette implémentation, puis décrirons les caractéristiques et positionnements des 5 PMTs du pré-prototype.

#### 7.1.1.1 Géométrie implémentée

Le détecteur est constitué d'une cuve d'un volume de  $2 \times 4 \times 1.8 \text{ m}^3$ , remplie d'argon liquide sur une hauteur de 1.6 m. Le volume d'argon liquide est surmonté d'une couche d'argon gazeux de 0.2 m de hauteur. La figure 7.1 présente une visualisation de la plupart des composants du pré-prototype implémentés dans le logiciel *LightSim*. Les éléments implémentés dans la géométrie de ProtoDUNE-DP ont été repris et adaptés aux dimensions et aux spécificités de la géométrie du pré-prototype décrite dans le chapitre 3. Le repère de coordonnées est choisi de manière à ce que les électrons d'ionisation dérivent suivant l'axe Z, et que la longueur de 3 m du détecteur soit définie suivant l'axe Y.



FIGURE 7.1 – Implémentation du pré-prototype  $3 \times 1 \times 1$  m<sup>3</sup> dans le logiciel *LightSim*. La visualisation est directement extraite du logiciel. La *field cage* est visible en bleu. La cathode (verte), la grille de masse (magenta), ainsi que les PMTs (vert, en bas du détecteur) sont visibles. Les plaques de PMMA placées devant deux des PMTs sont visibles en jaune. Le TPB, déposé sur les fenêtre des PMTs ou sur le PMMA, est visible en rouge. La grille d'extraction et les LEMs ne sont pas visibles.

Au haut du détecteur, une grille d'extraction en acier inoxydable est placée 5 mm sous la surface du liquide, et des plans de LEMs en cuivre sont placés 5 mm au-dessus de la surface. Ces deux éléments, la grille et les LEMs, sont les seuls qui ne sont pas visibles sur la figure 7.1. Les 19 premiers anneaux de la *field cage*, espacés de 50 mm, sont visibles en bleu. Le vingtième et dernier anneau de la *field cage*, qui forme le support de la cathode est visible en vert, ainsi que les fils de la cathode. Ces fils sont espacés de 40 mm et forment une grille en bas de volume actif du détecteur. Le volume d'argon liquide à l'intérieur de la *field cage* est de  $1121 \times 3121 \times 1000 \text{ mm}^3$ . La grille de masse, visible en magenta, est implémentée 200 mm en-dessous de la cathode. Les PMTs, visibles en verts, sont implémentés 23 mm en dessous de la grille de masse. La figure 7.2 présente les positions relatives des différents éléments du détecteur implémentés en bas de la cuve.



FIGURE 7.2 – Schéma des éléments du pré-prototype  $3 \times 1 \times 1$  m<sup>3</sup> implémentés en bas de la cuve.

#### 7.1.1.2 Caractéristiques des PMTs

Le système de détection de lumière du pré-prototype  $3 \times 1 \times 1$  m<sup>3</sup> est constitué de 5 PMTs. Ils sont disposés en une ligne selon l'axe Y, en X=0 mm, et sont placés à 223 mm sous la cathode. La disposition des PMTs et leur numérotation suivant l'axe Y sont représentées sur la figure 7.3. Contrairement à ProtoDUNE-DP où tous les PMTs étaient revêtus d'une couche de TPB, seuls trois des PMTs du pré-prototype le sont. Il s'agit du PMT1 et du PMT5, placés aux extrémités du détecteur et du PMT3 central, placé en X=Y=0 mm. Dans le cas des deux autres PMTs, les PMT2 et PMT4, le TPB est déposé sur une plaque de PMMA placée 2 mm au-dessus de la fenêtre du PMT. Ces plaques ont une épaisseur de 2 mm et sont revêtues d'une couche de TPB. La figure 7.4 présente une visualisation extraite du logiciel *LightSim*, centrée sur les PMTs 2 à 4, où la différence d'implémentation entre les deux types de PMTs est visible. Les propriétés du TPB sont les mêmes que celles implémentées pour ProtoDUNE-DP. Le tableau 7.1 résume la numérotation et les caractéristiques des 5 PMTs. Le terme « *Coated* » indique que le TPB est déposé directement sur la fenêtre du PMT, et le terme « PMMA » indique qu'il est déposé sur une plaque de PMMA placée au-dessus du PMT. L'alimentation (base négative ou positive, voir chapitre 3) des PMTs est notée à titre indicatif, mais n'est pas prise en compte dans la simulation.



FIGURE 7.3 – Positions des PMTs du pré-prototype  $3 \times 1 \times 1$  m<sup>3</sup> suivant l'axe Y.



FIGURE 7.4 – Visualisation des PMT2, PMT3 et PMT4 (de gauche à droite) implémentés dans *LightSim*. La grille de masse (magenta), les fenêtres des PMTs et les plaques en PMMA (jaune), le corps des PMTs (vert) et le TPB (rouge) sont visibles.

PMT	1	2	3	4	5
TPB	Coated	PMMA	Coated	PMMA	Coated
Base	-	-	+	+	-
	2 câbles	2  cables	1 câble	1 câble	2 câbles

TABLE 7.1 – Caractéristiques des 5 PMTs du pré-prototype  $3 \times 1 \times 1$  m<sup>3</sup> [145].

#### 7.1.2 Production de cartes de lumière pour le pré-prototype $3 \times 1 \times 1$ m<sup>3</sup>

Nous allons maintenant présenter les cartes de lumières réalisées pour le pré-prototype  $3 \times 1 \times 1$  m<sup>3</sup>. Ces cartes ont été réalisées en suivant les étapes décrites dans le chapitre 5, c'est-à-dire en divisant les volumes d'argon liquide et gazeux en *voxels*, puis en générant un nombre  $N_{\gamma}$  de photons au centre de ces *voxels*. La figure 7.5 montre des exemples des trajectoires suivies par des photons émis au centre du pré-prototype  $3 \times 1 \times 1$  m<sup>3</sup>. Afin de continuer l'étude de l'impact du processus de diffusion Rayleigh sur la propagation et la collection des photons, nous avons construit plusieurs cartes correspondant à différentes longueurs  $L_{Ray}$ : deux valeurs disponibles dans la littérature, 163 cm [180] et 55 cm [178], et une valeur très courte de 20 cm.



FIGURE 7.5 – Visualisation des trajectoires de photons de scintillation produits au centre du préprototype, pour  $L_{Ray} = 55$  cm.

#### 7.1.2.1 Définition des voxels

La première étape de la construction des cartes de lumière est de définir le maillage des volumes d'argon liquide et gazeux. Nous nous plaçons à nouveau dans un système de coordonnées  $(\vec{x}, \vec{y}, \vec{z})$  dont l'origine est le centre du volume actif du détecteur, et où l'axe vertical  $\vec{z}$  correspond à la direction de dérive des électrons d'ionisation. L'axe  $\vec{y}$  correspond à la longueur de 3 m du détecteur. Le volume du détecteur étant ici beaucoup plus petit que celui de ProtoDUNE-DP, nous avons choisi de ne pas utiliser les axes de symétrie du détecteur pour réduire le nombre de *voxels* simulés, et donc de simuler tous les *voxels*. Pour réaliser nos premières études, nous avons choisi d'utiliser le maillage suivant, similaire à celui utilisé pour les cartes de ProtoDUNE-DP :

- Dans l'argon liquide, les cartes de lumière S1 du pré-prototype sont basées sur des voxels de (250 × 250 × 250) mm<sup>3</sup>. Les cartes contiennent 4 voxels selon l'axe x, et 12 voxels selon l'axe y, elles couvrent donc une surface de 1 × 3 m<sup>2</sup> dans le plan (x, y). De la même manière que pour ProtoDUNE-DP, les voxels selon l'axe z sont choisis de manière à couvrir tout le volume actif du détecteur, ainsi que le volume d'argon liquide situé entre la cathode et les PMTs. Les cartes du pré-prototype contiennent donc 5 voxels selon z, dont 4 sont contenus dans le volume actif. Le cinquième voxel est situé sous la cathode, et ses dimensions sont adaptées pour s'étendre du bas de la cathode jusqu'au haut de la grille de masse.
- Dans l'argon gazeux, les cartes de lumière S2 du pré-prototype contiennent un seul voxel selon l'axe z, compte tenu de la très faible épaisseur de la couche d'argon gazeux. Ces voxels sont de dimensions (250 × 250 × 5) mm<sup>3</sup>.

Le tableau 7.2 résume les dimensions des *voxels*, leur nombre  $N_{voxel}$ , et le nombre  $N_{\gamma}$  de photons générés pour les cartes de lumière du pré-prototype  $3 \times 1 \times 1$  m<sup>3</sup>, pour l'argon liquide et gazeux. Une fois le maillage choisi,  $N_{\gamma} = 10^8$  photons sont générés au centre de chaque *voxel*.

#### 7.1.2.2 Caractéristiques des cartes S1 de lumière du pré-prototype $3 \times 1 \times 1$ m<sup>3</sup>

Nous allons ici présenter les caractéristiques des cartes S1 du pré-prototype. Nous en avons construit trois, chacune correspondant à une longueur de diffusion Rayleigh différente. Pour construire chaque carte, nous avons étudiées  $5 \times 240 = 1200$  distributions du temps de parcours des photons, afin de déterminer les caractéristiques à en extraire et à stocker dans les cartes.

Carte S1 (LAr)				
Nombre de voxels	$N_x \times N_y \times N_z$	$4 \times 12 \times (4+1)$		
	Total	240		
Dimensions des voxels				
Au dessus de la cathode	$(250 \times 250 \times 250) \text{ mm}^3$			
En dessous de la cathode	$(250 \times 250 \times 184) \text{ mm}^3$			
Nombre de photons générés par <i>voxel</i>	$10^8 \; (sur \; 4\pi \; sr)$			
Carte S2 (GAr)				
Nombre de voxels	$N_x \times N_y \times N_z$	$4 \times 12 \times 1$		
	Total	48		
Dimensions des voxels	$(250 \times 250 \times 5) \text{ mm}^3$			
Nombre de photons générés par <i>voxel</i>	$10^8 (sur 4\pi sr)$			

TABLE 7.2 – Dimensions des *voxels* et nombre de photons générés pour les cartes S1 (LAr) et S2 (GAr) de du pré-prototype  $3 \times 1 \times 1$  m<sup>3</sup>.

Comme pour les cartes de ProtoDUNE-DP, le premier paramètre à extraire des simulations est la visibilité  $w_0$ , définie par l'équation 5.3, correspondant à la probabilité pour les photons d'atteindre le PMT. La figure 7.6 présente les distributions du paramètre  $w_0$  en fonction de la distance  $D_{vox,PMT}$  entre le voxel et le PMT considérés, pour les trois longueurs de diffusion Rayleigh étudiées. Cette visibilité s'étend sur environ 4 ordres de grandeur, entre  $2 \times 10^{-2}$  et  $2 \times 10^{-6}$ . Elle est donc globalement plus élevée que la visibilité obtenue dans le cadre de ProtoDUNE-DP (qui descendait jusqu'à environ  $10^{-7}$  pour les voxels les plus éloignés), ce qui est cohérent avec l'utilisation d'un volume d'argon plus restreint. Puisque le nombre  $N_{\gamma}$  de photons générés au centre des voxels est de  $10^8$  photons, cela signifie également que les distributions du temps de parcours correspondantes contiennent au moins 200 photons. Contrairement aux cartes de ProtoDUNE-DP, nous n'avons donc pas de PMTs dits « aveugles » à certains voxels, et toutes les distributions du temps de parcours obtenues peuvent être utilisées pour construire les cartes.

Nous pouvons également comparer les distributions de  $w_0$  obtenues pour les différentes valeurs de  $L_{Ray}$ . La figure 7.6 permet de faire deux constations principales :

- Lorsque  $D_{vox,PMT}$  augmente, la visibilité  $w_0$  est plus faible dans le cas où  $L_{Ray} = 20$  cm que dans les deux autres cas. Elle descend jusqu'à environ  $2 \times 10^{-6}$  pour  $L_{Ray} = 20$  cm, et jusqu'à  $10^{-5}$  pour  $L_{Ray} = 55$  cm et  $L_{Ray} = 163$  cm.
- La visibilité est plus étalée lorsque  $L_{Ray}$  augmente. Pour les  $L_{Ray}$  grandes, la visibilité ne dépend plus majoritairement de la distance  $D_{vox,PMT}$  mais également du point d'émission des photons. Cette dépendance s'estompe pour les  $L_{Ray}$  courtes, puisque le processus de diffusion Rayleigh rapproche les trajectoires des photons d'une marche aléatoire.

La figure 7.7 présente la visibilité moyenne obtenue en fonction de  $D_{vox,PMT}$  pour les trois valeurs de  $L_{Ray}$ . Nous pouvons voir ici qu'aux courtes distances  $D_{vox,PMT}$ , la visibilité obtenue pour  $L_{Ray} =$ 20 cm est plus élevée que celles obtenues pour 55 cm et 163 cm. Cet effet s'inverse pour les distances  $D_{vox,PMT}$ , où la visibilité obtenue pour  $L_{Ray} =$  20 cm est la plus faible des trois. Cette inversion a lieu autour de  $D_{vox,PMT} = 1$  m. Nous voyons donc que pour des *voxels* proches des PMTs, une longueur



FIGURE 7.6 – Visibilité  $w_0$  (probabilité d'atteindre le PMT) en fonction de la distance entre le centre du *voxel* et le PMT en question, pour  $L_{Ray} = 20$  cm (gauche), 55 cm (milieu) et 163 cm (droite).

 $L_{Ray}$  courte permet de « rediriger » certains photons, pourtant émis vers le haut du détecteur, en direction des PMTs, ce qui augmente la visibilité. À l'inverse, pour des *voxels* éloignés, le processus de diffusion Rayleigh va dévier une partie des photons pourtant émis en direction des PMTs, ce qui diminue la visibilité.



FIGURE 7.7 – Visibilité moyenne en fonction de la distance entre le centre du *voxel* et le PMT en question, pour  $L_{Ray} = 20$  cm (noir), 55 cm (bleu) et 163 cm (rouge).

Une fois la visibilité calculée et enregistrée dans les cartes, nous devons maintenant établir une paramétrisation des distributions du temps de parcours, et en déduire les paramètres que nous allons utiliser pour construire les cartes. De la même manière que pour ProtoDUNE-DP, nous définissons un paramètre rendant compte du début de la distribution. Nous pouvons choisir d'utiliser le temps minimal de parcours des photons, c'est-à-dire le temps  $t_0$  utilisé pour les cartes de ProtoDUNE-DP, ou bien le temps  $t_{peak}$  correspondant au maximum de la distribution. Puisque les distributions du temps de parcours obtenues pour le pré-prototype sont très piquées, ces deux temps,  $t_0$  et  $t_{peak}$  sont très proches. Pour construire les cartes, nous avons choisi d'utiliser la moyenne de ces deux temps, appelée  $t_{start}$ :

$$t_{start} = \frac{t_0 + t_{peak}}{2} \tag{7.1}$$

Avec la visibilité  $w_0$ , il s'agit du second paramètre enregistré dans les cartes. La figure 7.8 présente la distribution de  $t_{start}$  en fonction de  $D_{vox,PMT}$  obtenue pour  $L_{Ray} = 55$  cm (à gauche), ainsi que sa moyenne en fonction de  $D_{vox,PMT}$  pour les trois valeurs de  $L_{Ray}$  étudiées (à droite). Nous voyons que  $t_{start}$  va d'environ 1 ns à 12 ns pour  $L_{Ray} = 55$  cm et  $L_{Ray} = 163$  cm, et d'environ 1 ns à 18 ns pour  $L_{Ray} = 20$  cm. Nous voyons donc que le processus de diffusion Rayleigh retarde l'arrivée des photons sur les PMTs, et que ce retard augmente lorsque  $D_{vox,PMT}$  augmente. Nous voyons également que pour les deux valeurs de  $L_{Ray}$  les plus longues, le temps  $t_{start}$  moyen semble proportionnel à  $D_{vox,PMT}$  ce qui n'est plus le cas pour  $L_{Ray} = 20$  cm.



FIGURE 7.8 – À gauche : paramètre  $t_{start}$  en fonction de  $D_{vox,PMT}$  pour  $L_{Ray} = 55$  cm. À droite : moyenne de  $t_{start}$  en fonction de  $D_{vox,PMT}$  pour  $L_{Ray} = 20$  cm (noir), 55 cm (bleu) et 163 cm (rouge).

Nous devons à présent trouver une paramétrisation permettant de caractériser un maximum de distributions. Nous pouvons ici faire deux constatations :

- Les distances  $D_{vox,PMT}$  caractérisant les *voxels* du pré-prototype sont inférieures à 3 m, et sont dans l'ensemble plus courtes que pour ProtoDUNE-DP. Or, nous avons vu dans le chapitre 5 que la paramétrisation à l'aide d'une distribution de Landau seule était moins adaptée à ces distances courtes. Nous allons donc chercher une paramétrisation différente pour les cartes du pré-prototype.
- Nous souhaitons ici utiliser la même paramétrisation pour les trois valeurs de  $L_{Ray}$  étudiées. Si la distance  $D_{vox,PMT}$  influe déjà grandement sur la forme des distributions du temps de parcours, l'utilisation de différentes  $L_{Ray}$  va renforcer cette disparité et complexifier la construction des cartes.

Pour réaliser les premières cartes et permettre les premières comparaisons avec les données du préprototype, nous avons choisi d'ajuster la fonction suivante sur les distributions du temps de parcours :

$$f(t) = e^{A + \tau_1 t} + e^{B + \tau_2 t} + e^{C + \tau_3 t}$$
(7.2)

Il s'agit de la somme de trois exponentielles de temps caractéristiques respectifs  $\tau_1$ ,  $\tau_2$  et  $\tau_3$ , où A, B et C sont des constantes. La figure 7.9 présente deux exemples de ces ajustements, l'un réussi et ayant un  $\chi^2$ /DoF proche de 1 (à gauche), et l'autre n'ayant pas réussi et ayant un  $\chi^2$ /DoF proche de 14 (à droite). La longueur de diffusion Rayleigh  $L_{Ray}$  est de 55 cm dans les deux cas. Le second ajustement correspond à une distance  $D_{vox,PMT}$  courte (environ 550 cm). Nous constatons donc ici, comme dans le chapitre 5, que les ajustements sont moins bons pour les courtes distances  $D_{vox,PMT}$ . De plus, étant donnée la taille du pré-prototype  $3 \times 1 \times 1$  m<sup>3</sup>, des effets dus à la proximité des PMTs avec les bords du détecteur vont également avoir un impact sur les distributions du temps de parcours.



FIGURE 7.9 – Ajustement de la fonction décrite par l'équation 7.2 sur les distributions du temps de parcours des photons, pour  $L_{Ray} = 55$  cm et pour une distance  $D_{vox,PMT} = 1.6$  m (gauche) et  $D_{vox,PMT} = 0.55$  m (droite). Ces ajustements ont des  $\chi^2$ /DoF respectifs de 1.0 et de 13.8.

La figure 7.10 présente les distributions des  $\chi^2$ /DoF obtenus pour les trois valeurs de  $L_{Ray}$  (à gauche), ainsi que la distribution des  $\chi^2$ /DoF obtenus pour  $L_{Ray} = 55$  cm en fonction de la distance  $D_{vox,PMT}$ . Nous voyons que la distribution des  $\chi^2$ /DoF est piquée autour de 1 pour  $L_{Ray} = 55$  cm et  $L_{Ray} =$ 163 cm, alors qu'elle est plus étalée dans le cas où  $L_{Ray} = 20$  cm. Nous voyons également que, de la même manière que pour ProtoDUNE-DP, les  $\chi^2$ /DoF les plus élevés sont obtenus pour les distances  $D_{vox,PMT}$  courtes, ce qui est dû à la difficulté de reproduire les distributions très piquées obtenues dans ces cas. Ici, puisque la paramétrisation utilisée n'est pas parfaitement adaptée, les  $\chi^2$ /DoF et les ajustements peuvent être dégradés par la statistique très élevée obtenue pour ces distributions. Cela diminue les erreurs statistiques et augmente donc les valeurs de  $\chi^2$ /DoF calculées. La figure 7.11 présente un exemple d'ajustement pour une distance  $D_{vox,PMT}$  très courte ayant un très grand  $\chi^2$ /DoF (81.5), pour lequel l'ajustement semble pourtant réussi.

Pour nos premières études, nous avons considéré que cette paramétrisation était suffisamment adaptée à la majorité des distributions pour réaliser des premières cartes de lumière du pré-prototype  $3 \times 1 \times 1$  m<sup>3</sup>. Les distributions du temps de parcours seront donc reconstruites à partir de la fonction suivante :

$$f_{rec}(t) = e^{\tau_1 t} + r_{12} e^{\tau_2 t} + r_{13} e^{\tau_3 t} \quad \text{pour } t > t_{start}$$
(7.3)



FIGURE 7.10 – Distributions des  $\chi^2$ /DoF de l'ajustement de la fonction décrite par l'équation 7.2 sur les simulations. À gauche : pour  $L_{Ray} = 20$  cm (noir), 55 cm (bleu) et 163 cm (rouge). À droite : en fonction de  $D_{vox,PMT}$  pour  $L_{Ray} = 55$  cm.



FIGURE 7.11 – Ajustement de la fonction décrite par l'équation 7.2 sur une distribution du temps de parcours, pour  $L_{Ray} = 55$  cm et pour une distance  $D_{vox,PMT} = 0.37$  m, ayant une  $\chi^2$ /DoF de 81.5.

où  $r_{12} = e^{B-A}$  et  $r_{13} = e^{C-A}$ . Les distributions sont donc reconstruites à partir de 5 paramètres issus de cette paramétrisation : les temps caractéristiques de 3 exponentielles,  $\tau_1$ ,  $\tau_2$  et  $\tau_3$ , et deux facteurs de normalisation  $r_{12}$  et  $r_{13}$ . Avec la visibilité  $w_0$  et le temps  $t_{start}$ , les cartes du pré-prototypes  $3 \times 1 \times 1$  m<sup>3</sup> contiennent donc sept paramètres.

Cette paramétrisation devra cependant être améliorée par la suite, dans le cadre d'études plus précises du pré-prototype, en particulier pour réaliser des études approfondies à une longueur de diffusion Rayleigh fixée, où les formes des distributions obtenues seront donc moins diversifiées. De plus, l'utilisation d'un nombre élevé de paramètres libres peut dégrader les propriétés de convergence des ajustements, ainsi que l'interpolation de ces paramètres entre les *voxels*. C'est pourquoi d'autres paramétrisations, à l'aide d'une distribution de Landau couplé à une exponentielle, ou de la somme de deux exponentielles, peuvent être envisagées. Pour les études présentées dans ce chapitre, la majorité d'entre elles se basent sur le nombre de photons collectés intégré temporellement, pour lequel seul la visibilité  $w_0$  influe. Un changement de paramétrisation n'aura pas d'influence sur les résultats présentés.

#### 7.1.3 Simulation de la réponse des photomultiplicateurs

Les cartes de lumière, dans lesquelles l'acceptance angulaire des PMTs est prise en compte (voir chapitre 4), sont ensuite utilisées au sein du logiciel QScan dans lequel l'efficacité quantique des PMTs est prise en compte (voir chapitre 5). Suite à cette utilisation, nous obtenons un signal lumineux sous la forme d'un nombre de photo-électrons (PE) induits dans les PMTs en fonction du temps. Nous allons à présent voir comment prendre en compte la réponse électronique des PMTs dans la simulation, afin de convertir le signal obtenu en un nombre de coups d'ADC en fonction du temps. Cette simulation est basée sur les données de calibration des PMTs du pré-prototype  $3 \times 1 \times 1$  m<sup>3</sup>. La calibration a été effectuée par l'institut CIEMAT, qui nous a fourni les données nécessaires à notre simulation.

#### 7.1.3.1 Prise en compte du gain des PMTs

La première étape est de déterminer le nombre d'électrons qui vont être induits dans les PMTs par les photo-électrons initiaux provenant de la photo-cathode du PMT à l'aide des données de calibration. La calibration, décrite dans la référence [145], utilise un générateur d'impulsions lumineuses couplé à un système de déclenchement aléatoire. Les événements sont intégrés temporellement pour construire un spectre de charge dont un exemple est présenté sur la figure 7.12 (gauche). Les spectres présentent une première structure centrée en zéro, correspondant aux fluctuations du piédestal, et une seconde structure correspondant à la réponse du PMT à un seul photo-électron (SPE, pour *Single Photo-Electron*). Une distribution gaussienne est ajustée sur cette réponse afin d'en extraire la moyenne, correspondant au gain du PMT  $G_{PMT}$ , et la largeur  $\sigma_{SPE,PMT}$ . Cette opération est répétée pour tous les PMTs à différentes tensions afin de déterminer la dépendance du gain à la tension V, comme montrée sur la figure 7.12 (droite).



FIGURE 7.12 – À gauche : Spectre de charge du PMT3 à 1500 V, obtenu lors de la calibration. À droite : Dépendence du gain  $G_{PMT}$  à la tension V. Figures extraites de [145].

La dépendance du gain  $G_{PMT}$  à la tension V appliquée est décrite par la relation suivante [145] :

$$G_{PMT} = A_{PMT} \cdot V^{B_{PMT}} \tag{7.4}$$

où  $A_{PMT}$  et  $B_{PMT}$  sont des constantes dépendant du PMT en question. Une paramétrisation similaire est utilisée pour déterminer la dépendance de  $\sigma_{SPE,PMT}$  à la tension. Les tensions nominales des PMTs ayant été appliquées pendant la majeur partie de la prise de données, les gains correspondants, ainsi que les fluctuations du piédestal (bruit) obtenus sont résumés dans le tableau 7.3. Ces gains sont de l'ordre de 10<sup>6</sup> électrons produits par photo-électron.

PMT	1	2	3	4	5
Tension nominale (kV)	1.2	1.2	1.1	1.1	1.2
Gain mesuré $(10^6)$	$0.92\pm0.13$	$1.01\pm0.12$	$0.95\pm0.11$	$1.26\pm0.15$	$1.33\pm0.15$
Bruit (ADC)	0.7	0.7	0.4	0.4	0.8

TABLE 7.3 – Calibration des 5 PMTs du pré-prototype  $3 \times 1 \times 1$  m<sup>3</sup> [145].

Dans la simulation, pour chaque intervalle de temps (bin) de l'histogramme d'entrée, le logiciel calcule le nombre d'électrons  $N_e$  produits correspondant au nombre de photo-électrons  $N_{PE}$  dans le bin. Ce nombre  $N_e$  est généré aléatoirement selon une distribution gaussienne caractérisée par le moyenne  $\mu$ et l'écart-type  $\sigma$  [190] suivant :

$$\mu = N_{PE} \cdot G_{PMT} \tag{7.5}$$

$$\sigma = \sigma_{SPE,PMT} \cdot \sqrt{N_{PE}} \tag{7.6}$$

Ces gaussiennes correspondent à la réponse du PMT à  $N_{PE}$  photo-électrons. Le cas où  $N_{PE} = 1$  correspond donc à la réponse au SPE dont nous avons parlé précédemment, et dont les gains sont extraits. La figure 7.13 présente des exemples de ces gaussiennes pour le PMT1 à une tension de 1.2 kV (tension nominale), pour lequel le gain est de  $(0.92\pm0.13)\times10^6$  e<sup>-</sup>, pour 1 à 4 photo-électrons. Le nombre d'électrons obtenue est ensuite converti en Coulomb. La figure 7.14 présente un exemple de cette étape de la simulation pour un cas simple ou 5 photo-électrons sont produits dans une fenêtre de 200 ns.

#### 7.1.3.2 Étalement temporel de la réponse des PMTs

Nous devons à présent prendre en compte l'étalement temporel de la réponse des PMTs. Pour cela, nous utilisons une paramétrisation extraite à nouveau de la calibration. Elle est obtenue en ajustant une distribution de Landau sur la forme moyenne de la réponse des PMTs au SPE. Cette réponse ainsi que la paramétrisation sont représentés sur la figure 7.15, où nous voyons qu'elle s'étend sur environ 15 ns. Cet étalement est pris en compte dans la simulation au moyen de la convolution entre le signal et la distribution de Landau.

Une fois cet étalement pris en compte, la tension correspondant à la charge déposée dans chaque intervalle de temps est calculée :

$$U = R \frac{Q}{\Delta t} \tag{7.7}$$



FIGURE 7.13 – Simulation des distributions gaussiennes du nombre d'électrons produits par 1 (bleu), 2 (rouge), 3 (noir) et 4 (vert) photo-électrons émis par la photo-cathode du PMT1 à 1.2 kV. Chaque gaussienne est obtenue en simulant 50000 fois l'émission du (ou des) photo-électrons.



FIGURE 7.14 – À gauche : exemple de distribution du nombre de photo-électrons en fonction du temps. À droite : conversion de ce nombre de photo-électrons en nombre d'électrons produits dans les PMTs à partir des gains mesurés pour un cas simple, pour le PMT1 à 1.2 kV.

où  $R = 50 \ \Omega$ ,  $\Delta t$  correspond à l'intervalle de temps, c'est-à-dire à la largeur des classes (bin) de notre histogramme, et Q correspond à la charge déposée dans la classe correspondante. Enfin, cette tension est convertie en coups d'ADC au moyen de la conversion suivante, correspondant aux caractéristiques de l'électronique d'acquisition :

$$1 \text{ ADC} = 0.5 \times 10^{-3} \text{ V}$$
(7.8)

La figure 7.16 présente cette étape de la simulation pour le cas simple déjà présenté sur la figure 7.14.



FIGURE 7.15 – Forme de la réponse des PMTs au SPE, moyennée sur tous les PMTs (noir) et ajustement d'une distribution de Landau (bleu). Données obtenues par l'institut CIEMAT [191].

Nous voyons sur cet exemple que les deux derniers photo-électrons produits à quelques nanosecondes de décalage sont maintenant confondus.



FIGURE 7.16 – Exemple de prise en compte de l'étalement temporel pour un cas simple, pour le PMT1 à 1.2 kV. Cet exemple correspond au cas présenté sur la figure 7.14. Le retard visible d'environ 20 ns par rapport à l'histogramme initial est un artefact de la simulation du à la MPV de la distribution de Landau utilisée. Il pourra être retiré par la suite.

#### 7.1.3.3 Fluctuations du piédestal et exemple de simulation pour le signal S1

La dernière étape de la simulation est la prise en compte des fluctuations du piédestal, qui va dégrader le signal. L'écart-type de ce bruit a été estimé pendant la calibration et est présenté dans le tableau 7.1 pour les différents PMTs. Dans la simulation, chaque classe (*bin*) de l'histogramme est bruitée en ajoutant une valeur générée aléatoirement suivant une gaussienne d'écart-type  $\sigma_{Ped} = 0.7, 0.4$  ou 0.8 ADC suivant le PMT en question. Enfin, le signe de la polarisation du signal est inversé pour correspondre au signal des PMTs.

La figure 7.17 présente un exemple de simulation complète du signal S1 dû à un muon traversant le volume actif du pré-prototype  $3 \times 1 \times 1$  m<sup>3</sup>. La figure de gauche présente l'histogramme obtenu par *QScan* après la simulation du processus de scintillation et de la propagation des photons dans le détecteur, et après la prise en compte de l'efficacité quantique des PMTs. La figure de droite présente le même signal après la prise en compte de la réponse de l'électronique des PMTs. Un exemple de signal comparable extrait des données est présenté sur la figure 7.18. Nous pouvons voir que, malgré la prise en compte de l'étalement de la réponse des PMTs au SPE, le signal extrait des données est plus étalé que le signal simulé. Il reste donc des effets jouant sur cet étalement qui ne sont pas implémentés dans la simulation, et pour lesquels des études complémentaires seraient nécessaires. Pour les comparaisons présentées dans les sections suivantes, cet effet aura toutefois un impact limité car la majorité des études utilise le signal intégré temporellement.



FIGURE 7.17 – Exemple de simulation du signal S1 dû à un muon traversant le détecteur, avant (gauche) et après (droite) la prise en compte de la réponse de l'électronique des PMTs dans la simulation, pour le PMT1.

Une simulation préliminaire de la réponse de l'électronique des PMTs du pré-prototype  $3 \times 1 \times 1$  m<sup>3</sup> a donc été développée en se basant sur les données de calibration. Notons ici que d'autres effets, comme la non-linéarité de la réponse des PMTs, c'est-à-dire du nombre de photo-électrons détectés en fonction du nombre de photo-électron produits, ne sont pas encore pris en compte dans la simulation. Elle pourra donc être étoffée par la suite pour prendre en compte un maximum d'effets et développer une simulation plus précise. Pour les études du signal lumineux dans le cadre de ProtoDUNE-DP, elle devra également être adaptée à la calibration réalisée pour les PMTs qui seront installés dans le détecteur.



FIGURE 7.18 – Exemple de signal S1 extrait des données du pré-prototype  $3 \times 1 \times 1$  m<sup>3</sup>, provenant d'un événement déclenché par les détecteurs à muons (« *CRT trigger* »), pour le PMT1.

# 7.2 Comparaisons avec les données de lumière du pré-prototype

Dans cette partie, nous présenterons les résultats des simulations du signal lumineux attendu dans le pré-prototype  $3 \times 1 \times 1$  m<sup>3</sup>, ainsi que leurs comparaisons avec les données recueillies. Il s'agit de comparaisons réalisées en collaboration avec l'institut CIEMAT, qui a pris en charge l'analyse des données du pré-prototype. Les simulations présentées dans cette section supposent  $L_{Abs} = 30$  m ainsi qu'une efficacité quantique de 20% pour tous les PMTs.

#### 7.2.1 Description des données disponibles

**Définition des volumes utilisés.** Dans le logiciel QScan, le processus de scintillation n'est pas simulé dans la totalité du volume d'argon liquide, mais uniquement dans le volume fiduciel théorique de  $3 \times 1 \times 1$  m<sup>3</sup> (FV). En réalité, le volume instrumenté et soumis au champ de dérive s'étend jusqu'aux anneaux de la *field cage*, qui sont placées à l'extérieur du FV. Ce volume est donc légèrement plus grand que le volume fiduciel théorique. De plus, les photons de scintillation peuvent également être émis à l'extérieur de la *field cage* le long de la trace des particules incidentes. En particulier, ils peuvent être émis sous la cathode, où ils auront une forte probabilité d'être détectés. Dans ce chapitre, nous distinguerons donc les deux volumes suivants :

- Le volume fiduciel « théorique » de  $3 \times 1 \times 1$  m<sup>3</sup> défini dans la simulation, que nous noterons  $FV_{MC}$ . Dans QScan, le processus de scintillation n'est pas simulé à l'extérieur de ce volume.
- Le volume fiduciel « étendu », défini dans l'analyse des données, que nous noterons  $FV_{data}$ . Ce volume englobe le volume fiduciel théorique, et prend en compte le volume d'argon contenu entre le  $FV_{MC}$  et les anneaux de la *field cage*, ainsi que le volume d'argon liquide se trouvant sous la cathode.

Les dimensions de ces deux volumes sont résumées dans le tableau 7.4, et ils sont représentés sur la figure 7.19. Ces définitions différentes doivent être prises en compte dans les comparaisons que nous allons présenter. En particulier, la lumière produite sous la cathode, et donc très proche des PMTs, ne sera pas prise en compte dans la simulation. Or, cette lumière a une plus grande probabilité d'être détectée et est présente dans les données. Ainsi, l'harmonisation de ces définitions est la principale

prochaine étape de l'amélioration de la simulation. Cette modification sera nécessaire pour réaliser des comparaisons plus précises entre les données et les simulations. Nous présentons ici des comparaisons et des études préliminaires, qui seront par la suite affinées.

Volume	X (mm)	Y (mm)	Z (mm)
Instrumenté	1000	3000	1000
Fiduciel	1121	3121	1155

TABLE 7.4 – Résumé des différents volumes définis dans la simulation et l'analyse de données du pré-prototype  $3 \times 1 \times 1$  m<sup>3</sup>



FIGURE 7.19 – Schéma du pré-prototype  $3 \times 1 \times 1$  m<sup>3</sup> et des positions des CRTs.

**Systèmes de déclenchement** Comme nous l'avons décrit dans le chapitre 3, deux systèmes de déclenchement de l'acquisition ont été utilisés lors de la prise de données. Ces deux systèmes modifient la topologie des événements enregistrés :

- Système de déclenchement basé sur la détection du signal rapide S1 par les PMTs (*PMT self-trigger*). L'acquisition se déclenche si la quantité de lumière dépasse un certain seuil pour les 5 PMTs. Pour la majeure partie de la prise de données, ce seuil a été fixé de manière à avoir un taux d'événements autour de 3 Hz. Ce système sélectionne des événements de topologie variée, incluant par exemple des événements verticaux passant près des PMTs et des gerbes électromagnétiques. Dans cette configuration, il est nécessaire d'effectuer des études détaillées des signaux pour obtenir des informations précises sur la trace des particules.
- Système de déclenchement basé sur des plans de détecteurs à muons (CRT pour Cosmic Ray Tagger) placés de part et d'autre du pré-prototype et visibles sur la figure 7.19 (CRT trigger).

Ces détecteurs sont constitués chacun de plans de scintillateurs mesurant environ  $1.8 \times 1.8 \text{ m}^2$ . Les événements sélectionnés sont des muons diagonaux et horizontaux. Dans un premier temps, les CRTs étaient placés à la même hauteur afin de sélectionner des événements diagonaux et horizontaux (CRTs alignés). Dans un second temps, ils ont été décalés l'un par rapport à l'autre afin de sélectionner des événements diagonaux (CRTs non-alignés). Nous appellerons « CRT1 » le CRT décalé vers le haut et « CRT2 » celui décalé vers le bas. Le taux d'événements est d'environ 0.3 Hz. Les coordonnées bidimensionnelles et le temps de passage des muons dans chacun des CRT sont enregistrés, et peuvent être utilisés dans l'analyse des données.

Caractéristiques des données disponibles. Différentes prises de données ont été effectuées dans différentes configurations. En particulier, les prises de données (run) ont été effectuées avec différentes tensions appliquées aux électrodes, et donc avec différents champs électriques appliqués à l'argon liquide et gazeux. Ces différentes configurations permettent d'étudier l'impact de ces champs sur la collection de lumière. Dans les sections suivantes, nous comparerons notamment les simulations du signal S1 réalisées au cours de cette thèse et les données recueillies en absence de champ de dérive (section 7.2.2), puis en présence d'un champ de dérive variant entre 0 kV/cm et 0.6 kV/cm (section 7.2.3).

## 7.2.2 Étude du signal S1 en l'absence de champ de dérive

Dans cette section, nous allons comparer les simulations et les données recueillies pour un champ de dérive nul, et dans le cas où le système de déclenchement est basé sur les CRTs non-alignés. Les événements correspondant à cette configuration sont simulés en ayant implémenté dans *QScan* deux plans verticaux représentant les CRTs. Pour chaque événement, un point de passage est généré aléatoirement sur chaque CRT, et *QScan* simule la trajectoire d'un muon entre ces deux points. L'énergie de ces muons est distribuée aléatoirement selon une loi uniforme entre 0.5 et 10 GeV. Des coupures seront par la suite appliquées dans les données et les simulations. Nous allons à présent décrire les différentes variables sur lesquelles s'effectuent ces coupures. Nous décrirons ensuite les coupures choisies pour les analyses présentées dans cette section.

#### 7.2.2.1 Description des variables utilisées

Les données et les simulations que nous allons comparer utilisent le système de déclenchement basé sur les CRTs. Les informations enregistrées par les CRTs nous permettent donc de déterminer plusieurs variables caractérisant les événements :

- Le « temps de vol », noté *ToF* (*Time of Flight*), correspondant à la différence de temps entre le passage du muon dans les deux CRTs. Ce temps est positif pour les muons se propageant du CRT1 vers le CRT2, et est négatif pour les muons se propageant dans le sens inverse.
- La longueur de la trace  $L_{track}$  correspondant à la distance parcourue par le muon dans le volume fiduciel  $FV_{MC}$  (dans le cas des simulations) et dans le volume fiduciel étendu  $FV_{data}$  (dans le cas de l'analyse des données). Les deux volumes n'ayant pas les mêmes définitions, les coupures effectuées sur  $L_{track}$  devront être adaptées au volume utilisé.
- La tangente de l'angle  $\theta$ , où  $\theta$  est l'angle formé entre la direction du muon et l'axe  $\vec{y}$  dans le plan  $(\vec{y}, \vec{z})$ . Il rend compte de l'inclinaison de la trajectoire du muon :  $\theta = 0$  pour des muons horizontaux et  $\theta = -90^{\circ}$  pour des muons verticaux.
- La distance  $d_i$  correspondant à la distance minimale entre la trajectoire du muon et le haut du PMT numérotée i.

Dans ce chapitre, nous allons présenter deux comparaisons, portant sur l'impact de la longueur de diffusion Rayleigh sur le signal S1 et sur l'impact du champ de dérive sur ce même signal. Ces études reposent toutes deux sur le nombre  $N_{PE}$  de photo-électrons collectés par les PMTs. Dans l'analyse des données, ce nombre est obtenu en intégrant le nombre de coups ADC obtenus dans une fenêtre de temps  $\Delta t_{int}$  autour du pic de lumière S1, puis en le convertissant en nombre de photo-électrons à l'aide des données de calibration selon la procédure inverse à celle décrite dans la section 7.1.3. Dans la simulation, ce nombre est obtenu en intégrant directement le nombre de photo-électrons collectés dans la même fenêtre de temps  $\Delta t_{int}$ , c'est-à-dire en travaillant directement sur les résultats du logiciel QScan, comme le signal simulé présenté sur la figure 7.17 (gauche). Dans cette section, les résultats présentés correspondent à une fenêtre d'intégration  $\Delta t_{int} = 4\mu$ s. Il s'agit d'une fenêtre suffisamment large pour que la quasi-totalité du signal S1 soit prise en compte.

Le nombre noté  $N_{PE,MC}$  correspondra au nombre de photo-électrons induits dans les PMTs par la lumière de scintillation produite dans le volume fiduciel  $FV_{MC}$ . Le nombre noté  $N_{PE,data}$  correspondra à la quantité de lumière produite dans le volume fiduciel étendu  $FV_{data}$ . Cependant, dans le cadre du système de déclenchement basé sur les CRTs, les événements déclenchant l'acquisition des données sont majoritairement des événements horizontaux et diagonaux, qui, dans la plupart des cas, ne traverseront pas (ou peu) le liquide se trouvant sous la cathode, excepté aux extrémités du détecteur. Nous ne nous attendons donc pas à un effet fort provenant de la fraction de lumière produite sous la cathode.

#### 7.2.2.2 Sélection des événements

Plusieurs critères sont appliqués sur les données pour sélectionner les événements correspondant à des muons et rejeter les événements non-physiques ou saturés. Les événements sélectionnés pour la suite de l'analyse doivent satisfaire les conditions suivantes :

- L'événement déclenché par les CRTs correspond à un signal dans les PMTs [192]. Seules les prises de données (*runs*) ayant une efficacité sur cette sélection supérieure à 40% sont conservées pour la suite de l'analyse.
- Un (et un seul) point de passage sont enregistrés sur chaque CRT.
- Le candidat muon traverse le volume fiduciel étendu  $FV_{data}$ .
- L'amplitude du signal S1 est supérieure à 100 coups d'ADC.
- L'amplitude du signal S1 ne dépasse pas le plage dynamique de l'ADC (4096 coups d'ADC).
- La réponse électronique des PMTs n'est pas saturée. Pour cela, une coupure supplémentaire, et dépendante du PMT, est appliquée sur l'amplitude du signal S1 [193].

Du côté de la simulation, la simulation de la réponse des PMTs, présentée dans la section 7.1.3, permet d'estimer l'amplitude du signal S1 correspondant au muon et de rejeter les événements présentant une amplitude dépassant la plage dynamique de l'ADC. Les événements sélectionnés doivent donc satisfaire les conditions suivantes :

- Le muon traverse le volume fiduciel  $FV_{MC}$ .
- L'amplitude du signal S1 ne dépasse pas le plage dynamique de l'ADC (4096 coups d'ADC).

Nous allons à présent chercher à sélectionner les événements « diagonaux », c'est-à-dire les événements pour lesquels le candidat muon traverse la quasi-totalité du volume fiduciel considéré. La configuration non-alignée des CRTs étant utilisée, la topologie des événements ayant traversé les deux CRTs n'est

pas la même suivant le sens dans lequel les muons se propagent. Puisqu'il s'agit de muons cosmiques, se propageant donc vers le bas, les muons traversant d'abord le CRT1 puis le CRT2, placé plus bas que le CRT1, auront des trajectoires plus inclinées que ceux traversant d'abord le CRT2. Dans les données, la condition ToF > 0 permet de sélectionner les muons se propageant du CRT1 vers le CRT2, et ainsi privilégier les événements dits « diagonaux ».

Une condition supplémentaire est appliquée sur la longueur  $L_{track}$  de la trace afin de sélectionner les candidats muon traversant toute la longueur du détecteur. La figure 7.20 présente les distributions des longueurs  $L_{track}$  obtenues pour les événements sélectionnés précédemment, dans les données et les simulations. Nous voyons que les deux distributions ont des comportements similaires. Le décalage visible est dû à la différence entre les définitions des volumes, dont nous avons parlé dans la section précédente. D'après les dimensions des volumes, un muon traversant toute la longueur du détecteur doit parcourir entre 3.121 et 3.52 m dans le volume fiduciel étendu  $FV_{data}$ , et entre 3 et 3.32 m dans le volume fiduciel  $FV_{MC}$ . Nous voyons que ces différentes valeurs correspondent bien aux pics visibles sur les distributions. Pour la suite de l'analyse, les candidats muon devront satisfaire les conditions suivantes :

- $L_{track} > 3100 \text{ mm}$  dans les données.
- $L_{track} > 3000 \text{ mm}$  dans les simulations.



FIGURE 7.20 – Distributions de  $L_{track}$  pour les événements sélectionnés dans les données (rouge) et dans la simulation (bleu).

Enfin, une dernière coupure est appliquée sur l'angle  $\theta$  des événements. La figure 7.21 présente les distributions de  $\tan(\theta)$  dans les données et les simulations. La moyenne de la distribution obtenue dans les données est autour de  $\tan(\theta) = -0.2$ , ce qui rend compte du fait que la grande majorité des candidats muon se propagent vers le bas, ce qui est attendu dans le cas de muons cosmiques. Nous voyons que la moyenne de la distribution obtenue dans les simulations est d'environ -0.1 et est donc plus élevée. Ce décalage est dû à la manière de générer les événements « *CRT trigger* » implémentée dans QScan, qui génère plus d'événements horizontaux  $(\tan(\theta) \approx 0)$  qu'il n'y en a dans les données.

Pour rejeter ces événements, une nouvelle sélection est appliquée dans les données et les simulations : les événements ayant  $tan(\theta) < -0.05$  sont sélectionnés.



FIGURE 7.21 – Distributions de  $tan(\theta)$  pour les événements sélectionnés dans les données (rouge) et dans la simulation (bleu).

Nous considérons à présent que les événements sélectionnés correspondent à des muons cosmiques traversant toute la longueur du détecteur. Au terme de ces différentes coupures, qui sont résumées dans le tableau 7.5, moins de 10% des événements des données sont conservés. Ces différentes sélections réduisent donc fortement le nombre d'événements sur lesquels effectuer notre analyse, ce qui peut constituer une contrainte pour réaliser des études plus précises du signal lumineux.

La figure 7.22 présente des exemples de trajectoires de ces événements simulés, où nous pouvons voir qu'il s'agit en majorité d'événements diagonaux. La figure 7.23 présente les distributions de la distance minimale  $d_i$  entre les trajectoires et le PMT *i* pour les 5 PMTs du pré-prototype, pour les événements des données et les événements simulés. Nous pouvons voir un bon accord entre les caractéristiques de la simulation et les caractéristiques des candidats muon sélectionnés dans les données. Par la suite, la méthode de génération des muons dans *QScan* pourra également être étoffée afin d'améliorer encore cet accord, notamment en prenant en compte les distributions en  $\tan(\theta)$  et en énergie des muons cosmiques.

#### 7.2.2.3 Nombre de photo-électrons collectés pour différentes longueurs $L_{Ray}$

Nous allons à présent comparer les distributions des nombres  $N_{PE,data}$  et  $N_{PE,MC}$  de photo-électrons collectés respectivement dans les données et dans les simulations. Nous effectuons cette comparaison pour des simulations obtenues avec différentes longueurs  $L_{Ray}$  de diffusion Rayleigh, afin de déterminer si nous sommes sensibles à ce paramètre. Les figures 7.24 à 7.28 présentent cette comparaison pour les 5 PMTs du pré-prototype et pour  $L_{Ray} = 20$  cm (choisie volontairement courte), 55 cm [178] et 163 cm [180]. Nous constatons d'abord un accord général satisfaisant entre les données et les


FIGURE 7.22 – Exemples de trajectoires des événements simulés sélectionnés. La cadre rouge délimite le volume  $FV_{MC}$ .

Simulation	Données		
	Correspondance CRT-PMT		
	Un point de passage par CRT		
Le muon traverse le volume $FV_{MC}$	Le candidat muon traverse le volume $FV_{data}$		
	Amplitude $S1 > 100$ ADC		
Amplitude $S1 < 4096$ ADC	Amplitude $S1 < 4096$ ADC		
	La réponse électronique des PMT n'est pas saturée		
	ToF > 0		
$L_{track} > 3000 \text{ mm}$	$L_{track} > 3100 \text{ mm}$		
$\tan(\theta) < -0.05$	$\tan(\theta) < -0.05$		

TABLE 7.5 – Résumé des sélections effectuées sur les événements CRT trigger des données et les événements simulés.

simulations, en particulier pour le PMT2 et le PMT5, dans les cas où  $L_{Ray} = 55$  cm et 163 cm. Nous voyons que les distributions obtenues pour  $L_{Ray} = 20$  cm sont plus étalées que dans les deux autres cas, et semblent moins en accord avec les données, ce qui est attendu puisqu'il s'agit d'une valeur que nous avons volontairement choisie plus courte que les valeurs disponibles dans la littérature.

Le moins bon accord semble être obtenu pour le PMT1. De part le choix d'étudier des muons diagonaux, il s'agit du PMT le plus éloigné des trajectoires des muons, ce que nous pouvons également voir sur la figure 7.23 (présence d'un pic autour de  $d_1 = 1050$  mm dans les données). Nous voyons également sur cette figure que c'est le PMT pour lequel l'accord des distances  $d_i$  entre les simulations et les données est le moins bon. Les simulations présentant des distances  $d_1$  plus courtes que dans les données, il semble cohérent que  $N_{PE,MC}$  soit globalement plus élevé que  $N_{PE,data}$  pour ce PMT.

Nous voyons également que  $N_{PE,MC}$  s'étend généralement jusqu'à un nombre de photo-électrons plus élevé que  $N_{PE,data}$ , pour l'ensemble des PMTs excepté le PMT2. Cela peut être dû au fait que certains effets, comme la non-linéarité de la réponse des PMTs, qui réduit le nombre de photo-électrons collectés



FIGURE 7.23 – Distributions des distances  $d_i$  pour les 5 PMTs du pré-prototype, pour les événements sélectionnés dans les données (rouge) et dans les simulations (bleu).



FIGURE 7.24 – Distributions de  $N_{PE,data}$  (rouge) et  $N_{PE,MC}$  pour le PMT1, dans les cas où  $L_{Ray} = 20$  cm (vert), 55 cm (bleu) et 163 cm (noir).

lorsque  $N_{PE}$  est élevé, ne sont pas pris en compte dans la simulation. C'est particulièrement visible dans le cas du PMT5 où le nombre de photo-électrons collectés chute très rapidement, dans les données, au-delà de 9000 PEs, alors qu'il s'étend jusqu'à 11000 PEs dans les simulations.



FIGURE 7.25 – Distributions de  $N_{PE,data}$  (rouge) et  $N_{PE,MC}$  pour le PMT2, dans les cas où  $L_{Ray} = 20$  cm (vert), 55 cm (bleu) et 163 cm (noir).



FIGURE 7.26 – Distributions de  $N_{PE,data}$  (rouge) et  $N_{PE,MC}$  pour le PMT3, dans les cas où  $L_{Ray} = 20$  cm (vert), 55 cm (bleu) et 163 cm (noir).

Pour estimer l'accord entre les distributions simulées et les données, nous calculons un  $\chi^2$ /DoF pour chaque valeur de  $L_{Ray}$  et chaque PMT. Ces  $\chi^2$ /DoF sont résumés dans le tableau 7.6. Nous voyons dans ce tableau que les  $\chi^2$ /DoF obtenus pour  $L_{Ray} = 20$  cm sont systématiquement plus élevés que ceux obtenus pour les deux autres longueurs de diffusion. À l'inverse, les  $\chi^2$ /DoF les plus faibles sont obtenus pour  $L_{Ray} = 163$  cm pour tous les PMTs excepté le PMT1. Nous voyons donc ici que cette analyse préliminaire semble favoriser la valeur de  $L_{Ray}$  la plus grande.

Nous continuons cette étude en nous intéressant à la dépendance de  $N_{PE,data}$  et  $N_{PE,MC}$  à la distance minimale  $d_i$  entre la trajectoire du candidat muon et le PMT numéroté *i*. La figure 7.29 présente la dépendance du nombre de photo-électrons collectés par le PMT3 à la distance  $d_3$  dans les données, comparée à celle obtenue dans les simulations. Nous voyons apparaître une dépendance proche d'une exponentielle dans les données et dans les simulations pour les trois valeurs de  $L_{Ray}$ . Le moins bon accord est obtenu pour  $L_{Ray} = 20$  cm, pour laquelle la dépendance obtenue est très différente entre



FIGURE 7.27 – Distributions de  $N_{PE,data}$  (rouge) et  $N_{PE,MC}$  pour le PMT4, dans les cas où  $L_{Ray} = 20$  cm (vert), 55 cm (bleu) et 163 cm (noir).



FIGURE 7.28 – Distributions de  $N_{PE,data}$  (rouge) et  $N_{PE,MC}$  pour le PMT5, dans les cas où  $L_{Ray} = 20$  cm (vert), 55 cm (bleu) et 163 cm (noir).

$L_{Ray}$	PMT1	PMT2	PMT3	PMT4	PMT5
$20 \mathrm{~cm}$	12.73	26.95	13.05	9.55	15.65
$55~\mathrm{cm}$	4.43	1.30	6.24	9.24	9.00
$163~{\rm cm}$	6.24	0.67	4.40	4.77	4.99

TABLE 7.6 –  $\chi^2$ /DoF calculé pour chaque PMT et pour  $L_{Ray} = 20$  cm, 55 cm et 163 cm.

les données et la simulation. Nous pouvons également constater que le meilleur accord est obtenu pour  $L_{Ray} = 163$  cm.

La figure 7.30 présente la dépendance du nombre moyen de photo-électrons collectés en fonction de  $d_i$ , pour tous les PMTs. Dans les simulations, nous voyons que cette dépendance est proche d'une

exponentielle pour toutes les distances  $d_i$ . Ces dépendances sont similaires pour  $L_{Ray} = 55$  cm et 163 cm. En revanche, elle est plus forte pour une longueur de diffusion  $L_{Ray} = 20$  cm, pour laquelle  $N_{PE,MC}$  diminue plus rapidement avec  $d_i$ . Dans les données, nous voyons que cette dépendance est proche d'une exponentielle pour les  $N_{PE,data}$  faibles (inférieures à environ 5000 PEs) correspondant à environ  $d_i > 400$  mm, puis atteint un plateau pour des distances plus courtes (et donc pour les  $N_{PE,data}$ les plus grands). Ce plateau se situe entre 5000 PEs et 7000 PEs suivant les PMTs. Ce plateau n'est pas visible dans les simulations qui semblent alors surestimer le nombre de photo-électrons collectés. Cela pourrait être dû à la non-linéarité de la réponse des PMTs et/ou à un effet de saturation lorsque  $N_{PE,data}$  est grand (> 5000 PEs), effets qui ne sont pas pris en compte dans les simulations.

En dehors de ce plateau, nous voyons apparaître un accord satisfaisant entre la dépendance observée dans les données et celle observée dans les simulations pour  $L_{Ray} = 55$  cm et 163 cm. En revanche, nous voyons clairement apparaître un désaccord avec la dépendance obtenue pour  $L_{Ray} = 20$  cm, en particulier pour des distances  $d_i > 800$  mm où la simulation présente un nombre  $N_{PE,MC}$  inférieur à  $N_{PE,data}$ . La longueur de diffusion  $L_{Ray} = 20$  cm est donc clairement défavorisée. Les dépendances obtenues pour  $L_{Ray} = 55$  cm et 163 cm sont plus proches l'une de l'autre et sont en accord avec les données. La longueur  $L_{Ray} = 163$  cm semble toutefois favorisée, ce qui est cohérent avec la limite inférieure de 110 cm publiée dans la référence [181], dont nous avons parlée dans le chapitre 4.



FIGURE 7.29 –  $N_{PE,data}$  (rouge) et  $N_{PE,MC}$  en fonction de la distance  $d_3$  entre la trajectoire du candidat muon et le PMT3, pour  $L_{Ray} = 20$  cm (vert,gauche), 55 cm (bleu, milieu) et 163 cm (noir, droite).

#### 7.2.3 Étude de l'amplitude du signal S1 en fonction du champ de dérive

Dans cette section, nous allons étudier les variations du signal S1 avec l'amplitude du champ de dérive maintenu dans l'argon liquide. Ces études sont réalisées pour des champs allant de 0 kV/cm à 0.62 kV/cm, dans le cas où le système de déclenchement est basé sur la détection du signal lumineux par les PMTs. Pour ces prises de données, la plupart des coupures définies dans la section précédente pour les événements *CRT trigger* ne sont pas utilisées, puisque nous ne pouvons pas utiliser les informations des CRTs pour calculer les caractéristiques de la trace. Dans l'analyse présentée ici, nous utilisons uniquement des coupures sur l'amplitude du signal S1 :

• L'amplitude du signal S1 ne dépasse pas la plage dynamique de l'ADC (4096 coups d'ADC).



FIGURE 7.30 – Dépendance du nombre moyen de photo-électrons collectés à la distance  $d_i$  pour les 5 PMTs du pré-prototype, dans les données (rouge) et les simulations pour  $L_{Ray} = 20$  cm (vert), 55 cm (bleu) et 163 cm (noir).

• La réponse électronique des PMTs n'est pas saturée. Pour cela, une coupure supplémentaire, et dépendante du PMT, est appliquée sur l'amplitude du signal S1 [193].

Après application de ces deux coupures, environ 40% des événements « PMT self-trigger » sont sélectionnés pour la suite de l'étude [193].

Pour simuler ce système de déclenchement, qui sélectionne des événements de typologies variées, des muons descendants sont générés à partir d'un plan horizontal situé en haut du détecteur. Leur énergie est distribuée aléatoirement selon une loi uniforme entre 0.5 et 10 GeV. Pour cette étude, nous n'utilisons pas de coupure sur l'amplitude du signal S1 dans les simulations. Les simulations sont réalisées pour des champs de dérive allant de 0 kV/cm à 0.6 kV/cm, et pour  $L_{Ray} = 55$  cm.

Nous avons vu dans le chapitre 4 que la quantité de photons émis est liée au champ de dérive appliqué dans l'argon liquide. Ce champ diminue la probabilité de recombinaison des électrons d'ionisation avec le milieu, et diminue donc la quantité de photons émis. Il est donc normal de constater une diminution du nombre de photo-électrons collectés lorsque l'amplitude du champ augmente. Cette diminution est visible sur la figure 7.31 où est présentée la distribution du nombre de photo-électrons collectés par le PMT1 et le PMT2 en fonction du champ de dérive dans la simulation. La courbe noire représente l'évolution du nombre moyen de photo-électrons collectés.



FIGURE 7.31 – Nombre de photo-électrons collectés par le PMT1 (gauche) et le PMT2 (droite) en fonction du champ de dérive appliqué dans le volume actif du pré-prototype. Les résultats sont issus des simulations.

Nous allons quantifier cette diminution en calculant le rapport  $R_L$  entre la quantité de lumière  $L(\varepsilon)$  collectée en présence du champ électrique  $\varepsilon$  et la quantité de lumière  $L_0$  collectée lorsque  $\varepsilon = 0$ . Dans l'hypothèse où tous les électrons d'ionisation se recombinent avec le milieu quand  $\varepsilon = 0$ , nous avons :

$$L(\varepsilon) = N_{ex} + r(\varepsilon)N_i \tag{7.9}$$

$$L_0 = N_{ex} + N_i \tag{7.10}$$

où  $N_i$  et  $N_{ex}$  sont les nombres de paires électron/ion créées et d'atomes excités lors de l'interaction de la particule incidente avec le milieu, et  $r(\varepsilon)$  est la probabilité pour qu'un électron d'ionisation se recombine avec l'argon (voir chapitre 4). Le rapport  $R_L$  s'écrit donc :

$$R_L(\varepsilon) = \frac{L(\varepsilon)}{L_0} = \frac{N_{ex} + r(\varepsilon)N_i}{N_{ex} + N_i} = 1 - (1 - r(\varepsilon))\frac{N_i}{N_i + N_{ex}}$$
(7.11)

En reprenant l'expression de  $r(\varepsilon)$  utilisée dans la simulation (équation 4.17) et provenant d'un ajustement sur les données d'un prototype du détecteur ICARUS [164], nous obtenons donc :

$$R_{L}(\varepsilon) = 1 - \alpha_{1} \frac{A}{1 + \frac{k}{\varepsilon} \frac{dE}{dx}}$$

$$(7.12)$$
où  $\frac{1}{\alpha_{1}} = 1 + \frac{N_{ex}}{N_{i}}$ 

où  $A = 0.800 \pm 0.003$  et  $k = 0.0486 \pm 0.0006$  (kV/cm)(g/cm<sup>2</sup>)/MeV [164]. Lorsque l'amplitude du champ augmente,  $R_L$  tend donc vers  $1 - \alpha_1 A$ , qui représente la fraction de lumière ne dépendant pas du champ de dérive. Cette asymptote permet donc d'estimer la fraction de lumière provenant du processus d'excitation directe. En utilisant  $\frac{N_{ex}}{N_i} = 0.21$  [153], ce qui donne  $\alpha_1 = 0.83$ , nous obtenons une fraction de lumière provenant de l'excitation directe de 0.34. Cette valeur est cohérente avec les mesures ayant montrées qu'en absence de champ électrique, environ un tiers de la lumière de scintillation produite provient de l'excitation directe (voir chapitre 4 et référence [147]). La figure 7.32 présente l'évolution de  $R_L$  obtenue avec les données [193] et les simulations pour un champ de dérive entre 0 kV/cm et 0.62 kV/cm et pour tous les PMTs, ainsi que la courbe définie par l'équation 7.12. Nous observons un écart important entre les résultats extraits des données et des simulations. Concernant les données, un bon accord est observé entre les dépendances observées par les 5 PMTs. Concernant les simulations, un bon accord est observé entre les dépendances observées par tous les PMTs.



FIGURE 7.32 – Évolution de  $R_L(\varepsilon)$  en fonction du champ de dérive dans les données (vert) et les simulations (bleu), pour les 5 PMTs du pré-prototype. La courbe rouge correspond à la courbe définie par l'équation 7.12.

Nous pouvons ajuster la loi de Birks suivante sur les courbes obtenues, afin de d'estimer la valeur asymptotique a vers laquelle  $R_L$  tend :

$$R_L(\varepsilon) = \frac{b+a\varepsilon}{b+\varepsilon}$$
(7.13)  
où  $a = 1 - \alpha_1 A$  et  $b = k \frac{dE}{dx}$ 

Cette valeur correspond à la fraction de lumière provenant de l'excitation directe, et donc ne dépendant pas du champ de dérive appliqué dans le détecteur. Les valeurs asymptotiques suivantes sont obtenues :

$$a_{data} = 0.73 \pm 0.02 \quad [193] \tag{7.14}$$

$$a_{MC} = 0.38 \pm 0.02 \tag{7.15}$$

Nous constatons donc que les valeurs obtenues ne sont pas compatibles entre elles. Les données semblent présenter une quantité de lumière supérieure à celle attendue, qui, quant à elle, est estimé par un calcul (0.34) et par la simulation (0.38). L'origine de cet écart reste pour le moment à déterminer. Cependant, les résultats présentés ici sont préliminaires, d'autant plus que l'étude des événements *PMT self-trigger* est une étude délicate et est en train d'être affinée, puisque des analyses détaillées

### CHAPITRE 7. COMPARAISONS AVEC LES DONNÉES DU PRÉ-PROTOTYPE $3\times1\times1~{\rm M}^3$

sont nécessaires pour obtenir des informations précises sur la trace des particules. Des études similaires réalisées sur des événements *CRT trigger*, pour lesquelles les CRTs fournissent les informations sur la trace et permettent d'effectuer des coupures sur la topologie des événements, pourraient également être envisagées. De plus, les collections de lumière et de charge étant corrélées, il peut également être intéressant de réaliser des études complémentaires sur la recombinaison en prenant en compte des données issues de la collection de charge.

Du côté de la simulation, nous avons vu précédemment plusieurs pistes d'amélioration qui permettront des analyses complémentaires, en particulier la prise en compte de la lumière de scintillation produite à l'extérieur du volume fiduciel théorique du détecteur. De plus, une amélioration de la procédure de génération des événements *PMT self-trigger*, prenant mieux en compte les spécificités des muons cosmiques et de ce système de déclenchement, est également à l'étude. Ces différentes améliorations de la simulation, et les différentes études en découlant, pourraient apporter des premiers éléments de réponse concernant ce désaccord entre les valeurs asymptotiques observées dans les données et celle attendue.

Nous avons donc vu à travers ce chapitre que différentes études concernant les comparaisons entre les données du pré-prototype  $3 \times 1 \times 1$  m<sup>3</sup> et la simulation développée au cours de cette thèse sont en cours. Nous avons présenté ici les résultats préliminaires. Ces premiers résultats, notamment ceux extraits des études réalisées sur des événements *CRT trigger*, sont particulièrement encourageants. En plus de tester la validité des simulations développées, ces comparaisons nous ont également permis de poursuivre l'étude de l'impact de la longueur de diffusion Rayleigh sur la collection de lumière, que nous avions entrepris sur les simulations du signal lumineux attendu dans ProtoDUNE-DP. Elles ont également mis en lumière un certain nombre de pistes d'amélioration qui sont en cours d'implémentation. Des études complémentaires et plus précises sont donc actuellement en cours, dans le but de poursuivre et d'affiner notre travail.

## Conclusion

Le projet DUNE est l'un des projets phares de la prochaine génération d'expériences d'oscillations de neutrinos sur faisceaux, dédiée à la détermination de la hiérarchie de masse des neutrinos et à la mesure de la phase  $\delta_{CP}$ . Son détecteur sera composé de quatre modules basés sur la technologie des chambres à dérive à argon liquide (LArTPCs), technologie qui n'a encore jamais été testée sur des volumes de cette importance. Dans le cadre de ce projet ambitieux, la construction de deux prototypes, s'appuyant sur deux approches différentes de la LArTPC, a été lancée au CERN et devrait s'achever fin 2018. La démonstration de la faisabilité de ces technologies pour des détecteurs de cette envergure est une étape clé du projet DUNE.

Le travail réalisé au cours de cette thèse s'inscrit dans le cadre du prototype ProtoDUNE-DP, basé sur la technologie dite « double-phase » utilisant de l'argon liquide et gazeux. Deux types de signaux principaux sont attendus dans un tel détecteur, un signal de charges et un signal lumineux de scintillation. Ce signal lumineux, sur lequel porte le travail présenté dans ce manuscrit, peut être utilisé en particulier dans le système de déclenchement de l'acquisition de données et pour réaliser des mesures calorimétriques de précision.

Des simulations préalables de ce signal sont donc nécessaires afin d'en comprendre les particularités et de développer des algorithmes d'identification. Nous avons présenté ici le travail réalisé sur le développement de cette simulation, dans le cadre de ProtoDUNE-DP et également dans le cadre d'un pré-prototype  $3 \times 1 \times 1$  m<sup>3</sup> installé au CERN en 2017. Nous avons en particulier détaillé le principe et la construction de « cartes de lumière » permettant de simuler la propagation des photons de scintillation dans le détecteur tout en en réduisant considérablement le temps d'exécution de la simulation. Ces cartes de lumière ont notammant été utilisées par la collaboration DUNE pour réaliser des études de performances présentées dans l'IDR (*Interim Design Report*) de DUNE [194].

La simulation nous a également permis de conduire différentes études sur les spécificités de la propagation des photons de scintillation dans l'argon liquide. Nous avons ainsi pu appréhender les effets des processus d'absorption par les impuretés de l'argon liquide et de diffusion Rayleigh sur la propagation des photons, et mis en évidence l'importance de la valeur de la longueur de diffusion Rayleigh  $L_{Ray}$ sur le signal lumineux collecté. Nous avons également étudié l'impact de la présence d'éléments en acier inoxydable au-dessus des PMTs sur la collection de lumière. Nous avons estimé que ces éléments menaient à une atténuation moyenne de 69% de la quantité de lumière collectée.

Enfin, nous avons eu l'opportunité de comparer ces simulations aux données de lumière recueillies par le pré-prototype  $3 \times 1 \times 1$  m<sup>3</sup>. Ces comparaisons ont montré un bon accord entre la simulation développée au cours de cette thèse et les données du pré-prototype. Les résultats présentés dans ce manuscrit ont montré une sensibilité à la valeur de  $L_{Ray}$ , et sont en accord avec les valeurs de  $L_{Ray}$ supérieures à 110 cm. Nous avons également étudié la dépendance du signal au champ de dérive. Cette étude a montré des désaccords entre les données et la simulation, dont l'origine reste encore à déterminer. Ces premières comparaisons, qui sont préliminaires, constituent une étape importante du développement de la simulation, permettant d'en valider la méthode et d'en affiner les paramètres. Les prochaines études, qui s'inscriront dans la continuité du travail réalisé au cours de cette thèse, devraient nous permettre de contraindre les paramètres de simulation, en particulier la longueur  $L_{Ray}$  qui a un impact majeur sur la collection de lumière. Ces études pourront également nous permettre d'étudier le signal lumineux produit dans l'argon gazeux, et de contraindre la valeur du gain dit « d'électroluminescence »  $G_{EL}$  utilisée dans la simulation de ce signal. La prise de données du prototype ProtoDUNE-DP, dont la construction devrait s'achever fin 2018, permettra, en plus des contributions déjà apportées à l'IDR de DUNE, de poursuivre le travail engagé sur l'étude du signal dû aux muons cosmiques tout en continuant de perfectionner la simulation. Enfin, ces différentes études sur le signal lumineux et sa simulation, réalisées sur le pré-prototype et sur ProtoDUNE-DP, seront déterminantes dans le choix de la méthode de simulation optimale qui sera utilisée dans le cadre des grands volumes d'argon des futurs modules de DUNE. Annexe

## Mesures des sections efficaces d'interactions des neutrinos

Nous avons vu dans le chapitre 1 que les faibles sections efficaces d'interactions des neutrinos sont une contrainte majeure pour la détection et l'étude des neutrinos. Une mesure précise de ces sections efficaces est donc essentielle pour optimiser la détection et pour la prédiction du nombre d'événements attendus dans les expériences. Dans cette section, nous nous concentrerons sur les processus faibles et les mesures relatives aux interactions neutrino-nucléon pour des énergies de neutrinos entre 0.1 GeV et 300 GeV<sup>1</sup>, ce qui correspond aux conditions de la plupart des expériences actuelles sur faisceaux. Nous commencerons par une rapide description des différents processus entrant en jeu à ces énergies, avant de présenter les mesures les plus récentes.

## A.1 Interactions neutrino-nucléon (0.1 GeV - 300 GeV)

Les processus par lesquels les neutrinos vont interagir avec la matière de nos détecteurs dépendent de leur énergie  $E_{\nu}$ . Plus l'énergie des neutrinos est élevée, plus ils pourront sonder la structure de la matière et interagir avec sa structure. Pour des énergies inférieures à la centaine de MeV, ils interagiront avec l'intégralité du noyau atomique. À des énergies « intermédiaires », de 0.1 GeV à la centaine de GeV, ils interagiront avec les nucléons. Enfin, pour des énergies supérieures à la centaine de GeV, ils pourront sonder la structure des nucléons et interagir directement avec les quarks.

Les frontières entre ces différents régimes sont évidemment floues, et à une énergie donnée plusieurs processus peuvent contribuer à la section efficace globale des neutrinos, dite « inclusive ». Pour la gamme d'énergie qui nous concerne (> 0.1 GeV), nous pouvons distinguer trois principaux processus :

• Diffusion élastique et quasi-élastique (QE). Elles sont dominantes pour des énergies  $E_{\nu} < 2$  GeV, ce qui correspond aux gammes d'énergie de la plupart des expériences d'oscillations. Il s'agit d'une diffusion quasi-élastique par courant chargé (CCQE) ou élastique par courant neutre (NC) sur le nucléon lui-même, et non sur les quarks qui le composent, comme représenté sur la figure A.1, et correspondant aux processus :

$$\begin{array}{ll} \text{CCQE} & \text{NC} \\ \nu_l + n \to l^- + p & \nu_l + n \to \nu_l + n \\ \overline{\nu}_l + p \to l^+ + n & \nu_l + p \to \overline{\nu}_l + p \\ & \overline{\nu}_l + n \to \overline{\nu}_l + n \\ & \overline{\nu}_l + p \to \overline{\nu}_l + p \end{array} \tag{A.1}$$

<sup>&</sup>lt;sup>1</sup>Le papier [64] présente une revue plus complète sur ce sujet



FIGURE A.1 – Diagrammes de Feynman des interactions quasi-élastiques par courant chargé (gauche) et élastiques par courant neutre (droite) pour les neutrinos, décrites par les relations A.1.

• Production résonante de pions (RES). Le neutrino excite le nucléon vers une résonance baryonique-N<sup>\*</sup> qui se désintègre ensuite, la plupart du temps, en un nucléon et un pion :

$$\nu_l + N \to l + N^* \tag{A.2}$$
$$N^* \to \pi^{\pm,0} + N'$$

où N, N' = p, n, comme représenté sur la figure A.2. Cette interaction concerne les neutrinos et antineutrinos, et peut se faire par courant chargé et neutre et aboutit à la production de  $\pi^+$ ,  $\pi^-$  et  $\pi^0$ . Dans le cas où le pion créé est réabsorbé par la matière environnante, l'état final est indiscernable de celui d'une interaction CCQE, ce qui en fait un bruit de fond irréductible pour certaines expériences.



FIGURE A.2 – Diagramme de Feynman de la production résonante de pions, décrite par l'équation A.2.

• Diffusion profondément inélastique (DIS). Elle est dominante à haute énergie (au-delà de quelques GeV), et sa section efficace augmente linéairement avec l'énergie. Il s'agit d'une diffusion inélastique profonde sur les quarks constituant le nucléon, provoquant une gerbe hadronique. Cette diffusion est représentée sur la figure A.3. Elle peut s'effectuer par courant chargé et neutre.



FIGURE A.3 – Diagramme de Feynman de la diffusion profondément inélastique (DIS).

### A.2 Logiciels de simulation Monte Carlo

Du fait de la difficulté de détection des neutrinos, les mesures précises de leurs sections efficaces d'interactions peuvent manquer pour certains processus ou gamme d'énergie. Afin de prédire au mieux les résultats des expériences, et en dépit de ces incertitudes expérimentales, des logiciels de simulation Monte Carlo des processus physiques ont été développés. Ces logiciels se basent sur des modèles théoriques décrivant les différentes processus, comme le modèle Llewellyn-Smith [195] pour les interactions QE et le modèle Rein et Sehgal [196] pour les productions résonantes de pions. Comme il n'existe en revanche pas à ce jour de modèle global prédisant les transitions entre eux, où la manière dont ils peuvent se combiner [64], et prenant en compte les effets nucléaires pouvant supprimer certaines interactions ou modifier l'état final, il est difficile de développer un logiciel global rendant compte de tous ces effets. Nous pouvons citer ici les logiciels NUANCE [197], NEUGEN [198] et NUX [199] par exemple, ainsi que le logiciel GENIE [200][201] qui est actuellement l'un des logiciels les plus utilisés dans la physique des neutrinos.

La figure A.4 présente une prédiction de l'évolution de la section efficace inclusive des interactions des neutrinos et antineutrinos par courant chargé, réalisée à l'aide du logiciel NUANCE, superposée aux toutes premières mesures expérimentales réalisées dans les années 1980, et sur lesquelles les configurations des différents processus que nous venons de décrire sont clairement visibles. Nous pouvons remarquer que les sections efficaces d'interactions des antineutrinos sont globalement plus faibles que celles des neutrinos. De plus, nous constatons bien qu'à haute énergie, les interactions DIS sont dominantes et la section efficace devient linéaire avec l'énergie, ce qui n'est plus le cas en dessous de 10 GeV, où les trois processus contribuent à la section efficace inclusive. Les sections efficaces d'interactions par courant neutre, non montrées ici, sont généralement plus faibles que celle par courant chargé. Elles s'expriment souvent à travers le ratio  $\sigma_{NC}/\sigma_{CCQE}$ , qui vaut autour de 10% pour des énergies autour du GeV [64].



FIGURE A.4 – Section efficace inclusive de l'interaction par courant chargé des neutrinos (haut) et antineutrinos (bas), divisée par et en fonction de l'énergie  $E_{\nu}$  du neutrino incident [64]. Les courbes représentent les prédictions théoriques réalisées avec le logiciel NUANCE [197]. Les points représentent les premières données expérimentales obtenues dans les années 1980.

### A.3 Mesures récentes des sections efficaces d'interactions

Les mesures de sections efficaces s'effectuent à l'aide de faisceaux de neutrinos, ce qui nous permet de mieux maîtriser et mieux connaître l'énergie et le flux de neutrinos incidents. Les premières mesures de ces sections efficaces, en particulier les sections efficaces CCQE, ont été réalisées en utilisant des cibles légères ( $H_2$  ou  $D_2$ ). Cependant, beaucoup d'expériences actuelles utilisent des milieux de détection en noyaux lourds comme l'argon, milieux dans lesquels les effets nucléaires vont être plus importants. Des mesures récentes, correspondant à ces types de détecteurs, sont donc primordiales pour la compréhension de nos détecteurs, c'est pourquoi de nombreuses expériences s'y attellent.

Un résumé non-exhaustif des expériences récentes travaillant, entre autres, sur ce sujet, est présenté dans le tableau A.1. Ces expériences utilisent des faisceaux d'énergies moyennes différentes, pouvant pour certains produire des neutrinos et des antineutrinos. Il s'agit de détecteurs variés, utilisant différents matériaux cibles, dont certains sont encore en activités. Les grands projets actuels, comme DUNE et Hyper-Kamiokande qui sont présentés dans le chapitre 2, projettent également des mesures de sections efficaces à l'aide de leur détecteur proche.

Expérience	Faisceau	$\overline{E_{\nu}} \ (\overline{E_{\overline{\nu}}}) \ (\text{GeV})$	Cible	Prise de données
ArgoNeuT	$ u, \overline{ u} $	4.3(3.6)	Ar	2009 - 2010
ICARUS	ν	20.0	Ar	2010 - 2012
MicroBooNE	ν	0.8	Ar	2015 - ?
$MINER \nu A$	$ u,\overline{ u}$	3.5 (LE), 5.5 (ME)	He, C, CH, $H_2O$ , Fe, Pb	2009 - ?
MiniBooNE	$ u,\overline{ u}$	0.8 (0.7)	$CH_2$	2002 - 2012
MINOS	$ u,\overline{ u}$	3.5(6.1)	Fe	2004 - 2016
NOMAD	$ u,\overline{ u}$	23.4(19.7)	С	1995 - 1998
$NO\nu A$	$ u,\overline{ u}$	2.0(2.0)	$CH_2$	2014 - ?
SciBooNE	$ u, \overline{ u}$	0.8 (0.7)	СН	2007 - 2008
T2K	$ u, \overline{ u}$	0.6~(0.6)	$CH, H_2O, Fe$	2010 - ?

TABLE A.1 – Liste des expériences récentes et actuelles sur faisceaux, mesurant les sections efficaces d'interactions des neutrinos et antineutrinos [42].

La figure A.5 présente les mesures récentes de la section efficace inclusive d'interactions par courant chargé des  $\nu_{\mu}$  et  $\overline{\nu}_{\mu}$ . Pour des neutrinos incidents d'énergie supérieure à environ 50 GeV, nous constatons bien que la section efficace croît linéairement avec l'énergie. C'est le régime de haute énergie où les interactions DIS sont dominantes. Les dépendances sont en accord avec les dépendances théoriques montrées sur la figure A.4, et nous constatons également, comme attendu, que le comportement linéaire disparaît pour des énergies plus basses.

La figure A.6 présente les mesures récentes de la section efficace de l'interaction CCQE obtenues avec différents matériaux cibles pour des énergies inférieures à 100 GeV. Dans ce régime, les effets nucléaires peuvent avoir un impact déterminant sur les mesures et mener à des grands écarts entre les sections efficaces théoriques et mesurées, notamment pour les expériences utilisant des matériaux lourds. Nous pouvons notamment remarquer que les mesures réalisées par l'expérience MiniBooNE [202][203] autour de 1 GeV ne semblent pas en accord avec la prédiction de NUANCE. La figure A.7 présente plus précisément ce désaccord, en comparant les mesures publiées en 2010 ( $\nu_{\mu}$  [202]) et 2013 ( $\overline{\nu}_{\mu}$  [203]) aux mesures publiées par l'expérience NOMAD [204] en 2008, et aux prédictions obtenues avec NUANCE pour différents paramètres de simulation. Ces désaccords pourraient provenir d'effets nucléaires mal compris et mal modélisés.

Nous voyons donc que même si de nombreuses mesures des sections efficaces d'interactions des neutrinos ont été réalisées, notre compréhension de ces sections efficaces et des phénomènes liés aux interactions des neutrinos est encore partielle. Si le processus DIS, dominant à haute énergie, semble bien connu et bien mesuré, il reste encore de nombreuses incertitudes concernant les diffusions quasi-élastiques et élastiques dominantes pour des énergies entre 0.1 GeV et 20 GeV, énergies correspondant pourtant à celles étudiées dans la plupart des expériences d'oscillations sur faisceau. Des mesures supplémentaires semblent donc aujourd'hui essentielles.



FIGURE A.5 – Mesures récentes de la section efficace inclusive de l'interaction par courant chargé des  $\nu_{\mu}$  et  $\overline{\nu}_{\mu}$  [42], divisée par et en fonction de l'énergie du neutrino incident, pour des énergies supérieures à 0.1 GeV. Les pointillés représentent le meilleur ajustement actuel.



FIGURE A.6 – Mesures récentes de la section efficace de l'interaction CCQE des  $\nu_{\mu}$  et  $\bar{\nu}_{\mu}$  [42], en fonction de l'énergie du neutrino incident, pour des énergies comprises entre 0.1 GeV et 100 GeV. Les courbes montrent la prédiction théorique réalisée avec le logiciel NUANCE [197].



FIGURE A.7 – Mesures de la section efficace de l'interaction CCQE pour des  $\nu_{\mu}$  (noir) et  $\bar{\nu}_{\mu}$  (rouge) réalisées par les expériences MiniBooNE [202][203] et NOMAD [204]. Les courbes montrent les prédictions théoriques réalisées avec le logiciel NUANCE pour différents paramètres. La figure est extraite de [203].

## ANNEXE A. MESURES DES SECTIONS EFFICACES D'INTERACTIONS DES NEUTRINOS

Annexe

# Autres enjeux des futures expériences de neutrinos

Nous avons vu dans le chapitre 1 que les neutrinos étaient des particules complexes, sur lesquelles de nombreuses questions restaient actuellement sans réponses. Nous avons déjà détaillé les problématiques propres au mécanisme d'oscillations des neutrinos en lui-même dans le chapitre 1, et la manière dont le projet DUNE et la prochaine génération d'expériences d'oscillations proposaient d'y répondre dans le chapitre 2. Dans cette annexe, nous allons brièvement présenter les problématiques ne touchant pas directement au mécanisme d'oscillations, afin de donner un tableau plus complet de l'état actuel de nos connaissances de la physique des neutrinos et des enjeux des futures expériences de neutrinos. Nous commencerons par détailler les questions de la nature et de la masse absolue des neutrinos dans la section B.1, puis nous exposerons dans la section B.2 la manière dont la détection de neutrinos produits naturellement sur Terre ou dans l'Univers peut nous permettre de sonder la Terre et l'Univers pour mieux les comprendre.

## B.1 Nature et masse des neutrinos

Bien qu'ils soient considérés sans masse dans le MS, nous savons aujourd'hui grâce à la mise en évidence du mécanisme d'oscillations des neutrinos que ces particules en ont une. Nous savons également que cette masse est bien plus faible que celle des autres fermions. En revanche, nous ne savons pas par quel mécanisme les neutrinos l'acquièrent, ni pourquoi elle est si faible par rapport à celles des autres particules, ni même quelle est sa valeur précise.

Nous avons vu dans la section 1.3 que le mécanisme d'oscillations dépendait uniquement des différences entre les masses des états propres de propagation des neutrinos, et non de sa valeur absolue. De plus, la question de la nature des neutrinos, qui pourrait apporter des réponses concernant le mécanisme par lequel les neutrinos acquièrent leur masse, n'influe pas non plus sur les oscillations. Les expériences d'oscillations ne peuvent donc pas nous renseigner sur ces différents points, il nous faut donc concevoir d'autre types d'expériences pour répondre à ces questions.

## B.1.1 Mécanismes liés à la masse des neutrinos

S'il existe aujourd'hui plusieurs hypothèses concernant le mécanisme par lequel les neutrinos acquièrent leur masse, ces différents mécanismes sont intimement liés à la nature profonde des neutrinos. En effet, les neutrinos étant des fermions neutres, ils peuvent être décrits comme des particules « de Dirac » (comme c'est le cas de tous les autres fermions), mais également comme des particules dites « de Majorana [205] » si l'on considère qu'ils sont leur propre antiparticule. La détermination de cette nature pourrait permettre d'écarter certains des mécanismes qui sont aujourd'hui envisagés pour expliquer la masse des neutrinos.

Dans le cas où les neutrinos seraient des particules de Dirac, le moyen le plus simple de leur conférer une masse consiste à ajouter des neutrinos droits au MS, permettant ainsi un couplage de Yukawa au champ de Higgs, et donc l'acquisition d'une masse de la même manière que les autres fermions<sup>1</sup>. Cependant, ce mécanisme ne permet pas d'expliquer pourquoi les masses des neutrinos sont beaucoup plus faibles que celles des autres particules massives. La description des neutrinos comme des particules de Majorana ouvre la porte à de nouveaux mécanismes possibles, le mécanisme le plus souvent avancé étant le mécanisme dit « de la bascule », où « *See-saw* » [207] en anglais, qui ne sera pas décrit ici.

#### B.1.2 Nature des neutrinos

L'existence de fermions qui seraient leur propre antiparticule a été postulée en 1937 par le physicien Ettore Majorana [205], mais nous n'avons à ce jour aucune preuve que ce type de particule existe. Les neutrinos, seuls fermions neutres, sont actuellement les seuls candidats possibles. Un résultat expérimental prouvant que les neutrinos sont des particules de Majorana serait donc une découverte majeure, dans le cadre de la physique des neutrinos et de la compréhension de leur masse, mais également pour l'ensemble de la physique des particules.

Il existe un processus hypothétique, appelé « double désintégration  $\beta$  sans émission de neutrinos »  $(0\nu\beta\beta)$ , représenté sur la figure B.1 :

$$N(A,Z) \rightarrow N(A,Z+2) + 2e^{-} \tag{B.1}$$

qui viole la conservation du nombre leptonique de 2 unités, et qui n'est autorisé que si les neutrinos sont des particules de Majorana. Son observation serait une preuve expérimentale formelle que les neutrinos sont des particules de Majorana. De nombreuses expériences, comme les expériences SuperNEMO [208], KamLAND-Zen [209] ou encore CUORE [210], cherchent à observer ce processus. S'il est découvert, son étude permettrait également d'apporter des précisions sur la masse des neutrinos.



FIGURE B.1 – Diagramme de Feynman de la désintégration  $\beta$  sans émission de neutrinos.

 $<sup>^{1}</sup>$ Ces neutrinos droits ne participeraient pas à l'interaction faible [206]. Ils s'agit des neutrinos dits « stériles », dont nous avons déjà parlé dans le chapitre 1.

#### B.1.3 Mesure de la masse absolue des neutrinos

En dehors des expériences cherchant à étudier la nature profonde des neutrinos, la masse des neutrinos peut également être mesurée plus où moins directement à travers d'autres processus. Cependant, il n'existe pas à ce jour de mesure de la masse des neutrinos, uniquement une limite supérieure apportée par différentes méthodes et expériences. Les dernières limites supérieures obtenues par ces différentes techniques sont résumées dans le tableau B.1.

La masse des neutrinos peut être mesurée directement en étudiant les désintégrations dans lesquelles ils sont impliqués. Des limites supérieures ont pu être extraites des expériences sur les masses des  $\nu_{\mu}$ et des  $\nu_{\tau}$  en étudiant les désintégrations des  $\pi^+$  et des  $\tau$ , respectivement par les expériences PSI [211] et ALEPH [212]. Cependant, la limite la plus contraignante a été obtenue en étudiant la forme du spectre en énergie des électrons issus de désintégration  $\beta$ . En particulier, les expériences Mainz [213] et Troitsk [214] ont apporté les dernières limites actuelles en étudiant la désintégration du tritium. L'expérience KATRIN [215], qui vient de commencer à prendre des données, devrait atteindre une sensibilité de 0.2 eV sur la masse des antineutrinos électroniques. La figure B.2 montre le spectre en énergie des électrons issus de la désintégration du tritium pour différentes masses des neutrinos.



FIGURE B.2 – Spectre complet (gauche) en énergie des électrons issus de la désintégration  $\beta$  du tritium, et queue du spectre (droite) [215], dans l'hypothèse où la masse des  $\nu_e$  est nulle (rouge) ou égale à 1 eV (bleu).

Des limites supérieures peuvent également être extraites d'observations cosmologiques. Par exemple, la détection en 1987 par les expériences Kamiokande [123], IMB [124] et Baksan [125] des neutrinos produits lors l'explosion de la supernova SN1987A a pu fournir une limite supérieure à la masse des  $\nu_e$  [216]. Plus récemment, l'étude du fond diffus cosmologique (CMB) [217], notamment avec la collaboration Planck [218], a permis de déterminer une limite sur la somme des masses des neutrinos.

Méthode de mesure	Expériences	Limite
Désinté gration des $\tau$	ALEPH	$m_{\nu_{\tau}} < 18.2 \text{ MeV/c}^2 [212]$
Désintégration des $\pi^+$	PSI	$m_{\nu_{\mu}} < 0.17 \text{ MeV/c}^2 [211]$
Désintégration $\beta$	Mainz $[213]$ et Troitz $[214]$	$m_{\nu_e} < 2 \ {\rm eV/c^2} \ [42]$
Supernovæ 1987A	Kamiokande, IMB et Baksan	$m_{\nu_e} < 5.7 \text{ eV/c}^2 \ [216]$
Étude du CMB	Planck	$\sum m_{\nu} < 0.23 \text{ eV/c}^2 [218]$

TABLE B.1 – Limites supérieures expérimentales sur la masse des neutrinos.

### B.2 Les neutrinos pour sonder la Terre et l'Univers

Excepté le cas des neutrinos issus de supernovas, abordés dans le cadre du programme complémentaire de physique du projet DUNE dans le chapitre 2, nous n'avons parlé jusqu'ici que d'expériences visant à étudier les neutrinos en tant que tel pour comprendre leur comportement. Dans cette section, nous allons décrire différentes sources de neutrinos, donc la détection et l'étude peuvent également être utilisées pour sonder notre Terre et l'Univers. En effet, les neutrinos ayant la particularité de très peu interagir, leurs caractéristiques (hormis, évidemment, leurs saveurs) évoluent peu entre leur production et leur détection. L'étude de ces caractéristiques nous renseigne directement sur leur source et leur mécanisme de production. Ils sont donc des outils précieux pour mieux comprendre l'Univers qui nous entoure et les phénomènes auxquels ils sont reliés.

#### B.2.1 Géoneutrinos

Il est possible de détecter les  $\overline{\nu}_e$  produits lors des désintégrations  $\beta$  des éléments radioactifs contenus dans la croûte et le manteau terrestre (principalement du <sup>238</sup>U et du <sup>232</sup>Th). L'étude de ces neutrinos peut nous renseigner sur la composition chimique de la Terre, en apportant des informations sur l'abondance des éléments radioactifs les émettant et sur leur distribution spatiale [219]. Leur détection s'effectue, comme dans le cas des  $\overline{\nu}_e$  produits dans les réacteurs nucléaires, par réaction  $\beta$ -inverse :

$$\overline{\nu}_e + p \to e^+ + n$$

Cette réaction possède un seuil en énergie en dessous duquel le neutrino ne sera pas détectable. Ce seuil dépend du noyau auquel appartient le proton. Dans le cas le plus simple ou il s'agit d'hydrogène, le proton pouvant être considéré comme libre, ce seuil équivaut à :

$$E_{\nu_e} \geq \frac{(m_e + m_n)^2 - m_p^2}{2m_p} \approx 1.806 \text{ MeV}$$
 (B.2)

où  $m_e$ ,  $m_p$  et  $m_n$  sont respectivement les masses de l'électron, du proton et du neutron. Pour des noyaux plus lourds, le seuil en énergie augmente. La figure B.3 montre le spectre d'énergie des  $\overline{\nu}_e$  produits, ainsi que le seuil en énergie de la réaction  $\beta$ -inverse. Nous voyons donc que les géoneutrinos détectables sont les neutrinos issus des désintégrations du <sup>238</sup>U et du <sup>232</sup>Th uniquement [220]. La première détection de géoneutrinos a été rapportée par l'expérience KamLAND en 2005 [221]. L'expérience Borexino a également rapporté une détection en 2010 [222]. À l'avenir, les expériences SNO+ [223] et JUNO [91] seront sensibles à ces neutrinos.



FIGURE B.3 – Spectre d'énergie des géoneutrinos produits dans la croûte et le manteau terrestre [224], par différents isotopes radioactifs. La ligne pointillée verticale montre le seuil en énergie de la réaction  $\beta$ -inverse (expression B.2).

#### B.2.2 Neutrinos reliques

Les neutrinos reliques sont des neutrinos froids non-relativistes de 1.9 K  $(1.7 \times 10^{-4} \text{ eV})$ , produits juste après le Big Bang [225][226]. Ils forment ce qu'on appelle le « fond cosmologique de neutrinos »  $(C\nu B)$ . Prédit dès 1953 [227], le  $C\nu B$  constitue la source de neutrinos la plus abondante de l'Univers, et différentes observations cosmologiques, comme celles de la collaboration Planck, nous ont déjà fourni des preuves indirectes de son existence [218]. L'étude de ces neutrinos est particulièrement intéressante puisqu'ils constituent une trace du rayonnement primordial, et contiennent des informations uniques sur les premiers instants de l'Univers. Malheureusement, du fait de leurs faibles énergies (inférieures à l'eV), ces neutrinos n'ont jamais pu être détectés à ce jour. Parmi les différentes méthodes de détection directe qui sont étudiées aujourd'hui [225], la plus prometteuse consiste à stimuler la désintégration  $\beta$  d'un noyau radioactif (on parle de « capture par un noyau radioactif ») :

$$\nu_e + N(A,Z) \rightarrow N(A,Z+1) + e^-$$
(B.3)

Cette méthode est proche de la désintégration  $\beta$ -inverse, à la différence qu'elle ne peut s'effectuer que sur un noyau émetteur  $\beta$ , et qu'elle n'a pas de seuil en énergie, ce qui rend la détection des neutrinos de très faibles énergies possible. La future expérience PTOLEMY [228] prévoit d'utiliser la capture par des noyaux de tritium pour détecter les neutrinos reliques.

## ANNEXE B. AUTRES ENJEUX DES FUTURES EXPÉRIENCES DE NEUTRINOS

## Bibliographie

- [1] J. CHADWICK. "The intensity distribution in the magnetic spectrum of beta particles from radium (B + C)". Verh. Phys. Gesell. 16 (1914), p. 383-391 (cf. p. 3).
- [2] W. PAULI. "Dear radioactive ladies and gentlemen". Phys. Today 31N9 (1978), p. 27 (cf. p. 3).
- [3] E. FERMI. "Versuch einer Theorie der β-Strahlen. I". Zeitschrift für Physik 88.3 (1934), p. 161-177 (cf. p. 3, 6).
- C. L. COWAN et al. "Detection of the Free Neutrino: a Confirmation". Science 124.3212 (1956), p. 103-104 (cf. p. 3).
- [5] Carl D. ANDERSON et Seth H. NEDDERMEYER. "Cloud Chamber Observations of Cosmic Rays at 4300 Meters Elevation and Near Sea-Level". *Phys. Rev.* 50 (4 1936), p. 263-271 (cf. p. 4).
- [6] B. PONTECORVO. "Electron and Muon Neutrinos". Sov. Phys. JETP 10 (1960). [Zh. Eksp. Teor. Fiz.37,1751(1959)], p. 1236-1240 (cf. p. 4, 28).
- [7] G. DANBY et al. "Observation of High-Energy Neutrino Reactions and the Existence of Two Kinds of Neutrinos". Phys. Rev. Lett. 9 (1 1962), p. 36-44 (cf. p. 4, 28).
- [8] M. L. PERL et al. "Evidence for Anomalous Lepton Production in  $e^+ e^-$  Annihilation". *Phys. Rev. Lett.* 35 (22 1975), p. 1489-1492 (cf. p. 4).
- [9] K. KODAMA et al. "Observation of tau neutrino interactions". Physics Letters, Section B : Nuclear, Elementary Particle and High-Energy Physics 504.3 (avr. 2001), p. 218-224 (cf. p. 4).
- [10] D. DECAMP et al. "Determination of the Number of Light Neutrino Species". Phys. Lett. B231 (1989), p. 519-529 (cf. p. 4).
- [11] S. SCHAEL et al. "Precision electroweak measurements on the Z resonance". Phys. Rept. 427 (2006), p. 257-454 (cf. p. 4, 22).
- [12] M. GOLDHABER, L. GRODZINS et A. W. SUNYAR. "Helicity of Neutrinos". Phys. Rev. 109 (3 1958), p. 1015-1017 (cf. p. 4, 5).
- [13] Michael E. PESKIN et Daniel V. SCHROEDER. An Introduction to quantum field theory. Reading, USA : Addison-Wesley, 1995 (cf. p. 4).
- [14] Raymond DAVIS, Don S. HARMER et Kenneth C. HOFFMAN. "Search for Neutrinos from the Sun". Phys. Rev. Lett. 20 (21 1968), p. 1205-1209 (cf. p. 4, 15).
- [15] K.S. HIRATA et al. "Experimental study of the atmospheric neutrino flux". Physics Letters B 205.2 (1988), p. 416 -420 (cf. p. 4, 18).
- [16] B. PONTECORVO. "Mesonium and Antimesonium". Soviet Journal of Experimental and Theoretical Physics 6 (1958), p. 429 (cf. p. 4).
- B. PONTECORVO. "Inverse beta processes and nonconservation of lepton charge". Sov. Phys. JETP 7 (1958). [Zh. Eksp. Teor. Fiz.34,247(1957)], p. 172-173 (cf. p. 4).

- [18] Ziro MAKI, Masami NAKAGAWA et Shoichi SAKATA. "Remarks on the Unified Model of Elementary Particles". *Progress of Theoretical Physics* 28.5 (1962), p. 870-880 (cf. p. 4).
- Y. FUKUDA et al. "Evidence for Oscillation of Atmospheric Neutrinos". Phys. Rev. Lett. 81 (8 1998), p. 1562-1567 (cf. p. 4, 18).
- [20] S. FUKUDA et al. "Determination of solar neutrino oscillation parameters using 1496 days of Super-Kamiokande I data". Phys. Lett. B539 (2002), p. 179-187 (cf. p. 4).
- [21] Q. R. AHMAD et al. "Direct evidence for neutrino flavor transformation from neutral current interactions in the Sudbury Neutrino Observatory". *Phys. Rev. Lett.* 89 (2002), p. 011301 (cf. p. 4, 15).
- [22] S. L. GLASHOW. "Partial Symmetries of Weak Interactions". Nucl. Phys. 22 (1961), p. 579-588 (cf. p. 6).
- [23] Steven WEINBERG. "A Model of Leptons". Phys. Rev. Lett. 19 (21 1967), p. 1264-1266 (cf. p. 6).
- [24] Abdus SALAM. "Renormalizability of Gauge Theories". Phys. Rev. 127 (1 1962), p. 331-334 (cf. p. 6).
- [25] F. J. HASERT et al. "Observation of Neutrino Like Interactions Without Muon Or Electron in the Gargamelle Neutrino Experiment". *Phys. Lett.* 46B (1973), p. 138-140 (cf. p. 6).
- [26] A. de GOUVEA et al. "Working Group Report : Neutrinos". Proceedings, 2013 Community Summer Study on the Future of U.S. Particle Physics : Snowmass on the Mississippi (CSS2013) : Minneapolis, MN, USA, July 29-August 6, 2013. 2013. arXiv : 1310.4340 [hep-ex] (cf. p. 8).
- [27] Hiroshi NUNOKAWA, Stephen J. PARKE et Jose W. F. VALLE. "CP Violation and Neutrino Oscillations". Prog. Part. Nucl. Phys. 60 (2008), p. 338-402 (cf. p. 9, 36).
- [28] Carlo GIUNTI et Marco LAVEDER. "Neutrino mixing" (2003) (cf. p. 9, 10, 12, 13).
- [29] L. WOLFENSTEIN. "Neutrino oscillations in matter". Phys. Rev. D 17 (9 1978), p. 2369-2374 (cf. p. 12).
- S. P. MIKHEYEV et A. Yu. SMIRNOV. "Resonance Amplification of Oscillations in Matter and Spectroscopy of Solar Neutrinos". Sov. J. Nucl. Phys. 42 (1985). [Yad. Fiz.42,1441(1985)], p. 913-917 (cf. p. 12).
- [31] V. BARGER et al. "Matter effects on three-neutrino oscillations". Phys. Rev. D 22 (11 1980), p. 2718-2726 (cf. p. 12).
- [32] G. BELLINI et al. "Absence of day-night asymmetry of 862 keV <sup>7</sup>Be solar neutrino rate in Borexino and MSW oscillation parameters". *Phys. Lett.* B707 (2012), p. 22-26 (cf. p. 12).
- [33] Gianpaolo BELLINI. "The impact of Borexino on the solar and neutrino physics". 908 (avr. 2016) (cf. p. 12).
- [34] John N. BAHCALL et Roger K. ULRICH. "Solar models, neutrino experiments, and helioseismology". Rev. Mod. Phys. 60 (2 1988), p. 297-372 (cf. p. 15).
- [35] A. I. ABAZOV et al. "Search for neutrinos from the Sun using the reaction  ${}^{71}\text{Ga}(\nu_e, e^-){}^{71}\text{Ge}$ ". *Phys. Rev. Lett.* 67 (24 1991), p. 3332-3335 (cf. p. 15).
- [36] P. ANSELMANN et al. "Solar neutrinos observed by GALLEX at Gran Sasso." Phys. Lett. B285 (1992), p. 376-389 (cf. p. 15).
- [37] V. BARGER, R. J. N. PHILLIPS et K. WHISNANT. "Long-wavelength oscillations and the new gallium solar neutrino signals". *Phys. Rev. Lett.* 69 (22 1992), p. 3135-3138 (cf. p. 15).

- [38] K. S. HIRATA et al. "Observation of <sup>8</sup>B solar neutrinos in the Kamiokande-II detector". Phys. Rev. Lett. 63 (1 1989), p. 16-19 (cf. p. 15).
- [39] T. ARAKI et al. "Measurement of Neutrino Oscillation with KamLAND: Evidence of Spectral Distortion". *Phys. Rev. Lett.* 94 (8 2005), p. 081801 (cf. p. 15).
- [40] A. GANDO et al. "Constraints on  $\theta_{13}$  from a three-flavor oscillation analysis of reactor antineutrinos at KamLAND". *Phys. Rev. D* 83 (5 2011), p. 052002 (cf. p. 15-17).
- [41] M. TANABASHI et al. "Review of Particle Physics". Phys. Rev. D98 (2018), p. 030001 (cf. p. 16, 20, 21).
- [42] C. PATRIGNANI et al. "Review of Particle Physics". Chin. Phys. C40.10 (2016 (and 2017 update)), p. 100001 (cf. p. 16, 17, 19, 20, 25, 30, 181, 182, 188).
- [43] R. N. CAHN et al. "White Paper : Measuring the Neutrino Mass Hierarchy". Proceedings, 2013 Community Summer Study on the Future of U.S. Particle Physics : Snowmass on the Mississippi (CSS2013) : Minneapolis, MN, USA, July 29-August 6, 2013. 2013. arXiv : 1307. 5487 [hep-ex] (cf. p. 16).
- [44] D. CASPER et al. "Measurement of atmospheric neutrino composition with the IMB-3 detector". *Phys. Rev. Lett.* 66 (20 1991), p. 2561-2564 (cf. p. 18).
- [45] R. BECKER-SZENDY et al. "Neutrino measurements with the IMB detector". Nucl. Phys. Proc. Suppl. 38 (1995), p. 331-336 (cf. p. 18).
- [46] W. W. M. ALLISON et al. "Measurement of the atmospheric neutrino flavor composition in Soudan-2". Phys. Lett. B391 (1997), p. 491-500 (cf. p. 18).
- [47] M. AMBROSIO et al. "Measurement of the atmospheric neutrino induced upgoing muon flux using MACRO". Phys. Lett. B434 (1998), p. 451-457 (cf. p. 18).
- [48] Y. FUKUDA et al. "Atmospheric muon-neutrino / electron-neutrino ratio in the multiGeV energy range". *Phys. Lett.* B335 (1994), p. 237-245 (cf. p. 18).
- [49] K. ABE et al. "Atmospheric neutrino oscillation analysis with external constraints in Super-Kamiokande I-IV" (2017) (cf. p. 18, 19, 24).
- [50] M. H. Ahn et al. "Measurement of Neutrino Oscillation by the K2K Experiment". Phys. Rev. D74 (2006), p. 072003 (cf. p. 18).
- [51] K. ABE et al. "Combined Analysis of Neutrino and Antineutrino Oscillations at T2K". Phys. Rev. Lett. 118 (15 2017), p. 151801 (cf. p. 18).
- [52] P. ADAMSON et al. "Combined Analysis of  $\nu_{\mu}$  Disappearance and  $\nu_{\mu} \rightarrow \nu_{e}$  Appearance in MINOS Using Accelerator and Atmospheric Neutrinos". *Phys. Rev. Lett.* 112 (19 2014), p. 191801 (cf. p. 18).
- [53] P. ADAMSON et al. "Measurement of the Neutrino Mixing Angle  $\theta_{23}$  in NOvA". Phys. Rev. Lett. 118 (15 2017), p. 151802 (cf. p. 18).
- [54] N. AGAFONOVA et al. "Observation of a first  $\nu_{\tau}$  candidate in the OPERA experiment in the CNGS beam". *Phys. Lett.* B691 (2010), p. 138-145 (cf. p. 18, 30).
- [55] M. G. AARTSEN et al. "Measurement of Atmospheric Neutrino Oscillations at 6–56 GeV with IceCube DeepCore". Phys. Rev. Lett. 120.7 (2018), p. 071801 (cf. p. 19).
- [56] S. ADRIÁN-MARTÍNEZ et al. "Measurement of atmospheric neutrino oscillations with the AN-TARES neutrino telescope". *Physics Letters B* 714.2 (2012), p. 224 -230 (cf. p. 19).

- [57] C. R. DAS et al. "Determination of the  $\theta_{23}$  octant in long baseline neutrino experiments within and beyond the standard model". *Phys. Rev.* D97.3 (2018), p. 035023 (cf. p. 19).
- [58] G. L. FOGLI et al. "Hints of  $\theta_{13}$  from Global Neutrino Data Analysis". *Phys. Rev. Lett.* 101 (14 2008), p. 141801 (cf. p. 20).
- [59] K. ABE et al. "Indication of Electron Neutrino Appearance from an Accelerator-Produced Off-Axis Muon Neutrino Beam". *Phys. Rev. Lett.* 107 (4 2011), p. 041801 (cf. p. 21, 30).
- [60] F. P. AN et al. "Observation of Electron-Antineutrino Disappearance at Daya Bay". Phys. Rev. Lett. 108 (17 2012), p. 171803 (cf. p. 21).
- [61] Y. ABE et al. "Indication of Reactor  $\overline{\nu}_e$  Disappearance in the Double Chooz Experiment". *Phys. Rev. Lett.* 108 (13 2012), p. 131801 (cf. p. 21).
- [62] J. K. AHN et al. "Observation of Reactor Electron Antineutrinos Disappearance in the RENO Experiment". Phys. Rev. Lett. 108 (19 2012), p. 191802 (cf. p. 21).
- [63] K. ABE et al. "Observation of Electron Neutrino Appearance in a Muon Neutrino Beam". Phys. Rev. Lett. 112 (6 2014), p. 061802 (cf. p. 21).
- [64] J. A. FORMAGGIO et G. P. ZELLER. "From eV to EeV: Neutrino cross sections across energy scales". Rev. Mod. Phys. 84 (3 2012), p. 1307-1341 (cf. p. 22, 177, 179, 180).
- [65] A. AGUILAR-AREVALO et al. "Evidence for neutrino oscillations from the observation of antineutrino(electron) appearance in a anti-neutrino(muon) beam". Phys. Rev. D64 (2001), p. 112007 (cf. p. 22, 23).
- [66] B. ARMBRUSTER et al. "Upper limits for neutrino oscillations muon-anti-neutrino —> electronanti-neutrino from muon decay at rest". *Phys. Rev.* D65 (2002), p. 112001 (cf. p. 23).
- [67] A. A. AGUILAR-AREVALO et al. "Improved Search for  $\overline{\nu}_{\mu} \rightarrow \overline{\nu}_{e}$  Oscillations in the MiniBooNE Experiment". *Phys. Rev. Lett.* 110 (16 2013), p. 161801 (cf. p. 23).
- [68] A. A. AGUILAR-AREVALO et al. "Unexplained Excess of Electronlike Events from a 1-GeV Neutrino Beam". Phys. Rev. Lett. 102 (10 2009), p. 101802 (cf. p. 23).
- [69] W HAMPEL et al. "Final results of the 51Cr neutrino source experiments in GALLEX". *Physics Letters B* 420.1 (1998), p. 114 -126 (cf. p. 23).
- [70] F. KAETHER et al. "Reanalysis of the GALLEX solar neutrino flux and source experiments". *Phys. Lett.* B685 (2010), p. 47-54 (cf. p. 23).
- [71] J. N. ABDURASHITOV et al. "Measurement of the response of a gallium metal solar neutrino experiment to neutrinos from a <sup>51</sup>Cr source". *Phys. Rev. C* 59 (4 1999), p. 2246-2263 (cf. p. 23).
- [72] J. N. ABDURASHITOV et al. "Measurement of the solar neutrino capture rate with gallium metal. III: Results for the 2002–2007 data-taking period". *Phys. Rev.* C80 (2009), p. 015807 (cf. p. 23).
- [73] Carlo GIUNTI et Marco LAVEDER. "Statistical Significance of the Gallium Anomaly". Phys. Rev. C83 (2011), p. 065504 (cf. p. 23).
- [74] G. MENTION et al. "The Reactor Antineutrino Anomaly". Phys. Rev. D83 (2011), p. 073006 (cf. p. 23).
- [75] Patrick HUBER. "Determination of antineutrino spectra from nuclear reactors". *Phys. Rev. C* 84 (2 2011), p. 024617 (cf. p. 23).
- [76] Th. A. MUELLER et al. "Improved Predictions of Reactor Antineutrino Spectra". Phys. Rev. C83 (2011), p. 054615 (cf. p. 23).

- [77] Carlo GIUNTI. "Oscillations Beyond Three-Neutrino Mixing". J. Phys. Conf. Ser. 888.1 (2017).
   [J. Phys. Conf. Ser.888,no.1,012231(2017)], p. 012019 (cf. p. 23).
- [78] Petr VOGEL, Liangjian WEN et Chao ZHANG. "Neutrino Oscillation Studies with Reactors". 6 (mar. 2015) (cf. p. 23).
- [79] S. GARIAZZO et al. "Updated Global 3+1 Analysis of Short-BaseLine Neutrino Oscillations". JHEP 06 (2017), p. 135 (cf. p. 23).
- [80] M. G. AARTSEN et al. "Searches for Sterile Neutrinos with the IceCube Detector". *Phys. Rev. Lett.* 117 (7 2016), p. 071801 (cf. p. 23).
- [81] Y. J. Ko et al. "Sterile Neutrino Search at the NEOS Experiment". Phys. Rev. Lett. 118 (12 2017), p. 121802 (cf. p. 23).
- [82] Victor HÉLAINE. "Sterile neutrino search at the ILL nuclear reactor : the STEREO experiment". Proceedings, Prospects in Neutrino Physics (NuPhys2015) : London, UK, December 16-18, 2015. 2016. arXiv : 1604.08877 [physics.ins-det] (cf. p. 23).
- [83] Nick RYDER. "First results of the deployment of a SoLid detector module at the SCK-CEN BR2 reactor". *PoS* EPS-HEP2015 (2015), p. 071 (cf. p. 23).
- [84] J. ASHENFELTER et al. "PROSPECT A Precision Reactor Oscillation and Spectrum Experiment at Short Baselines". Proceedings, 2013 Community Summer Study on the Future of U.S. Particle Physics : Snowmass on the Mississippi (CSS2013) : Minneapolis, MN, USA, July 29-August 6, 2013. 2013. arXiv : 1309.7647 [physics.ins-det] (cf. p. 23).
- [85] Michele MALTONI. "Sterile Neutrinos the Global Picture". Talk at XXVIII International Conference on Neutrino Physics and Astrophysics, 4-9 June 2018, Heidelberg, Germany (juin 2018) (cf. p. 23).
- [86] Jacob LAMBLIN. "Latest Results of the STEREO Experiment". Talk at XXVIII International Conference on Neutrino Physics and Astrophysics, 4-9 June 2018, Heidelberg, Germany (juin 2018) (cf. p. 23).
- [87] J. ASHENFELTER et al. "First search for short-baseline neutrino oscillations at HFIR with PROSPECT" (2018) (cf. p. 23).
- [88] I ALEKSEEV et al. "Search for sterile neutrinos at the DANSS experiment" (2018) (cf. p. 23).
- [89] M. G. AARTSEN et al. "PINGU: A Vision for Neutrino and Particle Physics at the South Pole". J. Phys. G44.5 (2017), p. 054006 (cf. p. 24).
- [90] Antoine KOUCHNER. "High-Energy Neutrino Searches in the Mediterranean Sea: probing the Universe with ANTARES and KM3Net-ARCA". J. Phys. Conf. Ser. 888.1 (2017), p. 012008 (cf. p. 24).
- [91] V. ANTONELLI et L. MIRAMONTI. "Status and potentialities of the JUNO experiment". PoS NEUTEL2017 (2018), p. 056 (cf. p. 24, 188).
- [92] Bjoern WONSAK. "Status and Prospects of the JUNO Experiment". Talk at XXVIII International Conference on Neutrino Physics and Astrophysics, 4-9 June 2018, Heidelberg, Germany (juin 2018) (cf. p. 24).
- [93] Fengpeng AN et al. "Neutrino Physics with JUNO". J. Phys. G43.3 (2016), p. 030401 (cf. p. 24).
- [94] Mayly SANCHEZ. "NOvA Results and Prospects". Talk at XXVIII International Conference on Neutrino Physics and Astrophysics, 4-9 June 2018, Heidelberg, Germany (juin 2018) (cf. p. 24).

- [95] Tyce DEYOUNG. "Latest results from IceCube and ANTARES". Talk at XXVIII International Conference on Neutrino Physics and Astrophysics, 4-9 June 2018, Heidelberg, Germany (juin 2018) (cf. p. 24).
- [96] A. D. SAKHAROV. "Violation of CP Invariance, C asymmetry, and baryon asymmetry of the universe". Pisma Zh. Eksp. Teor. Fiz. 5 (1967). [Usp. Fiz. Nauk161,no.5,61(1991)], p. 32-35 (cf. p. 25, 44).
- [97] P. ADAMSON et al. "Constraints on Oscillation Parameters from  $\nu_e$  Appearance and  $\nu_{\mu}$  Disappearance in NOvA". *Phys. Rev. Lett.* 118 (2017), p. 231801 (cf. p. 25).
- [98] K. ABE et al. "Measurement of neutrino and antineutrino oscillations by the T2K experiment including a new additional sample of  $\nu_e$  interactions at the far detector". *Phys. Rev. D* 96 (9 2017), p. 092006 (cf. p. 25, 26).
- [99] Morgan WASCKO. "T2K Status, Results, and Plans". Talk at XXVIII International Conference on Neutrino Physics and Astrophysics, 4-9 June 2018, Heidelberg, Germany (juin 2018) (cf. p. 25).
- [100] R. ACCIARRI et al. "Long-Baseline Neutrino Facility (LBNF) and Deep Underground Neutrino Experiment (DUNE)" (2016) (cf. p. 27).
- [101] "http://www.dunescience.org/". (Cf. p. 27).
- [102] M. SCHWARTZ. "Feasibility of Using High-Energy Neutrinos to Study the Weak Interactions". *Phys. Rev. Lett.* 4 (6 1960), p. 306-307 (cf. p. 28).
- [103] Sacha E. KOPP. "Accelerator-based neutrino beams". Phys. Rept. 439 (2007), p. 101-159 (cf. p. 28).
- [104] D BEAVIS et al. "Long baseline neutrino oscillation experiment at the AGS. Physics design report" (avr. 1995) (cf. p. 30).
- [105] K. ABE et al. "T2K neutrino flux prediction". Phys. Rev. D 87 (1 2013), p. 012001 (cf. p. 30).
- [106] D. S. AYRES et al. "NOvA: Proposal to Build a 30 Kiloton Off-Axis Detector to Study  $\nu_{\mu} \rightarrow \nu_{e}$ Oscillations in the NuMI Beamline" (2004) (cf. p. 30).
- [107] "http://lbnf.fnal.gov/project.html". (Cf. p. 30).
- [108] Vaia PAPADIMITRIOU et al. "Design of the LBNF Beamline". Proceedings, 7th International Particle Accelerator Conference (IPAC 2016) : Busan, Korea, May 8-13, 2016. 2016, TUPMR025. arXiv: 1704.04471 [physics.acc-ph] (cf. p. 30, 31).
- [109] James STRAIT et al. "Long-Baseline Neutrino Facility (LBNF) and Deep Underground Neutrino Experiment (DUNE)" (2016) (cf. p. 30, 31).
- [110] P. CENNINI et al. "ICARUS II A Second Generation Proton Decay Experiment and Neutrino Observatory at the GRAN SASSO Laboratory : Proposal by the ICARUS Collaboration" (1993) (cf. p. 31, 53).
- [111] Anne SCHUKRAFT. "The Fermilab Short-Baseline Program: MicroBooNE". JPS Conf. Proc. 12 (2016), p. 010037 (cf. p. 31, 53).
- [112] Gaudenz KESSLER. "XENON100 and XENON1T Dark Matter Search with Liquid Xenon". Proceedings, 20th International Conference on Particles and Nuclei (PANIC 14) : Hamburg, Germany, August 24-29, 2014. 2014, p. 357-360 (cf. p. 32, 53).
- [113] R. ACCIARRI et al. "Long-Baseline Neutrino Facility (LBNF) and Deep Underground Neutrino Experiment (DUNE)" (2016) (cf. p. 32-34, 57).

- [114] C. RUBBIA et al. "Underground operation of the ICARUS T600 LAr-TPC: first results". JINST 6 (2011), P07011 (cf. p. 32, 56).
- [115] F. PIETROPAOLO. "Review of Liquid-Argon Detectors Development at the CERN Neutrino Platform". J. Phys. Conf. Ser. 888.1 (2017), p. 012038 (cf. p. 32).
- [116] Nikolaos CHARITONIDIS, Yannis KARYOTAKIS et Ilias EFTHYMIOPOULOS. "Beam performance and instrumentation studies for the ProtoDUNE-DP experiment of CENF" (2016) (cf. p. 32).
- [117] B. ABI et al. "The Single-Phase ProtoDUNE Technical Design Report" (2017) (cf. p. 33).
- [118] I. DE BONIS et al. "LBNO-DEMO: Large-scale neutrino detector demonstrators for phased performance assessment in view of a long-baseline oscillation experiment" (2014) (cf. p. 33, 35, 59, 63).
- [119] M. BASS et al. "Baseline optimization for the measurement of CP violation, mass hierarchy, and  $\theta_{23}$  octant in a long-baseline neutrino oscillation experiment". *Phys. Rev. D* 91 (5 2015), p. 052015 (cf. p. 38).
- [120] R. ACCIARRI et al. "Long-Baseline Neutrino Facility (LBNF) and Deep Underground Neutrino Experiment (DUNE)" (2015) (cf. p. 40-46).
- [121] A. BUENO et al. "Nucleon decay searches with large liquid argon TPC detectors at shallow depths: Atmospheric neutrinos and cosmogenic backgrounds". JHEP 04 (2007), p. 041 (cf. p. 44).
- [122] Borut BAJC et al. "Threshold corrections to dimension-six proton decay operators in nonminimal SUSY SU (5) GUTs". Nucl. Phys. B910 (2016), p. 1-22 (cf. p. 44).
- [123] K. HIRATA et al. "Observation of a Neutrino Burst from the Supernova SN 1987a". Phys. Rev. Lett. 58 (1987). [,727(1987)], p. 1490-1493 (cf. p. 45, 187).
- [124] R. M. BIONTA et al. "Observation of a neutrino burst in coincidence with supernova 1987A in the Large Magellanic Cloud". Phys. Rev. Lett. 58 (14 1987), p. 1494-1496 (cf. p. 45, 187).
- [125] E. N. ALEKSEEV et al. "Possible Detection of a Neutrino Signal on 23 February 1987 at the Baksan Underground Scintillation Telescope of the Institute of Nuclear Research". *JETP Lett.* 45 (1987). [,739(1987)], p. 589-592 (cf. p. 45, 187).
- [126] Lutz KÖPKE et the ICECUBE COLLABORATION. "Supernova Neutrino Detection with IceCube". Journal of Physics : Conference Series 309.1 (2011), p. 012029 (cf. p. 45).
- [127] V. KULIKOVSKIY. "Supernova neutrino detection in the ANTARES neutrino telescope." Proceedings, 32nd International Cosmic Ray Conference (ICRC 2011) : Beijing, China, August 11-18, 2011. T. 7, p. 204 (cf. p. 45).
- [128] Vladimir KULIKOVSKIY. "ANTARES and KM3NeT programs for the supernova neutrino detection". IAU Symp. 324 (2017), p. 339-344 (cf. p. 45).
- [129] K. ABE et al. "Hyper-Kamiokande Design Report" (2018) (cf. p. 47, 48).
- [130] K. ABE et al. "Physics Potentials with the Second Hyper-Kamiokande Detector in Korea" (2016) (cf. p. 48, 51).
- [131] Peter BALLETT et al. "Sensitivities and synergies of DUNE and T2HK". Phys. Rev. D96.3 (2017), p. 033003 (cf. p. 49, 50).
- [132] C. RUBBIA. "The Liquid Argon Time Projection Chamber : A New Concept for Neutrino Detectors" (1977) (cf. p. 53).

- [133] C. ANDERSON et al. "The ArgoNeuT Detector in the NuMI Low-Energy beam line at Fermilab". JINST 7 (2012), P10019 (cf. p. 53).
- [134] A MARCHIONNI et al. "ArDM: a ton-scale LAr detector for direct Dark Matter searches". Journal of Physics : Conference Series 308.1 (2011), p. 012006 (cf. p. 53).
- [135] P. AGNES et al. "First Results from the DarkSide-50 Dark Matter Experiment at Laboratori Nazionali del Gran Sasso". *Phys. Lett.* B743 (2015), p. 456-466 (cf. p. 53).
- [136] B.A. DOLGOSHEIN, V.N. LEBEDENKO et B.U. RODIONOV. "New method of registration of ionizing-particle tracks in condensed matter." JETP Lett. (USSR) (Engl. Transl.) 11 : 351-3 (5 Jun 1970). (1970) (cf. p. 53).
- [137] E. APRILE et al. "Design and performance of the XENON10 dark matter experiment". Astroparticle Physics 34.9 (2011), p. 679 -698 (cf. p. 53).
- [138] A. BADERTSCHER et al. "Construction and operation of a Double Phase LAr Large Electron Multiplier Time Projection Chamber". ArXiv e-prints (nov. 2008) (cf. p. 53, 55).
- [139] S. AMORUSO et al. "Analysis of the liquid argon purity in the ICARUS T600 TPC". Nucl. Instrum. Meth. A516 (2004), p. 68-79 (cf. p. 56, 80).
- [140] A. BADERTSCHER et al. "Operation of a double-phase pure argon Large Electron Multiplier Time Projection Chamber: Comparison of single and double phase operation". Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A 617 (mai 2010), p. 188-192 (cf. p. 57).
- [141] B AIMARD et al. Yearly progress report on WA105/ProtoDUNE dual-phase (2017). Rapp. tech. CERN-SPSC-2017-011. SPSC-SR-206. Geneva : CERN, 2017 (cf. p. 59-62, 64, 65).
- [142] Maximilien BRICE. "Inside ProtoDune" (2017). General Photo (cf. p. 60).
- [143] Clara CUESTA. "Photon detection system for ProtoDUNE dual phase". JINST 12.12 (2017), p. C12048 (cf. p. 63, 65).
- [144] Tanner KAPTANOGLU. "Characterization of the Hamamatsu 8" R5912-MOD Photomultiplier Tube". Nucl. Instrum. Meth. A889 (2018), p. 69-77 (cf. p. 65).
- [145] B. AIMARD et al. "A 4 tonne demonstrator for large-scale dual-phase liquid argon time projection chambers" (2018) (cf. p. 66-69, 79, 148, 155, 156).
- [146] M. AUGER et al. "A Novel Cosmic Ray Tagger System for Liquid Argon TPC Neutrino Detectors". Instruments 1.1 (2017), p. 2 (cf. p. 69).
- [147] V. CHEPEL et H. ARAUJO. "Liquid noble gas detectors for low energy particle physics". JINST 8 (2013), R04001 (cf. p. 71, 73, 74, 172).
- [148] E. APRILE et T. DOKE. "Liquid Xenon Detectors for Particle Physics and Astrophysics". Rev. Mod. Phys. 82 (2010), p. 2053-2097 (cf. p. 71).
- [149] S. KUBOTA et al. "Dynamical behavior of free electrons in the recombination process in liquid argon, krypton, and xenon". *Phys. Rev. B* 20 (8 1979), p. 3486-3496 (cf. p. 72, 73, 78).
- [150] S KUBOTA, M HISHIDA et J RUAN. "Evidence for a triplet state of the self-trapped exciton states in liquid argon, krypton and xenon". Journal of Physics C : Solid State Physics 11.12 (1978), p. 2645 (cf. p. 72).
- [151] S. SHINZOU KUBOTA et al. "Liquid and solid argon, krypton and xenon scintillators". Nuclear Instruments and Methods in Physics Research 196.1 (1982), p. 101 -105 (cf. p. 72).
- [152] Tadayoshi DOKE, Kimiaki MASUDA et Eido SHIBAMURA. "Estimation of absolute photon yields in liquid argon and xenon for relativistic (1 MeV) electrons". Nucl. Instrum. Meth. A291 (1990), p. 617-620 (cf. p. 74, 76, 100).

- [153] Tadayoshi DOKE et al. "Absolute Scintillation Yields in Liquid Argon and Xenon for Various Particles". Japanese Journal of Applied Physics 41.3R (2002), p. 1538 (cf. p. 75, 76, 172).
- [154] J. ALLISON et al. "Recent developments in Geant4". Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A : Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment 835 (2016), p. 186 -225 (cf. p. 74).
- [155] M. SZYDAGIS et al. "NEST: A Comprehensive Model for Scintillation Yield in Liquid Xenon". ArXiv e-prints (juin 2011) (cf. p. 74, 77, 91).
- [156] R.L. PLATZMAN. "Total ionization in gases by high-energy particles: An appraisal of our understanding". The International Journal of Applied Radiation and Isotopes 10.2 (1961), p. 116 -127 (cf. p. 75).
- [157] M. MIYAJIMA et al. "Average energy expended per ion pair in liquid argon". Phys. Rev. A 9 (3 1974), p. 1438-1443 (cf. p. 75).
- [158] T. DOKE et al. "Estimation of Fano factors in liquid argon, krypton, xenon and xenon-doped liquid argon". Nuclear Instruments and Methods 134.2 (1976), p. 353 -357 (cf. p. 76).
- [159] J B. BIRKS et Frank FIRK. "The Theory and Practice of Scintillation Counting". 18 (jan. 1965), p. 60 (cf. p. 77).
- [160] T. DOKE et al. "Let Dependence of Scintillation Yields in Liquid Argon". Nucl. Instrum. Meth. A269 (1988), p. 291-296 (cf. p. 77).
- [161] Mariusz WOJCIK et M TACHIYA. "Electron thermalization and electron-ion recombination in liquid argon". *Chemical Physics Letters* 379.1 (2003), p. 20 -27 (cf. p. 77).
- [162] L. ONSAGER. "Initial Recombination of Ions". Phys. Rev. 54 (8 1938), p. 554-557 (cf. p. 77).
- [163] J. THOMAS et D. A. IMEL. "Recombination of electron-ion pairs in liquid argon and liquid xenon". Phys. Rev. A 36 (2 1987), p. 614-616 (cf. p. 77).
- [164] S. AMORUSO et al. "Study of electron recombination in liquid argon with the ICARUS TPC". Nucl. Instrum. Meth. A523 (2004), p. 275-286 (cf. p. 77, 172).
- [165] Akira HITACHI et al. "Effect of ionization density on the time dependence of luminescence from liquid argon and xenon". *Phys. Rev. B* 27 (9 1983), p. 5279-5285 (cf. p. 78).
- [166] W. WALKOWIAK. "Drift velocity of free electrons in liquid argon". Nucl. Instrum. Meth. A449 (2000), p. 288-294 (cf. p. 78).
- [167] C. M. B. MONTEIRO et al. "Secondary scintillation yield in pure argon". Phys. Lett. B668 (2008), p. 167-170 (cf. p. 79).
- [168] M. SUZUKI et S. KUBOTA. "Mechanism of proportional scintillation in Argon, Krypton and Xenon". Nucl. Instrum. Meth. 164 (1979), p. 197-199 (cf. p. 79).
- [169] J. W. KETO, R. E. GLEASON et G. K. WALTERS. "Production Mechanisms and Radiative Lifetimes of Argon and Xenon Molecules Emitting in the Ultraviolet". *Phys. Rev. Lett.* 33 (23 1974), p. 1365-1368 (cf. p. 79, 80).
- [170] G BALIK. Yearly progress report on WA105/ProtoDUNE dual phase (2016). Rapp. tech. CERN-SPSC-2016-017. SPSC-SR-184. Geneva : CERN, 2016 (cf. p. 80, 126).
- [171] Lord Rayleigh F.R.S. "XXXIV. On the transmission of light through an atmosphere containing small particles in suspension, and on the origin of the blue of the sky". The London, Edinburgh, and Dublin Philosophical Magazine and Journal of Science 47.287 (1899), p. 375-384 (cf. p. 81).

- [172] Lev Davidovich LANDAU, Evgenii Mikhailovich LIFSHITZ et Lev Petrovich PITAEVSKII. Electrodynamics of continuous media; 2nd ed. Course of theoretical physics. Oxford : Butterworth, 1984 (cf. p. 81).
- [173] G. M. SEIDEL, R. E. LANOU et W. YAO. "Rayleigh scattering in rare gas liquids". Nucl. Instrum. Meth. A489 (2002), p. 189-194 (cf. p. 81, 83, 129).
- [174] A. BIDEAU-MEHU et al. "Measurement of refractive indices of neon, argon, krypton and xenon in the 253.7–140.4 nm wavelength range. Dispersion relations and estimated oscillator strengths of the resonance lines". Journal of Quantitative Spectroscopy and Radiative Transfer 25.5 (1981), p. 395 -402 (cf. p. 81, 84).
- [175] H. J. ACHTERMANN et al. "Experimental determination of the refractivity virial coefficients of atomic gases". The Journal of Chemical Physics 98.3 (1993), p. 2308-2318 (cf. p. 81).
- [176] V. V. PASHKOV, M. P. LOBKO et V. S. MARININ. "Dielectric constants of liquid neon normal hydrogen mixtures". *Fizika Nizikh Temperatur* 13 (1987), p. 131-138 (cf. p. 81).
- [177] A. C. SINNOCK et B. L. SMITH. "Refractive Indices of the Condensed Inert Gases". *Phys. Rev.* 181 (3 1969), p. 1297-1307 (cf. p. 81, 84).
- [178] Emily GRACE et James A. NIKKEL. "Index of refraction, Rayleigh scattering length, and Sellmeier coefficients in solid and liquid argon and xenon". Nucl. Instrum. Meth. A867 (2017), p. 204-208 (cf. p. 81, 83, 129, 148, 165).
- [179] N. ISHIDA et al. "Attenuation length measurements of scintillation light in liquid rare gases and their mixtures using an improved reflection suppresser". Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A : Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment 384.2 (1997), p. 380 -386 (cf. p. 81).
- [180] A. NEUMEIER et al. "Attenuation of vacuum ultraviolet light in liquid argon". The European Physical Journal C 72.10 (2012), p. 2190 (cf. p. 81, 129, 148, 165).
- [181] A. NEUMEIER et al. "Attenuation measurements of vacuum ultraviolet light in liquid argon revisited". Nucl. Instrum. Meth. A800 (2015), p. 70-81 (cf. p. 81, 82, 170).
- [182] B. J. P. JONES et al. "A Measurement of the Absorption of Liquid Argon Scintillation Light by Dissolved Nitrogen at the Part-Per-Million Level". JINST 8 (2013). [Erratum : JINST8, E09001 (2013)], P07011 (cf. p. 83, 132).
- [183] W. M. BURTON et B. A. POWELL. "Fluorescence of Tetraphenyl-Butadiene in the Vacuum Ultraviolet". Appl. Opt. 12.1 (1973), p. 87-89 (cf. p. 84).
- [184] Christopher BENSON, Gabriel OREBI GANN et Victor GEHMAN. "Measurements of the intrinsic quantum efficiency and absorption length of tetraphenyl butadiene thin films in the vacuum ultraviolet regime". *Eur. Phys. J.* C78.4 (2018), p. 329 (cf. p. 84, 95).
- [185] S. J. BRICE et al. "Photomultiplier tubes in the MiniBooNE experiment". Nucl. Instrum. Meth. A562 (2006), p. 97-109 (cf. p. 89, 90).
- [186] Anne CHAPPUIS. "Scintillation light simulation in the context of DUNE dual phase liquid argon TPC" (juin 2018) (cf. p. 100).
- [187] Donald E. GROOM, Nikolai V. MOKHOV et Sergei I. STRIGANOV. "Muon stopping power and range tables 10-MeV to 100-TeV". Atom. Data Nucl. Data Tabl. 78 (2001), p. 183-356 (cf. p. 100).
- [188] "https://root.cern.ch/doc/master/TH3\_8cxx\_source.html". (Cf. p. 110).

- [189] C. HAGMANN, D. LANGE et D. WRIGHT. "Cosmic-ray shower generator (CRY) for Monte Carlo transport codes". 2 (2007), p. 1143-1146 (cf. p. 119).
- [190] E. H. BELLAMY et al. "Absolute calibration and monitoring of a spectrometric channel using a photomultiplier". *Nucl. Instrum. Meth.* A339 (1994), p. 468-476 (cf. p. 156).
- [191] José SOTO-OTON. "Communication interne à la collaboration ProtoDUNE-DP" (2017) (cf. p. 158).
- [192] Chiara LASTORIA. "Light Studies". DUNE Collaboration Meeting (2018) (cf. p. 163).
- [193] Chiara LASTORIA. "Communication interne à la collaboration ProtoDUNE-DP" (2018) (cf. p. 163, 171, 173).
- [194] B. ABI et al. "The DUNE Far Detector Interim Design Report, Volume 3: Dual-Phase Module" (2018) (cf. p. 175).
- [195] C. H. LLEWELLYN SMITH. "Neutrino Reactions at Accelerator Energies". Phys. Rept. 3 (1972), p. 261-379 (cf. p. 179).
- [196] Dieter REIN et Lalit M. SEHGAL. "Neutrino Excitation of Baryon Resonances and Single Pion Production". Annals Phys. 133 (1981), p. 79-153 (cf. p. 179).
- [197] D. CASPER. "The Nuance neutrino physics simulation, and the future". Nucl. Phys. Proc. Suppl. 112 (2002). [,161(2002)], p. 161-170 (cf. p. 179, 180, 182).
- [198] H. GALLAGHER. "The NEUGEN neutrino event generator". Nuclear Physics B Proceedings Supplements 112.1 (2002), p. 188 -194 (cf. p. 179).
- [199] A. RUBBIA. "NUX neutrino generator (NOMAD/Icarus)". 1st Workshop on Neutrino-Nucleus Interactions in Few GeV Region (NuInt01), Tsukuba, Japan, 13-16 Dec 2001. () (cf. p. 179).
- [200] Marco RODA. "GENIE models and global fits of neutrino scattering data". *PoS* NuFact2017 (2017), p. 070 (cf. p. 179).
- [201] C. ANDREOPOULOS. "The GENIE Universal, Object-Oriented Neutrino Generator". Nuclear Physics B - Proceedings Supplements 159 (2006). Proceedings of the 4th International Workshop on Neutrino-Nucleus Interactions in the Few-GeV Region, p. 217 -222 (cf. p. 179).
- [202] A. A. AGUILAR-AREVALO et al. "First Measurement of the Muon Neutrino Charged Current Quasielastic Double Differential Cross Section". Phys. Rev. D81 (2010), p. 092005 (cf. p. 181, 183).
- [203] A. A. AGUILAR-AREVALO et al. "First measurement of the muon antineutrino double-differential charged-current quasielastic cross section". *Phys. Rev.* D88.3 (2013), p. 032001 (cf. p. 181, 183).
- [204] V LYUBUSHKIN et al. "A Study of quasi-elastic muon neutrino and antineutrino scattering in the NOMAD experiment". *Eur. Phys. J.* C63 (2009), p. 355-381 (cf. p. 181, 183).
- [205] Ettore MAJORANA. "Teoria simmetrica dell'elettrone e del positrone". Il Nuovo Cimento (1924-1942) 14.4 (2008), p. 171 (cf. p. 185, 186).
- [206] B. PONTECORVO. "Neutrino Experiments and the Problem of Conservation of Leptonic Charge". Sov. Phys. JETP 26 (1968). [Zh. Eksp. Teor. Fiz.53,1717(1967)], p. 984-988 (cf. p. 186).
- [207] J. SCHECHTER et J. W. F. VALLE. "Neutrino decay and spontaneous violation of lepton number". *Phys. Rev. D* 25 (3 1982), p. 774-783 (cf. p. 186).
- [208] David WATERS, NEMO-3 et SuperNEMO COLLABORATIONS. "Latest Results from NEMO-3 I& Status of the SuperNEMO Experiment". Journal of Physics : Conference Series 888.1 (2017), p. 012033 (cf. p. 186).
- [209] Junpei SHIRAI. "KamLAND-Zen: Status and Future". Nuclear Physics B Proceedings Supplements 237-238 (2013). Proceedings of the Neutrino Oscillation Workshop, p. 28 -30 (cf. p. 186).
- [210] LUCA PATTAVINA et the CUORE COLLABORATION. "Status of the CUORE experiment". Journal of Physics : Conference Series 447.1 (2013), p. 012066 (cf. p. 186).
- [211] K. ASSAMAGAN et al. "Upper limit of the muon-neutrino mass and charged pion mass from momentum analysis of a surface muon beam". Phys. Rev. D53 (1996), p. 6065-6077 (cf. p. 187, 188).
- [212] R. Barate et AL. "An upper limit on the  $\tau$  neutrino mass from three- and five-prong tau decays". The European Physical Journal C - Particles and Fields 2.3 (1998), p. 395-406 (cf. p. 187, 188).
- [213] Ch. KRAUS et al. "Final results from phase II of the Mainz neutrino mass search in tritium beta decay". *Eur. Phys. J.* C40 (2005), p. 447-468 (cf. p. 187, 188).
- [214] V. N. ASEEV et al. "Upper limit on the electron antineutrino mass from the Troitsk experiment". *Phys. Rev. D* 84 (11 2011), p. 112003 (cf. p. 187, 188).
- [215] A. OSIPOWICZ et al. "KATRIN: A Next generation tritium beta decay experiment with sub-eV sensitivity for the electron neutrino mass. Letter of intent" (2001) (cf. p. 187).
- [216] Thomas J. LOREDO et Don Q. LAMB. "Bayesian analysis of neutrinos observed from supernova SN-1987A". Phys. Rev. D65 (2002), p. 063002 (cf. p. 187, 188).
- [217] K. N. ABAZAJIAN et al. "Cosmological and Astrophysical Neutrino Mass Measurements". Astropart. Phys. 35 (2011), p. 177-184 (cf. p. 187).
- [218] P. A. R. ADE et al. "Planck 2015 results. XIII. Cosmological parameters". Astron. Astrophys. 594 (2016), A13 (cf. p. 187-189).
- [219] L B BEZRUKOV et al. "How Geoneutrinos can help in understanding of the Earth heat flux". Journal of Physics : Conference Series 934.1 (2017), p. 012011 (cf. p. 188).
- [220] G. BELLINI et al. "Geo-neutrinos". Progress in Particle and Nuclear Physics 73 (2013), p. 1 -34 (cf. p. 188).
- [221] T. ARAKI et al. "Experimental investigation of geologically produced antineutrinos with Kam-LAND". *Nature* 436 (2005), p. 499-503 (cf. p. 188).
- [222] G. BELLINI et al. "Observation of Geo-Neutrinos". Phys. Lett. B687 (2010), p. 299-304 (cf. p. 188).
- [223] S. ANDRINGA. "SNO+ status and plans for double beta decay search and other neutrino studies". J. Phys. Conf. Ser. 665.1 (2016), p. 012080 (cf. p. 188).
- [224] "http://www.awa.tohoku.ac.jp/ sanshiro/research/geoneutrino/spectrum/". (Cf. p. 189).
- [225] Yu-Feng LI. "Detection Prospects of the Cosmic Neutrino Background". Int. J. Mod. Phys. A30.12 (2015). [Adv. Ser. Direct. High Energy Phys.25,233(2015)], p. 1530031 (cf. p. 189).
- [226] P. F. de SALAS et al. "Calculation of the local density of relic neutrinos". JCAP 1709.09 (2017), p. 034 (cf. p. 189).
- [227] Ralph A. ALPHER, James W. FOLLIN et Robert C. HERMAN. "Physical Conditions in the Initial Stages of the Expanding Universe". *Phys. Rev.* 92 (6 1953), p. 1347-1361 (cf. p. 189).
- [228] S. BETTS et al. "Development of a Relic Neutrino Detection Experiment at PTOLEMY : Princeton Tritium Observatory for Light, Early-Universe, Massive-Neutrino Yield". Proceedings, 2013 Community Summer Study on the Future of U.S. Particle Physics : Snowmass on the Mississippi (CSS2013) : Minneapolis, MN, USA, July 29-August 6, 2013. 2013. arXiv : 1307. 4738 [astro-ph.IM] (cf. p. 189).

**Résumé :** Le projet DUNE est un projet d'expérience d'oscillations de neutrinos sur faisceau longuedistance, dédié en particulier à la détermination de la hiérarchie de masse des neutrinos et à la mesure de la phase de violation CP intervenant dans le mécanisme d'oscillations. Ce projet consiste en un faisceau intense de neutrinos de 1300 km et un détecteur massif contenant plus de 40 kilotonnes d'argon liquide, basé sur la technologie des chambres à dérive à argon liquide (LArTPC). Deux approches de cette technologie sont actuellement en développement, menant à l'installation au CERN de deux prototypes dont la construction devrait s'achever fin 2018. Le travail présenté dans cette thèse s'intègre dans le cadre du projet ProtoDUNE-DP, qui vise à prouver la faisabilité de la technologie dite « doublephase », c'est-à-dire utilisant de l'argon liquide et gazeux, pour les LArTPC de cette envergure. Deux signaux principaux sont attendus dans un tel détecteur, un signal de charges et un signal lumineux de scintillation. Le signal lumineux peut être utilisé dans le système de déclenchement d'acquisition des données, dans l'identification et éventuellement la réjection du signal dû aux muons cosmiques, et pour des mesures calorimétriques de précision. Des simulations préalables de ce signal sont donc nécessaires afin d'en comprendre les particularités et de développer des algorithmes d'identification. Cette thèse porte en particulier sur le développement de cette simulation et sur l'étude de la propagation des photons de scintillation au sein du détecteur. Les différents mécanismes de production de la lumière de scintillation, la simulation développée au cours de cette thèse et les études réalisées sur la propagation de la lumière de scintillation dans ProtoDUNE-DP seront présentés. Ces simulations ont également pu être comparées aux données recueillies avec un pré-prototype double-phase installé au CERN en 2017, afin de tester la validité de la simulation et d'en améliorer les différents paramètres.

**Mots clés :** Neutrinos, Oscillations de neutrinos, Faisceaux Long Baseline, WA105/ProtoDUNE-DP, DUNE, Détecteur à argon liquide, Lumière de scintillation.

Abstract : DUNE is a future long-baseline neutrino experiment designed to determine, among others, the neutrino mass hierarchy and to measure the CP violation phase that enters the neutrino oscillation process. This project is based on a 1300 km long high intensity neutrino beam and a massive detector containing more than 40 kilotons of liquid argon using the liquid argon time projection chamber technology (LArTPC). Two approaches of this technology are currently under development, leading to the construction of two prototypes to be in place at the end of 2018 at CERN. The work of this thesis is part of the ProtoDUNE-DP project, which aims at probing the capabilities of the so-called "dual-phase" technology, that uses both gaseous and liquid argon, for a large-scale detector. Two kind of signals, a charge signal and a scintillation light signal, are expected in a LArTPC. The light signal can be used as a trigger, for the identification and rejection of the cosmic background, and for precise calorimetric measurements. Prior simulations of this signal are needed in order to improve our understanding of the scintillation light signal and to develop the identification algorithms. This work addresses the development of this simulation and the study of the scintillation photon behavior in the liquid argon detector. The different scintillation light production mechanisms, the developed simulation and the different studies on the light propagation in ProtoDUNE-DP are presented. These simulations have also been compared with light data taken at CERN in 2017 with a first demonstrator, in order to validate and tune the simulation.

**Key words :** Neutrinos, Neutrino oscillations, Long baseline neutrino beam, WA105/ProtoDUNE-DP, DUNE, Liquid argon time projection chamber, Scintillation light.