

THÈSE de DOCTORAT

de l'Université Claude BERNARD – Lyon I

École Doctorale de Physique et d'Astrophysique de Lyon

présentée

par

Guillaume MENTION

Étude des sensibilités et bruits de fond de l'expérience Double Chooz pour la recherche du paramètre de mélange leptonique θ_{13}

Soutenue le 23 juin 2005 devant la commission d'examen comprenant les membres
suivants :

Pierre BINÉTRUY	Examineur
Jacques DUMARCHEZ	Rapporteur
Caren HAGNER	Rapporteuse
Lydia ICONOMIDOU-FAYARD	Examinatrice
Hervé DE KERRET	Directeur de thèse
Thierry LASSERRE	Co-directeur de thèse
Gérard SMADJA	Président du jury



Je dédie ce manuscrit à Sandrine, avec tout mon amour et ma tendresse. Son dynamisme, sa sensibilité et son engagement m'ont encouragé à donner le meilleur de moi-même. À mes parents qui m'ont donné les moyens d'être ce que je suis aujourd'hui et mon frère qui m'a transmis quelques unes de ses passions. À Noémie, dont l'absence cruelle me conforte dans l'idée qu'il faut tout entreprendre tant qu'il en est encore possible.

Remerciements

'EST peut-être bien l'un des aspects les plus plaisants que de clore l'écriture de cette thèse en ayant l'opportunité de remercier tous ceux qui ont d'une façon ou d'une autre contribué dans sa réalisation. Après trois années d'intense activité, j'ai le sentiment qu'aucune thèse ne se ressemble, qu'elles ont toutes leurs particularités tant dans leurs bons que dans leurs mauvais côtés. La spécificité de chacune d'entre elles est en partie due à la forte composante relationnelle avec les membres des équipes de travail, les assistants techniques et les difficultés rencontrées sont bien souvent surmontées grâce au soutien des proches. C'est sans ordre véritable que je vais témoigner tous mes remerciements envers celles et ceux qui m'ont permis de vivre cette expérience si particulière et d'en sortir victorieux.

Je remercie Daniel VIGNAUD pour m'avoir accueilli dans son laboratoire, pour tous les conseils et corrections qu'il m'a apporté tout au long de ma thèse, pour les moyens et la considération accordés aux doctorants au sein du laboratoire.

Je remercie Hervé DE KERRET, mon directeur de thèse, qui a su me donner de bons conseils aux moments opportuns, m'offrir les moyens matériels et humains ainsi que le champ libre nécessaires pour mener à bien mes propres projets de recherche.

J'exprime toute ma reconnaissance envers Thierry LASSERRE, mon co-directeur de thèse, qui a su me motiver, me stimuler dans mon travail tout particulièrement dans la définition du sujet de la thèse et dans les étapes préliminaires du travail sur la simulation sur Double Chooz. Tous ses conseils, ses relectures critiques assidues, ses remarques sur mon travail m'ont permis de progresser et de donner à cette thèse la structure qu'elle a aujourd'hui. Je lui en suis grandement reconnaissant.

Je remercie Caren HAGNER et Jacques DUMARCHEZ d'avoir accepté d'être les rapporteurs de cette thèse, de même que pour leur participation au jury. Je remercie également Lydia ICONOMIDOU-FAYARD, Pierre BINÉTRUY et Gérard SMADJA qui m'ont fait l'honneur de participer au jury de soutenance.

L'accomplissement d'une thèse est une épreuve à passer. Bien qu'aucune thèse ne se ressemble, elles ont pourtant toutes comme point d'orgue la rédaction du rapport de travail et la soutenance. Cette étape, qui aurait été bien délicate à surmonter seul, a pu être franchie grâce au soutien de celle avec qui je partage dorénavant ma vie, Sandrine DODET, de ma famille et de mes amis. C'est ici que je voudrais exprimer ma plus profonde gratitude à mes parents et mon frère, à Sandrine, que j'aime du plus profond de mon cœur et qui m'a soutenu dans les épreuves les plus difficiles, en m'apportant le réconfort et la force pour maîtriser cette aventure.

Je tiens également à remercier tous les membres de l'« *équipe neutrino* » du Collège de France : Alain DE BELLEFON, Didier KRYN, Michel OBOLENSKY, Olivier DADOUN,

Jacob LAMBLIN et Tristan BEAU aussi bien pour toutes les interactions fructueuses que nous avons eues, les discussions à tout propos, que pour les pauses café quotidiennes toutes plus amicales et agréables les unes que les autres. Je souhaite également adresser toute ma sympathie à Janine BOUCHER avec qui j'ai partagé notre bureau pendant près de deux ans. Je lui souhaite un très long et heureux parcours dans ses nouvelles activités. Je voudrais également témoigner toute ma reconnaissance à Serge SUKHOTIN qui a passé un an et demi parmi nous, au laboratoire, et qui m'a appris ma première phrase en russe, que j'ai malheureusement déjà oublié !

Je tiens à remercier en général toute la collaboration Double Chooz, et plus particulièrement Michel CRIBIER, Florence DESAGES-ARDELLIER envers qui je souhaite adresser toute ma sympathie.

Je remercie Serguey PETCOV pour les nombreux éclaircissements qu'il m'a fourni sur la phénoménologie des neutrinos, pour les discussions que nous avons eues, sa gentillesse et pour les remarques sur les parties de mon travail qu'il a relues.

Je souhaite également remercier, en cette occasion, la première personne qui m'a orienté vers la Physique des neutrinos : Imad LAKTINEH. C'est en partie grâce à lui que j'en suis arrivé là aujourd'hui.

Je souhaite témoigner toute ma sympathie et ma reconnaissance envers les différents services du laboratoire (je ne donnerai pas les noms par crainte d'en oublier, sachez seulement que je vous remercie tous du fond du cœur) : le secrétariat, les services administratifs pour les missions, les membres de la bibliothèque, le service intérieur, le service de reproduction et d'archivage, le service informatique. Leur accueil a été l'un des plus chaleureux que j'ai connus sur un lieu de travail. Ils m'ont tous été utiles et précieux à un moment ou un autre de ma thèse. Qu'ils trouvent tous ici ma profonde reconnaissance.

Merci à tous les « *jeunes* » du labo et amis –thésards, stagiaires, post-doctorants, les jeunes chercheurs et les moins jeunes mais qui en ont gardé l'esprit– qui ont entretenu une ambiance de travail agréable, même si on n'a pas eu notre babyfoot pour nous détendre ! Je pense particulièrement à Gilles MAURIN, Rodolphe PITEIRA, Laurence PEROTTO, Lucien LARQUÈRE, Benoît REVENU, Cyril LACHAUD, Tristan BEAU, Olivier DADOUN, Fabrice COHEN, Éric ARMENGAUD, Lucas LEVREL, Gwenaëlle LEFEUVRE, Anne LEMIERRE, Antoine CHAMBALLU, Jean-Baptiste MÉLIN et Cyrille ROSSET avec un merci tout particulier à l'équipe BZ.

Encore un grand merci à Gilles, Rodolphe et Fabrice JOUVENOT pour cette fabuleuse ambiance amicale avec un souvenir particulier de ce splendide séjour que nous avons passé en Italie. Inoubliable !

Je remercie de plus tous les auteurs des programmes du domaine public que j'ai utilisés intensément durant cette thèse, à savoir tous les contributeurs de Linux, L^AT_EX, Kile, Emacs, Kdevelop, KDE, Enlightenment, Inkscape, The Gimp, Gnuplot, Octave, Geant4 et Root.

Enfin, un grand merci à toutes celles et ceux qui ont relu des parties de mon manuscrit. Leur aide m'a été très précieuse.

Sommaire

Introduction	1
---------------------	----------

CHAPITRE I	Le monde des neutrinos aujourd'hui	5
1.	Les neutrinos et le Modèle Standard	6
2.	Extension du Modèle Standard	9
3.	Conséquences de la masse des neutrinos	19
4.	Phénoménologie des oscillations de neutrinos	22

CHAPITRE II	Aux confins du mesurable	27
1.	Masses et paramètres de mélange tirés des expériences	27
2.	Bilan des analyses globales d'oscillations de saveur	48
3.	Tirer le maximum d'information sur l'inconnu : θ_{13}	50

CHAPITRE III	Un angle de mélange pas comme les autres...	55
1.	Acquis sur θ_{13}	56
2.	Apport des expériences sur faisceaux	61
3.	Apport des expériences « réacteurs » sur θ_{13}	70
4.	Complémentarité accélérateurs/réacteurs	80

CHAPITRE IV	Double Chooz, site et détecteur	83
1.	Fonctionnement d'une centrale nucléaire	83
2.	La source de neutrinos	85
3.	Détection des antineutrinos	89

4.	Conception des détecteurs	97
5.	Les erreurs expérimentales et les bruits de fond	99
6.	L'effet des oscillations sur le spectre	102

CHAPITRE V	Statistiques et systématiques	107
-------------------	--------------------------------------	------------

1.	Mise au point sur les notations	107
2.	Introduction sur les contours d'exclusion et d'inclusion	108
3.	Mise au point sur les tests de χ^2	112
4.	Vers un χ^2 adapté	118
5.	Un avant-goût sur les bruits de fond	123

CHAPITRE VI	Impacts des effets systématiques	133
--------------------	---	------------

1.	Identifier les incertitudes	133
2.	Notations et systématiques introduites	143
3.	Positions des détecteurs	147
4.	Résolution en énergie, nombre d'intervalles	158
5.	Calibration de l'échelle d'énergie	159
6.	Potentiel de découverte	161

CHAPITRE VII	Étude préliminaire de l'impact de bruits de fond	167
---------------------	---	------------

1.	Sources de bruits de fond	168
2.	Caractéristiques des bruits de fond	171
3.	Introduction des bruits de fond dans le χ^2	172
4.	Impact du bruit de fond accidentel des PM	173
5.	Impact du bruit de fond corrélé des neutrons rapides	179
6.	Impact du bruit de fond de forme dangereuse	180

Conclusion	183
-------------------	------------

Appendice	193
------------------	------------

1.	Prolégomènes	193
2.	Forme générale de la probabilité $P_{\nu_e \rightarrow \nu_e}$	196
3.	Prise en compte des effets de matière dans la Terre	206

Introduction

OIXANTE-DIX années ont été nécessaires pour comprendre les mécanismes à l'œuvre dans la production d'énergie du Soleil et classer les séquences d'évolution stellaire comme conséquence de réactions thermonucléaires se déroulant au sein des étoiles. Nombre de ces réactions produisent des neutrinos, de type ν_e . En parallèle, un programme de quarante années de mesure des flux et spectres des neutrinos solaires a été entrepris. Cet effort commença par les travaux pionniers de Ray Davis Jr. et de ses collaborateurs dans la mine d'Homesake (États-Unis), et se poursuivit par des détecteurs plus sophistiqués, comme ceux de GALLEX/GNO (Europe), Super-Kamiokande (Japon) ou de SNO (Canada). Ces deux programmes –raffiner les modèles de description du Soleil et développer de meilleures techniques de détection des neutrinos– ont nécessité une grande patience avant qu'il ne soit devenu évident que la résolution du problème du déficit des neutrinos électroniques solaires observé nécessitait une nouvelle physique, celle de l'oscillation des neutrinos et des modifications apportées par les effets de matière.

Ce phénomène d'oscillation réside en dehors du modèle standard minimal de la physique des particules, en recourant à des neutrinos massifs et des relations non triviales entre les états propres de propagation (ou de masse) et ceux de l'interaction faible.

L'importance du rôle des neutrinos dans notre Univers a encore été mise en exergue lorsqu'eut lieu, en 1987, la toute première détection des neutrinos les plus vieux observés jusqu'alors, les neutrinos de l'explosion de Sanduleak -69°202, la supernova SN 1987a. Bien qu'uniquement 19 candidats neutrinos aient été décelés [1], ils ont permis de confirmer le mécanisme d'effondrement du cœur des supernovæ [2].

Quelques années plus tard, en 1998, le détecteur Super-Kamiokande apporte la preuve de l'oscillation de saveur des neutrinos atmosphériques $\bar{\nu}_\mu$ et $\bar{\nu}_e$, produits de l'interaction des rayons cosmiques primaires dans l'atmosphère, marquant ainsi un tournant conséquent dans la physique de ces petits leptons neutres. La découverte que le mélange entre les familles correspondant à cette observation était grand (et peut-être, même, maximal) fut un résultat totalement inattendu.

En 2002, les succès s'accélérent, et le problème persistant des neutrinos solaires trouva également sa solution dans les propriétés intrinsèques des neutrinos. Les résultats de SNO ont en effet abouti à une détermination indépendante des modèles solaires du flux total de neutrinos (toutes saveurs confondues) et en combinaison avec les autres expériences de neutrinos solaires a montré que les neutrinos provenant du Soleil subissaient effectivement un changement de saveur au cours de leur propagation jusqu'à la Terre. Fin 2002, KamLAND fournit un contrôle indépendant de l'hypothèse d'oscillation en mesurant les neutrinos provenant de réacteurs nucléaires. La forte contrainte sur les paramètres de

mélange intervenants dans le processus de changement de saveur permet d'identifier la solution de l'espace des paramètres $(\Delta m^2, \theta)$ à l'origine du déficit de neutrinos électroniques provenant du Soleil. L'un des succès les plus remarquables des problèmes des neutrinos solaires et atmosphériques est que les différences des carrés des masses des neutrinos ont émergé dans des domaines accessibles aux expériences avec des accélérateurs de particules et des réacteurs nucléaires.

Considérés dans leur ensemble, tous les résultats expérimentaux s'ajustent très bien dans un modèle à trois neutrinos massifs, qui correspond au cas le plus simple envisagé des trois générations leptoniques. La seule exception concerne les résultats controversés de LSND [3], qui auraient de très riches conséquences s'ils étaient confirmés. Mais cette possibilité sera ignorée dans tout ce qui suit. Les oscillations de trois familles de neutrinos impliquent deux différences de carrés de masses, Δm_{SOL}^2 et Δm_{ATM}^2 , trois angles de mélange, θ_{12} , θ_{23} et θ_{13} , et une phase de violation de CP, δ . θ_{12} est associé à la petite différence de masse $\Delta m_{21}^2 = \Delta m_{\text{SOL}}^2$, tout deux mesurés dans les expériences de neutrinos solaires et dans KamLAND. θ_{23} est affilié à la grande différence de masse $\Delta m_{32}^2 = \Delta m_{\text{ATM}}^2$, eux mesurés par les expériences sur les neutrinos atmosphériques et K2K. Ces résultats sont maintenant résumés au premier ordre par deux oscillations indépendantes à deux saveurs.

Le paramètre clef des effets à trois familles est l'angle de mélange θ_{13} sur lequel nous n'avons jusqu'à présent qu'une contrainte, apportée par les expériences « réacteur » Chooz et Palo Verde essentiellement, nous indiquant qu'il doit être petit (comparativement aux deux autres angles de mélange). Il n'y a *a priori* aucune raison particulière pour que cet angle soit nul. Nous pourrions concevoir, dans les années à venir, que les oscillations de neutrinos soient moins intéressantes, consistant « simplement » à mesurer avec une plus grande précision les paramètres déjà connus. Cependant un tel point de vue néglige complètement le fait que le secteur des neutrinos, à la différence du secteur des quarks, n'est absolument pas altéré par les incertitudes hadroniques. Si des mesures de précision sont possibles, alors elles seront des tests très sensibles des modèles de saveurs et des sujets qui en découlent, comme l'unitarité des trois familles. Les véritables effets à trois saveurs ne peuvent apparaître que pour une valeur non nulle de θ_{13} , et établir qu'il en est effectivement ainsi est une des priorités les plus notables en physique des neutrinos. La violation de CP leptonique est une autre conséquence de la physique à trois saveurs qui ne pourra être étudiée que si θ_{13} est différent de zéro. Le mécanisme le plus souvent adopté pour rendre compte de la masse des neutrinos (mécanisme dit *de la balançoire*) autorise, en plus de la phase de violation δ (dite de Dirac), deux autres phases (elles dites de Majorana) dans le secteur des neutrinos légers, autant que d'autres phases CP dans le secteur lourd des neutrinos, qui sont, elles, impliquées dans les mécanismes de leptogénèse (expliquant l'excès de la matière sur l'antimatière dans l'Univers grâce aux leptons). En général, les phases « légères » et « lourdes » ne sont pas reliées entre elles, toutefois la plupart des modèles de saveurs apportent relations entre ces deux secteurs, associant ainsi la violation CP à basse énergie à la leptogénèse et aux modèles de masses. Les mesures de précision des oscillations de neutrinos pourront de ce fait apporter la lumière sur d'éminentes questions de physique des particules inhérentes à l'origine des saveurs et leurs conséquences phénoménologiques. Il y a donc une très forte motivation dans la communauté des physiciens pour rechercher dans le futur proche une éventuelle trace de la non nullité de θ_{13} afin d'aboutir ultérieurement à la mesure de la violation de CP leptonique.

Après avoir dressé un panorama de la physique des neutrinos massifs (chapitre I),

nous brosons un portrait des derniers résultats en date sur les paramètres de mélange de saveurs leptoniques (chapitre II). Nous nous focalisons ensuite sur le sujet qui nous tient à cœur, la mesure de θ_{13} , en le situant parmi les expériences contemporaines (chapitre III).

Nous consacrons la suite de cette thèse à l'expérience Double Chooz (chapitres IV, V, VI et VII). Celle-ci a pour but de mesurer les oscillations des antineutrinos électroniques auprès de la centrale nucléaire de Chooz, située en France, dans les Ardennes. Ce projet est conduit par une collaboration internationale, dont la plupart des collaborateurs ont déjà participé à des expériences de mesure de neutrinos auprès de réacteurs nucléaires, ou des projets utilisant des techniques de détection proches (notamment le liquide scintillant). Cette expérience profitera donc des développements acquis pendant ces deux dernières décennies pour réaliser une mesure d'une précision encore jamais atteinte dans le domaine des paramètres de mélange leptoniques : l'objectif est la mesure du paramètre de mélange θ_{13} régissant les transitions à trois familles entre les deux secteurs déjà mis en évidence des neutrinos atmosphériques et des neutrinos solaires. Ce paramètre a déjà été contraint par la première expérience Chooz. Pour améliorer ce résultat, il faut réduire les erreurs statistiques et systématiques, c'est à dire non seulement observer un échantillon de données conséquent, mais également maîtriser les incertitudes expérimentales intervenant dans la production et la détection des antineutrinos électroniques fournis par la centrale nucléaire, ainsi que les bruits de fond engendrés par la radioactivité naturelle et les interactions des rayons cosmiques.

Nous avons mis en place une simulation permettant le calcul de la sensibilité sur la mesure de θ_{13} et du potentiel de découverte de l'expérience en vue d'identifier les erreurs systématiques prépondérantes et de quantifier leurs impacts et leurs contrôles (chapitres V et VI). Nous avons déterminé la forme la plus nocive de bruit de fond pour la mesure de θ_{13} (chapitre V). Nous avons également quantifié l'impact sur la sensibilité de certains bruits de fond tels que les événements accidentels engendrés par la radioactivité des photomultiplicateurs, mais aussi les événements corrélés produits par les neutrons rapides (chapitre VII).

Remarque :

Nous avons commencé notre travail de thèse par la réalisation d'une simulation numérique des effets de matière sur l'oscillation de saveur des neutrinos électroniques produits dans le Soleil (étude des différentes solutions possibles au problème du déficit des neutrinos solaires et apport de Borexino). Cette étude avait pour but de réaliser une simulation complète de la propagation des neutrinos dans le Soleil en vue de l'analyse de données de l'expérience Borexino. Nous avons poursuivi ce travail sur la modélisation analytique des effets de matière dans la Terre. Nous nous sommes concentrés sur la potentialité d'observer une asymétrie entre le jour et la nuit sur le flux de neutrinos électroniques de la raie du ^7Be provenant du Soleil par régénération dans la Terre, puisque Borexino est en effet la première expérience qui pourra mesurer en temps réel les neutrinos solaires à si basse énergie (en dessous du MeV). Compte tenu des résultats de KamLAND, nous sommes arrivés à la conclusion que Borexino ne pourra vraisemblablement pas exploiter ces asymétries pour la détermination des paramètres d'oscillation Δm_{21}^2 et θ_{12} . Nous avons réuni l'ensemble de ces travaux sur la simulation de la propagation des neutrinos solaires dans le Soleil et dans la Terre en annexe de cette thèse. Nous avons commencé à travailler sur des programmes d'acquisition de données lorsqu'une paralysie juridique majeure est malheureusement survenue sur le site de l'expérience, bloquant toutes les activités de celle-ci pendant presque deux ans. Ces événements nous ont conduit à arrêter ce travail et à changer de thématique en juin 2003. Le travail présenté dans ce manuscrit est pour l'essentiel axé sur ce nouveau sujet : la mesure de θ_{13} .

éclatantes preuves expérimentales établies entre 1998 et 2003.

Nous ferons tout d'abord le point sur la description de cette particule singulière dans le cadre du « Modèle Standard minimal » [4] de la physique des particules. Ce modèle n'est plus adéquat pour rendre compte des dernières observations expérimentales concernant les neutrinos et doit donc être en partie révisé. Nous présenterons les deux propositions les plus naturelles et les plus en vogue pour intégrer au Modèle Standard les propriétés attribuées aux neutrinos et finirons par un panorama actualisé de ce domaine passionnant que constitue la physique des neutrinos où nous mettrons en avant les enjeux actuels de ce secteur.

1 Les neutrinos et le Modèle Standard

1.1 Rappels historiques

C'est en décembre 1930 que Wolfgang Pauli suggéra l'hypothèse du neutrino « fantomatique », pour préserver la théorie quantique du noyau en donnant une explication simple de certaines anomalies apparaissant dans la radioactivité β : spectre continu des électrons émis, violation de la conservation du spin et de la statistique associée. Le neutrino devait être électriquement neutre, de masse quasi nulle (très inférieure à celle du proton), de spin $1/2$, et, échappant à la détection, devait avoir une très faible probabilité d'interaction avec la matière. Autant dire que ce n'était, au début, qu'un « remède désespéré » dont rien ne garantissait le caractère physique. Pourtant, l'évolution rapide de la physique des particules le fit reprendre en considération en 1933, et Enrico Fermi l'incorpora en 1934 à sa théorie de la radioactivité β , qui allait devenir la théorie des interactions faibles. Frederick Reines et Clyde L. Cowan réussirent à obtenir la première mise en évidence expérimentale de l'existence des neutrinos en 1956. C'est alors que Lee et Yang démasquent une des propriétés les plus importantes des neutrinos au travers de la violation de parité de l'interaction faible [5] : les neutrinos sont des « vampires » ! Autrement dit, la symétrie dans un miroir d'un neutrino est inobservable, comme l'ont montré Wu et Goldhaber (théorie du neutrino à deux composantes, dites *gauche* et *droite*). Les résultats expérimentaux n'ont mis en évidence que des neutrinos gauches et des antineutrinos droits, mais aucun neutrino droit ni antineutrino gauche. Pour expliquer cette absence, la solution la plus simple était de considérer que ce neutrino est intrinsèquement une particule gauche, et donc de masse nulle (pour conserver la chiralité lors de sa propagation). En 1963 fut démontrée l'existence de deux neutrinos distincts, ν_e et ν_μ , auxquels il devint nécessaire d'ajouter plus tard un troisième neutrino, ν_τ (observé directement pour la première fois en 2000), associé au lepton lourd τ découvert en 1977. C'est dès le début des années 1960 que commença la physique des neutrinos de grande énergie auprès des accélérateurs, qui devait s'avérer très riche, permettant de « radiographier » la matière nucléaire et de mettre en évidence la structure composite des nucléons les quarks (à partir de 1972), et fournissant des tests sensibles de la théorie unifiée des interactions électromagnétiques et faibles (existence des courants neutres, à partir de 1973), un des couronnements majeurs du Modèle Standard de la physique des particules développé en parallèle [6]. L'observation des bosons W et Z^0 (en 1983), médiateurs de l'interaction électrofaible, a amené à considérer sérieusement l'hypothèse que leur masse soit le fruit d'un phénomène particulier, inventé en 1964 par le physicien écossais Peter Higgs et connu depuis sous le nom de « mécanisme de Higgs » ; ce mécanisme de brisure spontanée d'une symétrie interne est l'équivalent quantique d'un

phénomène fréquemment observé : une condition initiale particulière permet à la nature de choisir parmi diverses configurations symétriques (brisure dans les solutions et non dans les équations elles-mêmes). Higgs proposa l'existence partout dans le « vide » d'un champ quantique nouveau dont l'orientation dans un espace abstrait impose une direction privilégiée parmi toutes les directions équivalentes. L'effet principal de ce mécanisme serait d'engendrer une masse pour les bosons W et Z^0 , un peu comme si la présence dans le vide de ce champ de Higgs créait une inertie contraignant le mouvement de ces particules. Par ce processus, les bosons échangés lors des interactions faibles ($W^\pm$ et Z^0) acquièrent une masse qui peut rendre compte de la courte distance de cette interaction. Ce boson de Higgs acquiert une importance capitale, et la masse de toutes les particules de matière trouve à présent son origine dans la brisure de symétrie électrofaible. Toutes les particules de matière sauf une espèce. Le neutrino. Celui-ci ne peut acquérir de masse par le boson de Higgs si on n'introduit pas de neutrino de chiralité droite dans le modèle. Les concepteurs du Modèle Standard ayant choisi d'être économes et conservateurs¹, ils n'ont pas introduit de champ droit pour les neutrinos et n'ont donc pu attribuer de masse au neutrino. Le défaut de masse des neutrinos étant en accord avec les expériences réalisées jusqu'alors, cette hypothèse ne fut pas remise en question, puisqu'elle permettait d'expliquer la violation maximale de parité.

1.2 Mélange de familles et origine de la masse

Le Modèle Standard constitue le couronnement de nombreux travaux de synthèse étalés sur plus de cinquante années d'histoire [5]. Ce modèle trouve son origine dans les travaux de Noether et de Weyl dans les premières décennies du XX^e siècle. Son édification est une entreprise colossale qui a culminé par la découverte des courants neutres et des quarks dans les années soixante dix. Ce modèle d'une incroyable précision a été testé activement au CERN (et ailleurs) jusqu'à la fin des années quatre-vingt dix. Rien ne l'a ébranlé. Pourtant, il subsiste un chaînon manquant en son sein : le Higgs. Le champ observable résultant de la brisure spontanée du secteur électrofaible du modèle n'a toujours pas été observé. Et même si son existence est avérée dans les années à venir, elle n'apportera pour autant aucune explication à la disparité des échelles de masses entre les neutrinos et les autres fermions du Modèle Standard (figure I.1). C'est en ce sens que la masse des neutrinos constitue une fenêtre ouverte, une *brèche* sur une nouvelle physique au-delà du Modèle Standard.

Nous passons à présent brièvement en revue les caractéristiques essentielles de ces deux secteurs de la physique des particules actuellement au cœur des débats les plus vifs et les plus passionnés.

fermions	Secteur			
	de jauge			de Higgs
u c t	g			
d s b	Z^0	W^+	W^-	h^0, h^+
ν_e ν_μ ν_τ	γ			
e μ τ				

FIG. I.2 : Particules du Modèle Standard minimal classées par secteur. Les doublets d'isospin faible des fermions se caractérisent par une composante haute (de type u) et une composante basse (de type d).

¹La théorie V-A est suffisante pour décrire les observations expérimentales effectuées jusqu'alors, ν_R et $\bar{\nu}_L$ pourraient exister mais seraient inutiles dans le cadre de cette théorie.

Le Modèle Standard de la physique des particules contient deux secteurs disjoints (figure I.2). Le secteur de jauge décrit les interactions des quarks et des leptons (fermions, particules de spin $1/2$) avec des bosons de spin 1 qui véhiculent les interactions forte, faible et électromagnétique. Ce secteur est fondé sur des symétries de jauge locales. Les trois familles de quarks et de leptons (figure I.1), appelées aussi *saveurs*, se transforment de manière identique sous ces symétries locales et ont donc les mêmes couplages intrinsèques fort, faible et électromagnétique. Le secteur de Higgs décrit les interactions des quarks et des leptons avec les bosons de Higgs, h^+ et h^0 , de spin 0. Ce secteur contient nombre de paramètres libres. Les bosons de Higgs ont été initialement introduits pour briser la symétrie de jauge des interactions faibles en attribuant une masse aux bosons de jauge que sont les W^+ , W^- et Z^0 . Ceux-ci doivent être très lourds pour expliquer la très courte portée de cette interaction. D'autre part, dans le Modèle Standard, les couplages avec les bosons de Higgs sont également à l'origine des masses des quarks et leptons. Ces interactions doivent aboutir à des masses différentes entre les trois familles et doivent également engendrer le mélange entre les trois familles de quarks. Malheureusement, aucune des neuf masses des quarks et leptons introduites dans le Modèle Standard ni aucun des quatre paramètres de mélange des quarks ne sont déterminés par un principe fondamental contenu dans le Modèle Standard. Au lieu de cela, ces treize paramètres sont déterminés à partir d'expériences à basse énergie (devant l'échelle d'énergie électrofaible) et sont identifiés avec les paramètres libres du lagrangien du Modèle Standard.

Par définition, les états propres de saveur sont les membres des doublets d'isospin faible qui se transforment l'un en l'autre par interaction avec les bosons W. Les états propres de masse sont des états de masse définie intervenant lors des interactions avec les bosons de Higgs. Ces états décrivent la propagation des particules libres qui sont identifiées dans les détecteurs par leurs nombres quantiques de charge électrique, de masse et de spin. Comme les interactions avec les bosons de Higgs provoquent le mélange entre les états de saveur, les états propres de masse résultants ne sont plus assimilés aux états de saveur. Chaque ensemble d'états propres (masse ou saveur) fournit une description des trois familles de quarks, et ces deux descriptions sont reliées l'une à l'autre par un ensemble de rotations. La plupart des expérimentateurs sont habitués à voir le Modèle Standard écrit dans la base des états propres de masse puisque les quarks de masses définies sont les ingrédients des protons, neutrons et autres particules métastables détectées expérimentalement. Dans la base des états propres de masse, les couplages de Higgs sont diagonaux, et le mélange entre les familles a lieu dans le secteur de jauge. Ces matrices de rotations pourraient en principe être introduites dans toutes les interactions de jauge des quarks et des leptons. Mais ce n'est pas le cas. Les symétries du Modèle Standard n'autorisent l'apparition des matrices de rotations que dans les interactions par courant chargé entre les quarks par l'intermédiaire du couplage avec les bosons W. Le produit des matrices de rotations qui apparaît dans les courants chargés faibles est justement la

États des particules	I_3^W	Y^W	Q
$\begin{pmatrix} \nu_L \\ e_L \end{pmatrix}$	$+1/2$ $-1/2$	-1 -1	0 -1
$\begin{pmatrix} \bar{\nu}_R \\ \bar{e}_R \end{pmatrix}$	$-1/2$ $+1/2$	$+1$ $+1$	0 $+1$
ν_R	0	0	0
$\bar{\nu}_L$	0	0	0
e_R	0	-2	-1
$\bar{e}_L$	0	$+2$	$+1$

FIG. I.3 : Charges leptoniques d'isospin faible I_3^W , d'hypercharge Y^W et de charge électrique $Q = I_3^W + \frac{Y^W}{2}$.

matrice qui est communément appelée matrice CKM², matrice unitaire complexe de dimensions 3×3 ($U_{\text{CKM}} = U_u^\dagger U_d$ où U_u est la matrice de passage entre les états propres de saveur et de masse pour les quarks de type *haut*, et U_d pour les quarks de type *bas*). Ses paramètres ont été mesurés expérimentalement en utilisant les processus de changement de saveur. Ils donnent ainsi la structure de la matrice CKM et reflètent la différence entre les rotations des états de quarks *hauts* et les rotations des états de quarks *bas*. Ces différences constituent le fondement des mélanges entre familles et illustrent la manière dont la symétrie électrofaible est brisée par le secteur de Higgs. Comme les neutrinos du Modèle Standard sont supposés dégénérés de masse nulle, les matrices de rotation des neutrinos peuvent être prises identiques à celles de leurs partenaires d'isospin faible³. Ainsi la matrice de mélange analogue pour les leptons n'est autre que l'identité. C'est pourquoi dans le Modèle Standard minimal, où les neutrinos sont supposés de masse nulle, il ne peut y avoir de mélange entre les familles de leptons, et les nombres quantiques leptoniques individuels L_e , L_μ , L_τ sont conservés *a priori*.

2 Extension du Modèle Standard

2.1 Secteur de Higgs et secteur des leptons

Il existe aujourd'hui des preuves robustes que les neutrinos oscillent entre saveurs. Ce phénomène viole les lois de conservation des nombres leptoniques individuels et ne peut s'expliquer que si l'on suppose que les neutrinos ont des masses non nulles, non dégénérées et sont mélangés entre eux comme nous le verrons par la suite. Nous allons à présent voir à quel prix ces masses peuvent être introduites dans le Modèle Standard minimal. Détaillons pour cela les couplages de Yukawa entre les fermions et les bosons de Higgs (responsables des masses des fermions) ainsi que les interactions de jauge par courants chargés véhiculées par les bosons $W^\pm$ (responsable des processus échangeant une charge électrique comme la désintégration β). Mais avant cela introduisons quelques notations utiles :

- les fermions sont décrits par des spineurs de Weyl de chiralité gauche formant ainsi un doublet d'isospin faible ;
- u_i , d_i , u_i^c , d_i^c , e_i , ν_i et e_i^c sont les champs fermioniques où l'indice i indique la génération et l'exposant c dénote les états conjugués ;
- les champs ν_i^c sont rajoutés au Modèle Standard pour y intégrer les termes de masse des neutrinos ;
- les u_i sont les champs pour les trois états de quarks de charge électrique $Q=+2/3$ appelés aussi états de type *haut* (par référence à leur position dans le doublet d'isospin faible), les d_i ceux de charges $Q=-1/3$, états de type *bas*, les e_i ceux des leptons de charge $Q=-1$ (*bas*) et les ν_i ceux des neutrinos de charge $Q=0$ (*haut*) ;
- les champs u_i et u_i^c sont définis comme suit :
 - u_i annihile le quark gauche u_L ou crée l'antiquark droit $\bar{u}_R$ de la i^e famille ;
 - u_i^c annihile l' antiquark gauche $\bar{u}_L$ ou crée le quark droit u_R de la i^e famille ;

²Du nom des trois principaux auteurs : Cabbibo, Kobayashi, Maskawa.

³On pourrait très bien néanmoins incorporer des angles de mélange entre les leptons, mais ceux-ci n'indiqueraient aucune manifestation expérimentale dans le cas où les neutrinos sont dégénérés et de masse nulle, c'est pourquoi les angles de mélange leptoniques n'ont pas été introduits dans le Modèle Standard, dit minimal.

- pour décrire les conjugués hermitiens $u_i^\dagger$ et $u_i^{c\dagger}$ il suffit d'interchanger les mots « annihiler » et « créer » ci-dessus ;
- les autres états sont décrits de la même manière ;

La densité de lagrangien du secteur électrofaible du Modèle Standard peut se décomposer comme suit :

$$\mathcal{L}_{\text{MS,EF}} = \mathcal{L}_{\text{fermions, jauge}} + \mathcal{L}_{\text{fermions, Higgs}} + \mathcal{L}_{\text{jauge, Higgs}} + \mathcal{L}_{\text{jauge}} - V_{\text{Higgs}} . \quad (\text{I.1})$$

Notre but ici n'est pas de développer le lagrangien du Modèle Standard explicitement mais de mettre l'accent sur les termes à l'origine de la masse des neutrinos et du mélange entre les familles [7]. Pour cela, dans ce qui suit nous ne nous intéressons qu'aux termes de masses définis dans $\mathcal{L}_{\text{fermions, Higgs}}$ et aux termes d'interaction du W apparaissant dans $\mathcal{L}_{\text{fermions, jauge}}$.

Plaçons nous tout d'abord dans la base des états propres de saveur, identifiés par l'indice 0. Le couplage au W s'écrit, indépendamment de la base,

$$\mathcal{L}_W = \frac{g}{\sqrt{2}} (W_\mu^+ J^\mu + W_\mu^- J^{\mu\dagger}) , \quad (\text{I.2})$$

où J^μ est le courant faible élevant la charge électrique d'une unité⁴ :

$$J^\mu = \sum_i u_{0i}^\dagger \sigma^\mu d_{0i} + v_{0i}^\dagger \sigma^\mu e_{0i} \quad (\text{I.3})$$

La constante g caractérise l'intensité des interactions faibles, σ^μ est un quadricovecteur formé à partir des matrices de Pauli $(1, -\sigma^j)$. L'action de J^μ est explicitée sur la figure I.4 qui montre l'effet du premier terme de l'équation (I.3) et de son conjugué. Ce terme annihile un quark d gauche et crée un quark u gauche et augmente donc par la même occasion la charge électrique d'une unité sur la ligne fermionique. Celle-ci est conservée par l'absorption d'un W^+ (ou la production d'un W^-) dans le couplage $W_\mu^+ J^\mu$ du lagrangien (I.2). Ainsi chaque terme du courant chargé faible connecte des éléments de la même famille. Des états propres de saveur ne peuvent pas changer de famille par couplage au W. On dit que l'interaction faible est diagonale dans la base des états propres de saveur. Il faut bien noter que les courants présents dans (I.2) ne contiennent pas les conjugués des champs. Ainsi ils n'agissent que sur des fermions gauches (ou des antifermions droits). Les fermions droits sont insensibles à l'interaction faible et sont invariants sous la symétrie d'isospin faible. Ce sont des états singulets sous cette transformation.

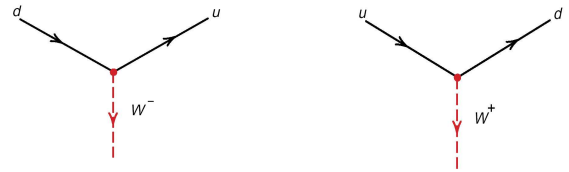


FIG. I.4 : Couplage au W.

Un fermion possédant une masse doit exister avec les deux chiralités (gauche et droite) puisque les seuls opérateurs de champs qui produisent une masse non nulle pour les fermions sont les produits bilinéaires qui renversent la chiralité des particules : $m_f \bar{f} f$. Cet opérateur de masse annihile un fermion gauche et crée un fermion droit à sa place avec un couplage m_f . Ce terme ne change pas la charge électrique. En revanche il ne respecte pas la symétrie d'isospin faible, $SU(2)_L$, imposée dans le lagrangien des interactions faibles.

⁴ $J^{\mu\dagger}$ abaisse la charge électrique d'une unité.

Le champ f est un doublet tandis que le champ f^c est un singulet sous $SU(2)_L$. Le produit n'est donc pas invariant sous la symétrie électrofaible. Pour pallier à cela, le Modèle Standard recourt à un nouveau secteur d'interaction, le secteur de Higgs. Les champs fermioniques interagissent avec le doublet d'isospin faible de Higgs (h^+, h^0) par l'intermédiaire d'un couplage de Yukawa :

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_{\text{Yukawa}} = & \sum_{i,j} u_{0i}^c(Y_u)_{ij} [u_{0j}h^0 - d_{0j}h^+] + d_{0i}^c(Y_d)_{ij} [u_{0j}h^{+\dagger} + d_{0j}h^{0\dagger}] \\ & + v_{0i}^c(Y_v)_{ij} [v_{0j}h^0 - e_{0j}h^+] + e_{0i}^c(Y_e)_{ij} [v_{0j}h^{+\dagger} + e_{0j}h^{0\dagger}] \end{aligned} \quad (\text{I.4})$$

où Y_u, Y_d, Y_v et Y_e sont des matrices complexes 3×3 qui donnent l'amplitude du couplage entre les fermions et les bosons de Higgs. Le terme $v_{0i}^c(Y_v)_{ij} [v_{0j}h^0 - e_{0j}h^+]$ n'est pas permis dans le Modèle Standard minimal (absence de v_i^c). Il est autorisé ici puisque nous avons introduit les champs v_i^c . Dans le doublet de Higgs, seule la composante h^0 a une moyenne non nulle dans le vide⁵ ($\langle h^0 \rangle = v/\sqrt{2}$, c'est la brisure spontanée de symétrie) qui fait ressentir aux fermions une interaction omniprésente. Ces interactions donnent les termes de masses de chaque fermion :

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_{\text{masse}} = & \sum_i u_{0i}^c(Y_u)_{ij} u_{0j} \langle h^0 \rangle + d_{0i}^c(Y_d)_{ij} d_{0j} \langle h^0 \rangle^\dagger \\ & + v_{0i}^c(Y_v)_{ij} v_{0j} \langle h^0 \rangle + e_{0i}^c(Y_e)_{ij} e_{0j} \langle h^0 \rangle^\dagger \end{aligned} \quad (\text{I.5})$$

Notons un point important : chaque terme de $\mathcal{L}_{\text{masse}}$ contient le produit d'un champ fermionique f_0 et de son conjugué f_0^c . Ce produit, $f_0^c f_0$, par définition annihile un fermion gauche pour produire un fermion droit. De ce fait, les couplages de Yukawa inversent la chiralité des fermions. C'est pourquoi, les neutrinos du Modèle Standard minimal ne peuvent avoir de masse. D'autre part, les couplage de Yukawa Y_u, Y_d, Y_v, Y_e ne sont pas diagonaux dans la base des états propres de saveur. Le mélange entre les familles a donc lieu dans le secteur de Higgs lorsque nous nous plaçons dans la base des états propres de saveur.

Maintenant plaçons nous dans la base des états propres de masse. Cette base est obtenue en diagonalisant les matrices de couplage de Yukawa de l'équation (I.5) :

$$Y'_u = U_u^{R\dagger} Y_u U_u^L = \text{diag}(\lambda_1^u, \lambda_2^u, \lambda_3^u), \quad (\text{I.6})$$

la matrice U_u^R agit sur les quarks droits de type *haut*, u_0^c , alors que U_u^L agit sur les quarks gauches, u_0 . Les états propres de masses u et u^c sont reliés aux états propres de saveur par les relations suivantes :

$$u_0^c = u^c U_u^{R\dagger} \quad \text{et} \quad u_0 = U_u^L u. \quad (\text{I.7})$$

Dans cette nouvelle base $\mathcal{L}_{\text{masse}}$ prend la forme

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_{\text{masse}} = & \sum_i \langle h^0 \rangle \lambda_i^u u_i^c u_i + \langle h^0 \rangle^\dagger \lambda_i^d d_i^c d_i \\ & + \langle h^0 \rangle \lambda_i^v v_i^c v_i + \langle h^0 \rangle^\dagger \lambda_i^e e_i^c e_i. \end{aligned} \quad (\text{I.8})$$

Ainsi, le secteur de Higgs définit la base des états propres de masse, et les éléments diagonaux des matrices de masse sont les masses des fermions ($m_i^u = \langle h^0 \rangle \lambda_i^u$, etc.).

⁵La composante h^+ doit obligatoirement être de moyenne nulle sinon le vide serait chargé électriquement.

Si à présent nous cherchons à écrire le courant chargé faible (I.3) en terme d'états propres de masse :

$$\begin{aligned} J^\mu &= \sum_{i,j,k} u_i^\dagger (U_u^L)_{ik} \sigma^\mu (U_d^L)_{kj} d_j + \nu_i^\dagger (U_\nu^L)_{ik} \sigma^\mu (U_e^L)_{kj} e_j \\ &= \sum_{i,j} u_i^\dagger \sigma^\mu (U_{\text{CKM}})_{ij} d_j + \nu_i^\dagger \sigma^\mu (U_{\text{MNSP}})_{ij} e_j \end{aligned} \quad (\text{I.9})$$

L'introduction des états ν_i^c rend donc analogue le traitement des quarks et des leptons. Les courants faibles chargés ne sont pas diagonaux dans la base des états propres de masse. Au lieu de cela, ils contiennent deux matrices 3×3 complexes. Une pour les quarks $U_{\text{CKM}} = U_u^{L\dagger} U_d^L$ et une pour les leptons $U_{\text{MNSP}} = U_\nu^{L\dagger} U_e^L$. Ces matrices se réduiraient à l'identité s'il n'y avait pas de différence entre les types *haut* et *bas* des champs dans la diagonalisation des matrices de masse. C'est cette différence qui détermine la proportion de mélange dans les processus d'interaction faible par courant chargé. Pour cette raison, tout le mélange peut être placé sur l'une ou l'autre des deux composantes des doublets faibles et par convention, la matrice CKM place tout le mélange sur les composantes basses des doublets d'isospin faible. En revanche pour la matrice MNSP⁶, tout le mélange est placé sur les composantes *hautes* (les neutrinos). La raison est qu'un e^- est distingué expérimentalement d'un μ^- ou d'un τ^- uniquement par sa masse (ou encore son temps de vie ou d'autres caractéristiques dynamiques reliées à sa masse, ce qui revient au même). Les états des leptons chargés qui sont mesurés sont les états propres de masse et permettent ainsi d'identifier la saveur. Le mélange leptonique intervient sur les neutrinos. Indépendamment de toute convention les courants faibles J^μ couplent les fermions des différentes familles. L'existence des matrices de mélange est ainsi une autre conséquence de la brisure de symétrie électrofaible par l'intermédiaire du mécanisme de Higgs.

Avant de clore cette section, une dernière remarque : les états e_R et $\bar{e}_L$ ne portent pas de charge isotopique faible ($I_3^W = 0$, cf. tableau I.3), et ne se couplent donc pas aux W . En revanche, ces particules sont porteuses d'une charge électrique et d'une hypercharge, elles se couplent donc au Z^0 et au photon. De la même manière, les états ν_R et $\bar{\nu}_L$ sont des singulets isotopiques et ne se couplent pas aux W . Mais au contraire de leurs pairs chargés, ils doivent être électriquement neutres et ne peuvent donc porter d'hypercharge faible. Donc ils ne peuvent non plus se coupler au Z^0 ou au photon. Comme ils n'ont pas d'interaction dans le Modèle Standard, on les qualifie de particules stériles (ils peuvent néanmoins interagir gravitationnellement et constituent une source possible de matière noire).

2.2 Mécanisme dit « de la balançoire »

Comme nous venons de le voir, l'introduction des masses et du mélange des neutrinos peut se faire au prix de l'ajout d'états non observés, ν_i^c . Mais rien ne l'empêche et cette adjonction paraît même plus logique que de supposer les neutrinos de masse nulle. L'analogie entre les leptons et les quarks est alors encore plus frappante. Malheureusement le nouveau couplage de Yukawa Y_ν , incorporé dans le lagrangien des termes de masses, devrait être de plusieurs ordres de grandeurs en dessous des autres couplages pour expliquer la petitesse des masses des neutrinos. Il faudra trouver un moyen d'expliquer cette

⁶Du nom des quatre auteurs : Maki, Nakagawa, Sakata et Pontecorvo

disparité. Une possibilité très attrayante repose sur une des particularités essentielles des neutrinos : ce sont les seuls fermions élémentaires neutres du Modèle Standard. Comme ils ne portent pas de charge électrique, il est alors possible de considérer un terme de masse de la forme $m_i \bar{\nu}_i \nu_i$ dans le lagrangien (I.8). Ce nouvel opérateur de masse annihile un neutrino gauche et crée un antineutrino droit. Pour que ce terme de masse soit possible, il faut que le neutrino soit sa propre antiparticule (la seule distinction se faisant alors par l'orientation du spin). Cette nouvelle expression respecte la chiralité des termes de masse et la conservation de la charge électrique. En revanche elle viole la conservation du nombre leptonique et ne respecte pas la symétrie d'isospin faible $SU(2)_L$. On ne peut donc pas inclure un tel terme dans le lagrangien.

En revanche, comme l'on autorise le singulet $\bar{\nu}_i^c$ à apparaître dans le Modèle Standard pour former un terme de masse de Dirac, il est possible d'introduire un terme de masse de Majorana de la forme

$$\frac{1}{2} M \bar{\nu}^c \nu^c \quad (\text{I.10})$$

qui ne viole pas les symétries du Modèle Standard (isospin faible, charge électrique cf. tableau I.3). Au lagrangien de masse (I.8), pour la partie qui concerne les neutrinos s'ajoute le terme (I.10)

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_{\text{masse},\nu}^{\text{D+M}} &= \sum_i \left(m_i \bar{\nu}_i^c \nu_i + \frac{1}{2} M_i \bar{\nu}_i^c \nu_i^c \right) \\ &= \frac{1}{2} \sum_i \begin{pmatrix} \nu_i & \nu_i^c \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 0 & m_i \\ m_i & M_i \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \nu_i \\ \nu_i^c \end{pmatrix}. \end{aligned} \quad (\text{I.11})$$

Dans la matrice de masse apparaissant dans (I.11), le 0 est imposé par les lois de conservations du Modèle Standard (isospin faible et hypercharge) et les m_i et M_i sont autorisés puisque l'on a introduit le champ singulet sous $SU(2)_L$, $\bar{\nu}_i^c$. Il apparaît clairement sous la forme matricielle (I.11) que les états ν_i et ν_i^c ne sont plus les états propres de masse après l'introduction d'un terme de masse de Majorana. Le point clef de ce mécanisme est que si l'on suppose $m_i \ll M_i$ (figure I.6), en diagonalisant cette matrice, on aboutit à deux états propres pour chaque génération, l'un léger de masse $\frac{m_i^2}{M_i}$ l'autre lourd de masse

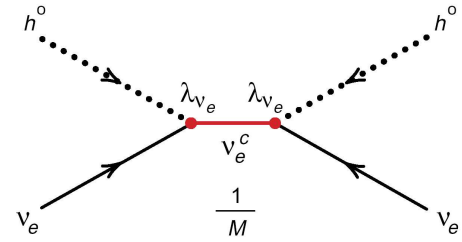


FIG. I.5 : Terme de masse pour le neutrino léger produit par le mécanisme de la balançoire.

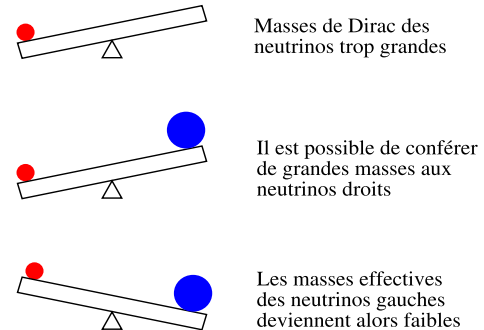


FIG. I.6 : Mécanisme dit de la balançoire.

M_i , et

$$\mathbf{v}_{\text{léger},i} \simeq \mathbf{v}_i + \left(\frac{m_i}{M_i} \right) \mathbf{v}_i^c \simeq \mathbf{v}_i \quad (\text{I.12})$$

$$\mathbf{v}_{\text{lourd},i} \simeq \mathbf{v}_i^c - \left(\frac{m_i}{M_i} \right) \mathbf{v}_i \simeq \mathbf{v}_i^c \quad (\text{I.13})$$

Le mécanisme de la balançoire (figure I.6) introduit ainsi une nouvelle échelle d'énergie M . Cette échelle pourrait être associée avec les théories de grande unification (GUT) qui apparaissent vers 10^{16} GeV où les interactions faible forte et électromagnétique seraient toutes trois rendues indissociables. S'il en est ainsi, la masse des neutrinos peut nous donner un accès indirect à cette gamme d'énergie complètement inconnue. Les cosmologistes entrevoient également dans cet état de Majorana, $\mathbf{v}_i^c$, le candidat tout trouvé pour générer l'asymétrie baryonique observée dans l'Univers. D'autre part l'existence de cet état de Majorana est actuellement activement recherché dans les expériences de double désintégration β sans émission de neutrino.

2.3 Structure du secteur des neutrinos

Comme nous l'avons vu précédemment, le couplage avec les bosons de Higgs introduit pour engendrer les masses des bosons faibles et des fermions peut briser la symétrie des saveurs et introduire des angles de mélange dans les couplages faibles chargés. Nous allons à présent regarder d'un peu plus près la matrice de mélange des leptons et détailler la structure des spectres de masse des neutrinos. La matrice U_{MNSP} est une matrice unitaire de dimension N (ici $N = 3$). N^2 paramètres réels sont donc suffisants pour décrire le contenu de cette matrice⁷. Si celle-ci était réelle, elle posséderait $N(N-1)/2$ coefficients indépendants⁸, définis comme étant les angles de mélange. Néanmoins cette matrice est complexe. Parmi les phases qui y figurent, $2N-1$ sont non physiques car elles peuvent être absorbées par la redéfinition des phases des champs leptoniques⁹. Il reste donc $N^2 - 2N + 1 - N(N-1)/2 = (N-1)(N-2)/2$ phases indépendantes. Cette matrice peut être définie de bien des façons, mais un choix astucieux de ses paramètres¹⁰ [8, 9] peut grandement aider à en comprendre la structure. Pour cela,

- (i) il doit exister une relation simple entre les $U_{\alpha i}$ les plus directement accessibles par les expériences et les paramètres angulaires ;
- (ii) chaque phase de violation CP, qui quantifie la partie complexe de la matrice de mélange, doit n'être reliée qu'à un seul paramètre angulaire, et si ce facteur de phase accompagne uniquement les angles les plus petits, la suppression de violation de CP sera clairement mise en évidence ;
- (iii) Un bon choix des paramètres doit être facilement généralisable pour n'importe quel nombre de générations.

⁷C'est à dire $2N^2$ coefficients moins les N^2 contraintes dues à l'équation d'unitarité $U^\dagger U = \hat{\text{Id}}$.

⁸En effet, dans ce cas la relation matricielle d'unitarité se réduit à ${}^t U U = \hat{\text{Id}}$, et le produit de matrice ${}^t U U$ est symétrique, la relation d'unitarité n'introduit que $N(N+1)/2$ contraintes, il reste donc $N^2 - N(N+1)/2 = N(N-1)/2$ coefficients indépendants.

⁹Il y a $2N$ phases dues aux $2N$ champs fermioniques, mais l'une d'entre elles est globale et ne peut être réabsorbée par la redéfinition de la phase des champs.

¹⁰Ce choix est celui recommandé dans le cadre des quarks. Je ne suis pas convaincu que ce soit le meilleur dans le cadre des leptons, mais il a l'avantage de l'analogie entre ces deux secteurs.

Ces recommandations sont toutes trois respectées dans la paramétrisation générique suivante :

$$U = \Omega_{N-1,N} \Omega_{N-2,N} \dots \Omega_{1,N} \Omega_{N-2,N-1} \dots \Omega_{1,N-1} \dots \Omega_{2,3} \Omega_{1,3} \Omega_{1,2}, \quad (\text{I.14})$$

où l'on fait décroître le premier indice avant le second et où chaque $\Omega_{i,j}$ est défini en fonction d'un unique angle de mélange θ_{ij} :

$$\Omega_{i,j} = \begin{pmatrix} 1 & & & & & \\ & \ddots & & & & \\ & & 1 & & & \\ & & & \cos \theta_{ij} & \sin \theta_{ij} & \\ & & & -\sin \theta_{ij} & \cos \theta_{ij} & \\ & & & & & 1 & \\ & & & & & & \ddots & \\ & & & & & & & 1 \end{pmatrix}, \quad \text{pour } j - i = 1 \quad (\text{I.15})$$

$$\Omega_{i,j} = \begin{pmatrix} 1 & & & & & & & \\ & \ddots & & & & & & \\ & & 1 & & & & & \\ & & & \cos \theta_{ij} & 0 & \dots & 0 & \sin \theta_{ij} e^{-i\delta_{ij}} \\ & & & 0 & 1 & & & 0 \\ & & & \vdots & & \ddots & & \vdots \\ & & & 0 & & & 1 & 0 \\ & & & -\sin \theta_{ij} e^{i\delta_{ij}} & 0 & \dots & 0 & \cos \theta_{ij} & \\ & & & & & & & & 1 & \\ & & & & & & & & & \ddots & \\ & & & & & & & & & & 1 \end{pmatrix}, \quad \text{pour } j - i \geq 2 \quad (\text{I.16})$$

Le nombre de matrices Ω_{ij} intervenant dans ce produit est le nombre de doublet (i, j) compris entre 1 et N qui respecte la condition $j - i \geq 1$. Il y en a donc $\frac{1}{2}N(N-1)$. Toutes ces matrices contiennent un et un seul angle de mélange. Nous avons donc introduit les $\frac{1}{2}N(N-1)$ angles souhaités. Les phases δ_{ij} , associées à la violation de CP, n'apparaissent que dans les matrices décrivant le mélange entre générations éloignées (non contiguës). Parmi tous les Ω_{ij} intervenant dans (I.14), seuls ceux tels que $j - i \geq 2$ contiennent une phase δ_{ij} . On en dénombre ainsi $\frac{1}{2}(N-1)(N-2)$. Tous les paramètres requis sont donc présents dans cette définition de la matrice de mélange.

Tous les θ_{ij} peuvent être choisis dans le premier quadrant ($0 \leq \theta_{ij} \leq \frac{\pi}{2}$) et les phases δ_{ij} sont libres ($0 \leq \delta_{ij} \leq 2\pi$). Considérons le cas $N = 3$. Il y a alors trois angles de mélange (θ_{12} , θ_{13} et θ_{23}) et une phase de violation de CP (δ). Nous allons utiliser des notations simplifiées pour alléger l'écriture : $c_{ij} = \cos \theta_{ij}$, et $s_{ij} = \sin \theta_{ij}$. Ainsi nous avons dans le cas de trois générations $U_{\text{MNSP}} = \Omega_{23} \Omega_{13} \Omega_{12} = O_{23}(\Gamma_\delta O_{13} \Gamma_\delta^\dagger) O_{12}$ avec $\Gamma_\delta = \text{diag}(1, 1, e^{-i\delta})$ qui conduit à

$$U_{\text{MNSP}} = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & c_{23} & s_{23} \\ 0 & -s_{23} & c_{23} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} c_{13} & 0 & s_{13} e^{-i\delta} \\ 0 & 1 & 0 \\ -s_{13} e^{i\delta} & 0 & c_{13} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} c_{12} & s_{12} & 0 \\ -s_{12} & c_{12} & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} \quad (\text{I.17})$$

plus généralement présentée sous sa forme développée :

$$U_{\text{MNSP}} = \begin{pmatrix} c_{12}c_{13} & s_{12}c_{13} & s_{13}e^{-i\delta} \\ -s_{12}c_{23} - c_{12}s_{23}s_{13}e^{i\delta} & c_{12}c_{23} - s_{12}s_{23}s_{13}e^{i\delta} & s_{23}c_{13} \\ s_{12}s_{23} - c_{12}c_{23}s_{13}e^{i\delta} & -c_{12}s_{23} - s_{12}c_{23}s_{13}e^{i\delta} & c_{23}c_{13} \end{pmatrix} \quad (\text{I.18})$$

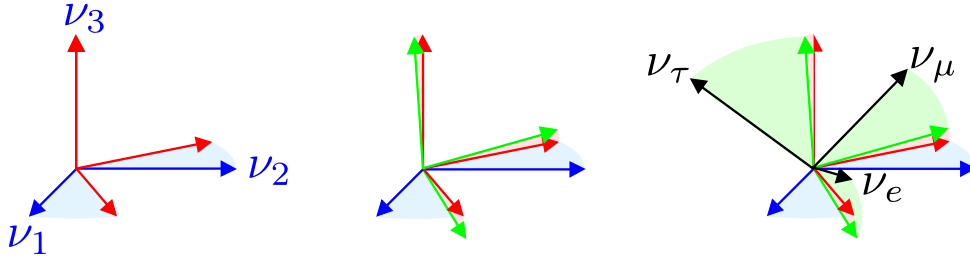


FIG. I.7 : Les trois transformations de l'équation (I.17) sont appliquées dans l'ordre. Les vecteurs de départ sont ν_1, ν_2, ν_3 (en bleu). L'application de O_{12} donne les vecteurs intermédiaires rouges, puis O_{13} (i.e. $\delta = 0$) donne les vecteurs verts, et enfin O_{23} donne les vecteurs de la base des états de saveur ν_e, ν_μ, ν_τ .

Cette matrice relie simplement les états propres de saveur aux états propres de masse :

$$\begin{pmatrix} |\nu_e\rangle \\ |\nu_\mu\rangle \\ |\nu_\tau\rangle \end{pmatrix} = U_{\text{MNSP}} \begin{pmatrix} |\nu_1\rangle \\ |\nu_2\rangle \\ |\nu_3\rangle \end{pmatrix}. \quad (\text{I.19})$$

Si les neutrinos sont de Majorana, N phases ne peuvent pas être absorbées dans la redéfinition des champs des neutrinos (dans le cas de Majorana ils ne sont plus invariants sous $U(1)$). Il apparaît donc $N - 1$ phases supplémentaires (soit $N(N - 1)/2$ phases au total) et la matrice U_{MNSP} s'écrit alors

$$U_{\text{MNSP}}^{\text{Majorana}} = U_{\text{MNSP}} \times \text{diag}(1, e^{i\alpha}, e^{i\beta}). \quad (\text{I.20})$$

Comme les expériences d'oscillation ne sont pas sensibles aux phases de Majorana, nous ne les prendrons pas en compte dans ce qui suit.

Avec la définition de la matrice U_{MNSP} donnée ci-dessus les angles $\theta_{12}, \theta_{23}, \theta_{13}$ sont donnés par des relations simples avec les coefficients de la matrice :

$$\tan \theta_{12} = |U_{e2}/U_{e1}| \quad (\text{I.21})$$

$$\tan \theta_{23} = |U_{\mu 3}/U_{\tau 3}| \quad (\text{I.22})$$

$$\sin \theta_{13} = |U_{e3}| \quad (\text{I.23})$$

Ici, $\tan \theta_{12}$ quantifie le rapport entre les compositions en ν_2 et en ν_1 du ν_e . De même, $\tan \theta_{23}$ évalue le rapport entre les compositions en ν_μ et en ν_τ de l'état ν_3 . Et enfin $\sin \theta_{13}$ chiffre le couplage entre ces deux domaines de transition.

L'association entre ces paramètres et les mesures expérimentales n'est pas triviale. Jusqu'à présent nous avons discuté des angles de mélange sans nous préoccuper du spectre de masse en m_1, m_2 et m_3 . Dans la théorie rien n'impose le choix $m_1 < m_2 < m_3$. C'est une simple convention. Il se trouve que dans le cas des oscillations dans le vide, l'ordre des masses n'a pas d'importance comme nous le verrons par la suite. En revanche, dans le cadre des oscillations dans la matière¹¹ (voir annexe), une dissymétrie apparaît, et le

¹¹Dans les effets de matière apparaît la quantité $\Delta m_{ij}^2 \cos(2\theta_{ij})$. L'étude des transitions des neutrinos traversant la matière permet d'accéder au signe de cette quantité mais pas au signe de Δm_{ij}^2 ou de $\cos(2\theta_{ij})$ indépendamment. Ainsi, il faut une convention pour fixer sans ambiguïté les paramètres, soit

choix d'un ordre donné sur les états ν_1, ν_2, ν_3 influence sur les définitions de la matrice de mélange. Il faut savoir qu'à ce jour la hiérarchie des masses des neutrinos n'est pas encore complètement déterminée. Nous savons des expériences sur les neutrinos solaires et de la confirmation par KamLAND que $\Delta m_{\odot}^2 > 0$ et que $\theta_{\odot} < \frac{\pi}{4}$ ¹². Néanmoins les expériences sur les neutrinos atmosphériques n'ont pas permis de lever l'ambiguïté sur la mesure du Δm_{atm}^2 associé, de sorte qu'il reste encore deux possibilités :

- la hiérarchie normale (HN) : les deux états séparés par le $\Delta m_{\odot}^2$ sont situés en bas du spectre de masse ;
- la hiérarchie inversée (HI) : les deux états séparés par le $\Delta m_{\odot}^2$ sont situés en haut du spectre de masse.

Il y a typiquement deux conventions qui apparaissent fréquemment dans la littérature [10] :

- convention A : on choisit d'adopter $m_1 < m_2 < m_3$. Dans ce cas, pour la hiérarchie inversée, la matrice MNSP doit être redéfinie comme suit :

$$U_{\text{MNSP}}^{\text{HI}} = \begin{pmatrix} s_{13}e^{-i\delta} & c_{12}c_{13} & s_{12}c_{13} \\ s_{23}c_{13} & -s_{12}c_{23} - c_{12}s_{23}s_{13}e^{i\delta} & c_{12}c_{23} - s_{12}s_{23}s_{13}e^{i\delta} \\ s_{23}c_{13} & s_{12}s_{23} - c_{12}c_{23}s_{13}e^{i\delta} & -c_{12}s_{23} - s_{12}c_{23}s_{13}e^{i\delta} \end{pmatrix}, \quad (\text{I.24})$$

et les relations (I.21), (I.22) et (I.23) se réécrivent :

$$\tan \theta_{12} = |U_{e3}^{\text{HI}}/U_{e2}^{\text{HI}}| \quad (\text{I.25})$$

$$\tan \theta_{23} = |U_{\mu 1}^{\text{HI}}/U_{\tau 1}^{\text{HI}}| \quad (\text{I.26})$$

$$\sin \theta_{13} = |U_{e1}^{\text{HI}}| \quad (\text{I.27})$$

- convention B : on ne fixe pas l'ordre des états propres de masse. Ainsi les signes de Δm_{32}^2 et Δm_{21}^2 doivent être déterminés expérimentalement, mais la matrice U_{MNSP} garde la définition (I.18). Avec celle-ci nous pouvons néanmoins associer un type d'expérience donné à un Δm_{ij}^2 donné quelle que soit la hiérarchie.

Nous souhaitons attirer l'attention sur un point important : si nous recourons à la convention A, les couples (1,2), (2,3) et (1,3) ne sont pas forcément associés à des expériences déterminées (neutrinos solaires, neutrinos atmosphériques, neutrinos de réacteur à distance spécifique, comme l'expérience Chooz par exemple). En revanche dans le cadre de la convention B, il est d'usage de prendre $\Delta m_{21}^2 = \Delta m_{\odot}^2$, et $\Delta m_{32}^2 = \Delta m_{\text{atm}}^2$. Pour bien clarifier la situation nous récapitulons tout ceci dans le tableau I.1.

en fixant le signe de Δm_{ij}^2 soit en redéfinissant la matrice U_{MNSP} .

¹²Ou bien que $\Delta m_{\odot}^2 < 0$ et $\theta_{\odot} > \frac{\pi}{4}$; c'est une convention de choisir $m_1 < m_2$.

	Hiérarchie normale (HN)	Hiérarchie inversée (HI)
Convention A ($m_1 < m_2 < m_3$)	$\Delta m_{\text{atm}}^2 = \Delta m_{32}^2$ $\theta_{\text{atm}} = \theta_{23}$ $\Delta m_{\odot}^2 = \Delta m_{21}^2$ $\theta_{\odot} = \theta_{12}$	$\Delta m_{\text{atm}}^2 = \Delta m_{21}^2$ $\theta_{\text{atm}} = \theta_{12}$ $\Delta m_{\odot}^2 = \Delta m_{32}^2$ $\theta_{\odot} = \theta_{23}$
		$\text{Attention : } U_{\text{MNSP}} \text{ changée en } U_{\text{MNSP}}^{\text{HI}}$
Convention B (U_{MNSP} fixée)	$\Delta m_{\text{atm}}^2 = \Delta m_{32}^2 > 0$ $\theta_{\text{atm}} = \theta_{23}$ $\Delta m_{\odot}^2 = \Delta m_{21}^2$ $\theta_{\odot} = \theta_{12}$	$\Delta m_{\text{atm}}^2 = \Delta m_{31}^2 < 0$ $\theta_{\text{atm}} = \theta_{13}$ $\Delta m_{\odot}^2 = \Delta m_{21}^2$ $\theta_{\odot} = \theta_{12}$

TAB. I.1 : Conventions et hiérarchies de la structure du spectre des états propres de masse. Nous souhaitons attirer l'attention sur un point délicat : dans le cas où nous choisissons la convention A où les masses sont, par définition, ordonnées ($m_1 < m_2 < m_3$), il faut prendre garde dans le cas de la hiérarchie inversée à prendre la définition correcte de la matrice de mélange $U_{\text{MNSP}}^{\text{HI}}$.

Nous nous placerons dorénavant dans le cadre de la convention B. Ces paramètres ont été mesurés par les expériences d'oscillation et peuvent être résumé aux valeurs suivantes :

$$\begin{cases} \tan^2 \theta_{12} = 0,40 \\ \tan^2 \theta_{23} = 1,0 \\ \tan^2 \theta_{13} \lesssim 0,10 \end{cases} \quad (\text{I.28})$$

Les oscillations de saveurs entre neutrinos prouvent que les neutrinos sont massifs et qu'au moins deux d'entre eux ont une masse non nulle, mais elles ne permettent pas de connaître l'échelle absolue de leurs masses. Elles donnent accès uniquement aux écarts de masses :

$$\begin{cases} \Delta m_{21}^2 = 8,5 \cdot 10^{-5} \text{ eV}^2 \\ \Delta m_{32}^2 = \pm 2,5 \cdot 10^{-3} \text{ eV}^2 \end{cases} \quad (\text{I.29})$$

La convention B laissant la liberté sur le signe des écarts quadratiques de masse, les deux types de spectres (HN et HI) sont représentés sur la figure I.8. Une fois les deux écarts de masses carrées Δm_{atm}^2 et $\Delta m_{\odot}^2$ donnés, il ne reste plus qu'un seul degré de liberté donné par exemple par la masse m_1 . Dans le cas de la hiérarchie normale par exemple, les autres masses m_2 et m_3 s'en déduisent alors par les relations :

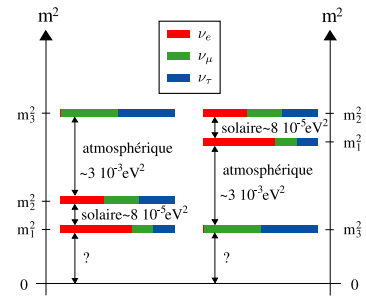


FIG. I.8 : Spectres HN et HI des états propres de masse et composition en ν_e , ν_μ et ν_τ .

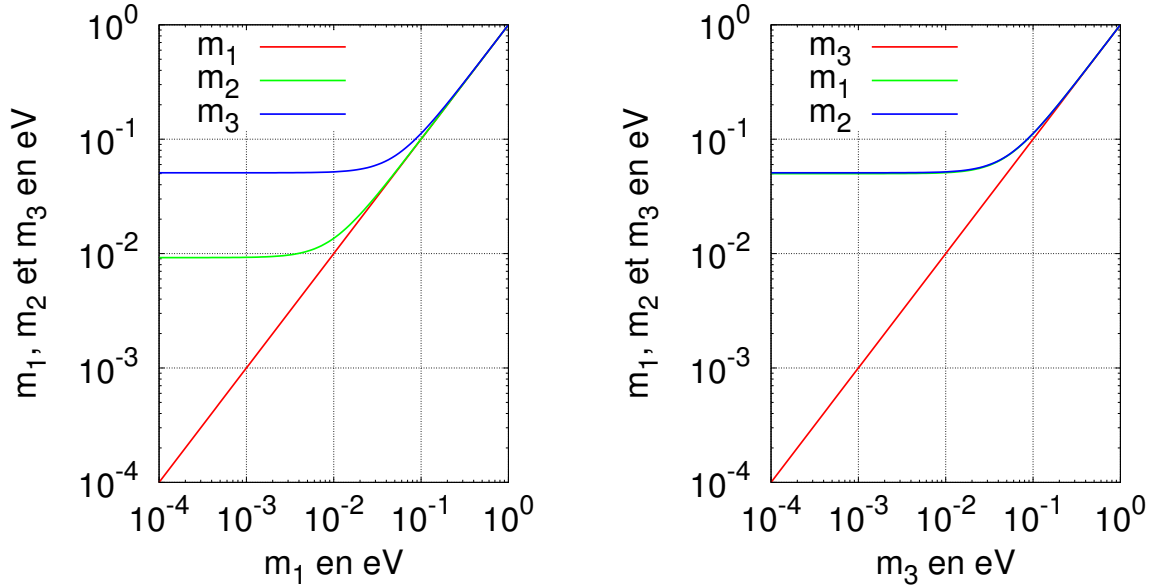


FIG. I.9 : Hiérarchie ou dégénérescence de masse ? À gauche, le cas de la hiérarchie normale (HN) où la structure $m_1 \ll m_2 \ll m_3$ est possible, à droite le cas de la hiérarchie inversée (HI) où nous avons nécessairement une dégénérescence entre les masses de ν_1 et ν_2 . Dans les deux cas lorsque l'une des masses est de l'ordre du dixième de l'électronvolt, les trois masses sont dégénérées.

$$(HN) \begin{cases} m_2 = \sqrt{m_1^2 + \Delta m_{21}^2} \\ m_3 = \sqrt{m_1^2 + \Delta m_{21}^2 + \Delta m_{32}^2} \end{cases} \quad (I.30)$$

Si m_1 est nulle ou plus petite que 10^{-3} eV, les autres masses sont alors $m_2 = \sqrt{\Delta m_{12}^2} \simeq 10^{-2}$ eV et $m_3 = \sqrt{\Delta m_{23}^2} \simeq 5 \cdot 10^{-2}$ eV avec une bonne approximation. Si m_1 est supérieure à 10^{-1} eV les trois masses sont très proches, et l'on dit que l'on est dans un cas quasi dégénéré et les masses sont dans une bonne approximation données par m_1 . Tous les cas intermédiaires suivent les équations (I.30). Dans le cas de la hiérarchie inversée, les relations (I.30) ne sont plus valables. Nous écrirons m_1 et m_2 en fonction de m_3 :

$$(HI) \begin{cases} m_1 = \sqrt{m_3^2 - \Delta m_{31}^2} \\ m_2 = \sqrt{m_3^2 - \Delta m_{31}^2 + \Delta m_{21}^2} \end{cases} \quad (I.31)$$

Les états ν_1 et ν_2 sont alors dégénérés quelle que soit la masse m_3 . Tant que $m_3 < 10^{-2}$ eV, les autres masses sont $m_2 \simeq m_1 = \sqrt{-\Delta m_{31}^2} \simeq 5 \cdot 10^{-2}$ eV. Les trois états sont tout trois dégénérés dès que $m_3 > 10^{-1}$ eV. Entre ces deux valeurs les masses m_1 et m_2 sont de l'ordre de $\sqrt{m_3^2 - \Delta m_{31}^2}$.

3 Conséquences de la masse des neutrinos

L'existence de masses non nulles des neutrinos induit trois grandes classes de phénomènes que nous passons en revue dans cette section : la violation de la conservation des nombres leptoniques, la désintégration et les oscillations de saveur des neutrinos.

3.1 Violation de la conservation des nombres leptoniques

La conservation du nombre leptonique $L = L_e + L_\mu + L_\tau$ est l'un des points les plus obscurs du Modèle Standard, non affirmé par aucun principe sous-jacent et résultant de l'effet accidentel entre la symétrie de jauge et le contenu en champs. Une quelconque déviation de la structure du Modèle Standard introduit une violation du nombre leptonique L . Depuis quelques décennies, la possibilité que ce nombre ne soit pas conservé a attiré bon nombre d'efforts théoriques et expérimentaux puisqu'une signature expérimentale quelconque de violation de L nécessiterait une physique au-delà du Modèle Standard. En outre, cela nécessiterait également que les neutrinos soient des particules de Majorana [11].

Nous savons que les nombres quantiques individuels L_e , L_μ et L_τ sont violés (par l'existence de la matrice MNSP). Les processus $\mu^- \rightarrow e^- + \gamma$, $\tau^- \rightarrow e^- + \gamma$, $\tau^- \rightarrow \mu^- + \gamma$, *etc.* sont autorisés. Cependant, si la faible masse des neutrinos est l'unique source de violation des nombres leptoniques individuels, les processus tels que $\mu^- \rightarrow e^- + \gamma$ sont présumés (dans le Modèle Standard minimal) avoir des probabilités extrêmement faibles, et même inobservables. Pour les meilleures limites actuelles, consulter la référence [5].

3.2 Désintégration des neutrinos

À l'exception du proton, de l'électron et du neutrino associé, ν_e , tous les fermions sont instables et se désintègrent avec un temps de vie plus ou moins long. Compte-tenu des limites actuelles sur l'échelle absolue de masse des neutrinos et en ne considérant que les versions les plus simples du Modèle Standard incorporant la masse des neutrinos, ceux-ci ne peuvent se désintégrer que radiativement [12] $\nu' \rightarrow \nu + \gamma$ ou dans un canal invisible $\nu' \rightarrow 3\nu$.

Le taux de désintégration $\nu_i \rightarrow \nu_j + \gamma$ (où nécessairement $m_j < m_i$) est donné par [12] :

$$\Gamma = \frac{9}{16} \frac{\alpha}{\pi} \frac{G_F^2}{128\pi^3} \frac{(\Delta m_{ij}^2)^3}{m_i} \left| \sum_{\alpha=e,\mu,\tau} U_{i\alpha}^* U_{\alpha j} \left(\frac{m_\alpha^2}{m_W^2} \right) \right|^2, \quad (\text{I.32})$$

donnant pour $m_i \ll m_j$,

$$\tau_{\nu_e} > 10^{18} \text{ s} \quad (\text{I.33})$$

$$\tau_{\nu_\mu} > 10^{16} \text{ s} \quad (\text{I.34})$$

$$\tau_{\nu_\tau} > 10^{11} \text{ s} \quad (\text{I.35})$$

La désintégration à trois corps, $\nu' \rightarrow 3\nu$, donne des limites encore plus inaccessibles. Pour $m_i \ll m_j$,

$$\Gamma = \frac{\varepsilon^2 G_F^2 m_j^5}{192\pi^3} \quad (\text{I.36})$$

même avec $\varepsilon \simeq 1$, $\Gamma \simeq 5 \cdot 10^{-35} \text{ s}^{-1}$ qui est bien trop petit pour être mesurable.

D'autres possibilités de désintégration existent encore, mais elles donnent des contributions potentielles complètement négligeables. Pour plus de détails, se référer à l'article [13].

3.3 Oscillation de saveur des neutrinos

Nous abordons dans cette section la théorie des oscillations de saveur dans l'approche la plus générale selon la théorie quantique des champs, en prenant en compte la perte de cohérence éventuelle entre les différents états. Nous présenterons un formalisme simplifié dans la section 4.

La théorie des oscillations de neutrinos est un domaine de recherche très actif, particulièrement depuis les preuves solides apportées par les expériences sur les neutrinos solaires et atmosphériques (se référer par exemple à [14]). Les neutrinos peuvent osciller à partir du moment où il y a effectivement mélange entre les familles *i.e.* que les composantes de chiralité gauche des champs de saveurs des neutrinos $\nu_{\alpha L}$ ($\alpha = e, \mu, \tau$) sont des combinaisons linéaires des composantes gauches ν_{iL} des champs de neutrinos de masses définies :

$$\nu_{\alpha L} = \sum_i U_{\alpha i} \nu_{iL} , \quad (I.37)$$

où U est la matrice de mélange U_{MNSP} que nous avons introduite précédemment. Un neutrino d'une saveur donnée produit dans une interaction faible par courant chargé est une combinaison linéaire de composantes de neutrinos massifs qui possèdent des propriétés cinétiques bien définies. Les oscillations de neutrinos sont des transitions de saveur dépendantes du temps et/ou de l'espace engendrées par les différentes vitesses de phase des différentes composantes massives de neutrinos. Elles ne sont possibles que si les processus de production et de détection ont des incertitudes sur les impulsions qui autorisent la production et la détection cohérentes de différentes composantes massives de neutrinos. Il est alors possible de décrire à la fois les processus de production et de détection ainsi que la propagation des paquets d'onde à partir de la théorie quantique des champs. Cette description amène deux longueurs typiques dans la description des oscillations [15] :

- la longueur d'oscillation $L_{\text{osc}} = \frac{4\pi E}{\Delta m^2}$;
 - la longueur de cohérence des interférences régissant les oscillations $L_{\text{coh}} = \frac{4\sqrt{2}\omega E^2}{\Delta m^2} \sigma_x$
- qui interviennent comme suit dans la probabilité de transition $\alpha \rightarrow \beta$ après une propagation sur une distance L :

$$P_{\alpha\beta}(L) = \sum_k |U_{\alpha k}|^2 |U_{\beta k}|^2 + 2\text{Re} \sum_{k>j} U_{\alpha k}^* U_{\beta k} U_{\alpha j} U_{\beta j}^* \exp \left[-2i\pi \frac{L}{L_{kj}^{\text{osc}}} - \left(\frac{L}{L_{kj}^{\text{coh}}} \right)^2 - 2\pi^2 \kappa \left(\frac{\sigma_x}{L_{kj}^{\text{osc}}} \right)^2 \right] , \quad (I.38)$$

où

$$\sigma_x^2 = \sigma_{xP}^2 + \sigma_{xD}^2 . \quad (I.39)$$

est l'incertitude sur la position du neutrino (largeur du paquet d'ondes). Les quantités κ et ω qui apparaissent dans la probabilité de transition sont habituellement de l'ordre de l'unité et dépendent des processus de production et de détection. La largeur spatiale totale de cohérence est la somme des largeurs de cohérence des processus de production et de détection [15] :

$$\sigma_x^2 = \sigma_{xP}^2 + \sigma_{xD}^2 . \quad (I.40)$$

La forme générale de la probabilité de transition contient :

- un terme de phase, $\exp[-2i\pi L/L_{kj}^{\text{osc}}]$, oscillant avec la distance source-détecteur ;
- un terme responsable de la décohérence des paquets d'ondes, $\exp[-(L/L_{kj}^{\text{coh}})^2]$ qui supprime les interférences dues à Δm_{kj}^2 lorsque $L \gtrsim L_{kj}^{\text{coh}}$;
- et un terme décrivant la localisation des paquets d'ondes, $\exp[-2\pi^2 \kappa (\sigma_x/L_{kj}^{\text{osc}})^2]$ qui supprime les oscillations si $\sigma_x \gtrsim L_{kj}^{\text{osc}}$.

Pour des distances source-détecteur plus grandes que la longueur de cohérence, la probabilité de transition entre saveurs n'oscille pas, puisque la séparation des différents paquets d'ondes des composantes massives du neutrino, qui se propagent avec différentes vitesses de groupe, est si grande qu'ils ne peuvent être absorbés de manière cohérente dans le processus de détection. Dans ce cas la probabilité de changement de saveur est constante et dépend uniquement des éléments de la matrice de mélange U_{MNSP} .

Le dernier terme de l'exponentielle de la probabilité de transition supprime le caractère oscillatoire à moins que les localisations des processus de production et de détection soient bien plus petites que la longueur d'oscillation :

$$\sigma_x \ll L_{kj}^{\text{osc}} . \quad (\text{I.41})$$

En pratique cette condition est facilement satisfaite par toutes les expériences d'étude des oscillations de neutrinos puisque les régions d'espace-temps de cohérence des processus de production et de détection sont habituellement microscopiques alors que les longueurs d'oscillations sont elles macroscopiques.

Le terme de localisation est un point clef dans les expériences d'oscillation par rapport aux expériences de mesure de masse. En effet les oscillations entre saveurs de neutrinos sont supprimées dans les expériences capables de mesurer la valeur de la masse des neutrinos puisque la mesure de la masse correspondante du neutrino implique que seule cette composante est produite ou détectée. Comme la masse du neutrino est mesurée à partir de la conservation du quadri-vecteur énergie-impulsion dans un processus dans lequel un neutrino est produit ou détecté, à partir de la relation de dispersion entre énergie et impulsion $E_k^2 = p_k^2 + m_k^2$ on tire l'incertitude sur la détermination de la masse [16] :

$$\Delta m_k^2 = \sqrt{(2E_k \delta E_k)^2 + (2p_k \delta p_k)^2} \simeq 2\sqrt{2} E \sigma_p , \quad (\text{I.42})$$

dont l'approximation est valide pour des neutrinos ultra-relativistes et la relation d'incertitude sur le moment est donnée par $\sigma_p = 1/2\sigma_x$. Si $\delta m_k^2 < |\Delta m_{kj}^2|$, la masse de ν_k est mesurée avec une précision meilleure que la différence Δm_{kj}^2 . Dans ce cas, le neutrino ν_j n'est ni produit ni détecté et les interférences entre ν_k et ν_j ne sont pas observées. Le terme de localisation inclut directement ce comportement puisque $\sigma_x/L_{kj}^{\text{osc}}$ peut être réécrit $\Delta m_{kj}^2/4\sqrt{2}E\sigma_p$. Si $\delta m_k^2 < |\Delta m_{kj}^2|$, l'exponentielle $\exp[-2\pi^2 \kappa (\sigma_x/L_{kj}^{\text{osc}})^2]$ supprime les interférences entre ν_k et ν_j .

Si nous contrôlons que les conditions de cohérences et de localisation sont bien respectées dans des cadres précis d'expériences, le terme en exponentielle dans la probabilité de transition (I.38) se réduit au terme de phase et cette expression peut être obtenue à partir du formalisme des ondes planes, que nous allons expliciter à présent.

4 Phénoménologie des oscillations de neutrinos

4.1 Formalisme à trois saveurs

La théorie des oscillations de neutrinos synthétisée pour la première fois en 1976 n'était pas basée sur un formalisme covariant (en particulier l'hypothèse sur l'identification entre les impulsions des différents états propres de masse ne respecte pas l'invariance de Lorentz). Nous nous fonderons dans ce qui suit sur un formalisme moderne des oscillations de neutrinos proposé dans [17, 18] établi sur les hypothèses suivantes :

- les neutrinos sont des particules ultra-relativistes ;
- les neutrinos produits ou détectés dans les processus d'interaction faible par courant chargé sont décrits par les états de saveurs :

$$|\nu_\alpha\rangle = \sum_k U_{\alpha k}^* |\nu_k\rangle, \quad (\text{I.43})$$

où U est la matrice de mélange U_{MNSP} , $\alpha = e, \mu, \tau$, et $|\nu_k\rangle$ est la composante du neutrino de masse m_k .

- la durée de propagation est identifiée à la distance L parcourue par le neutrino entre le point de production et celui de détection.

Dans l'approximation des ondes planes, les états de masse $|\nu_k\rangle$ sont des états propres du hamiltonien avec des énergies propres E_k . Aussi, leur évolution est donnée par l'équation de Klein-Gordon dont la solution est :

$$|\nu_k(x, t)\rangle = e^{-iE_k t + ip_k x} |\nu_k\rangle. \quad (\text{I.44})$$

En substituant l'équation (I.44) dans (I.43) et en exprimant les états $|\nu_k\rangle$ dans la base des états de saveur ($|\nu_k\rangle = \sum_{\beta=e,\mu,\tau} U_{\beta k} |\nu_\beta\rangle$), nous obtenons

$$|\nu_\alpha(x, t)\rangle = \sum_{\beta=e,\mu,\tau} \left(\sum_k U_{\alpha k}^* e^{-iE_k t + ip_k x} U_{\beta k} \right) |\nu_\beta\rangle, \quad (\text{I.45})$$

qui montre qu'à une distance x et après un temps t de la production de neutrino de saveur α , celui-ci est une superposition cohérente de différentes saveurs (en supposant que la matrice de mélange ne soit pas diagonale). La probabilité de transition entre saveur en espace et temps est donnée par la formule suivante :

$$P_{\alpha\beta}(x, t) = |\langle \nu_\beta | \nu_\alpha(x, t) \rangle|^2 = \left| \sum_k U_{\alpha k} e^{-iE_k t + ip_k x} U_{\beta k}^* \right|^2. \quad (\text{I.46})$$

En considérant que les neutrinos sont ultra-relativistes, nous supposons que $t = x = L$, où L est la distance parcourue par le neutrino entre le lieu de production et le lieu de détection. La phase dans (I.46) devient :

$$E_k t - p_k x = (E_k - p_k) L = \frac{E_k^2 - p_k^2}{E_k + p_k} L = \frac{m_k^2}{E_k + p_k} L \simeq \frac{m_k^2}{2E} L. \quad (\text{I.47})$$

Il est important de noter que dans l'équation (I.47) les phases des états de masse qui interviennent dans les oscillations de saveur sont indépendantes de toute hypothèse sur les énergies et les impulsions tant que la relation de dispersion $E_k^2 = p_k^2 + m_k^2$ est vérifiée. En utilisant la phase donnée dans (I.47) l'équation donnant la probabilité de transition entre états de saveur des neutrinos devient [17, 16] :

$$P_{\alpha\beta}(L) = \sum_k |U_{\alpha k}|^2 |U_{\beta k}|^2 + 2\text{Re} \sum_{k>j} U_{\alpha k}^* U_{\beta k} U_{\alpha j} U_{\beta j}^* \exp \left[-2i\pi \frac{L}{L_{kj}^{\text{osc}}} \right]. \quad (\text{I.48})$$

Nous obtenons donc la même équation que dans le traitement par paquets d'ondes dans le cadre de la théorie quantique des champs, hormis les exponentielles décrivant la décohérence et la localisation. Si nous prenons garde de respecter les conditions imposées pour observer les oscillations :

$$L \ll L_{kj}^{\text{coh}} \text{ et } \sigma_x \ll L_{kj}^{\text{osc}}, \quad (\text{I.49})$$

nous pouvons donc utiliser le formalisme des ondes planes pour décrire les oscillations entre saveurs de neutrinos.

4.2 Oscillations de saveurs

4.2.1 Dans le vide

Les oscillations de saveurs peuvent être vues comme la disparition d'une saveur donnée $\nu_\alpha \rightarrow \nu_\alpha$ ou comme l'apparition d'une autre saveur $\nu_\alpha \rightarrow \nu_\beta$. Au total, il y a donc neuf transitions possibles entre les neutrinos : $\nu_e \rightarrow \nu_e$, $\nu_e \rightarrow \nu_\mu$, $\nu_e \rightarrow \nu_\tau$, $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$, $\nu_\mu \rightarrow \nu_\mu$, $\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau$, $\nu_\tau \rightarrow \nu_e$, $\nu_\tau \rightarrow \nu_\mu$ et $\nu_\tau \rightarrow \nu_\tau$ et neuf également entre les antineutrinos. Soit dix-huit probabilités à exprimer en fonction des écarts quadratiques de masse et des paramètres de mélange. Comme la symétrie CPT est conservée dans les oscillations de neutrinos, les probabilités de transitions concernant les antineutrinos sont données par $P(\bar{\nu}_\alpha \rightarrow \bar{\nu}_\beta) = P(\nu_\beta \rightarrow \nu_\alpha)$. Il reste donc neuf probabilités à calculer. Compte-tenu de l'unitarité de la matrice U_{MNSP} , nous avons également les relations ¹³

$$\sum_\alpha P_{\alpha\beta} = \sum_\beta P_{\alpha\beta} = 1, \quad (\text{I.52})$$

qui conduisent à cinq contraintes indépendantes, il reste uniquement quatre probabilités de transitions indépendantes [19]. Nous choisissons par exemple $\nu_e \rightarrow \nu_e$, $\nu_e \rightarrow \nu_\mu$, $\nu_\mu \rightarrow \nu_\mu$ et $\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau$. Mais ce n'est pas fini ! Dû à la paramétrisation spécifique (I.18) de la matrice U_{MNSP} que nous avons choisie, il existe une symétrie supplémentaire, $\theta_{23} \rightarrow \theta_{23} + \pi/2$,

¹³Par exemple nous avons la relation suivante :

$$P_{ee} + P_{e\mu} + P_{e\tau} = 1 = P_{e\mu} + P_{\mu\mu} + P_{\tau\mu}, \quad (\text{I.50})$$

qui en simplifiant donne

$$P_{e\tau} = P_{\tau\mu} + P_{\mu\mu} - P_{ee}. \quad (\text{I.51})$$

qui ne laisse que 2 probabilités indépendantes¹⁴ par exemple $P_{e\mu}$ et $P_{\mu\tau}$ [20] :

$$\begin{aligned} A = P_{e\mu} = & s_{23}^2 \sin^2 2\theta_{13} \sin^2 \Delta_{32} + 4J(\sin 2\Delta_{21} \sin^2 \Delta_{32} - \sin 2\Delta_{32} \sin^2 \Delta_{21}) \\ & - (s_{23}^2 s_{12}^2 \sin^2 2\theta_{13} - 4K) \left[\frac{1}{2} \sin 2\Delta_{21} \sin 2\Delta_{32} + 2 \sin^2 \Delta_{21} \sin^2 \Delta_{32} \right] \\ & + [c_{13}^2 (c_{23}^2 - s_{13}^2 s_{23}^2) \sin^2 2\theta_{12} + s_{23}^2 s_{12}^2 \sin^2 2\theta_{13} - 8K s_{23}^2] \sin^2 \Delta_{21} \quad (\text{I.53}) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} B = P_{\mu\tau} = & c_{13}^4 \sin^2 2\theta_{23} \sin^2 \Delta_{32} + 4J(\sin 2\Delta_{21} \sin^2 \Delta_{32} - \sin 2\Delta_{32} \sin^2 \Delta_{21}) \\ & - [c_{13}^2 \sin^2 2\theta_{23} (c_{12}^2 - s_{13}^2 s_{12}^2) + 4K \cos 2\theta_{23}] \\ & \times \left[\frac{1}{2} \sin 2\Delta_{21} \sin 2\Delta_{32} + 2 \sin^2 \Delta_{21} \sin^2 \Delta_{32} \right] \\ & + [\sin^2 2\theta_{23} (c_{12}^2 - s_{13}^2 s_{12}^2)^2 + s_{13}^2 \sin^2 2\theta_{12} (1 - \sin^2 2\theta_{23} c_{\delta}^2) + 4K \cos 2\theta_{23} \\ & + s_{13} \sin 2\theta_{12} \cos 2\theta_{12} \sin 2\theta_{23} \cos 2\theta_{23} (1 + s_{13}^2) c_{\delta}] \sin^2 \Delta_{21}, \quad (\text{I.54}) \end{aligned}$$

Toutes les autres probabilités s'en déduisent alors par les relations suivantes :

$$C = P_{e\tau} = P_{e\mu}(\theta_{23} \rightarrow \theta_{23} + \pi/2) \quad (\text{I.55})$$

$$D = P_{\tau\mu} = P_{\mu\tau}(\theta_{23} \rightarrow \theta_{23} + \pi/2) \quad (\text{I.56})$$

$$E = P_{ee} = 1 - A - C \quad (\text{I.57})$$

$$F = P_{\mu\mu} = 1 - A - D \quad (\text{I.58})$$

$$G = P_{\tau\tau} = 1 - B - C \quad (\text{I.59})$$

$$H = P_{\mu e} = A - B + D \quad (\text{I.60})$$

$$I = P_{\tau e} = B + C - D \quad (\text{I.61})$$

formules où nous avons utilisé les expressions suivantes :

$$\Delta_{32} \equiv \frac{\Delta m_{32}^2 L}{4E_{\nu}}, \quad \Delta_{21} \equiv \frac{\Delta m_{21}^2 L}{4E_{\nu}}, \quad (\text{I.62})$$

où respectivement,

$$\Delta m_{32}^2 = m_3^2 - m_2^2, \quad \Delta m_{21}^2 = m_2^2 - m_1^2. \quad (\text{I.63})$$

et les invariants suivants [21] :

$$J = c_{13}^2 s_{13} c_{12} s_{12} c_{23} s_{23} \times \sin \delta, \quad (\text{I.64})$$

$$K = c_{13}^2 s_{13} c_{12} s_{12} c_{23} s_{23} \times \cos \delta. \quad (\text{I.65})$$

4.2.2 Dans la matière

Nous venons donc de décrire tous les cas de transition entre saveurs de neutrinos lorsque ceux-ci se propagent dans le vide. Néanmoins, lorsque les neutrinos traversent de la matière dense, les interactions avec le milieu affectent leurs propriétés. Ces effets sont soit cohérents soit incohérents. Pour une diffusion typique d'un neutrino sur un électron, la

¹⁴Les probabilités d'apparition contiennent davantage d'information que celles de disparitions sur les paramètres de mélange puisqu'elle combinent entre elles des lignes différentes de la matrice MNSP selon l'équation (I.48).

section efficace est vraiment très faible : $\sigma_{\nu_e e^- \rightarrow \nu_e e^-} \sim 9,5 \cdot 10^{-49} \text{ cm}^2 \left(\frac{E_\nu}{1 \text{ MeV}}\right)^2$. La petitesse de cette section efficace se conçoit encore mieux si l'on réalise que pour une impulsion de 10^{10} neutrinos d'énergie 1 MeV traversant la Terre, un seul d'entre eux interagit avec celle-ci ! Les diffusions incohérentes élastique et quasi-élastique, dans lesquelles les états des particules initiales changent dans le processus de diffusion (détruisant ainsi la cohérence entre les états des neutrinos) ont un effet totalement négligeable sur la propagation des neutrinos. Même avec la densité relativement élevée qui est présente par exemple au cœur du Soleil (de l'ordre de 100 g/cm^3), un ν_e produit avec une énergie de 1 MeV a un libre parcours moyen qui excède 10^{10} km ¹⁵. Il pourrait donc sembler que pour les neutrinos la présence de matière n'a aucune importance. Cependant il faut faire attention au fait que cette section efficace ne prend pas en compte la contribution des interactions élastiques cohérentes. Dans les interactions cohérentes, le milieu reste inchangé, les ondes de neutrino diffusées et non-diffusées interfèrent entre elles. L'idée, proposée par WOLFENSTEIN en 1978 [22], est que les neutrinos peuvent subir une diffusion cohérente vers l'avant lorsqu'ils traversent la matière (effet MSW). Le nombre de neutrinos ne diminue pas au cours de la propagation, mais, si le milieu de propagation n'interagit pas de la même manière avec les différents saveurs de neutrinos, il en résulte qu'une phase relative apparaît entre les différents états de propagation des neutrinos dans la matière. L'apparition de cette phase provoque une transformation des neutrinos d'une saveur donnée en une autre saveur, tout en conservant le nombre global de neutrinos et peut modifier significativement les formules des probabilités d'oscillation déterminées dans le vide. Dans le cadre de la matière ordinaire (Soleil, Terre), les neutrinos peuvent interagir par échange des bosons vecteurs $W^\pm$ et Z^0 avec les protons, les neutrons ou les électrons du milieu. Les trois saveurs de neutrinos sont sensibles aux courants neutres. Ce ne sont donc pas ces interactions qui peuvent favoriser l'une ou l'autre des familles et produire des oscillations entre saveurs. En revanche, seuls les ν_e peuvent interagir par courant chargé car dans la matière ordinaire, il n'y a ni μ^- ni τ^- avec lesquels les ν_μ et ν_τ peuvent interagir de manière cohérente (les états initiaux doivent être identiques aux états finals). Le potentiel effectif à basse énergie décrivant les interactions des neutrinos par courant chargé est alors donné par [14, 23]

$$V = \sqrt{2} G_F N_e . \quad (\text{I.66})$$

Il n'affecte que la propagation des ν_e . En première approximation pour des potentiels tels que ceux rencontrés dans la Terre ou dans le Soleil, seuls les états ν_1 et ν_2 sont affectés. Les états propres instantanés de propagation dans la matière sont alors décrits par les paramètres (θ_{12}^m , θ_{23} et θ_{13}) remplaçant ainsi (θ_{12} , θ_{23} et θ_{13}) décrivant les probabilités d'oscillation dans le vide. Il est à noter également qu'une des fréquences instantanées d'oscillation, Δm_{21}^2 , est également modifiée en $[\Delta m_{21}^2]^m$ et il convient de prendre en compte dans les formules de probabilité d'oscillation au travers des relations suivantes [14, 23] :

$$[\Delta m_{21}^2]^m \sin(2\theta_{12}^m) = \Delta m_{21}^2 \sin(2\theta_{12}) \quad (\text{I.67})$$

$$[\Delta m_{21}^2]^m \cos(2\theta_{12}^m) = \Delta m_{21}^2 \cos(2\theta_{12}) - 2EV , \quad (\text{I.68})$$

¹⁵Rappelons que le rayon solaire est beaucoup plus faible que cette distance : $R_\odot = 6,96 \times 10^5 \text{ km}$.

$[\Delta m_{21}^2]^m$ étant alors simplement donné par les deux relations précédentes :

$$[\Delta m_{21}^2]^m = \Delta m_{21}^2 \sqrt{\left(\cos(2\theta_{12}) - \frac{2EV}{\Delta m_{21}^2} \right)^2 + \sin^2(2\theta_{12})} . \quad (\text{I.69})$$

Les effets de matière sont expliqués en détails en appendice, résumé d'un travail effectué pendant la première année de thèse sur la phénoménologie des oscillations des neutrinos solaires dans le cadre de l'expérience Borexino.

AUX CONFINES DU MESURABLE

 LORS que les physiciens expérimentateurs des neutrinos recherchent des effets très fins à basse énergie pour déceler leurs masses, les physiciens théoriciens prospectent pour expliquer ces phénomènes en recourant aux très hautes échelles d'énergies. La physique des neutrinos constitue sûrement un des tournants majeurs dans notre compréhension des échelles de brisures de symétries du Modèle Standard. Cette physique est animée par d'importantes recherches théoriques, comme nous l'avons vu au chapitre précédent, mais est aussi le fruit de travaux « monumentaux » en physique expérimentale. Nous souhaitons rappeler à ce titre à quel point la « simple » détection des neutrinos est délicate. Il s'est écoulé plus de vingt longues années entre l'hypothèse et la preuve expérimentale de l'existence du neutrino, preuve apportée auprès d'une source extrêmement abondante, la centrale nucléaire de Savannah River. Une décennie s'est encore écoulée pour convaincre la communauté mondiale des physiciens des neutrinos du problème existant du déficit des neutrinos solaires. Deux décennies de recherches intensives des traces des oscillations de neutrinos au travers de déficits ont été encore nécessaires pour apporter récemment des résultats très convaincants ces dernières années. Nous commençons effectivement à observer des déformations spectrales excluant les autres modèles tels que les désintégrations et favorisant très largement les oscillations de saveurs comme explications principales des résultats observés.

Tout semble donc prendre beaucoup temps pour apporter des confirmations expérimentales dans le domaine des neutrinos. Pourtant en l'espace de cinq années (entre 1998 et 2003), ce domaine a profondément changé, établissant ainsi un tout nouveau paysage phénoménologique, fort différent de celui de leurs homologues hadroniques. C'est ce nouveau panorama que nous détaillons dans ce chapitre.

1 Masses et paramètres de mélange tirés des expériences

Les propriétés des neutrinos, et principalement leurs masses peuvent être recherchées soit de manière « directe » par la mesure des paramètres cinématiques dans un processus produisant un neutrino, soit de manière « indirecte » en observant un effet créé par l'existence de ces masses, comme dans le cas des oscillations entre saveurs, les échelles des structures cosmiques.

1.1 Mesures de l'échelle absolue de la masse des neutrinos

Les oscillations de saveur des neutrinos dépendent des différences des masses carrées, mais pas pas de leurs valeurs absolues. Comme nous allons le voir, d'autres expériences sont à même de fournir des informations sur l'échelle absolue de la masse des neutrinos. La figure II.1 montre les valeurs des masses des neutrinos obtenues à partir des valeurs de Δm_{21}^2 et $|\Delta m_{31}^2|$ extraites de [24] en fonction de la masse la plus légère, m_1 dans le cas de la hiérarchie normale, m_3 dans le cas de la hiérarchie inversée. Nous passons en revue dans

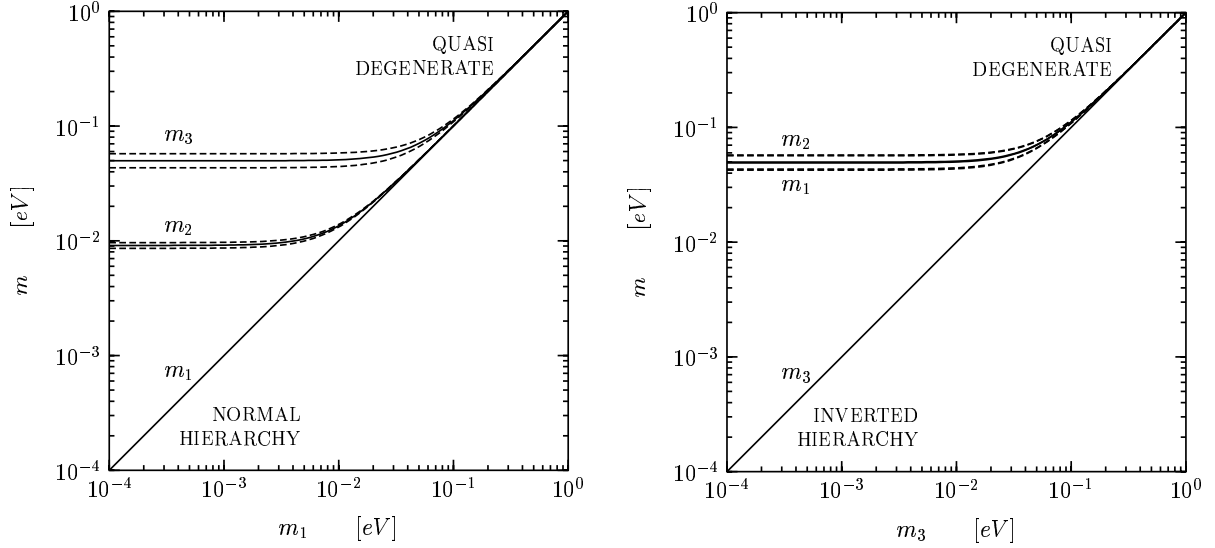


FIG. II.1 : Valeurs des masses des neutrinos en fonction de la masse la plus légère, m_1 dans le cas de la hiérarchie normale à gauche, m_3 dans le cas de la hiérarchie inversée à droite. Les lignes pleines indiquent le meilleur ajustement [24] et les lignes en tirets les intervalles à 3σ .

cette section la phénoménologie et les résultats des expériences de mesure de l'échelle absolue des masses des neutrinos avec les expériences de désintégration β du tritium, double- β sans émission de neutrino et des contraintes observationnelles cosmologiques.

Spectre β La méthode directe est basée sur des considérations cinématiques et la conservation de l'énergie-impulsion. Trois techniques différentes sont utilisées suivant qu'il s'agit d'un ν_e , ν_μ ou d'un ν_τ . Pour les ν_e , la technique standard est basée sur l'étude de l'extrémité haute du spectre de l'électron dans la désintégration β de noyaux légers comme le tritium. Si le neutrino a une masse, la cinématique induit une distorsion du spectre proportionnelle à la masse du neutrino. La précision de ce type de mesure s'est accrue au fil des années sans pour autant observer de résultat positif. La meilleure limite actuelle, après plus de deux décennies d'intenses recherches expérimentales, vient des expériences de Mayence (Mainz) et de Troitsk qui donnent $m_{\text{eff}} < 2,2$ eV à 2σ [25] (figure II.2). Une nouvelle expérience, dénommée KATRIN, devrait pouvoir permettre d'atteindre une sensibilité de l'ordre de 0,2 eV [26]. Ces expériences sont sensibles à une masse effective de

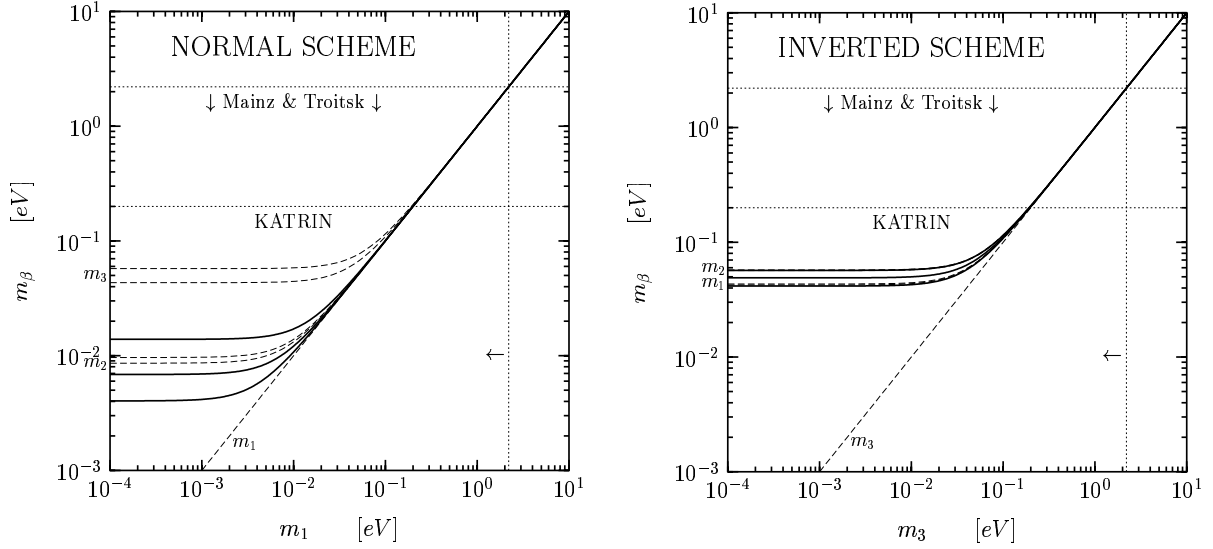


FIG. II.2 : Masse effective $m_\beta = \sqrt{\sum_i |U_{ei}|^2 m_i^2}$ [24] des expériences de désintégration β du tritium en fonction de la masse la plus légère, m_1 dans le cas de la hiérarchie normale à gauche, et m_3 dans le cas de la hiérarchie inversée à droite. La ligne pleine intermédiaire correspond au meilleur ajustement [24], tandis que les deux autres lignes pleines indiquent la région à 3σ . Les lignes en tirets délimitent les régions de chacune des masses.

la forme $m_\beta = \sqrt{\sum_i |U_{ei}|^2 m_i^2}$ [24] :

$$K^2(T) = (Q - T) \sum_k |U_{ek}|^2 \sqrt{(Q - T)^2 - m_k^2} \quad (\text{II.1})$$

$$\begin{aligned} &\simeq (Q - T)^2 \sum_k |U_{ek}|^2 \left[1 - \frac{1}{2} \frac{m_k^2}{(Q - T)^2} \right] \\ &\simeq (Q - T)^2 \left[1 - \frac{1}{2} \frac{m_\beta^2}{(Q - T)^2} \right] \\ &\simeq (Q - T) \sqrt{(Q - T)^2 - m_\beta^2}. \end{aligned} \quad (\text{II.2})$$

Spectre double- β sans neutrino La réaction double- β sans émission de neutrinos (DBSN) est la réaction

$$(A, Z) \rightarrow (A, Z + 2) + 2e^-, \quad (\text{II.3})$$

dans laquelle un noyau se désintègre en un autre avec émission de deux électrons et rien d'autre. Cette réaction ne conserve pas le nombre leptonique global, L . Observer une telle désintégration permettrait de déterminer la nature des neutrinos et de montrer qu'ils sont leur propre antiparticule. Comme tous les processus ne conservant pas L , la réaction DBSN est proportionnelle à la masse des neutrinos. Cependant si nous choisissons le noyau père parmi ceux qui ne peuvent pas se désintégrer par émission α ou simple β , en attendant suffisamment longtemps il peut être possible d'observer cette réaction DBSN. Il est certain que tout noyau pouvant se désintégrer en DBSN peut aussi se désintégrer en émettant deux neutrinos (conservant ainsi L) selon le processus

$$(A, Z) \rightarrow (A, Z + 2) + 2e^- + 2\bar{\nu}_e. \quad (\text{II.4})$$

Néanmoins, cette réaction est raréfiée par le facteur d'espace de phase, donnant une chance au processus DBSN d'être observé [27]. Le mécanisme dominant de la réaction DBSN est supposé être le diagramme d'échange de la figure II.3, dans lequel un état propre de masse ν_i est échangé. Dans ce diagramme, les vertex neutrino-électron- W sont supposés

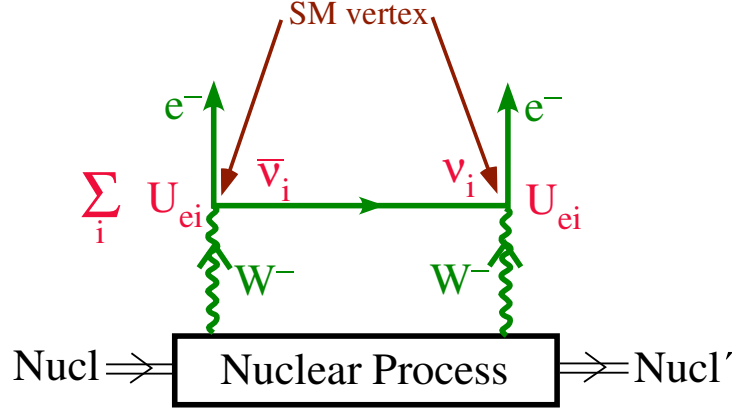


FIG. II.3 : Le mécanisme d'échange pour le processus double- β sans neutrino.

être ceux du Modèle Standard, qui conservent L . Ainsi la particule échangée émise au vertex de gauche du diagramme doit être un $\bar{\nu}_i$. Mais lorsque cette même particule est absorbée par le vertex de droite, elle doit être un ν_i . Ce diagramme n'est donc possible que dans le cas où $\bar{\nu}_i = \nu_i$. En dépit du terme de couplage de jauge, l'amplitude pour qu'un ν_i crée un lepton chargé de saveur α est $U_{\alpha i}$. Il y a donc un facteur U_{ei} à chacun des vertex leptoniques du diagramme II.3. L'amplitude du processus DBSN est la somme cohérente des contributions des différents ν_i . Tout comme il serait produit dans une désintégration β , le ν_i échangé dans le diagramme II.3 est émis dans un état presque totalement d'hélicité droite, mais qui contient une petite proportion, de l'ordre de m_i/E_{ν_i} , d'hélicité gauche. Lorsque le ν_i échangé est absorbé, le vertex de droite du diagramme II.3 ne peut absorber que la composante gauche. Comme cette composante est présente dans une proportion $\mathcal{O}(m_i/E_{\nu_i})$, la contribution de l'échange de ν_i au processus DBSN est proportionnelle à m_i . Par conséquent, les expériences de recherche de DBSN permettent d'accéder à la quantité $m_{\beta\beta} = |\sum_i U_{ei}^2 m_i|$. La majorité des expériences DBSN n'ont pour le moment observé aucun signal compatible avec la réaction de DBSN. Sur les figures II.4 sont présentées les masses effectives de Majorana $|m_{\beta\beta}|$ [24] dans les désintégrations DBSN en fonction de la masse la plus légère, m_1 dans le cas de la hiérarchie normale, et m_3 dans le cas de la hiérarchie inversée.

Résultats des observations astrophysiques et cosmologiques Le fond diffus cosmologique (CMB en anglais pour *cosmic microwave background*) et de la surface de dernière diffusion peuvent donner des informations essentielles sur la masse des neutrinos. Au moment du découplage, les neutrinos étaient toujours relativistes. Ils ont pu devenir non-relativistes ultérieurement dans l'évolution de l'Univers si leurs masses sont suffisamment élevées. Les neutrinos se propagent en dehors de leurs puits de potentiel effaçant leurs propres perturbations sur les échelles les plus courtes. En dessous de cette échelle de suppression la forme du spectre de puissance est la même que dans les modèles réguliers à base de matière froide (CDM pour cold dark matter), aussi sur les petites échelles la

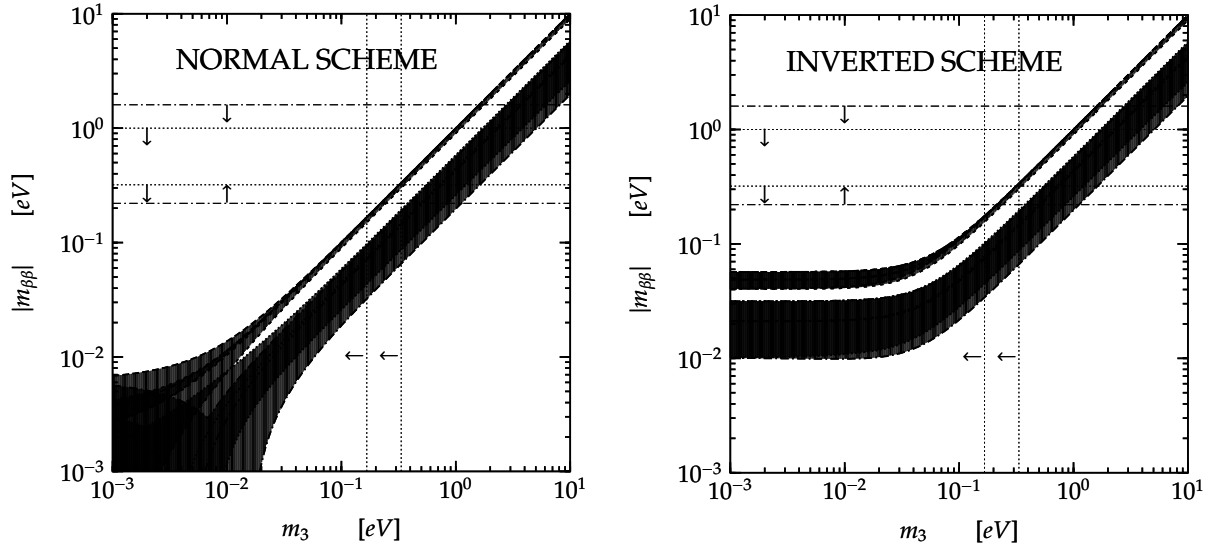


FIG. II.4 : Masses effectives de Majorana $|m_{\beta\beta}|$ [24] dans les désintégrations DBSN en fonction de la masse la plus légère, m_1 dans le cas de la hiérarchie normale à gauche, et m_3 dans le cas de la hiérarchie inversée à droite. La région blanche entre les bandes noires nécessite la violation de CP. Les lignes horizontales en pointillés indiquent les intervalles d'incertitude des bornes expérimentales supérieures actuelles en raison des valeurs estimées des incertitudes sur les éléments de matrices nucléaires. Les lignes horizontales en tirets-pointillés délimitent la région mise en évidence par [28]. Les lignes verticales en pointillés correspondent aux bornes supérieures indiquées par les données cosmologiques (voir figure II.6).

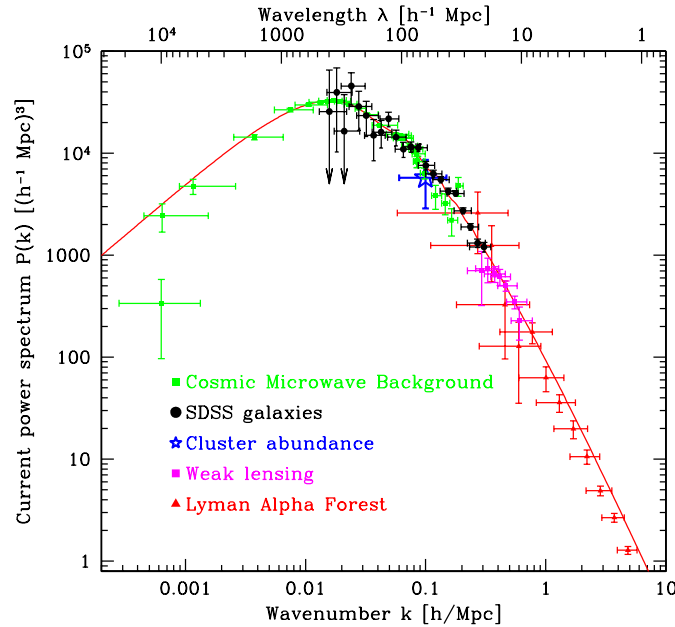


FIG. II.5 : Comparaison des différents résultats d'analyse du spectre de puissance $P(k)$ [29].

seule conséquence est la suppression des amplitudes relatives aux grandes échelles. Les neutrinos laissent une empreinte caractéristique à l'échelle de transition. La forme réelle de cette transition dépend des masses individuelles des neutrinos et pas uniquement de leur somme. Les neutrinos avec une masse inférieure à 2 eV, sont relativistes ou quasi-relativistes lors de la recombinaison. Ils ne peuvent donc être traités avec les composantes non relativistes du CMB et ne sont pas non plus complètement dégénérés avec les autres composantes relativistes. L'empreinte des neutrinos sur le CMB seul est très difficile à discerner bien qu'ils ont été produits en abondance lors du *big bang*. C'est pourquoi il faut recourir à d'autres données.

Les neutrinos jouent le rôle de matière noire et ont contribué à ralentir la formation des grandes structures cosmiques. Les analyses cosmologiques emploient donc les catalogues de répartition des galaxies [29] comme information principale. D'autre part, le spectre de puissance du CMB est rendu accessible à petite échelle angulaire grâce à la mesure de l'épaisseur des nuages avec les raies Lyman- α , mais cette information n'est pas capitale pour contraindre la somme de la masse des neutrinos. De l'analyse jointe du CMB, des catalogue de répartition des galaxies, et des observations des forêts Lyman- α (figure II.5), la somme des masses des neutrinos est bornée supérieurement par de nombreuses analyses [30] aux alentours de 1 eV :

$$\sum_{i=1}^3 m_i < 0,42 \text{ eV} \quad (0,67 \text{ eV}) \quad (\text{II.5})$$

à 95 % (99,9 %) de confiance. Les limites apportées par la cosmologie sont donc très

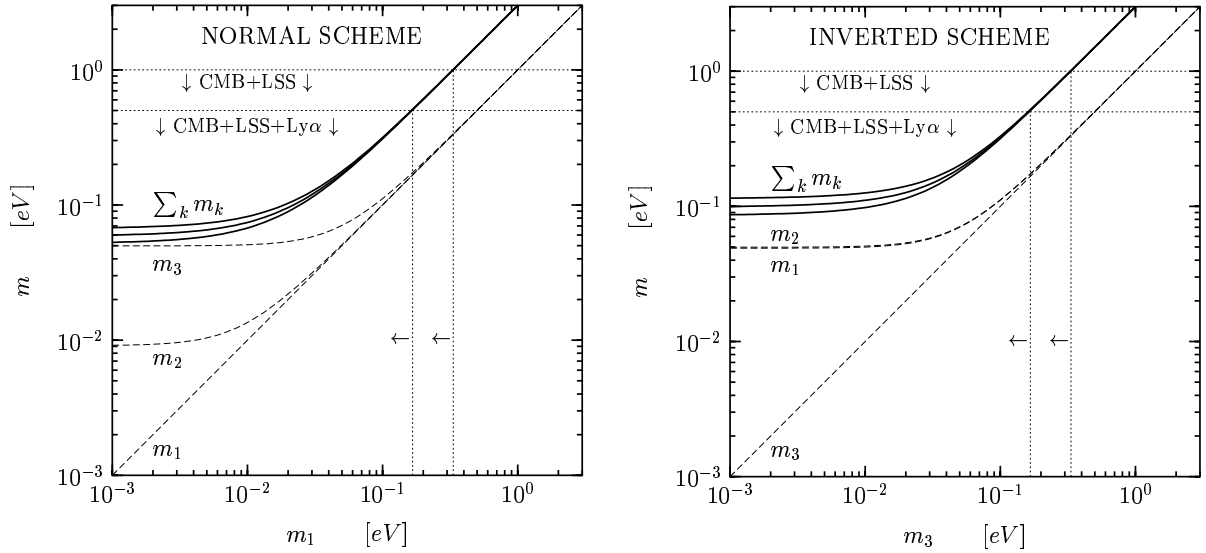


FIG. II.6 : Spectres de masses et contraintes cosmologiques. Nous voyons ici l'illustration sur les spectres en hiérarchie normale (HN) et inversée (HI) des contraintes apportées par la cosmologie. Il est à noter que si des analyses cosmologiques apportent une contrainte supérieure $\sum_i m_i \lesssim 8 \cdot 10^{-2} \text{ eV}$, alors la hiérarchie du spectre des neutrinos est obligatoirement normale (HN) [31].

fortes, comme le montre les figures II.6. Cependant elles sont entachées d'hypothèses sur les modèles, et d'incertitudes systématiques difficiles à quantifier. Ces limites sont de très bonnes indications, mais elles doivent être confrontées par des mesures directes.

1.2 Mesures de précision : les oscillations de saveur

Les transitions entre saveurs de neutrinos ont été recherchées auprès des faisceaux de neutrinos et des centrales nucléaires, mais aussi à l'aide des sources naturelles dont le Soleil est la plus importante, ou encore l'atmosphère par l'intermédiaire des interactions avec les rayons cosmiques. Plus la distance traversée par les neutrinos avant leur capture dans un détecteur est grande, plus les expériences correspondantes sont sensibles à de faibles écarts entre les masses des neutrinos. Par un merveilleux hasard les sources qui nous ont fourni les preuves sur la non trivialité des masses des neutrinos sont les sources naturelles à savoir les neutrinos solaires et les neutrinos atmosphériques.

La détection expérimentale d'oscillations (c'est-à-dire les transitions spontanées $\nu_\alpha \rightarrow \nu_\beta$) peut s'effectuer en comptant soit le nombre de neutrinos du type initial qui manquent dans le faisceau (canal dit de disparition $\nu_\alpha \rightarrow \nu_\alpha$), soit le nombre de neutrinos de type différent du type initial qui sont apparus dans le faisceau (canal dit d'apparition $\nu_\alpha \rightarrow \nu_\beta$ avec $\alpha \neq \beta$). Les résultats sont exprimés en fonction des paramètres de mélange, θ_{ij} et des fréquences caractéristiques, $\Delta m_{ij}^2 = m_i^2 - m_j^2$ [5]. Une expérience est caractérisée par l'énergie typique E des neutrinos détectés et la distance source détecteur L . Afin d'être sensible à un Δm_{ij}^2 donné, les expériences doivent être construites de telle manière que le rapport E/L soit de l'ordre du Δm_{ij}^2 recherché. La distance L est alors comparable à la longueur d'oscillation L_{ij}^{osc} . Si $E/L \gg \Delta m^2$ ($L \ll L_{ij}^{\text{osc}}$), l'oscillation n'a pas le temps de se développer et de produire un effet mesurable puisque $\exp[-2i\pi \frac{L}{L_{ij}^{\text{osc}}}] \simeq 1$ (et donc $P_{\alpha\beta} \simeq 1$). Dans le cas où $E/L \ll \Delta m^2$ ($L \gg L_{ij}^{\text{osc}}$), il faut garder à l'esprit qu'en général les sources de neutrinos ne sont pas monoénergétiques, et les oscillations sont moyennées. Ainsi, plutôt que de mesurer la probabilité $P_{\alpha\beta}$, les expériences sont sensibles à la moyenne

$$\langle P_{\alpha\beta} \rangle = \sum_k |U_{\alpha k}|^2 |U_{\beta k}|^2. \quad (\text{II.6})$$

Lorsqu'une expérience acquiert des données à une distance L et dans une gamme d'énergie E fixées, comme dans la plupart des recherches effectuées, ses résultats peuvent souvent être pris en compte pour des Δm^2 qui sont suffisamment grands pour être dans le régime des oscillations moyennées. En conséquence, aucune limite supérieure sur Δm^2 ne peut être obtenue de cette manière. Les expériences n'ayant pas observé d'effet des oscillations aboutissent à une limite supérieure sur la probabilité $\langle P_{\alpha\beta} \rangle \leq P_{\text{lim}}$ et la région exclue réside toujours du côté droit dans le plan des paramètres ($\Delta m^2, \tan^2 \theta$), région délimitée par les asymptotes suivantes (figure II.7,) :

- pour $\Delta m^2 \gg E/L$, une ligne verticale telle que $\sin^2(2\theta) = 2P_{\text{lim}}$;
- pour $\Delta m^2 \ll E/L$, la phase des oscillations peut être développée et la courbe limite prend la forme donnée par la relation $\Delta m^2 \sqrt{\sin^2(2\theta)} = 4\sqrt{P_{\text{lim}}} E/L$ qui donne dans un diagramme log-log une droite de pente $-1/2$.

En revanche, si une expérience permet d'accéder à plusieurs L et/ou E , la région délimitée correspondante peut être fermée car il est alors possible d'aboutir à des informations caractéristiques sur la longueur d'oscillation.

De manière à observer les oscillations de neutrinos, il est donc nécessaire que les termes Δ_{21} et Δ_{32} des équations (I.62) soient de l'ordre de l'unité et donc que la différence

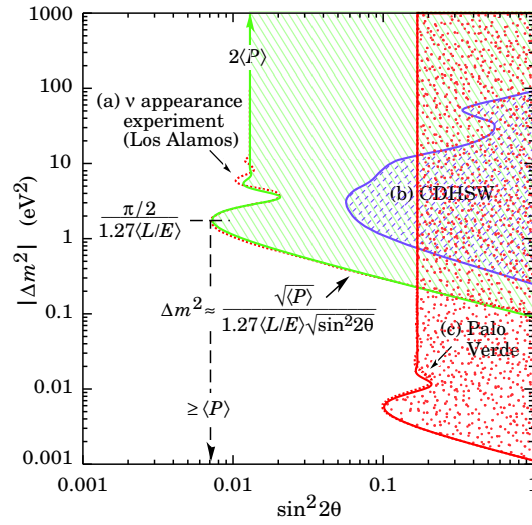


FIG. II.7 : Les contours présentés ici figurent juste à titre d'illustration et ne constituent pas les meilleures limites actuelles sur les paramètres représentés. Les régions des paramètres exclues par trois expériences y a sont présentées [5]. Les points importants soulignés ici sont les comportements asymptotiques discutés dans cette section. Pour plus de détails sur les expériences neutrinos sur réacteur nucléaire se référer aux chapitres qui suivent.

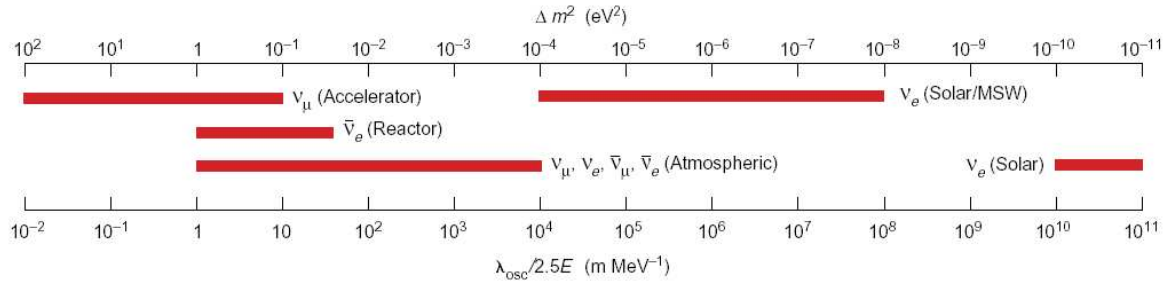


FIG. II.8 : Les différentes expériences de neutrinos. Sont présentés sur ce schéma des domaines accessibles en Δm^2 les expériences de neutrinos sur accélérateurs, réacteurs, ainsi que les expériences sur les sources naturelles : le Soleil et l'atmosphère. En ce qui concerne les neutrinos solaires, deux domaines presque disjoints sont accessibles. L'un par effet MSW (pour plus de détail voir la note en appendice sur le traitement analytique des oscillations de neutrinos en présence de matière à la fois dans le Soleil et dans la Terre) l'autre par propagation dans le vide. La zone intermédiaire entre 10^{-10} et 10^{-8} eV^2 est appelée QVO pour quasi-vacuum oscillations et constitue une région très sensible par rapport au paramètre de mélange θ_{12} . La variation de ce paramètre fait passer d'un régime hautement non-adiabatique (pour les faibles θ_{12}) à un régime d'oscillation découplé des effets de matière pour des valeurs de θ_{12} proches de $\frac{\pi}{4}$.

des carrés des masses satisfasse à la condition suivante :

$$\Delta m^2 \gtrsim \frac{E}{L}. \quad (\text{II.7})$$

Cette condition fournit une indication pour évaluer la sensibilité des expériences d'oscillation sur les écarts de masses Δm^2 (pour de grandes valeurs de $\sin^2(2\theta)$). Par exemple, pour les expériences sur réacteurs nucléaires ($L \sim 10^2 - 10^5$ m, $E \sim 1$ MeV), sur accélérateurs ($L \sim 1 - 10^3$ km, $E \sim 1$ GeV) ou sur le Soleil ($L \sim 10^{11}$ m, $E \sim 1$ MeV), les valeurs minimales de Δm^2 sont respectivement 10^{-5} eV², 10^{-3} eV² ou 10^{-11} eV².

Les physiciens cherchent à mesurer les paramètres d'oscillation depuis plus de trente ans. Le graphique ci-contre illustre la pléiade d'expériences réalisées à ce jour. Pourquoi autant d'expériences ? Parce que sans indication théorique sur les paramètres d'oscillation, il est nécessaire d'explorer tous les couples possibles ($\tan^2 \theta$, Δm^2). Beaucoup d'expériences n'ont pas observé de résultat imputable aux oscillations soit parce que leur sensibilité n'était pas suffisante, soit parce qu'elles n'étaient pas situées à une distance convenable ou bien n'observaient pas la bonne gamme d'énergie des neutrinos. Cette ignorance initiale ainsi que la difficulté de la détection des neutrinos est à l'origine des nombreuses expériences réalisées à ce jour. Il est heureux que certaines d'entre elles aient réussi à délimiter des régions exhibant effectivement des conversions de saveur dans cet espace des paramètres pourtant très largement étendu. Parmi ces expériences nous citerons les expériences sur les neutrinos solaires (Homestake, GALLEX, SAGE, GNO, Super-Kamiokande) avec les merveilleux résultats de la dernière en date SNO ainsi que de l'expérience sur neutrino de réacteur, KamLAND, l'expérience japonaise Super-Kamiokande (encore elle) sur les neutrinos atmosphériques confirmée par la première expérience longue distance sur faisceau K2K. Et bien que n'ayant observé aucune oscillation potentielle, les expériences Chooz et Palo Verde ont permis de comprendre les oscillations observées dans le cadre des neutrinos solaires et des neutrinos atmosphériques en terme des paramètres de mélange des trois familles de neutrinos.

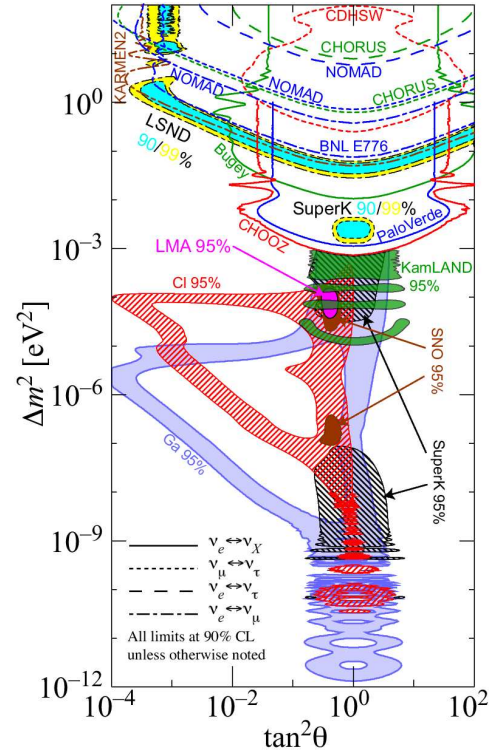


FIG. II.9 : Informations apportées par les différentes expériences neutrinos [5].

1.3 Accéder expérimentalement aux paramètres de mélange et de masse

Parmi tous les domaines de fréquence couverts par ces expériences, deux d'entre eux se sont avérés fructueux. Des effets liés aux oscillations ont été mis en évidence dans la détection des neutrinos provenant du Soleil (« fréquence » associée : $\Delta m_{\odot}^2 \lesssim 10^{-4}$ eV²) et dans ceux provenant de l'atmosphère (« fréquence » associée $\Delta m_{\text{atm}}^2 \gtrsim 10^{-3}$ eV²), couvrant

ainsi deux régions bien disjointes de l'espace des paramètres :

$$\Delta m_{\odot}^2 \ll \Delta m_{\text{atm}}^2 \quad (\text{II.8})$$

L'autre point remarquable qui va nous permettre d'interpréter les effets dans ces deux domaines de fréquence vient de la contrainte apportée par les expériences Chooz et Palo Verde qui n'ont observé aucun effet lié aux oscillations induisant ainsi une contrainte forte sur les échanges entre les 1^{ère} et 3^e générations (notation pour HN) :

$$|U_{e3}| \lesssim 0,2. \quad (\text{II.9})$$

De ce fait les oscillations intervenant dans le secteur des neutrinos atmosphériques et celui des neutrinos solaires sont en première approximation découplées.

1.4 Neutrinos solaires : la petite différence de masses

Les réactions de nucléosynthèse se produisant dans les étoiles telles que notre Soleil s'accompagnent de l'émission de neutrinos électroniques, ν_e , d'énergies caractéristiques (entre 1 et 14 MeV) résultant des désintégrations β des radionucléides produits. Les processus les plus significatifs sont associés à la synthèse du deutérium et de l'hélium (cf. figure II.10). Le flux des neutrinos solaires au niveau de la Terre atteint 65 milliards par

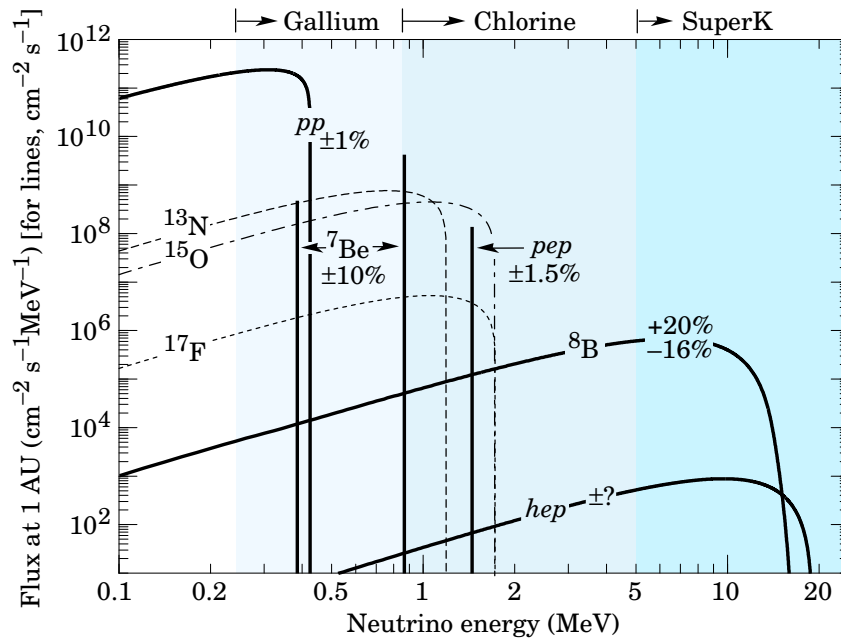


FIG. II.10 : Spectre en énergie des neutrinos produits dans le Soleil avec provenance des chaînes de réactions.

centimètre carré et par seconde. Plusieurs expériences ont détecté une partie du spectre en énergie des neutrinos provenant de différentes réactions nucléaires (figure II.10). Les flux mesurés (Homestake, Super-Kamiokande, SAGE, GALLEX, GNO, SNO) montrent tous des déficits importants en ν_e (cf. figure II.11) par rapport aux prédictions issues des modèles astrophysiques et nucléaires du Soleil fondé sur des hypothèses bien établies. L'expérience SNO a apporté une information capitale : le flux total $\nu_e + \nu_\mu + \nu_\tau$ est en

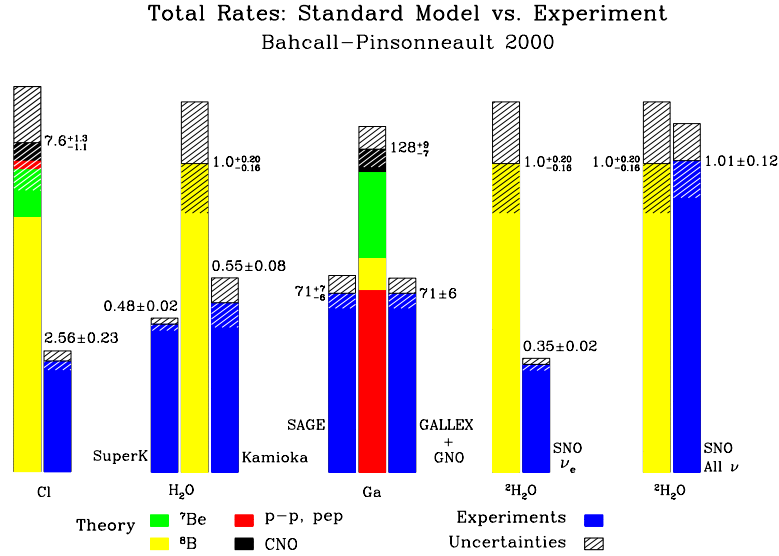


FIG. II.11 : Résultats des expériences de détection des neutrinos solaires. Ce graphique présente la comparaison des taux mesurés et prédits des neutrinos solaires. Cette figure est empruntée à [32].

accord avec les prédictions des modèles du Soleil. Il y a donc conversion de saveur des ν_e entre le Soleil et la Terre. L'expérience SNO a en fait permis de mesurer plusieurs combinaisons linéaires des flux de ν_e , ν_μ et ν_τ provenant du Soleil.

- les interactions par courant chargé avec le deutérium sensibles uniquement aux ν_e : $\nu_e + d \rightarrow p + p + e^-$;
- les interactions par courant neutre avec le deutérium elles sensibles à toutes les saveurs : $\nu_{e,\mu,\tau} + d \rightarrow n + p + \nu_{e,\mu,\tau}$ (permet de mesurer le flux total de neutrinos provenant du Soleil) ;
- les interactions de diffusion élastique principalement sensibles aux ν_e mais aussi sensibles aux ν_μ et ν_τ dans une plus faible proportion ($\simeq 1/6$) : $\nu_{e,\mu,\tau} + e^- \rightarrow \nu_{e,\mu,\tau} + e^-$.

$$\Phi_{CC}(\nu_e) = 1,59^{+0,08+0,06}_{-0,07-0,08} 10^6 \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1} \quad (\text{II.10})$$

$$\Phi_{CN}(\nu_e + \nu_\mu + \nu_\tau) = 5,21^{+0,27+0,38}_{-0,27-0,38} 10^6 \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1} \quad (\text{II.11})$$

$$\Phi_{DE}(\nu_e + 0,154(\nu_\mu + \nu_\tau)) = 2,21^{+0,31+0,10}_{-0,26-0,10} 10^6 \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1} \quad (\text{II.12})$$

La prise en compte de tous les résultats de mesure des flux de neutrinos solaires indique à présent une unique solution à grand angle de mélange dénommée LMA (*Large Mixing Angle*). Ce résultat a été confirmé par l'expérience KamLAND. Cette expérience ne mesure pas les neutrinos provenant du Soleil mais les antineutrinos électroniques provenant de réacteurs nucléaires. Comment a-t-elle pu permettre d'observer et d'affiner la mesure du Δm^2 responsable des déficits observés sur les neutrinos provenant du Soleil ? Comme nous l'avons vu sur la figure II.8, certains domaines de Δm^2 sont accessibles par plusieurs types d'expériences. En plaçant un détecteur à une distance de 100 à 200 km de centrales nucléaires (produisant des $\bar{\nu}_e$ entre 1 et 10 MeV), les oscillations entre ν_2 et ν_3 sont alors

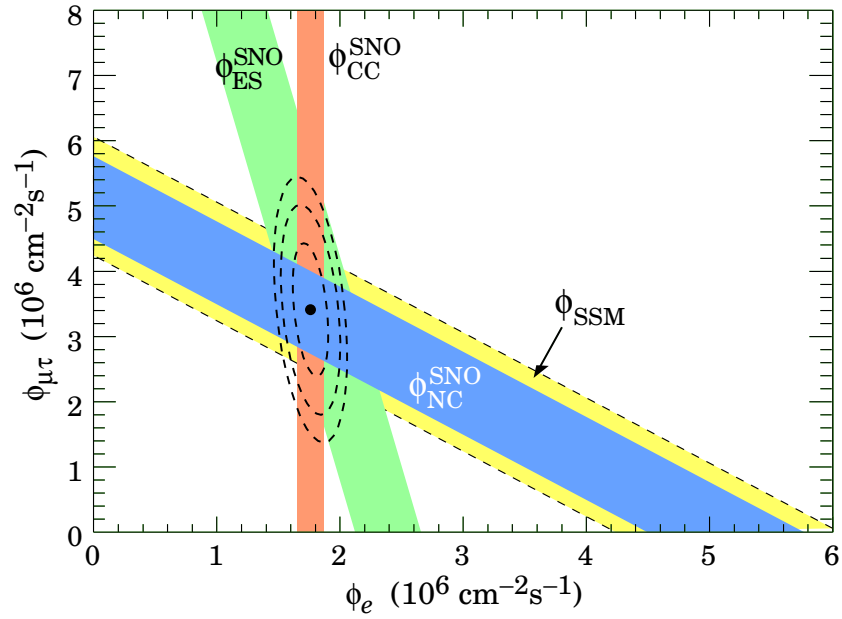


FIG. II.12 : Flux des neutrinos ν_μ et ν_τ en fonction du flux de ν_e produits par le Soleil déduits par l'expérience SNO. La bande diagonale montre le flux total de neutrinos provenant du ^8B prédit par le modèle standard du Soleil [32] en pointillés ainsi que la mesure effectuée par SNO en bleu. Les intersections de ces lignes avec les axes rendent compte des erreurs à 1σ [5].

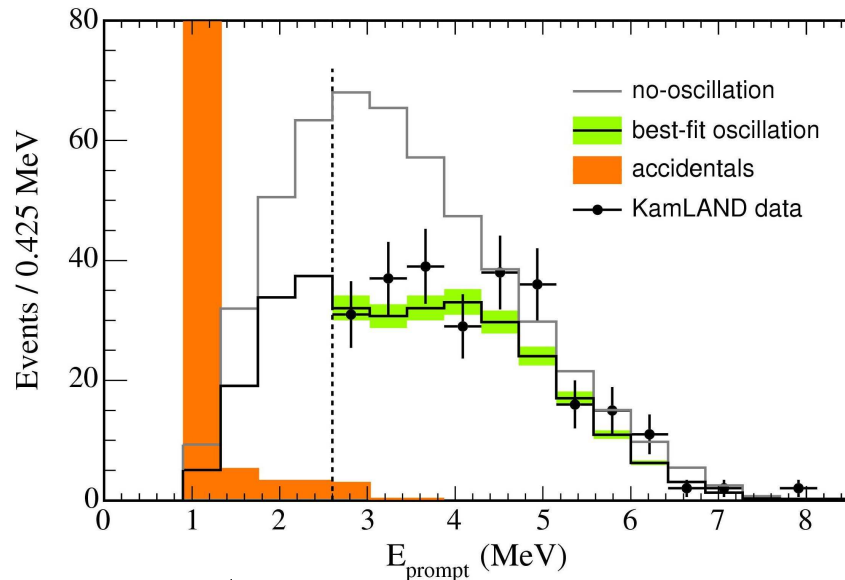


FIG. II.13 : Spectre positron (ici en fonction de l'énergie visible $E_{vis} = E_{e^+} + m_e$), issu de la réaction $\bar{\nu}_e + p \rightarrow n + e^+$, mesuré par l'expérience KamLAND située à une distance moyenne de 180 km de centrales nucléaires.

complètement moyennées et d'après (I.57),

$$P_{ee} \simeq 1 - \frac{1}{2} \sin^2(2\theta_{13}) - c_{13}^4 \sin^2(2\theta_{12}) \sin^2 \Delta_{21} . \quad (\text{II.13})$$

La mesure du flux de $\bar{\nu}_e$ permet dans ces conditions d'accéder aux trois paramètres Δm_{21}^2 , $\sin^2(2\theta_{12})$ et $\sin^2(2\theta_{13})$. L'incertitude sur l'amplitude des oscillations dans KamLAND est certes assez grande puisqu'elle contraint déjà assez peu l'angle de mélange des oscillations $\nu_1 \rightarrow \nu_2$, mais une information sur θ_{13} peut quand même être apportée grâce à l'étude de la déformation du spectre (l'effet de θ_{13} n'induit aucune déformation en énergie, juste une suppression à toute énergie et donc une anticorrélation avec l'angle θ_{12}) comme nous le verrons dans la section 2. Cette expérience donne en revanche une remarquable précision sur la fréquence des oscillations intervenant dans le secteur (1,2) et permet ainsi de montrer de manière indépendante des effets de matière intervenant au sein du Soleil que les oscillations dans le secteur (1,2) sont gouvernées par un Δm^2 de l'ordre de $8 \cdot 10^{-5} \text{ eV}^2$. Cette expérience clef ainsi que SNO ont toutes deux permis de comprendre que l'origine des déficits des neutrinos solaires provient des effets de matière rencontrés par les neutrinos électroniques au cours de leur propagation dans le Soleil. Forts de ces résultats nous allons à présent examiner d'un peu plus près les mécanismes en jeu.

Tout d'abord, comme nous l'avons vu dans la section 3, les oscillations entre saveurs font intervenir trois notions pour que les interférences entre les composantes de masses soient observables : la longueur d'oscillation, la longueur de cohérence et l'étendue de la localisation lors de la production et de la détection du neutrino. Dans le cadre des oscillations sur des échelles astronomiques comme celle intervenant dans l'étude des neutrinos produits par le Soleil, la longueur de cohérence est estimée à :

$$L_{ex}^{\text{coh}} \simeq \frac{10^{16} \text{ eV}^2}{\Delta m_{ex}^2} \sigma_{xD} . \quad (\text{II.14})$$

Si σ_{xD} est approximativement bornée (en ordre de grandeur) par l'échelle de distance inter-atomique, $\sigma_{xD} \sim 10^{-8} \text{ cm}$, et tant que l'ordre de grandeur du Δm^2 qui intervient dans les oscillations des neutrinos solaires est plus grand que 10^{-5} eV^2 , $L_{ex}^{\text{coh}} \lesssim 1 \text{ u.a.}$ et la cohérence entre les composantes de masse des neutrinos provenant du Soleil est donc perdue. Les probabilités des différents états possibles sont donc décrites par des sommes sur les intensités et non plus sur les amplitudes. Compte tenu des interactions au sein du Soleil, la cohérence entre les composantes de masse des neutrinos disparaît encore plus vite (dès que $\Delta m^2 > 10^{-8} \text{ eV}^2$, cf. appendice). Comme nous l'avons vu sur la figure II.11, moins de la moitié des neutrinos provenant du Soleil sont des ν_e . Pour expliquer une telle disparition dans le flux initial de neutrinos électroniques il est nécessaire de recourir aux effets de matière (la cohérence des oscillations étant perdue lors de la propagation entre le Soleil et la Terre, une transition de saveur dans le vide ne peut excéder 50 % du flux initial). Nous incitons le lecteur à lire attentivement l'annexe sur les effets de matière (page 193 et suivantes). Les informations qui y sont contenues aident à la bonne compréhension de ce qui suit.

Analysons les effets de matière mis en jeu. La matrice d'évolution dans la base propre des états de saveur s'écrit :

$$i\frac{d}{dt}\begin{pmatrix} \nu_e \\ \nu_\mu \\ \nu_\tau \end{pmatrix} = \left[U \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 \\ 0 & \Delta m_{12}^2/2E & 0 \\ 0 & 0 & \Delta m_{23}^2/2E \end{pmatrix} U^\dagger + \begin{pmatrix} V(t) & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \end{pmatrix} \right] \begin{pmatrix} \nu_e \\ \nu_\mu \\ \nu_\tau \end{pmatrix}, \quad (\text{II.15})$$

N'oublions pas que

$$\begin{pmatrix} \nu_e \\ \nu_\mu \\ \nu_\tau \end{pmatrix} = O_{23}\Gamma_\delta O_{13}\Gamma_\delta^\dagger O_{12} \begin{pmatrix} \nu_1 \\ \nu_2 \\ \nu_3 \end{pmatrix} \quad (\text{II.16})$$

Plaçons nous dans la base $\tilde{\nu}$ donnée par

$$\begin{pmatrix} \nu_e \\ \nu_\mu \\ \nu_\tau \end{pmatrix} = O_{23}\Gamma_\delta O_{13} \begin{pmatrix} \tilde{\nu}_1 \\ \tilde{\nu}_2 \\ \tilde{\nu}_3 \end{pmatrix}, \quad (\text{II.17})$$

l'équation d'évolution s'écrit alors [33]

$$i\frac{d}{dt}\begin{pmatrix} \tilde{\nu}_1 \\ \tilde{\nu}_2 \\ \tilde{\nu}_3 \end{pmatrix} = \left(\begin{array}{cc|c} s_{12}^2\Delta m_{12}^2/2E + c_{13}^2V(t) & s_{12}c_{12}\Delta m_{12}^2/2E & s_{13}c_{13}V(t) \\ s_{12}c_{12}\Delta m_{12}^2/2E & c_{12}^2\Delta m_{12}^2/2E & 0 \\ s_{13}c_{13}V(t) & 0 & \Delta m_{23}^2/2E + V(t)s_{13}^2 \end{array} \right) \begin{pmatrix} \tilde{\nu}_1 \\ \tilde{\nu}_2 \\ \tilde{\nu}_3 \end{pmatrix}. \quad (\text{II.18})$$

Pour des neutrinos se propageant dans le Soleil ou dans la Terre, on a $V \lesssim 2\Delta m_{12}^2 \ll 2\Delta m_{23}^2$ et comme $\sin\theta_{13} \ll 1$ nous pouvons dans une très bonne approximation négliger les coefficients (1,3) et (3,1) de la matrice d'évolution (II.18) devant le coefficient (3,3). Ceci signifie que l'évolution du troisième état propre de masse se découple des deux premiers, et en plus, les effets de matière sur le troisième sont négligeables. Comme les neutrinos solaires arrivant sur Terre sont constitués d'une somme non cohérente des composantes de masse, les probabilités de transitions s'écrivent simplement (*cf.* équations (I.48) et (II.6))

$$P_{e\alpha} = \sum_{\alpha=e,\mu,\tau} P_{ei}^\odot P_{i\alpha} = \sum_{\alpha=e,\mu,\tau} |U_{ei}^\odot|^2 |U_{i\alpha}|^2 \quad (\text{II.19})$$

L'état ν_3 n'étant quasiment pas affecté par les effets de matière dans le Soleil ou la Terre, $\nu_{3m} \simeq \nu_3$. Nous avons donc

$$P_{e3}^\odot = s_{13}^2. \quad (\text{II.20})$$

Si les neutrinos n'interagissaient pas avec la matière solaire, on aurait $P_{e1}^\odot = P_{e1} = c_{13}^2 c_{12}^2$ et $P_{e2}^\odot = P_{e2} = c_{13}^2 s_{12}^2$. La présence de matière induit une dissymétrie entre les états ν_1 et ν_2 . Dans le cadre de la solution LMA, la transition des neutrinos est adiabatique. Les états propres instantanés se propagent continûment dans le Soleil sans transition « brutale » entre eux et un ν_1^m devient un ν_1 , un ν_2^m un ν_2 ¹. $P_{e1}^\odot$ et $P_{e2}^\odot$ sont donc déterminées par la composition initiale du ν_e en ν_1^m et ν_2^m :

$$|\nu_e\rangle = \cos\theta_{12}^m |\nu_1^m\rangle + \sin\theta_{12}^m |\nu_2^m\rangle = c_{12}^m |\nu_1^m\rangle + s_{12}^m |\nu_2^m\rangle \quad (\text{II.21})$$

¹Voir mon travail de première année de thèse sur la phénoménologie des neutrinos solaires dans l'expérience Borexino pour des détails sur les propagations des neutrinos dans le Soleil ainsi que les diverses approximations effectuées ici.

θ_{12}^m et $|\nu_1^m\rangle, |\nu_2^m\rangle$ dépendent du lieu de production dans le Soleil. Les $P_{e1}^\odot$ et $P_{e2}^\odot$ sont donc

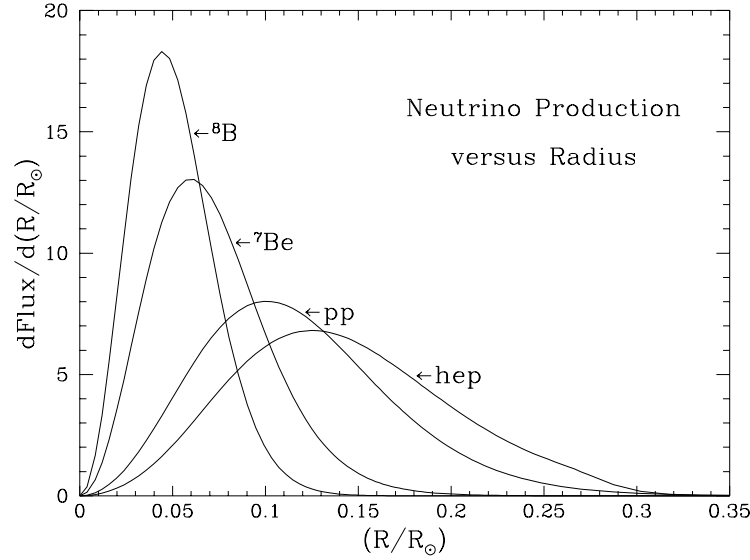


FIG. II.14 : Distributions radiales normalisées, $f(r)$, des lieux de production des neutrinos dans le Soleil.

obtenues en remplaçant θ_{12} par θ_{12}^m dans P_{e1} et P_{e2} tout en moyennant sur les différents lieux de production des neutrinos à l'intérieur du Soleil ($\langle \cos^2 \theta_{12}^m \rangle = \int_0^{R_\odot} f(r) \cos^2 \theta_{12}^m(r) dr$ où $f(r)$ est donnée sur la figure II.14 suivant la nature de la réaction ayant produit le neutrino) :

$$P_{e1}^\odot = c_{13}^2 \langle c_{12}^m \rangle \quad (\text{II.22})$$

$$P_{e2}^\odot = c_{13}^2 \langle s_{12}^m \rangle \quad (\text{II.23})$$

Les expériences réalisées à ce jour sur les neutrinos solaires ne permettent pas de distinguer les ν_μ des ν_τ . Nous avons donc besoin uniquement de $P_{ee}^\odot$ et de $P_{e\mu}^\odot + P_{e\tau}^\odot = 1 - P_{ee}^\odot$. La probabilité d'observer des ν_e le jour sur Terre est donc donnée par :

$$\begin{aligned} P_{ee}^J &= P_{e1}^\odot P_{1e} + P_{e2}^\odot P_{2e} + P_{e3}^\odot P_{3e} \\ &= c_{12}^2 c_{13}^4 \langle c_{12}^m \rangle + s_{12}^2 c_{13}^4 \langle s_{12}^m \rangle + s_{13}^4 \\ &= \frac{c_{13}^4}{2} (1 + \langle \cos(2\theta_{12}^m) \rangle) + s_{13}^4 \end{aligned} \quad (\text{II.24})$$

Attention ! Autant l'effet de s_{13}^4 est complètement négligeable dans l'équation ci-dessus (en prenant $\sin^2(2\theta_{13}) < 0.2$ on obtient $s_{13}^4 < 3 \cdot 10^{-3}$), en revanche $c_{13}^4 \simeq 1 - 2\theta_{13}^2 < 0,1$. Dans un premier temps négligeons néanmoins cet effet qui sera mis en valeur dans la section 2. D'après les équations de P_{ee}^J (II.24) et l'expression de $\cos(2\theta_{12}^m)$ (I.68) ainsi que le rapport des mesures de l'expérience SNO Φ_{CC} (II.10) et Φ_{NC} (II.11) donnant $P_{ee}^\odot$, nous

aboutissons à la solution suivante :

$$\frac{(\cos(2\theta_{12}) - 2\langle EV \rangle / \Delta m_{21}^2)^2}{\sin^2(2\theta_{12})} \simeq 0,91 \quad (\text{II.25})$$

Compte tenu que dans SNO les neutrinos détectés proviennent du ^8B , ceux-ci ont une

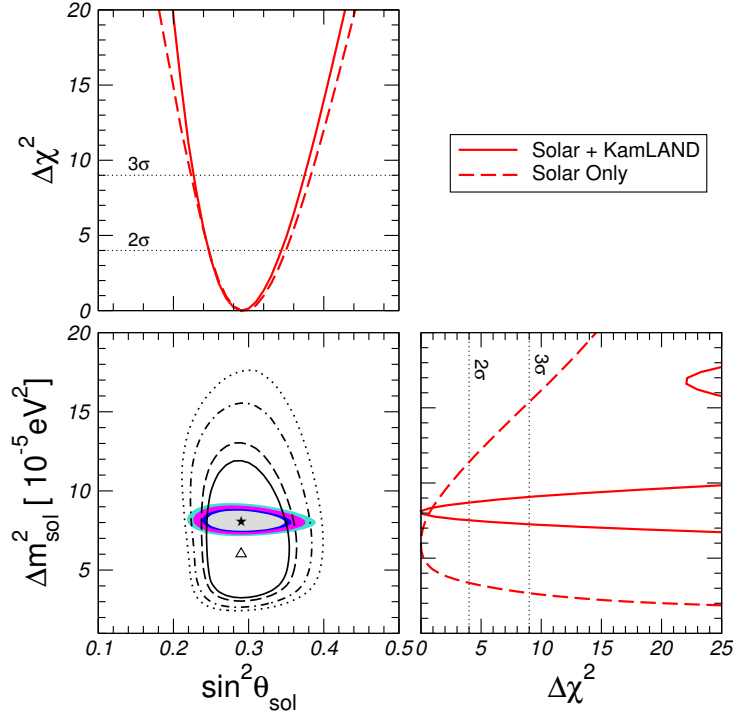


FIG. II.15 : Régions autorisées par les données des neutrinos solaires et de l'expérience KamLAND à 90 %, 95 %, 99 % et 3σ de niveau de confiance pour 2 degrés de liberté. Les régions non ombrées correspondent aux données des neutrinos solaires uniquement [34].

énergie piquée aux alentours de 7 MeV (cf. figure II.10) et sont principalement produits dans la région centrale du Soleil (cf. figure II.14) aux environs de $0,05 \times R_\odot$ où la densité est de 100 g/cm^3 (voir *appendice*), soit

$$V = \sqrt{2} G_F N_e \simeq \sqrt{2} \times 1,166 \cdot 10^{-23} \frac{100 \mathcal{N}_A}{(\hbar c [\text{eV cm}])^3} \simeq 7,6 \cdot 10^{-12} \text{ eV} \quad (\text{II.26})$$

En considérant le Δm^2 donné par KamLAND : $\Delta m_{21}^2 = 8,2 \cdot 10^{-5} \text{ eV}^2$, on trouve grâce à l'équation (II.25) : $\tan^2 \theta_{12} \simeq 0,4$. Cette démarche rapide ne constitue pas une preuve en tant que telle. Elle est juste là pour indiquer l'ordre de grandeur des paramètres et montrer le lien attendu entre les valeurs de Δm_{21}^2 et θ_{12} mesurées ainsi que la phénoménologie mise en jeu dans la transition de saveur des neutrinos provenant du Soleil. Pour une analyse détaillée sur la phénoménologie des neutrinos solaires, se référer à *l'appendice*, résumant une partie du travail que j'ai effectué pendant la première année de cette thèse. L'ajustement global de l'ensemble des résultats expérimentaux des neutrinos solaires et de l'expérience KamLAND sont illustrés sur la figure II.15 et aboutissent aux résultats suivants :

$$\Delta m_{21}^2 = 8,2_{-0,6}^{+0,5} \cdot 10^{-5} \text{ eV}^2 \quad \text{et} \quad \tan^2 \theta_{12} \simeq 0,40_{-0,07}^{+0,09}. \quad (\text{II.27})$$

1.5 Neutrinos atmosphériques : la grande différence de masses

Les rayons cosmiques primaires (protons ou noyaux) interagissent isotropiquement dans les hautes couches de l'atmosphère et produisent des pions et des kaons qui se désintègrent en muons et enfin en neutrinos. En première approximation il y a autant de mésons positifs que négatifs dans la chaîne de réactions induites :

$$\begin{aligned} \pi^+ &\rightarrow \mu^+ + \nu_\mu \\ \text{et } \mu^+ &\rightarrow e^+ + \nu_e + \bar{\nu}_\mu \quad (\text{II.28}) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \pi^- &\rightarrow \mu^- + \bar{\nu}_\mu \\ \text{et } \mu^- &\rightarrow e^- + \bar{\nu}_e + \nu_\mu \quad (\text{II.29}) \end{aligned}$$

C'est l'ensemble des neutrinos produits qui sont appelés « neutrinos atmosphériques ». En fonction du point d'interaction dans l'atmosphère, au-dessus du détecteur ou aux antipodes, la distance parcourue par les neutrinos entre leur point de production et leur détection varie entre 15 et 13 000 km.

Selon l'énergie du neutrino, compte tenu des dimensions des détecteurs, les interactions sont intégralement ou partiellement contenues dans le détecteur. Il est d'usage de distinguer plusieurs classes d'événements (voir figure II.17). Les événements intégralement contenus dans le détecteur sont distingués suivant leur énergie (*sous-GeV* ou *multi-GeV*), le nombre d'anneaux Čerenkov reconstruits (*simple-anneau* ou *multi-anneaux*), leur nature électronique ou muonique. Les événements muoniques présentent deux classes intéressantes : ceux traversant le détecteur et ceux arrêtés à l'intérieur. Les événements contenus que partiellement ne sont pas distingués dans l'analyse. Pour davantage de détails, consulter [35].

Quel que soit le point d'interaction, compte tenu de l'isotropie des interactions des rayons cosmiques dans l'atmosphère, les flux montant et descendant de neutrinos traversant le détecteur doivent être égaux. Un simple comptage des neutrinos dans les équations (II.28) et (II.29) indique l'ordre de grandeur attendu du contenu en saveurs :

$$\frac{\nu_\mu + \bar{\nu}_\mu}{\nu_e + \bar{\nu}_e} \simeq 2 \quad \text{étant donné que } \nu/\bar{\nu} \simeq 1 \quad (\text{II.30})$$

Super-Kamiokande a mesuré une proportion de saveurs différente de celle-ci. Ce résultat est exprimé sous forme du rapport, R , entre le contenu en saveur mesuré $\left(\frac{\nu_\mu + \bar{\nu}_\mu}{\nu_e + \bar{\nu}_e}\right)_{\text{données}}$ sur celui prédit par les simulations Monte Carlo (sans changement de saveur) $\left(\frac{\nu_\mu + \bar{\nu}_\mu}{\nu_e + \bar{\nu}_e}\right)_{\text{MC}}$ [35] :

$$R_{\text{sous-GeV}} = 0,658 \pm 0,016 \text{ (stat.)} \pm 0,035 \text{ (syst.)} \quad (\text{II.31})$$

$$R_{\text{multi-GeV+PC}} = 0,702^{+0,032}_{-0,030} \text{ (stat.)} \pm 0,101 \text{ (syst.)} . \quad (\text{II.32})$$

Un grand désaccord à plus de 8σ (équation (II.31)) est présent avec la simulation lorsque

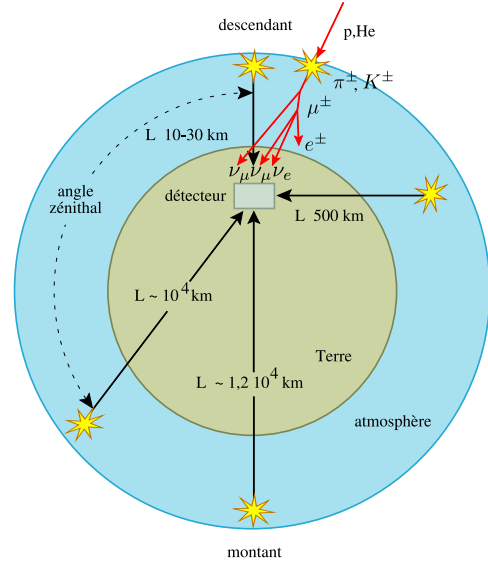


FIG. II.16 : Schéma de production et propagation des neutrinos atmosphériques.

les oscillations de neutrinos ne sont pas prises en compte. Si celles-ci sont intégrées dans le Monte Carlo, le meilleur accord est obtenu pour un Δm^2 entre 10^{-3} et 10^{-2} eV².

De nombreuses études ont été effectuées sur les données des neutrinos atmosphériques de Super-Kamiokande [35] : résolution angulaire, dépendance azimuthale, zénithale, *etc.* Une asymétrie conséquente a été observée sur le taux de μ à haute énergie. L'angle zénithal θ_Z est corrélé à la distance L que les neutrinos parcourent entre le point de production dans l'atmosphère et le détecteur II.16. S'il n'y avait pas d'oscillation de saveur, le nombre d'électrons (muons) détectés dans la gamme multi-GeV ($E \geq 1,3$ GeV) devrait satisfaire à l'égalité suivante :

$$N_l(\cos \theta_z) = N_l(-\cos \theta_z) \quad (l = e, \mu) \quad (\text{II.33})$$

Comme nous pouvons le constater sur la figure II.17 les nombres d'événements électrons sous-GeV et multi-GeV observés sont en bon accord avec cette relation. En revanche, les nombres d'événements muons sous-GeV et multi-GeV avec $P > 400$ MeV/c exhibent une différence prononcée avec l'égalité des flux ascendant et descendant exprimés sous la forme [35] :

$$\frac{M}{D} = \frac{\text{Flux montant de } \nu_\mu \ (-1, 0 < \cos \theta_z < 0, 2)}{\text{Flux descendant de } \nu_\mu \ (0, 2 < \cos \theta_z < 1, 0)} \quad (\text{II.34})$$

$$\left(\frac{M}{D}\right)_{\text{sous-GeV, } P > 400 \text{ MeV/c}} = 0,670_{-0,034}^{+0,035} (\text{stat.}) \pm 0,012 (\text{syst.}) \quad (\text{II.35})$$

$$\left(\frac{M}{D}\right)_{\text{multi-GeV} + \text{PC}} = 0,551_{-0,033}^{+0,035} (\text{stat.}) \pm 0,004 (\text{syst.}) \quad (\text{II.36})$$

Le rapport (M/D) multi-GeV des muons diffère de 1 à plus de 12σ . La conversion de saveur explique ce déficit. Super-Kamiokande n'est sensible qu'aux neutrinos d'énergie inférieure à quelques dizaines de GeV. En nous plaçant dans le cadre de la hiérarchie normale (HN) (les conventions A et B sont alors équivalentes) : $\Delta m_{21}^2 = \Delta m_\odot^2$ et $\Delta m_{32}^2 = \Delta m_{\text{atm}}^2$. Pour les rapports L/E appropriés aux observations des neutrinos atmosphériques, les Δm^2 qui sont accessibles sont situés entre 10^{-4} eV² et 10 eV². Ainsi $\Delta m_{21}^2 (L/E)_{\text{atm}} \ll 1$ dans la majorité des cas excepté pour les neutrinos atmosphériques de basse énergie provenant de l'autre côté de la Terre. En première approximation, on peut donc négliger la contribution en Δm_{21}^2 dans les probabilités de transition :

$$P_{e\mu} \simeq s_{23}^2 \sin^2(2\theta_{13}) \sin^2 \Delta_{32} \quad (\text{II.37})$$

$$P_{\mu\tau} \simeq c_{13}^4 \sin^2(2\theta_{23}) \sin^2 \Delta_{32} \quad (\text{II.38})$$

Les oscillations des neutrinos atmosphériques dépendent donc principalement des trois paramètres : Δm_{32}^2 , s_{23} et s_{13} . Compte tenu des résultats des expériences Chooz et

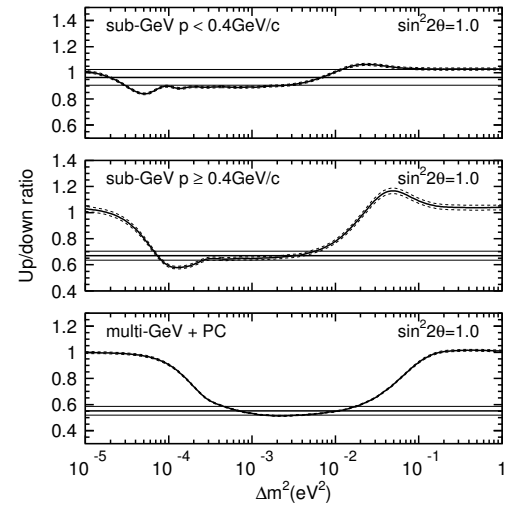


FIG. II.18 : Rapport des événements de type muonique ascendant et descendant en fonction de Δm_{atm}^2 pour un angle de mélange maximal [35].

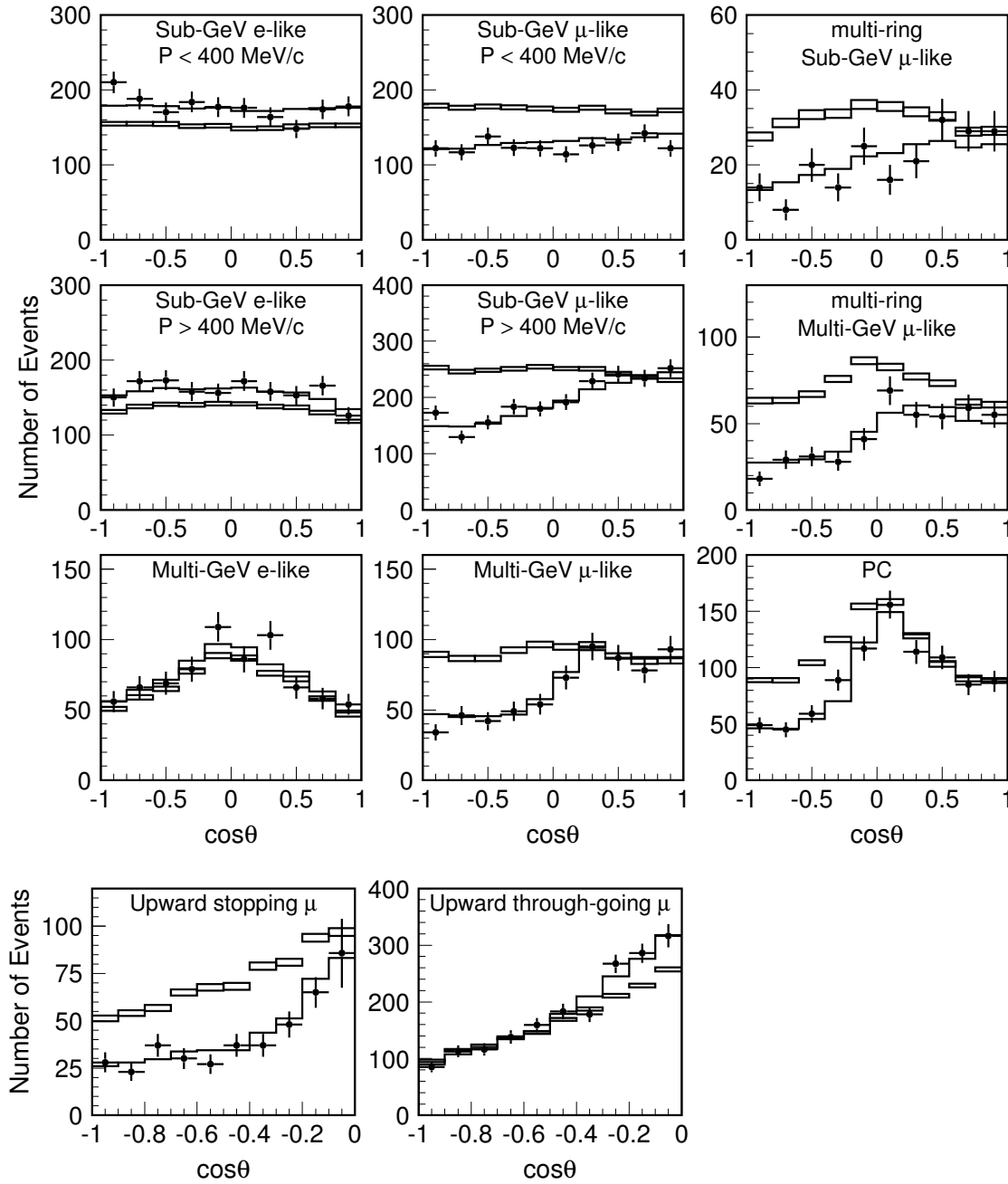


FIG. II.17 : Distributions zénithales pour les événements simple-anneau intégralement contenus, les événements multi-anneaux, les événements partiellement contenus et les muons ascendants. Les points montrent les données recueillies par Super-Kamiokande, tandis que les histogrammes présentent les simulations Monte Carlo sans oscillations, et les lignes illustrent les meilleurs ajustements en présence d'oscillations $\nu_\mu \leftrightarrow \nu_\tau$ avec $\sin^2(2\theta) = 1.00$ et $\Delta m^2 = 2,1 \times 10^{-3} \text{ eV}^2$. La hauteur des boîtes des histogrammes indique l'erreur statistique dans les Monte Carlo [35].

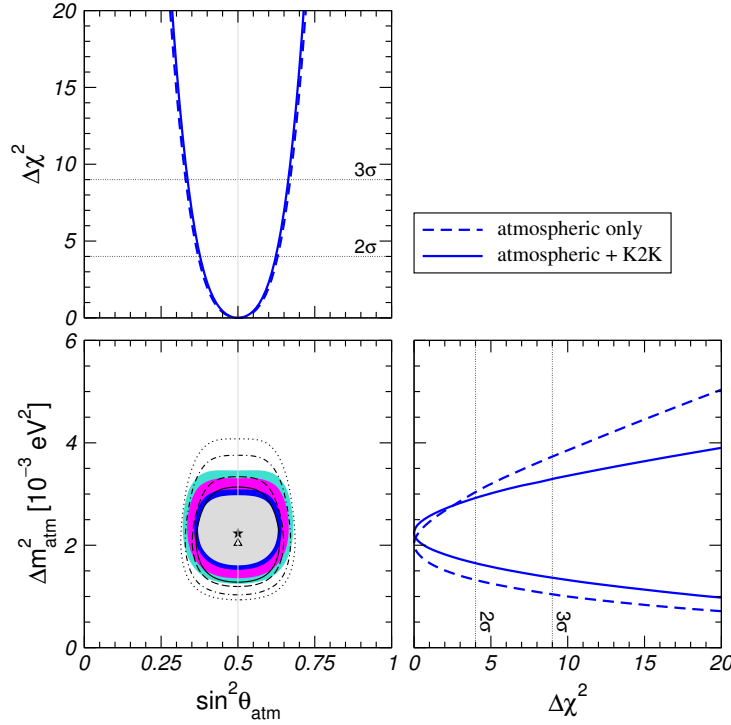


FIG. II.19 : Régions autorisées dans le plan $(\sin^2(\theta_{atm}, \Delta m_{atm}^2))$ à 90 %, 95 %, 99 %, and 3σ de niveau de confiance pour 2 degrés de liberté. Les régions délimitées par les lignes correspondent aux données des neutrinos atmosphériques uniquement, tandis que pour les surfaces colorées, les données de K2K y ont été incluses. Le meilleur ajustement des données des neutrinos atmosphériques (ainsi que K2K) est marqué par un triangle (une étoile). Les vallées de $\Delta\chi^2$ sont aussi illustrées en fonction de $\sin^2\theta_{atm}$ et de Δm_{atm}^2 , χ^2 minimisés par rapport aux paramètres non représentés [34].

Palo Verde (II.9), les transitions $\nu_e \rightarrow \nu_\mu$ sont négligeables, et le déficit observé dans Super-Kamiokande s'explique avec la probabilité (II.38). À 90 % de confiance, les paramètres d'oscillation sont dans les domaines :

$$1,6 \times 10^{-3} \leq \Delta m_{32}^2 \leq 3,9 \times 10^{-3} \text{ eV}^2, \quad \sin^2(2\theta_{32}) > 0,92. \quad (\text{II.39})$$

Et les meilleurs ajustements des paramètres sur les données sont

$$\Delta m_{32}^2 = 2,5 \times 10^{-3} \text{ eV}^2, \quad \sin^2(2\theta_{23}) = 1,0. \quad (\text{II.40})$$

Les résultats de la première expérience longue portée sur faisceau, K2K, ont été publiés récemment [36]. Cette expérience recherchait les oscillations de neutrinos du domaine du Δm_{atm}^2 dans un faisceau initial de ν_μ produit par les désintégrations des pions fruits des collisions de protons de 12 GeV sur cible fixe auprès de l'accélérateur de protons de KEK. Ces neutrinos d'une énergie moyenne de 1,3 GeV étaient dirigés vers le détecteur Super-Kamiokande situé à 250 km de là. Elle a permis de mesurer la probabilité de survie des ν_μ :

$$P(\nu_\mu \rightarrow \nu_\mu) \simeq 1 - (c_{13}^4 \sin^2 2\theta_{23} + s_{23}^2 \sin^2 2\theta_{13}) \sin^2 \Delta_{32}. \quad (\text{II.41})$$

Les meilleurs ajustement pour les paramètres d'oscillation sont

$$\Delta m_{32}^2 = 2,8 \cdot 10^{-3} \text{ eV}^2, \quad \sin^2(2\theta_{23}) = 1. \quad (\text{II.42})$$

Ces valeurs sont en accord avec les valeurs des paramètres d'oscillation obtenues dans l'analyse des données des neutrinos atmosphériques de Super-Kamiokande. K2K confirme l'oscillation observée dans la mesure des neutrinos atmosphériques.

1.6 Neutrinos issus de réacteurs

Dès l'invention du neutrino, les physiciens ont eu l'idée d'utiliser les centrales nucléaires comme source artificielle abondante de neutrinos. La réaction de désintégration β inversée

$$\bar{\nu}_e + p \rightarrow n + e^+, \quad (\text{II.43})$$

a constitué le point d'origine de plus de vingt années d'expériences auprès des réacteurs. C'est ainsi que les $\bar{\nu}_e$ ont été mis en évidence par Reines et Cowan en 1953 [37]. La même réaction est utilisée dans KamLAND. Nous détaillerons plus longuement ce type d'expériences dans les chapitres qui suivent. Nous résumons ici simplement les résultats de l'expérience Chooz.

Les antineutrinos produits par les centrales nucléaires peuvent se convertir dans les deux autres saveurs. Cependant l'énergie des neutrinos émis ne dépasse guère la dizaine de MeV. Il est donc impossible de détecter ces $\bar{\nu}_\mu$ et $\bar{\nu}_\tau$ par courants chargés. L'idée principale des expériences sur neutrinos issus de réacteurs repose donc sur la détection des $\bar{\nu}_e$. La probabilité de survie (*i.e.* de disparition) de ces neutrinos est donnée par la relation (I.57) :

$$\begin{aligned} P_{ee} = & 1 - 4 \sin^2 \theta_{13} \cos^2 \theta_{13} \sin^2 \Delta_{31} - \cos^4 \theta_{13} \sin^2(2\theta_{12}) \sin^2 \Delta_{21} \\ & + 2 \sin^2 \theta_{13} \cos^2 \theta_{13} \sin^2 \theta_{12} (\cos(\Delta_{31} - \Delta_{21}) - \cos \Delta_{31}) \end{aligned} \quad (\text{II.44})$$

Étant données les échelles des Δm_{atm}^2 et $\Delta m_{\odot}^2$ intervenant dans cette équation, il y a essentiellement deux types d'expériences neutrinos réacteur :

- celles du type KamLAND situées à une distance typique de l'ordre de 100 km pour lesquelles cette probabilité de survie se résume à l'expression (II.13) :

$$P_{ee} \simeq 1 - \frac{1}{2} \sin^2(2\theta_{13}) - c_{13}^4 \sin^2(2\theta_{12}) \sin^2 \Delta_{21} ;$$

- et celles du type Chooz situées à une distance typique de l'ordre de 1 km pour lesquelles cette probabilité de disparition s'écrit :

$$P_{ee} \simeq 1 - \sin^2(2\theta_{13}) \sin^2(\Delta_{31}) - \alpha^2 \cos^4 \theta_{13} \sin^2(2\theta_{12}), \quad (\text{II.45})$$

où $\alpha = \Delta m_{21}^2 / \Delta m_{31}^2 \simeq 3 \cdot 10^{-2}$.

L'expérience de Chooz consistait en un détecteur de 5 tonnes composé de liquide scintillant dans lequel les neutrinos étaient détectés par la réaction inverse (II.43) qui possède un seuil en énergie de $E_{\text{seuil}} = 1,8 \text{ MeV}$. L'énergie du neutrino est ensuite déduite à l'aide de celle du positron : $E_\nu = E_{e^+} - 1,293 \text{ MeV}$. Cette expérience a observé un flux d'antineutrinos électroniques à une distance d'environ 1 km en accord avec celui prédit

sans oscillation avec les données de la centrale et les modèles théoriques :

$$\frac{N_{\text{observé}}^{\text{CHOOZ}}}{N_{\text{attendu}}^{\text{CHOOZ}}} = 1,01 \pm 0,04, \quad (\text{II.46})$$

Chooz était une expérience de mesure de disparition de $\bar{\nu}_e$ sur réacteur [39, 38, 40]. En dépit de ce résultat qui pourrait sembler négatif, l'observation faite par Chooz est très importante, puisqu'elle montre que les oscillations des ν_e à l'échelle d'écart de masses Δm_{atm}^2 sont très faibles. La figure II.20 montre les contours d'exclusion apportés par l'expérience Chooz accordés avec les régions permises par Kamiokande (prédécesseur de Super-Kamiokande) pour les transitions $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$ [41]. Les surfaces sur la droite des courbes sont exclues. Puisque les régions autorisées de Kamiokande résident dans une partie du domaine exclu par Chooz, la disparition des ν_μ observée dans Kamiokande puis Super-Kamiokande ne peut pas s'expliquer comme une oscillation de ν_μ en ν_e , d'ailleurs défavorisée par les données plus récentes de Super-Kamiokande. La collaboration de Super-Kamiokande n'a donc pas fourni de contours d'exclusion pour le canal $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$ et la collaboration de Chooz a donc comparé ses contours avec ceux de Kamiokande. Il est également à noter que les résultats de Chooz ont été confirmés avec une précision moindre par l'expérience Palo Verde [42].

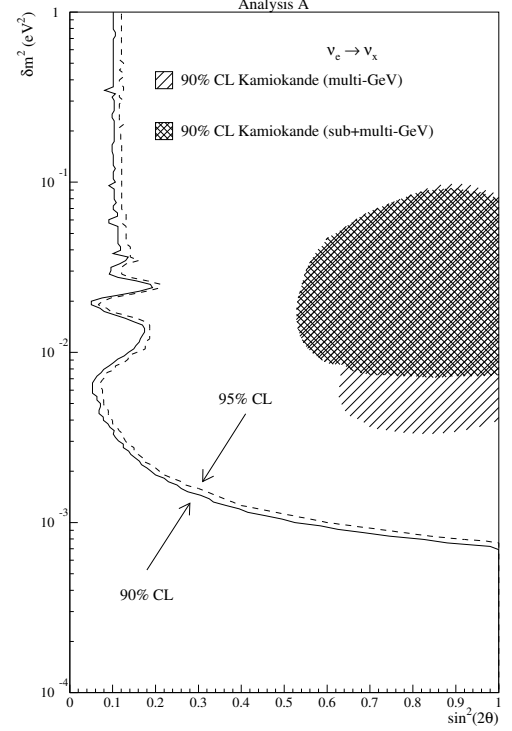


FIG. II.20 : Limite d'exclusion $\bar{\nu}_e \rightarrow \bar{\nu}_e$ donné par l'expérience Chooz [38].

2 Bilan des analyses globales d'oscillations de saveur

Toutes les analyses des données étaient jusqu'à très récemment encore effectuées dans le cadre des approximations à deux saveurs. Ces approximations sont valides (principalement dans le cas des neutrinos atmosphériques) compte tenu de la hiérarchie observée ($\Delta m_{\odot}^2 \ll \Delta m_{\text{atm}}^2$), de la petitesse de U_{e3} et de la précision des effets recherchés dans les mesures des paramètres d'oscillations. Nous avons à présent dépassé le stade de la « découverte » des oscillations de saveurs dans le secteur des leptons et nous allons vers des mesures de précision (figure II.21). Il faut savoir que les effets à trois saveurs peuvent modifier les probabilités jusqu'à environ 10 % (surtout pour les neutrinos solaires et les antineutrinos détectés dans l'expérience KamLAND) et la recherche de violation de CP ne peut se faire que dans un formalisme complet à trois générations. L'incertitude la plus grande dans les probabilités provient actuellement de la méconnaissance de θ_{13} . L'incertitude de la probabilité de survie P_{ee} due aux effets de matière est de l'ordre de quelques pourcents, du même ordre que les effets de $\theta_{13} \neq 0$!

En ce qui concerne les oscillations des neutrinos solaires, ceux-ci oscillent entre les ν_e produits initialement et un état moyen $|\nu_x\rangle = c_{23}|\nu_\mu\rangle - s_{23}|\nu_\tau\rangle$ de sorte que les ν_e

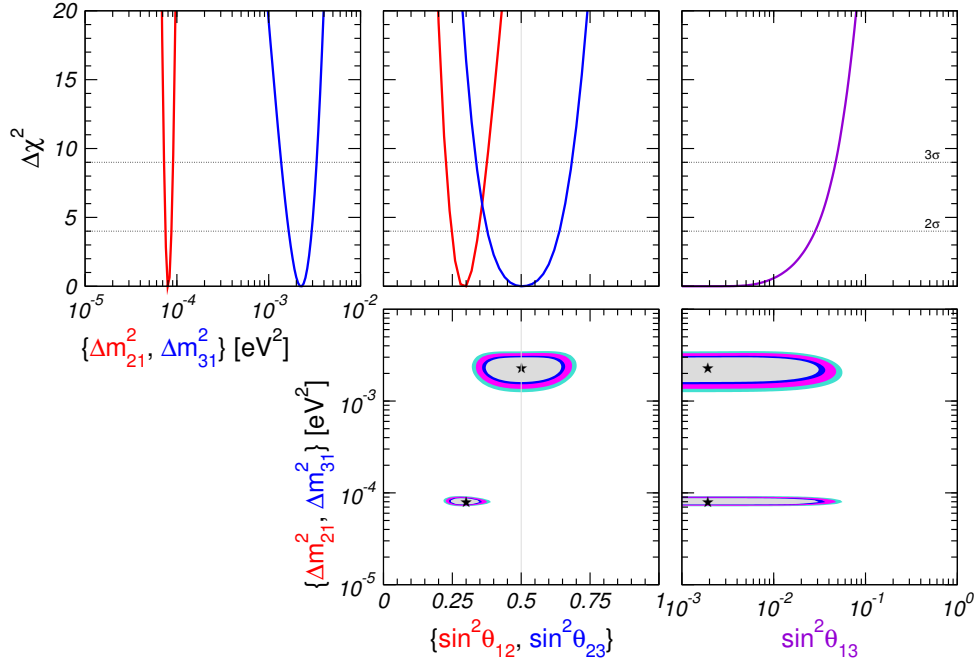


FIG. II.21 : Bilan des analyses à trois neutrinos. Projections des différentes régions permises à 90 %, 95 %, 99 % et 3σ pour deux degrés de liberté déduites à partir de l'analyse de toutes les données de neutrinos ainsi que les vallées de $\Delta\chi^2$ correspondantes en fonction des paramètres $\sin^2\theta_{12}$, $\sin^2\theta_{23}$, $\sin^2\theta_{13}$, Δm_{21}^2 et Δm_{31}^2 minimisées par rapport aux paramètres non montrés.

oscillent en une superposition de ν_μ et ν_τ avec des poids égaux : $P_{e\mu}/P_{e\tau} \simeq c_{23}^2/s_{23}^2 \simeq 1$ puisque $\theta_{23} \simeq 45^\circ$. Dans le cas des oscillations des neutrinos atmosphériques, celles-ci sont régies essentiellement par le canal $\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau$. Dans le cas de l'approximation à deux saveurs ν_μ , ν_τ , il n'y a pas d'effet de matière possible. Dans le cas à trois saveurs, il y a une très faible sensibilité au signe Δm_{31}^2 . Les canaux sous-dominants $\nu_e \rightarrow \nu_\mu, \nu_\tau$ contribuent aux événements de type muons, et sont difficiles à observer car masqués par l'oscillation dominante $\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau$. Dans l'approximation à deux saveurs (équivalente à l'hypothèse $\Delta m_{21}^2 \rightarrow 0$ ou encore $s_{13} \rightarrow 0$), il y a une conspiration entre les termes de transitions qui ne modifient que très légèrement la quantité d'événements de type électrons. Cet effet est dû à la composition particulière des neutrinos atmosphériques : il y a deux fois plus de ν_μ que de ν_e initialement, mais comme l'angle de mélange θ_{23} est très proche de l'angle maximal (45°), $c_{23}^2 \simeq s_{23}^2 \simeq 1/2$ et les deux effets se compensent au premier ordre ce qui ne modifie pas la quantité d'événements électrons. Cependant il y a un terme d'interférence entre ν_μ et ν_e qui est proportionnel à $\sin^2\theta_{13}$ qui peut en partie expliquer l'excès de candidats électrons en dessous du GeV. Néanmoins ce surplus d'événements n'est pas complètement expliqué de cette manière et il s'agit peut-être bien d'une indication potentielle que θ_{23} n'est pas tout à fait maximal [43, 44, 45].

En résumé, θ_{13} est l'angle le moins connu des paramètres de mélange de la matrice leptonique MNSP. Sa connaissance pourrait permettre discriminer certains modèles de masse des neutrinos, et elle constitue le passage obligé pour l'étude de la violation de CP (ou de T) dans le secteur des leptons. La hiérarchie de masse du secteur des neutrinos n'étant pas encore déterminée, il est important pour mesurer le signe de Δm_{32}^2 (qui est également celui de Δm_{31}^2) dans les futures expériences longue portée et double- β . Pour parvenir à cela, il est nécessaire d'accéder à la valeur de θ_{13} . Comme nous venons de

le voir, θ_{13} gouverne les oscillations sous-dominantes des neutrinos atmosphériques dans le domaine multi-GeV, et agit en interférence dans le domaine sous-GeV. Ce paramètre gouverne les effets de matière dans la Terre pour les oscillations de neutrinos provenant des supernovæ et constitue l'unique opportunité de voir l'effet MSW « canonique » (forte modification des probabilités par effet de matière avec un petit angle de mélange). Il régit également les potentielles oscillations « *paramétriques* » engendrées par le passage abrupt entre le cœur et le manteau terrestre [46]. Et enfin l'effet de θ_{13} peut atteindre 10 % sur les probabilités mesurées dans les expériences de neutrinos solaires et dans KamLAND, point que nous allons détailler à présent.

3 Tirer le maximum d'information sur l'inconnu : θ_{13}

Dans l'analyse des oscillations des neutrinos solaires nous avons en première approximation négligé l'effet de θ_{13} dans l'analyse des résultats. Compte tenu des incertitudes sur tous les effets intervenant dans la propagation des neutrinos entre le cœur du Soleil et la Terre, il est difficile d'accéder à θ_{13} directement à partir de l'étude de la probabilité de survie $P_{ee}^\odot$. Il y a d'autre part un effet encore plus sensible à θ_{13} dans l'étude des neutrinos solaires. Il s'agit de l'effet de régénération dans la Terre. La nuit, les neutrinos traversent la Terre et peuvent donc subir des effets de matière en son sein :

$$P_{ee}^N = P_{e1}^\odot P_{1e}^\oplus + P_{e2}^\odot P_{2e}^\oplus + P_{e3}^\odot P_{3e}^\oplus \quad (\text{II.47})$$

où les $P_{ie}^\oplus$ décrivent les probabilités de transition dans la Terre. Notons bien que $\sum_i P_{ie} = \sum_i P_{ie}^\oplus = 1$. Comme l'état ν_3 est quasiment insensible aux effets de matière, $P_{3e} = P_{3e}^\oplus = \sin^2 \theta_{13}$. De ce fait,

$$P_{1e}^\oplus - P_{1e} = -(P_{2e}^\oplus - P_{2e}) \quad (\text{II.48})$$

qui amène

$$P_{ee}^N - P_{ee}^J = (P_{e2}^\odot - P_{e1}^\odot)(P_{2e}^\oplus - P_{2e}) = -c_{13}^2 \langle \cos(2\theta_{12}^m) \rangle (P_{2e}^\oplus - P_{2e}) . \quad (\text{II.49})$$

Pendant la majeure partie de l'année, les neutrinos provenant du Soleil traversent uniquement le manteau qui peut être considéré de densité constante en première approximation. L'équation (II.49) se réécrit alors :

$$P_{ee}^J - P_{ee}^N = \frac{EV}{\Delta m_{12}^2} c_{13}^6 \langle \cos(2\theta_{12}^m) \rangle \sin^2(2\theta_{12}) \sin^2 \left(\frac{\Delta m_{12}^2 L}{4E} \right) . \quad (\text{II.50})$$

On en déduit donc que l'asymétrie jour/nuit, souvent quantifiée par l'expression suivante

$$A_{\text{JN}} = 2 \frac{P_{ee}^N - P_{ee}^J}{P_{ee}^N + P_{ee}^J} \quad (\text{II.51})$$

est proportionnelle à c_{13}^2 . Il y a donc une corrélation entre l'amplitude de c_{13} et celle de l'asymétrie jour/nuit [47]. Cet effet intéressant est présenté sur les figures II.22 La figure en haut à gauche donne l'amplitude de l'asymétrie jour/nuit mesurée dans Super-Kamiokande $2,1\% \pm 2,0\%$ (stat.) $\pm 1,3\%$ (syst.) [49] ainsi que sa prédiction théorique

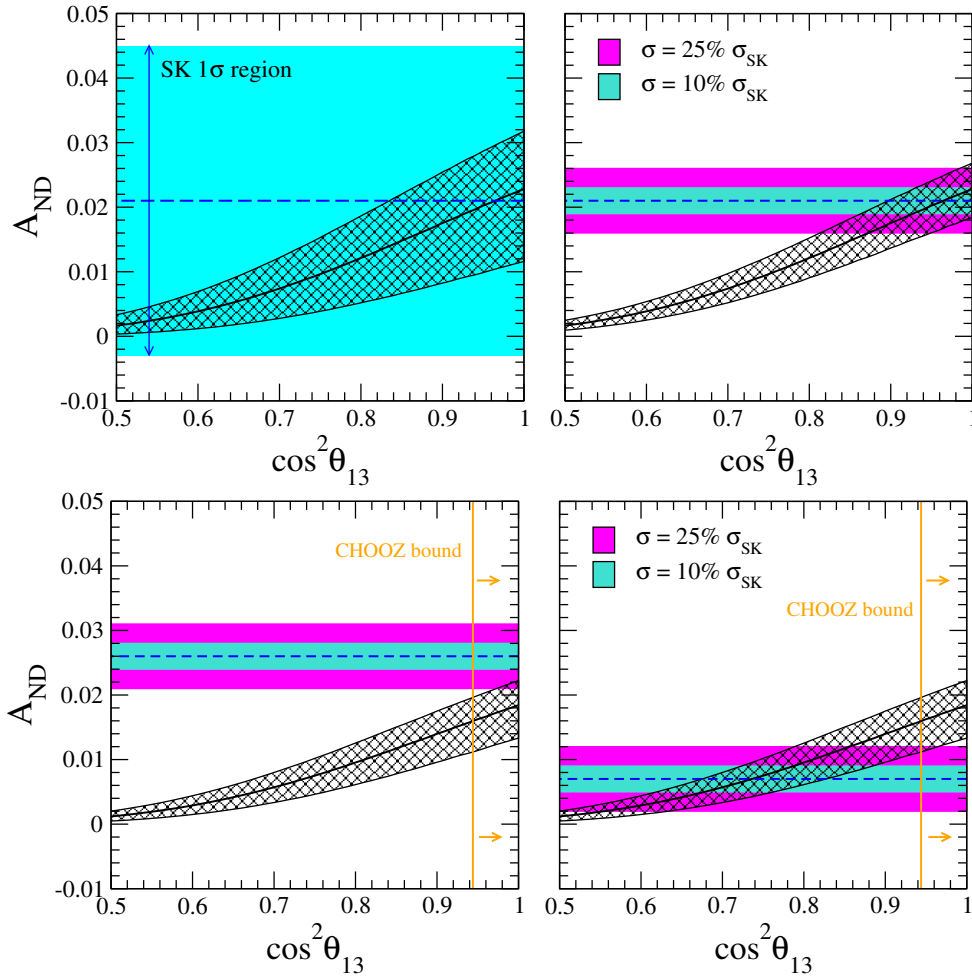


FIG. II.22 : Asymétries jour/nuit dans les oscillations de neutrinos solaires dans le cadre du formalisme à trois saveurs en fonction de l'angle de mélange θ_{13} . Le graphique en haut à gauche présente l'état actuel de nos connaissances tandis que celui de droite montre la sensibilité déduite dans les futures expériences Čerenkov en supposant la même valeur moyenne d'asymétrie que celle mesurée actuellement [33]. Les deux autres graphiques du dessous illustrent ce qu'il pourrait se passer si une valeur moyenne différente de A_{JN} était observée dans ces futures expériences. La sensibilité en θ_{13} dépend alors de manière cruciale de la valeur moyenne mesurée de A_{JN} [48].

basée sur les données actuelles des neutrinos solaires [50]. La bande horizontale correspond à l'incertitude actuelle à 1σ de la mesure de l'asymétrie jour/nuit, tandis que la région hachurée montre la région à 3σ induite par la détermination globale des paramètres d'oscillation. Il est évident que la faible précision avec laquelle est déterminée l'asymétrie actuellement n'apporte pas beaucoup de contrainte sur la valeur de θ_{13} qui est fixée par les expériences de neutrinos réacteur Chooz et Palo Verde. Cependant la corrélation directe entre θ_{13} et l'asymétrie prédite dans les graphiques du bas de la figure II.22 peut être utilisée pour fournir une estimation du niveau auquel pourra être sondé ce paramètre dans les futures expériences $\check{\text{C}}\text{erenkov}$ sur les neutrinos solaires (Mégatonne). La sensibilité de ces expériences dépendra de manière critique de la valeur centrale et des erreurs sur la mesure de A_{JN} .

Discutons à présent de l'amélioration qu'apporte KamLAND sur la limite sur θ_{13} suite aux derniers résultats présentés lors de la conférence *Neutrino 2004* [51]. La probabilité de survie des antineutrinos électroniques dans KamLAND est donnée par la formule déjà introduite dans la section 1.4, l'équation (II.13) :

$$P_{ee} \simeq 1 - \frac{1}{2} \sin^2(2\theta_{13}) - c_{13}^4 \sin^2(2\theta_{12}) \sin^2 \Delta_{21} . \quad (\text{II.52})$$

La prise en compte de $\theta_{13} \neq 0$ dans cette expression conduit à un spectre en énergie moins déformé que dans le cas $\theta_{13} = 0$. Il devient alors plus difficile d'ajuster les bords du spectre II.13 (basse et haute énergie) avec le surplus d'événements mesurés au centre. Il apparaît clairement sur (II.13) que $\sin^2(2\theta_{13}) > 0$ amoindrit le terme oscillant pour une valeur moyenne de P_{ee} donnée. En fait si l'ajustement est effectué sans contraindre $\sin^2(2\theta_{13})$ à être positif, une analyse statistique montre (*cf.* figure II.23) que le meilleur ajustement est obtenu pour des valeurs négatives de $\sin^2(2\theta_{13})$. D'autre part le fait d'autoriser également le facteur c_{13}^4 à dépasser la valeur 1 renforce l'importance du terme oscillant vis-à-vis du terme constant en $1 - \frac{1}{2} \sin^2(2\theta_{13})$. Ce comportement illustre que la contrainte sur θ_{13} peut être assez forte si l'analyse est restreinte à la région physique des paramètres. Le graphique de droite de la figure II.23 illustre pourquoi la combinaison des informations sur les neutrinos solaires et des derniers résultats de KamLAND conduisent à une amélioration notable de la limite sur θ_{13} apportée par l'expérience Chooz. Sur cette figure nous pouvons remarquer qu'accroître la valeur de $\sin^2 \theta_{13}$ peut être compensé dans une certaine mesure par la décroissance de $\sin^2 \theta_{12}$. Cependant, ceci est en contradiction avec les données des neutrinos solaires qui contraignent fermement la limite inférieure sur $\sin^2 \theta_{12}$ en raison du mécanisme totalement différent de conversion de saveur impliqué (les effets de matière dans le Soleil). L'analyse combinée des résultats de KamLAND et des observations des neutrinos solaires aboutit donc essentiellement à l'intersection des deux régions autorisées et améliore donc la limite fournie par l'expérience Chooz sur la valeur de $\sin^2(2\theta_{13})$. Cependant, compte tenu des erreurs statistiques et systématiques de KamLAND, ce résultat ne sera pas amélioré à l'avenir par cette expérience et la limite est plutôt relativement molle : elle passe de $\sin^2 \theta_{13} < 0,022$ à 90 % de confiance à $\sin^2 \theta_{13} < 0,047$ à 3σ qui est essentiellement la limite imposée par Chooz. Améliorer la précision sur la connaissance de θ_{13} doit donc passer par des expériences spécifiques dédiées à cette étude.

Un résumé de la connaissance actuelle des paramètres des neutrinos est donné dans le tableau II.1, ainsi que les projets prévus dans un futur proche qui en amélioreront l'étendue. L'angle de mélange θ_{13} , la phase de violation CP de Dirac, δ_{CP} , le signe de Δm_{31}^2 sont tous trois encore indéterminés. Leurs recherches et mesures seront les objectifs principaux

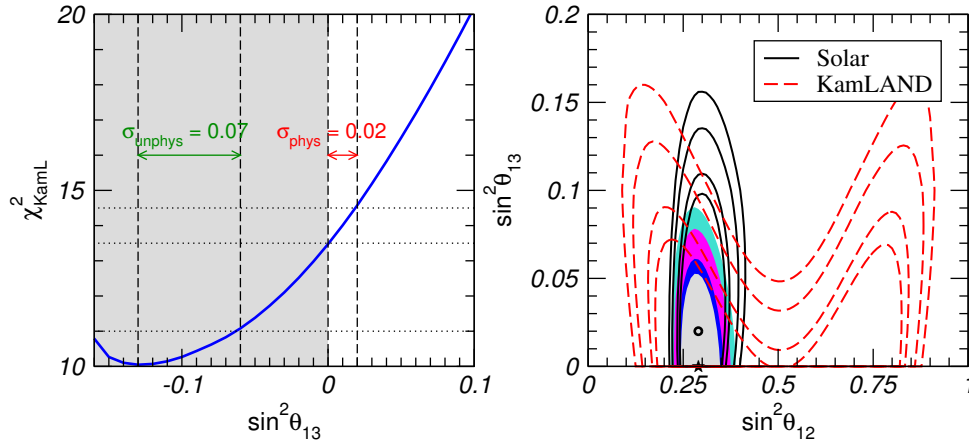


FIG. II.23 : *KamLAND et θ_{13} . À gauche, χ^2 des données de KamLAND en fonction de $\sin^2(2\theta_{13})$ montrant la région non physique pour $\sin^2(2\theta_{13}) < 0$. À droite, régions permises à 90 %, 95 %, 99 % et 3σ de $\sin^2(2\theta_{13})$ et $\sin^2(2\theta_{12})$ (2 degrés de liberté) pour $\Delta m_{\odot}^2$ fixé à $8,1 \cdot 10^{-5} \text{ eV}^2$ tirées des données de KamLAND (en pointillés), des données solaires (lignes solides), et de leurs combinaisons (zones colorées) [34].*

des prochains projets faisceau longue portée de recherche d'oscillation des neutrinos. Les expériences réacteurs sont quant à elles dédiées à θ_{13} , sujet que nous détaillons dans le chapitre qui suit.

Observables à trois neutrinos	Connaissance actuelle (à 3σ)	Futur proche
$\sin^2 \theta_{23}$	$0,52^{+0,20}_{-0,21}$	$P_{\mu\mu}$ MINOS, CNGS
$\sin^2 \theta_{12}$	$0,30^{+0,09}_{-0,07}$	$P_{ee}, P_{e(\mu,\tau)}$ SNO NC, P_{ee} KamLAND
$\sin^2 \theta_{13}$	$\lesssim 0,08$	P_{ee} Réacteur, $P_{\mu e}$ LBL
$ \Delta m_{32}^2 $	$(2,6^{+1,1}_{-1,2}) \times 10^{-3} \text{ eV}^2$	$P_{\mu\mu}$ MINOS, CNGS
$\text{signe}(\Delta m_{32}^2)$	inconnu	$P_{\mu e}, P_{\bar{\mu}e}$ LBL
$ \Delta m_{21}^2 $	$(6,9^{+2,6}_{-1,5}) \cdot 10^{-5} \text{ eV}^2$	P_{ee} KamLAND
$\text{signe}(\Delta m_{21}^2)$	+ (MSW)	effectué
δ	inconnu	$P_{\mu e}, P_{\bar{\mu}e}$ LBL
Majorana	inconnu	$0\nu\beta\beta$
ϕ_2	inconnu	$0\nu\beta\beta$ (si $\simeq 0, \pi$)
ϕ_3	inconnu	sans espoir
m_ν	$\sum m_\nu \lesssim 1 \text{ eV}$	LSS, $0\nu\beta\beta$, β -decay

TAB. II.1 : *Savoir actuel sur les paramètres de mélange des neutrinos et les voies futures pour améliorer cette connaissance [50, 52].*

LES ACQUIS ET DEVENIRS D'UN ANGLE DE MÉLANGE PAS COMME LES AUTRES

OMME nous venons de le voir dans le chapitre qui précède, des progrès surprenants ont été accomplis ces dernières années dans le domaine des oscillations de neutrinos. Nous sommes actuellement dans une période de transition. Il est tentant de dire que la physique des neutrinos va à présent se tourner vers une ère de mesures de précision des paramètres qui gouvernent ces oscillations. Le défi majeur à surmonter dans un premier temps sera la détermination de θ_{13} , les objectifs qui succéderont seront la détermination de la hiérarchie du spectre de masse des neutrinos au travers de la détermination du signe de Δm_{31}^2 et la mesure de la violation de CP dans le secteur leptonique (si toutefois θ_{13} n'est pas trop petit)¹. La première expérience de mesure d'oscillation sur faisceau, K2K, a confirmé les résultats de Super-Kamiokande. Trois types d'expériences déjà en construction ou en phase de planification seront à même de traiter partiellement ces sujets, à savoir : les faisceaux dits conventionnels, tels que MINOS, OPERA, ICARUS ; les premières générations de super-faisceaux, telles que T2K et NOvA ; et les nouvelles expériences de neutrinos réacteurs employant plusieurs détecteurs telles que Double-Chooz ou KASKA. Nous insistons bien sur le terme *partiellement* car bien que les expériences dites sur super-faisceaux permettront de mesurer des quantités impliquant la violation de CP, elles ne permettront pas à elles seules une mesure de cette violation. C'est là que les expériences neutrinos réacteur

¹Les découverte et mesure de la violation de CP dans le secteur leptonique sont des enjeux majeurs de la Physique des particules et de la Cosmologie du XXI^e siècle. Notre Univers nous apparaît actuellement essentiellement constitué de matière. Les modèles d'évolution de celui-ci fondés sur l'asymétrie des interactions baryoniques entre matière et antimatière (violation de CP baryonique) ne permettent pas d'expliquer quantitativement les observations actuelles sur l'abondance de matière. Le mécanisme d'asymétrie matière/antimatière fondé sur les interactions baryoniques, la *baryogénèse*, est insuffisant en raison de la faible asymétrie CP dans ce secteur. À présent que nous savons que les leptons neutres sont massifs et qu'ils sont mélangés entre eux (mélanges de saveurs), nous savons qu'il est possible qu'il existe également une phase de violation de CP dans le secteur leptonique. Des modèles, encore spéculatifs pour le moment, tentent d'expliquer l'origine de la forte abondance actuelle de la matière sur l'antimatière par la violation de CP dans le secteur leptonique, mécanisme aussi appelé *leptogénèse*. Dans la plupart de ces modèles, les phases de violation de CP liées aux leptons neutres à basse énergie (les neutrinos) et les phases liées aux leptons neutres lourds, composantes caractéristiques de la faible masse des neutrinos détectés actuellement, ne sont pas reliées entre elles. Aussi, la mesure de la violation de CP à notre échelle d'énergie n'apportera pas toutes les informations nécessaires pour la validation ou non de ces modèles de leptogénèse. Des progrès sont en cours dans ce domaine. Cette violation de CP leptonique n'en reste pas moins l'un des candidats les plus sérieux pour expliquer cette dissymétrie matière/antimatière à l'échelle de l'Univers.

pourront jouer un rôle notable en apportant une mesure claire du paramètre de mélange θ_{13} sans biais dû à la violation de CP, ni d'effets de matière.

Dans les calendriers à court terme, la priorité est la détermination des paramètres d'oscillation des neutrinos atmosphériques avec une meilleure précision. Des expériences qui mesurent la disparition $\nu_\mu \rightarrow \nu_\mu$ établiront la position du premier minimum de la probabilité $P_{\mu\mu}$. L'expérience K2K, projetant des neutrinos depuis le site de KEK au Japon jusqu'au désormais célèbre détecteur Super-Kamiokande à une distance de 250 km a fourni ses résultats, revoyant légèrement à la hausse le Δm^2 déterminé par Super-Kamiokande sur la mesure des neutrinos atmosphériques. L'expérience MINOS propulsant des neutrinos (de 3 GeV) depuis le Fermilab (États-Unis) jusqu'à la mine du Soudan [53], à une distance de 735 km, a commencé à acquérir des données depuis février 2005. À l'issue de cette expérience, une précision de 10 % est attendue sur la détermination de $|\Delta m_{32}^2|$ et de $\sin^2(2\theta_{23})$ (après trois années de mesures). Les expériences du Gran Sasso (Italie) OPERA [54] et ICARUS [55] exploitant le faisceau du CERN (CNGS) à une distance de 732 km avec une énergie des neutrinos plus élevée (17 GeV) doivent démarrer en 2007. L'apparition de ν_τ dans le faisceau initial de ν_μ devrait alors permettre de confirmer que l'oscillation principale des neutrinos atmosphériques est bien due au canal $\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau$.

Nous allons nous concentrer dans ce qui suit sur le potentiel de ces expériences sur la détermination du dernier angle de mélange encore inconnu, dénommé θ_{13} . Nous rappelons au préalable la contrainte la plus forte sur ce paramètre établie à ce jour par l'expérience Chooz. Nous discuterons ensuite brièvement les toutes prochaines expériences sur faisceaux et de leur sensibilité vis-à-vis du paramètre qui nous intéressent plus particulièrement ici. Ces expériences ne sont pas optimisées pour l'étude du canal de transition $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$, et une nouvelle génération d'expériences sur faisceaux (appelés super-faisceaux) verra le jour dans un proche avenir. Les expériences neutrinos auprès de réacteurs nucléaires ne sont pas en reste et une nouvelle génération d'expériences constituées de plusieurs détecteurs devrait voir le jour également dans les prochaines années profitant de la particularité du canal $\nu_e \rightarrow \nu_e$ pour la détermination de θ_{13} .

1 Acquis sur θ_{13}

1.1 Le succès difficilement gagné des expériences neutrinos auprès de réacteurs

La découverte du $\bar{\nu}_e$ date de 1956, par détection de courant chargé sur proton

$$\bar{\nu}_e + p \rightarrow e^+ + n, \quad (\text{III.1})$$

auprès du réacteur de Savannah River. En 1966, le spectre en énergie des $\bar{\nu}_e$ fut mesuré pour la première fois [56]. Puis en 1979, les premiers résultats de courants chargés et de courants neutres sur deutérium à l'aide d'un détecteur à eau lourde furent publiés et menèrent en 1980 à suggérer l'existence d'oscillations du $\bar{\nu}_e$. Cette possibilité développa l'intérêt pour ce type de physique [57]. Une expérience effectuée à l'ILL de Grenoble en 1980 réfuta les résultats de Reines. Puis deux expériences très similaires, l'une en France à Bugey [58], l'autre en Suisse à Gösgen, publièrent en 1984-1985 des résultats contradictoires : Bugey trouvait des oscillations [59] exclues par Gösgen [60]. En ex-URSS, des expériences s'installèrent sur deux sites expérimentaux, l'un à Rovno et l'autre à

Krasnoyarsk, tandis qu'aux États-Unis un nouveau détecteur était installé à Savannah River, et qu'une campagne d'étude de blindage et de mesures était effectuée à Bugey.

Finalement, aucune de ces expériences ne trouva trace d'oscillation, le premier résultat de Bugey ayant pu s'expliquer par un problème de bruit de fond mal contrôlé. Les expériences auprès des réacteurs sont très délicates. Du fait de leur faible énergie, les antineutrinos interagissent très peu, et les taux d'événements sont faibles (souvent bien inférieurs au Hz, dépendant de la taille et de la position de la cible) comparativement à l'activité intense (de l'ordre du kHz) due à la radioactivité naturelle liée aux matériaux utilisés ou induite par le rayonnement cosmique. La qualité d'un dispositif expérimental dépendra de sa capacité à rejeter ce bruit de fond, par un choix judicieux de matériaux, de blindage, et par une signature la plus efficace et la plus discriminante possible des événements recherchés. Les dernières expériences en date dans ce domaine ont été celles de Chooz [38, 40] et de Palo Verde [42]. L'expérience Chooz a fourni la contrainte actuellement la plus forte sur $\sin^2(2\theta_{13})$. Et plus récemment encore l'expérience KamLAND a contribué à démasquer la solution du problème persistant des neutrinos solaires [61]. L'idée fondamentale derrière ces expériences réside dans le fait que les réacteurs nucléaires sont des sources extrêmement intenses d'antineutrinos électroniques (de l'ordre de $10^{20} \bar{\nu}_e/s$ comme nous le verrons dans le chapitre IV) qui sont le plus souvent détectés par la réaction inverse de la désintégration β du neutron (III.1) avec un seuil en énergie de 1,804 MeV. Cette réaction a une signature très distincte en deux étapes :

1. le signal immédiat, dit *prompt*, du positron qui ralentit puis s'annihile ;
2. le signal retardé du neutron qui se thermalise et est capturé sur un noyau.

Ce signal en coïncidence est un précieux atout pour la réjection des bruits de fond. Néanmoins ces expériences ne peuvent mesurer qu'une disparition de $\bar{\nu}_e$. La probabilité d'oscillation P_{ee} est donnée par la formule

$$P_{ee} = 1 - \sin^2(2\theta_{13}) \sin^2(\Delta_{31}) - \alpha^2 \cos^4 \theta_{13} \sin^2(2\theta_{12}) , \quad (\text{III.2})$$

où la dépendance en Δm_{21}^2 et en θ_{13} est approchée par un développement limité dans le contexte général des trois familles de neutrinos (voir chapitre II, pages 25 et 47 équation (II.44)). Aux distances et énergies considérées ici, les effets de matière peuvent être assurément négligés (pour plus de détails à ce sujet consulter l'annexe, section 3, page 206 et suivantes). Il est évident sur cette expression que P_{ee} ne souffre pas de dégénérescence au travers de dépendances dans les autres paramètres intervenant dans les oscillations de neutrinos tels que l'angle δ de violation de CP, ou encore θ_{23} . Il reste cependant une dépendance en Δm_{31}^2 .

1.2 L'expérience de Chooz, Chooz-I

Nous notons dans tout ce qui suit Chooz-I, l'expérience réalisée à Chooz. Chooz-I était une expérience souterraine de recherche d'oscillation de neutrinos auprès de la centrale nucléaire du même nom [38, 40]. Cette expérience a observé le flux d'antineutrinos provenant de cette centrale afin de mettre en évidence une éventuelle suppression de flux imputable aux oscillations de saveur des neutrinos. La source d'antineutrinos électroniques, $\bar{\nu}_e$, est une paire de réacteurs située au nord-est de la France, dans les Ardennes. Les réacteurs fonctionnant à eau pressurisée (type REP-N4) ont une puissance thermique de 4,27 GW chacun. Ils sont entrés en opération respectivement en mai et en août 1997, juste après le

début de la prise de données de l'expérience, en avril de cette même année. Cette occasion unique permit une mesure des bruits de fond *in situ*, les réacteurs étant alors éteints, ainsi qu'une mesure indépendante de la contribution de chacun des réacteurs grâce au décalage induit dans le démarrage de leur fonctionnement.

Le détecteur était situé dans un laboratoire souterrain distant d'environ 1 km des deux cœurs de la centrale. L'un des atouts majeurs de ce site a été la disponibilité de ce laboratoire protégé par 115 m de roche, équivalent à 300 m d'eau, fournissant ainsi une bonne couverture aux rayons cosmiques pour le détecteur, comme nous le verrons dans le chapitre qui suit. En effet c'est une expérience précédente, Bugey, qui a montré la nécessité de réduire de deux ordres de grandeur le flux de neutrons rapides produits par les spallations nucléaires des muons cosmiques interagissant dans les matériaux entourant le détecteur. Le flux de neutrons a été mesuré dans Chooz-I à des énergies supérieures à 8 MeV (extrémité haute du spectre en énergie des neutrinos issus du réacteur), et a été évalué à 1 événement/jour, en bon accord avec les prédictions. L'enveloppe du détecteur était constituée d'une cuve cylindrique en acier, de 5,5 m de diamètre comme de hauteur. Ce récipient était placé dans une fosse cylindrique de 7 m de diamètre et de profondeur et entouré d'une enceinte en acrylique de 75 cm d'épaisseur contenant du sable de faible radioactivité. Le détecteur était constitué de trois régions concentriques (figure III.1) :

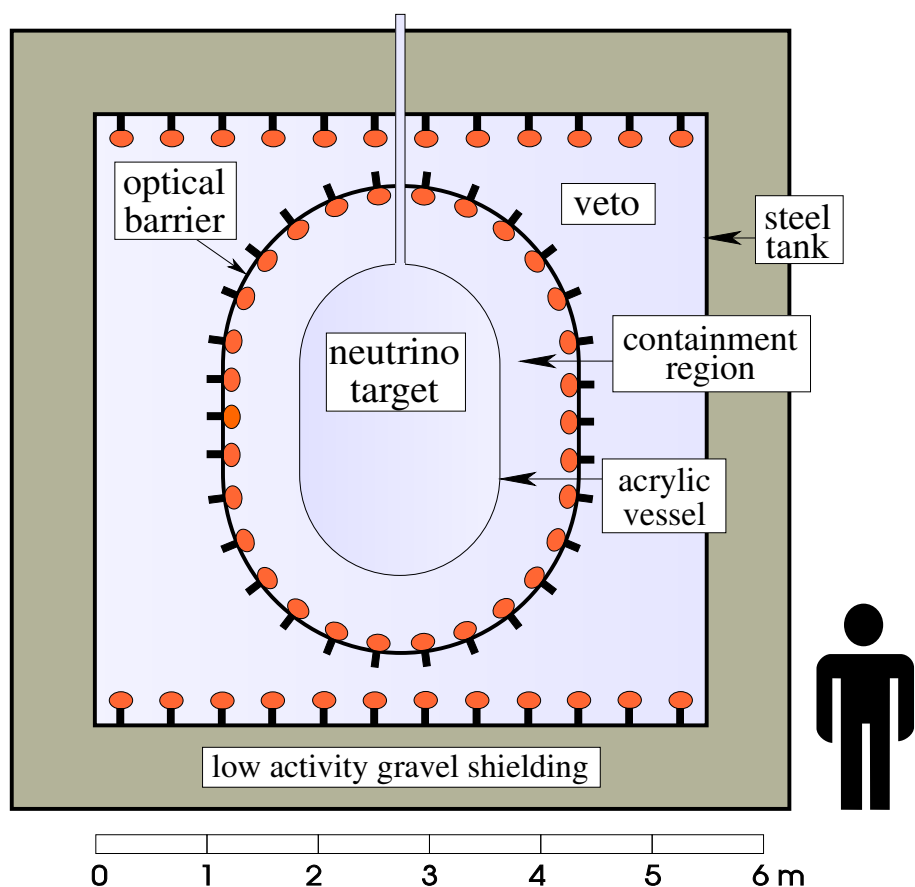


FIG. III.1 : Vue schématique du détecteur de Chooz-I.

1. une cible centrale de 5 tonnes entourée de plexiglas transparent et remplie de liquide scintillant dopé en Gd à une concentration de 0,09 %, cible destinée à détecter les neutrinos par capture du positron et du neutron produit ;

2. une région intermédiaire de 70 cm d'épaisseur remplie de liquide scintillant non dopé, utilisée pour contenir les γ provenant de la capture du neutron sur le gadolinium dans la cible. Ces deux premières régions étaient surveillées par 192 photomultiplicateurs (PM) ;
3. un veto extérieur, rempli avec le même liquide scintillant, pour rejeter les bruits de fond extérieurs.

Le liquide scintillant a malheureusement montré une perte de transparence avec le temps, qui s'en est déduit par une perte du taux de lumière arrivant aux PM pour une énergie donnée (temps de vie estimé à 250 jours). La position des événements était reconstruite en ajustant la répartition des charges déposées sur les PM, permettant une précision typique de 10 cm pour le positron et de 20 cm pour le neutron. La reconstruction temporelle a été reconnue comme moins précise sur les tests avec source ou laser, en raison de la petitesse du détecteur. La reconstruction devenait même plus problématique lorsque les événements étaient situés près de la surface des PM, en raison de la divergence en $1/r^2$ de la lumière collectée (figure III.2). L'énergie est correctement reconstruite tant que la distance aux bords est supérieure à 30 cm.

Le résultat final a été présenté comme le rapport du nombre d'événements mesurés sur le nombre d'événements attendus sans oscillation, moyenné sur le spectre énergétique :

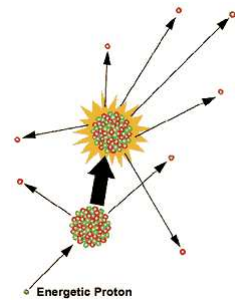
$$R = 1,01 \pm 2,8 \% \text{ (stat.)} \pm 2,7 \% \text{ (syst.)} , \quad (\text{III.3})$$

ne signalant donc aucun écart compatible avec une éventuelle oscillation.

Deux composantes ont été identifiées dans le bruit de fond :

1. l'une, corrélée, dont la distribution en énergie est plate pour des énergies au-delà de 8 MeV, et est due au recul des protons issus de la spallation² des neutrons rapides. Elle était attendue au niveau d'un événement par jour ;
2. l'autre, accidentelle (ou encore fortuite, *i.e.* non corrélée en temps), obtenue à partir de la mesure des taux d'accidentels.

²La spallation est une réaction nucléaire mettant en jeu un noyau cible et une particule, le plus souvent un proton, accélérée jusqu'à une énergie de quelques centaines MeV à quelques GeV. À ces énergies, la particule incidente « voit » les nucléons du noyau (protons et neutrons) et les heurte individuellement, alors qu'à plus basse énergie, elle ne serait sensible qu'au noyau dans son ensemble, et qu'à plus haute énergie, elle verrait les constituants des nucléons, les quarks. Au cours des collisions entre le nucléon incident et les nucléons de la cible, certains de ces derniers sont éjectés et le noyau cible est laissé dans un état excité. Il se désexcite en émettant des particules (préférentiellement des neutrons) de basse énergie (quelques MeV). Une partie des nucléons éjectés ont encore une énergie importante, suffisante pour induire de nouvelles réactions de spallation avec des noyaux voisins. Dans une cible épaisse, cela conduit de proche en proche à une multiplication du nombre de neutrons émis qui seuls sortent de la cible car ce sont des particules neutres.



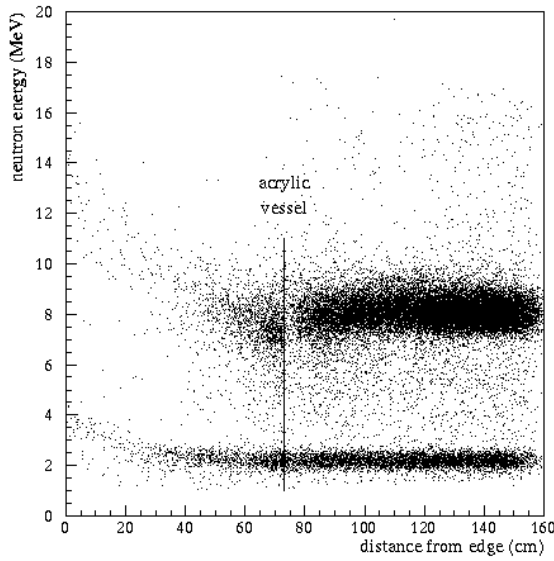


FIG. III.2 : Énergie en fonction de la distance aux bords pour des événements neutron produits par une source de ^{252}Cf le long du tube de calibration de Chooz-I.

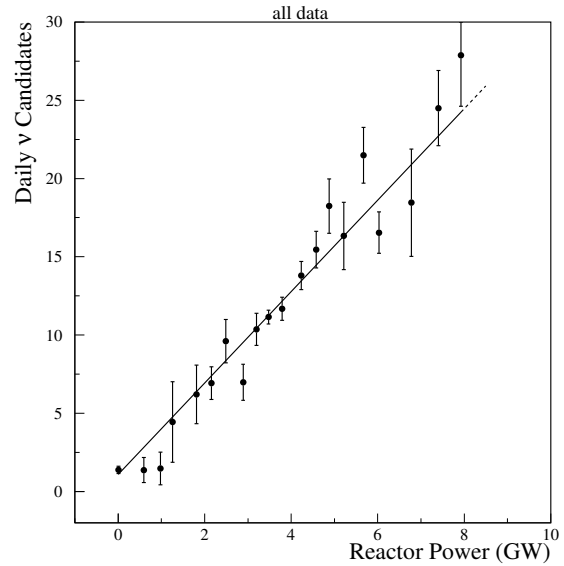


FIG. III.3 : Nombre de candidats $\bar{\nu}_e$ journaliers en fonction de la puissance du réacteur.

Le bruit de fond a été mesuré alors que les réacteurs n'étaient pas encore opérationnels, et en extrapolant directement le signal à partir de la puissance de ces derniers (voir figure III.3). Celui-ci est alors en bon accord avec la somme individuelle des composantes accidentelle et corrélée mesuré à $1,41 \pm 0,24$ événements par jour. Ces nombres sont bien sûr à comparer aux 26 événements par jour du signal lors du fonctionnement à puissance nominale.

Les incertitudes systématiques étaient dues principalement à la méconnaissance du spectre $\bar{\nu}_e$ délivré (2 %), à l'incertitude sur l'efficacité de détection (1,5 %), et sur la normalisation du détecteur, dominée par l'incertitude sur le nombre de protons libres (rapport H/C) dans le liquide (0,8 %). Le contour d'exclusion résultant de cette analyse est présenté sur la figure III.4.

La limite correspondante sur $\sin^2(2\theta_{13})$ est de 0,14 à 90 % de confiance pour $\Delta m_{31}^2 = 2,5 \cdot 10^{-3} \text{ eV}^2$, de 0,2 à $\Delta m_{31}^2 = 2,0 \cdot 10^{-3} \text{ eV}^2$ et de 0,12 à $\Delta m_{31}^2 = 3,0 \cdot 10^{-3} \text{ eV}^2$.

En dépit de ce résultat qui pourrait sembler négatif, l'observation faite par Chooz-I est fondamentale, puisqu'elle montre que les oscillations des $\bar{\nu}_e$ à l'échelle d'écart de masses Δm_{atm}^2 sont très faibles. La figure III.4 montre les contours d'exclusion apportés par Chooz-I accordés avec les régions permises par Kamiokande (prédécesseur de Super-Kamiokande) pour les transitions $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$ [41]. Les surfaces sur la droite des courbes sont exclues. Puisque les régions autorisées de Kamiokande résident dans une partie du domaine exclu par Chooz-I, la disparition des ν_μ observée dans Kamiokande puis Super-Kamiokande ne peut pas s'expliquer comme une oscillation de ν_μ en ν_e , d'ailleurs défavorisée par les données plus récentes de Super-Kamiokande. La collaboration de Super-Kamiokande n'a donc pas fourni de contours d'exclusion pour le canal $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$ et la collaboration Chooz-I a donc comparé ses contours avec ceux de Kamiokande. Il est également à noter que les résultats de Chooz-I ont été confirmés depuis par l'expérience Palo Verde [42], bien qu'avec une précision moindre comme on le voit sur la figure III.4.

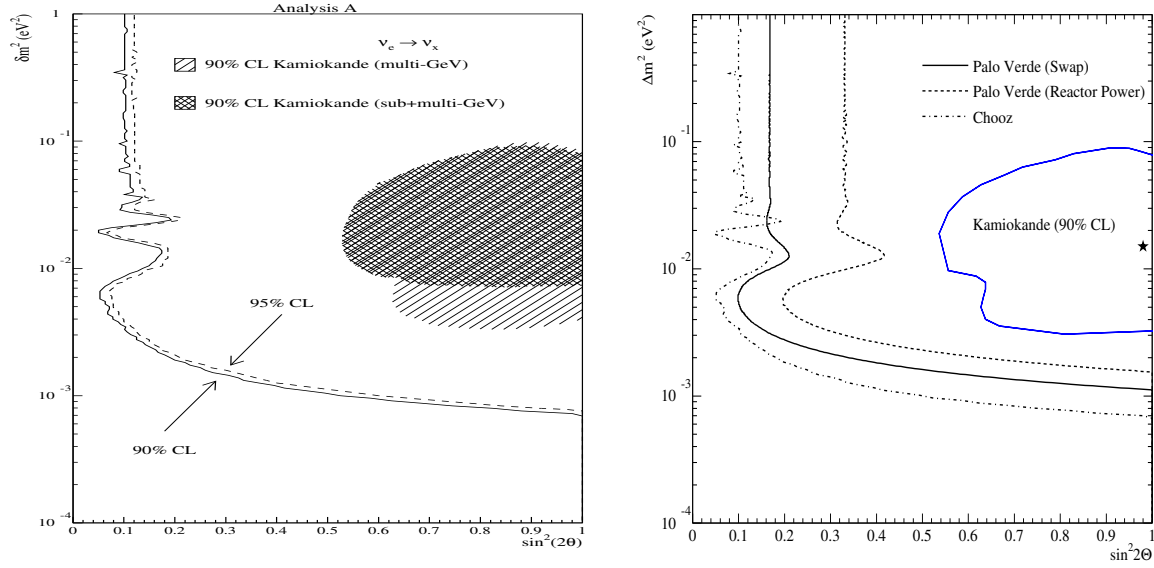


FIG. III.4 : À gauche, limite d'exclusion $\bar{\nu}_e \rightarrow \bar{\nu}_\mu$ donné par Chooz-I [38]. À droite celle apportée par Palo Verde [42].

2 Apport des expériences sur faisceaux

2.1 Mesure de précision des paramètres « atmosphériques »

Les expériences sur faisceau conventionnel recourent à un accélérateur pour la production des neutrinos. Un faisceau de protons percute une cible produisant des pions et des kaons. Les pions et kaons résultants se désintègrent principalement en ν_μ avec une certaine contamination en ν_e .

Les trois paramètres qui ne sont pas encore déterminés par les expériences sur les neutrinos solaires et atmosphériques sont θ_{13} , le signe de Δm_{31}^2 qui fixe la hiérarchie de masse des neutrinos, et le degré de violation de CP leptonique δ . L'apparition de ν_e dans un faisceau initial de ν_μ constitue le canal sensible pour la détermination de θ_{13} puisque la probabilité est alors proportionnelle à $\sin^2(2\theta_{13})$ dans le terme dominant d'oscillation. Afin d'avoir une compréhension qualitative de cet effet, il est suffisant d'utiliser des expressions simplifiées pour les probabilités de transition obtenues en effectuant un développement limité simultanément en $\alpha \equiv \Delta m_{21}^2 / \Delta m_{31}^2$ et en $\sin^2(2\theta_{13})$. L'expression de la probabilité d'apparition $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$ est alors donnée au second ordre en α et $\sin^2(2\theta_{13})$ par la formule [20, 62]

$$\begin{aligned}
 P_{\mu e} &\simeq \sin^2 2\theta_{13} \sin^2 \theta_{23} \sin^2 \Delta_{31} \\
 &\mp \alpha \sin 2\theta_{13} \sin \delta \sin 2\theta_{12} \sin 2\theta_{23} \Delta_{31} \sin^2 \Delta_{31} \\
 &+ \alpha \sin 2\theta_{13} \cos \delta \sin 2\theta_{12} \sin 2\theta_{23} \Delta_{31} \cos \Delta_{31} \sin \Delta_{31} \\
 &+ \alpha^2 \cos^2 \theta_{23} \sin^2 2\theta_{12} \Delta_{31}^2 .
 \end{aligned} \tag{III.4}$$

Le signe du deuxième terme est négatif pour des neutrinos et positif pour des antineutrinos. L'importance relative de chacun des termes de (III.4) est déterminée par les valeurs de α et de $\sin(2\theta_{13})$, impliquant que la performance des expériences sur faisceau est affectée par les valeurs réelles des paramètres Δm_{21}^2 et Δm_{32}^2 . On dit que la probabilité (III.4) est

dégénérée dans ces paramètres.

2.1.1 La première expérience sur faisceau longue portée, K2K

La première expérience sur faisceau longue portée, K2K, a été fructueuse. Elle confirme la disparition de ν_μ prédite par les données sur les neutrinos atmosphériques et par la même occasion corrobore ceux de Chooz-I [63], et réduit légèrement la région permise du Δm_{atm}^2 . L'ajustement des données de K2K avec le modèle des oscillations de neutrinos

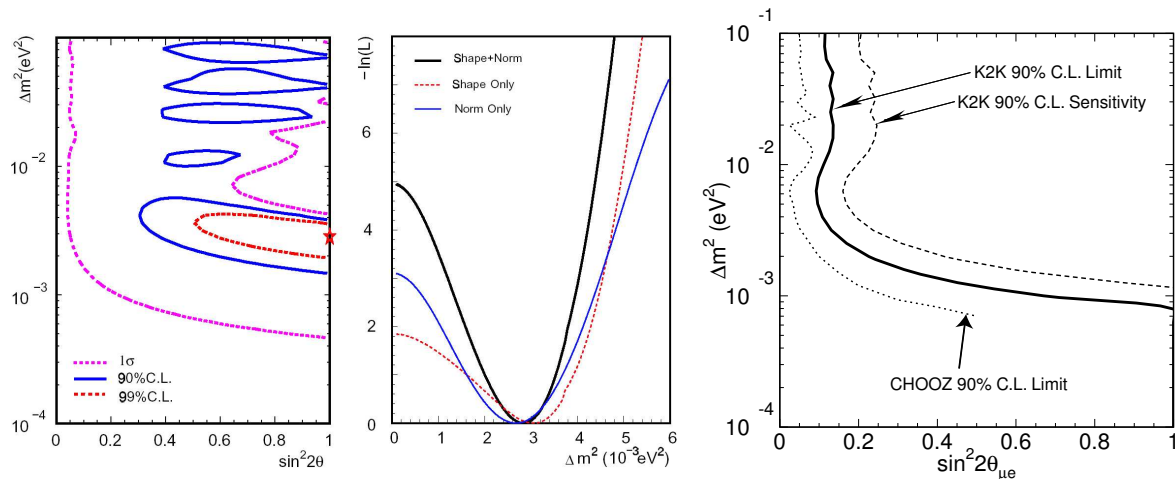


FIG. III.5 : À gauche les régions autorisées des paramètres d'oscillation $(\sin^2(2\theta_{23}), \Delta m_{32}^2)$ avec le point de meilleur ajustement à $\Delta m_{32}^2 = 2,8 \cdot 10^{-3} \text{ eV}^2$, $\sin^2(2\theta_{23}) = 1,0$. Au milieu les vallées de log-vraisemblance pour $\sin^2(2\theta_{23}) = 1,0$. Ces résultats montrent que les analyses en forme et en norme donnent des résultats apparentés, et leurs combinaisons améliorent les intervalles de confiance. K2K est la toute première expérience à avoir observé la trace d'une déformation spectrale liée aux oscillations de neutrinos. À droite, l'analyse du canal $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$ apporte une nouvelle confirmation des résultats de Chooz-I [63].

est en très bon accord avec les résultats de Super-Kamiokande mais il subsiste une légère tension résiduelle dans l'ajustement des paramètres [63]. Ces résultats qui privilégient une valeur de Δm_{31}^2 vers $3 \cdot 10^{-3} \text{ eV}^2$, légèrement plus élevée que les dernières estimations de Super-Kamiokande.

2.1.2 Les toutes prochaines expériences sur faisceaux

Le faisceau de neutrinos de l'expérience MINOS est produit au Fermilab. Des protons d'énergie 120 GeV percutent une cible en graphite avec une exposition prévue de $3,7 \cdot 10^{20}$ protons sur cible (psc) par année. Un système focalisant constitué de deux cornes magnétiques permet de diriger les pions vers la mine du Soudan où est installé le détecteur magnétisé lointain à une distance de 735 km. Le contenu en saveur de ce faisceau, en raison des caractéristiques de désintégration des pions, principalement constitué de ν_μ avec une contamination approximative de 1 % en ν_e .

L'énergie moyenne du faisceau de neutrinos est de 3 GeV, qui est bien en dessous du seuil de production du tau. L'objectif principal est l'observation de la disparition $\nu_\mu \rightarrow \nu_\mu$

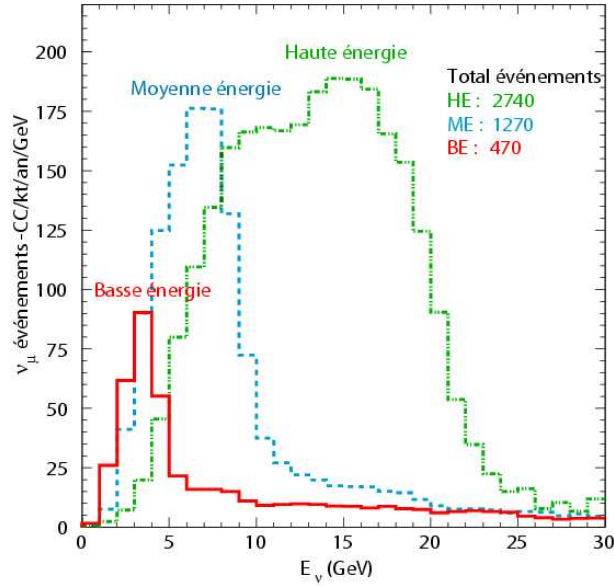


FIG. III.6 : *Distribution en énergie du faisceau de MINOS. L'énergie du faisceau peut être modifiée suivant la position de la deuxième corne magnétique dans le tunnel de désintégration. La configuration à basse énergie est celle qui sera la plus sensible pour la détermination de Δm_{31}^2 .*

avec une haute statistique, et donc la détermination précise des paramètres d'oscillation des neutrinos atmosphériques. L'expérience MINOS utilisera deux détecteurs, l'un lointain et l'autre proche sur l'axe du faisceau du Fermilab. Le détecteur proche aura pour but de mesurer le flux de neutrinos et le spectre en énergie avant oscillation. En supplément, d'autres caractéristiques importantes comme la contamination initiale en ν_e peut être extraite avec une bonne précision. Mis à part la plus faible masse de celui-ci (1 kt), il est construit pour ressembler le plus possible au détecteur lointain afin de réduire les erreurs systématiques. Le détecteur lointain est placé à une profondeur de 713 m sous la terre, pour atténuer le plus possible la contribution des rayons cosmiques aux bruits de fond de l'expérience, dans une caverne spécialement construite à son intention dans la mine du Soudan. Ce détecteur est un calorimètre magnétique octogonal de 8 m de diamètre, assemblé en couches successives d'acier alternant avec des bandes de scintillateur de masse globale 5,4 kt. La construction du détecteur lointain est finie depuis le printemps 2003, et il prend actuellement des données des neutrinos atmosphériques et des muons. L'énergie moyenne du faisceau de neutrinos produit au Fermilab peut varier entre 3 et 18 GeV. Le faisceau a démarré en configuration basse énergie avec une énergie moyenne de 3 GeV [64]. Le faisceau à haute énergie est en cours de test au mois de mars 2005.

Le faisceau CNGS est quant à lui produit au CERN et dirigé vers le laboratoire du Gran Sasso où seront installés les détecteurs OPERA et ICARUS à une distance de 732 km. Les protons primaires sont accélérés dans le SPS jusqu'à 400 GeV, et la luminosité planifiée est de $4,5 \cdot 10^{19}$ psc an^{-1} . Là aussi, le faisceau contient principalement des ν_μ avec une faible contamination en ν_e de l'ordre de 1 %. La différence principale avec le faisceau de MINOS (NuMI) est l'énergie moyenne des neutrinos qui est plus haute, de l'ordre de 17 GeV, dans ce cas, bien au-dessus du seuil en énergie de production du tau. Ainsi les expériences du CNGS seront capables d'étudier l'apparition de ν_τ dans le canal $\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau$. Deux détecteurs lointains avec des technologies très différentes dédiés à la détection de taus sont en cours d'installation au laboratoire du Gran Sasso. Le détecteur OPERA est

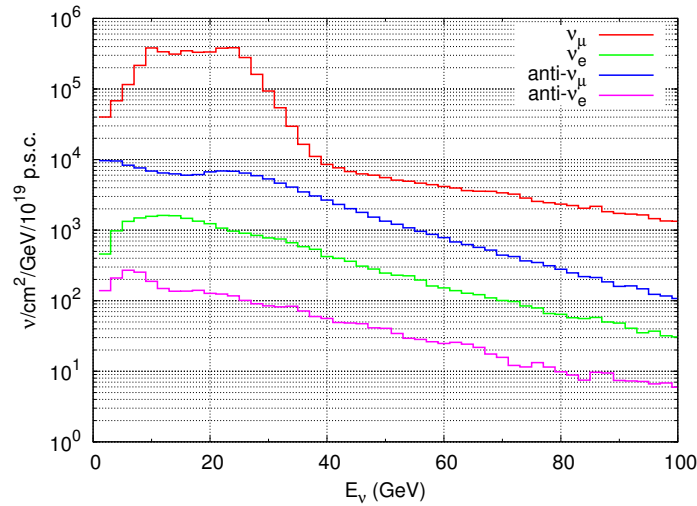


FIG. III.7 : Flux de neutrinos ν_μ provenant du CERN et arrivant au Gran Sasso, avec la contamination dans les autres saveurs [65].

constitué d'émulsions photographiques alors que le détecteur ICARUS est basé sur une chambre à projection temporelle (TPC) contenant de l'argon liquide.

Le but principal des expériences du CNGS est l'observation de l'apparition de ν_τ dans le faisceau initial de ν_μ . Le détecteur OPERA est constitué d'émulsions photographiques dont la granularité très élevée permet d'observer les événements ν_τ directement à partir de l'observation du « coude » caractéristique de la désintégration semi-leptonique du tau. Afin de constituer une masse suffisamment importante de matériau cible les plaques d'émulsions sont séparées par des couches de plomb d'un millimètre d'épaisseur. La masse totale utile est de 1,8 kt. Cependant pendant la prise de données, la masse du détecteur diminuera (puisque les briques émulsion-plomb analysées ne seront pas réutilisées). La masse moyenne sur la période de prise de données sera d'environ 1,65 kt.

Le détecteur ICARUS utilise une approche différente : il est constitué d'une chambre à projection temporelle constituée d'argon liquide qui permet de reconstruire la topologie tridimensionnelle d'un événement avec une résolution spatiale d'approximativement 1 mm. La détection d'un ν_τ se fera sur une étude complète de la cinématique des interactions. La masse utile sera de 2,35 kt.

Bien que les détecteurs OPERA et ICARUS soient optimisés pour la détection des ν_τ , ils possèdent également de très bonnes aptitudes à discerner l'interaction de ν_μ permettant ainsi de mesurer par la même occasion la probabilité de survie $P_{\mu\mu}$. En conséquence, la mesure des paramètres Δm_{32}^2 et θ_{23} contribue également à la mesure de θ_{13} puisque les effets de corrélation entre ces paramètres diminuent avec de plus grandes précisions sur les paramètres atmosphériques des oscillations.

La sensibilité en $\sin^2(2\theta_{13})$ de ces différentes expériences est fournie principalement par l'information du canal d'apparition $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$. En raison de la faible valeur de $\sin^2(2\theta_{13})$, le nombre d'événements issus de la transition $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$ observés par interaction par courants chargés sera très petit en comparaison du nombre d'interactions par courant neutre issus de la transition $\nu_\mu \rightarrow \nu_\mu$ observées en courants neutres et chargés. D'autre part, les événements provenant de la composante intrinsèque en ν_e du faisceau créent un bruit de fond pour le signal d'oscillation recherché. Il faut donc prendre en compte les événements ν_e CC provenant du faisceau, les événements ν_μ et ν_τ CC mal identifiés (principalement

donc pour le CNGS) ainsi que les événements par courant neutre mal identifiés (*cf.* Tableau III.1).

Expérience	Référence	Signal	Bruit de fond				
		$\nu_\mu \rightarrow \nu_e$	$\nu_e \rightarrow \nu_e$	$\nu_\mu \rightarrow \nu_\mu$	$\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau$	CN	Total
MINOS	NuMI-L-714 [64]	8,5	5,6	3,9	3,0	27,2	39,7
ICARUS	T600 proposal [55]	51,0	79,0	-	76,0	-	155,0
OPERA	Komatsu et al. [66]	5,8	18,0	1,0	4,6	5,2	28,8

TAB. III.1 : *Signal et bruit de fond des trois expériences sur faisceaux conventionnels. Les paramètres de référence sont $\Delta m_{31}^2 = 3,0 \cdot 10^{-3} \text{ eV}^2$, $\sin^2 \theta_{13} = 0,01$ pour MINOS, $\Delta m_{31}^2 = 3,5 \cdot 10^{-3} \text{ eV}^2$, $\sin^2(2\theta_{13}) = 0,058$ pour ICARUS, $\Delta m_{31}^2 = 2,5 \cdot 10^{-3} \text{ eV}^2$, $\sin^2(2\theta_{13}) = 0,058$ pour OPERA, et $\sin^2(2\theta_{23}) = 1$, $\Delta m_{21}^2 = \sin^2(2\theta_{12}) = \delta = 0$ dans les trois cas. Les expositions nominales sont 10 kt an (MINOS), 20 kt an (ICARUS), et 8,25 kt an (OPERA). Remarquez que ces nombres différents de ceux du tableau III.2, puisque des paramètres de référence différents sont utilisés ainsi que les luminosités employées [67].*

2.2 Apport des faisceaux conventionnels sur θ_{13}

Dans le Tableau III.2, sont présentés les taux d'événements de signal et de bruit de fond après une année de fonctionnement nominal pour chacune des expériences (calculés avec $\sin^2(2\theta_{13}) = 0,1$ et $\delta = 0$). À partir de ces résultats, nous pourrions nous attendre à ce que MINOS obtienne des résultats significativement meilleurs qu'ICARUS. Cependant, le Tableau III.2 ne présente que les taux d'événements intégrés et ne montre pas la dépendance en énergie des taux d'événements de signal par rapport aux bruits de fond. Dans le faisceau du CNGS, la distribution en énergie de contamination intrinsèque en ν_e est relativement différente de celle des événements du signal. Aussi, lors d'une analyse complète incluant l'information en énergie, l'impact des bruits de fond est réduit. Pour le faisceau de neutrinos NuMI, la contamination intrinsèque en ν_e ressemble bien plus à la forme du signal attendu. L'impact des bruits de fond est alors plutôt élevé.

Un problème important pour la sensibilité en $\sin^2(2\theta_{13})$ pour les faisceaux conventionnels est la luminosité intégrée finale qu'auront les expériences, qui pourrait différer de façon significative de la valeur nominale à cause d'imprévus expérimentaux. Aussi sont présentées sur la figure III.8 les sensibilités pour MINOS, ICARUS et OPERA en fonction du nombre intégré de protons sur cible (luminosité).

Il faut remarquer que les expériences du CNGS se dérouleront en même temps, il est donc intéressant de combiner les limites de sensibilité d'OPERA et d'ICARUS. Afin de comparer les limites atteignables à l'issue des durées d'acquisition, les lignes tiretées se rapportent aux résultats attendus après une, deux et cinq années de prise de données avec les flux nominaux donnés dans les références [55, 64, 66]. Les courbes les plus basses font référence aux limites statistiques uniquement, tandis que les courbes les plus hautes relatent les effets des systématiques, corrélations et dégénérescences prises en compte successivement. C'est pourquoi les sensibilités réelles en $\sin^2(2\theta_{13})$ représentées sur les Figure III.8 sont données par les courbes les plus hautes. Ces figures indiquent que les expériences du CNGS considérées ensemble peuvent améliorer la limite attribuée par Chooz-I après approximativement une année et demi de prise de données et MINOS après deux ans. Nous pouvons également remarquer que l'impact des systématiques augmente

	MINOS	ICARUS	OPERA
Signal	7,1	4,4	1,6
Bruit de fond	21,6	12,2	5,4
S/B	0,33	0,36	0,30

TAB. III.2 : Nombre d'événements de signal et de bruit de fond après une année de fonctionnement des expériences MINOS, ICARUS, et OPERA. Les paramètres d'oscillation sont fixés aux valeurs actuelles de meilleur ajustement avec $\sin^2(2\theta_{13}) = 0,1$, $\delta = 0$, et la hiérarchie normale des masses.

avec la luminosité pour MINOS, montrant le problème du bruit de fond en ν_e intrinsèque au faisceau.

Un problème très intéressant pour les expériences sur faisceaux conventionnels est l'impact des vraies valeurs de Δm_{21}^2 sur la sensibilité en $\sin^2(2\theta_{13})$. Nous pouvons aisément remarquer sur (III.4) que l'effet de δ s'accroît avec l'augmentation de $\alpha \equiv \Delta m_{21}^2 / \Delta m_{31}^2$, qui détermine l'amplitude des deuxième et troisième termes dans cette équation. Puisque la contribution principale de la partie corrélée des figures ci-dessus mentionnées provient de la corrélation avec δ (avec une légère contribution due à l'incertitude sur les paramètres solaires), une valeur accrue de Δm_{21}^2 provoque une plus grande erreur due à la corrélation.

Une amélioration ultérieure de la sensibilité en $\sin^2(2\theta_{13})$ avec des faisceaux conventionnels semble compromise. En outre, la limitation due aux systématiques, qui est clairement illustrée sur les figures III.8, démontre qu'une plus grande luminosité n'améliorera pas significativement les limites sur $\sin^2(2\theta_{13})$. Aussi, améliorer la sensibilité en $\sin^2(2\theta_{13})$ pousse à recourir à une nouvelle génération d'expériences. Plus particulièrement, la technologie hors-axe pour réduire les bruits de fond intrinsèques et des détecteurs optimisés pour cette mesure pourraient améliorer cette performance. Les super-faisceaux sont cette prochaine génération.

2.3 Des faisceaux dédiés à la mesure de θ_{13} : T2K et NOvA

Nous allons à présent considérer la prochaine génération d'expériences sur faisceaux, les expériences dites sur « super-faisceaux ». Elles utilisent la même technologie que les expériences sur faisceaux conventionnels avec plusieurs améliorations notables. Les projets de super-faisceaux les plus avancés sont l'expérience T2K, utilisant l'accélérateur J-PARC (Japan Proton Accelerator Research Complex) de Tokai et le détecteur Super-Kamiokande [69] au Japon, et l'expérience NOvA [70], exploitant un faisceau de neutrinos produit par le Fermilab aux États-Unis.

Toutes les expériences sur super-faisceaux utilisent un détecteur proche pour contrôler davantage les systématiques ainsi que la composition du faisceau et sont conçus pour des faisceaux plus intenses que les faisceaux conventionnels. Puisque le but principal des expériences sur super-faisceaux est la mesure de $\sin^2(2\theta_{13})$, le canal d'apparition $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$ est celui qui pourrait fournir les résultats les plus intéressants. Afin de réduire la proportion des indésirables ν_e provenant des désintégrations des mésons et la partie non souhaitée des neutrinos de haute énergie, ces expériences recourront la technologie hors-axe [71] de façon à produire un faisceau à bande énergétique étroite, piqué pour une énergie donnée. Pour cette technologie, le détecteur lointain est localisé légèrement en dehors de l'axe du

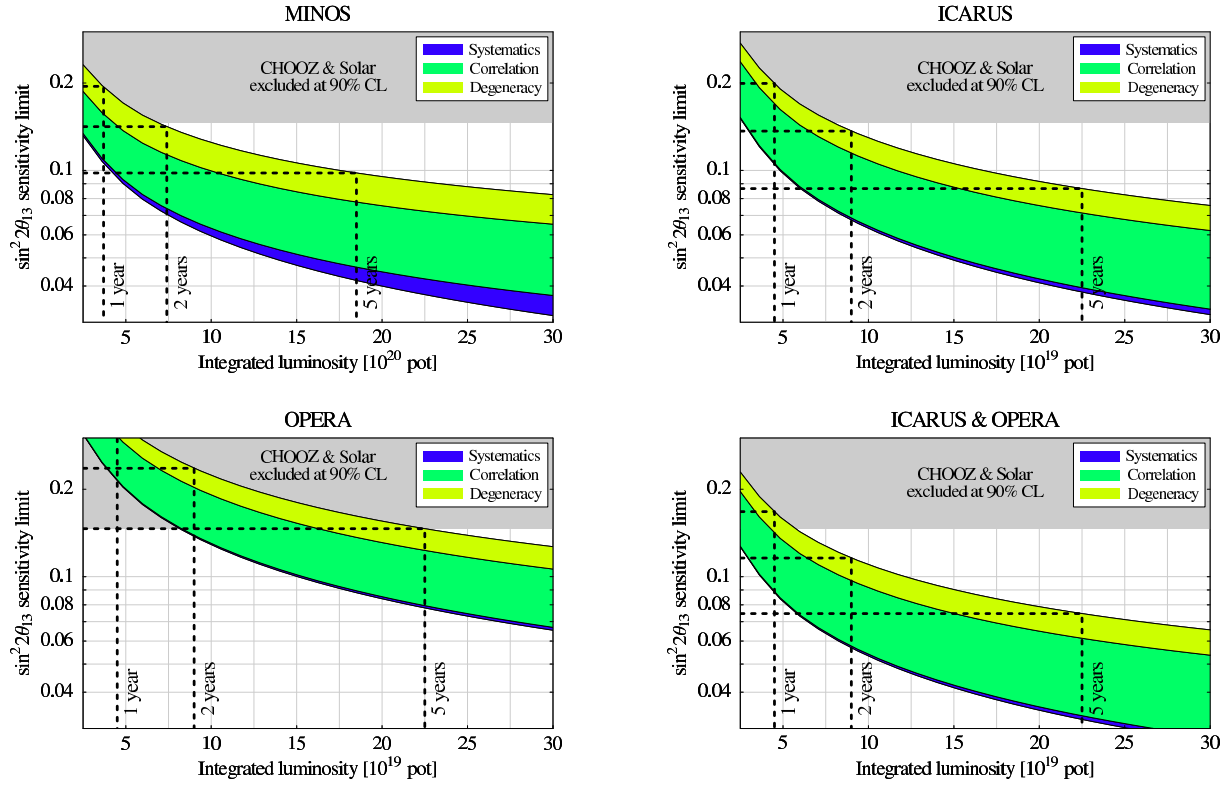


FIG. III.8 : La limite de sensibilité sur $\sin^2(2\theta_{13})$ en fonction du nombre total de protons sur cible à 90 % de confiance pour MINOS, ICARUS, OPERA, ainsi qu'ICARUS et OPERA combinées (5 % d'incertitude sur le flux supposée). Les courbes en tirets se réfèrent aux limites de sensibilité après une, deux et cinq années de prise de données. Les courbes les plus basses rapportent les sensibilités en n'incluant que les erreurs statistiques, tandis que les courbes plus hautes sont obtenues en ajoutant successivement les erreurs systématiques, les corrélations entre les paramètres d'oscillation et enfin les dégénérescence entre ceux-ci, correspondant finalement au limites finales. La domaine grisé montre la région déjà exclue en $\sin^2(2\theta_{13})$ à 90 % de confiance [50]. Les valeurs des paramètres d'oscillation sont pris aux meilleurs ajustement actuels [50, 68] et pour une hiérarchie de masse normale.

faisceau [72].

L'expérience T2K est supposée avoir une puissance de faisceau cible de 0,77 MW avec 10^{21} psc par année [69]. Il utilisera le détecteur Super-Kamiokande, un détecteur Čerenkov rempli d'eau contenant un volume utile de 22,5 kt situé à une distance de 295 km et écarté de l'axe du faisceau de 2° . Super-Kamiokande a une excellente séparation électron-muon et des capacités de réjection des courants neutres. Comme l'énergie moyenne des neutrinos est de 0,76 GeV les diffusions quasi-élastiques sont les processus dominants de détection.

Pour l'expérience NOvA [70], un calorimètre à faible Z avec une masse utile de 50 kt est prévu. En raison de la plus haute énergie moyenne aux environs de 2,2 GeV, les diffusions profondément inélastiques sont les processus dominants de détection. Aussi, le dépôt d'énergie dû à la fraction hadronique est plus grande à ces énergies, le calorimètre à faible Z constitue alors la technologie la plus efficace pour ce type de détection. En ce qui concerne l'angle d'écart par rapport à l'axe du faisceau ou bien la distance même du détecteur lointain, plusieurs configurations sont encore à l'ordre du jour. Comme il l'a été démontré dans [73, 72, 74], une distance de NOvA plus grande que 735 km accroît le potentiel physique parce que les effets de matière contribuent alors de façons plus importantes. Un compromis serait une distance de 812 km et un angle d'écart à l'axe du faisceau de $0,72^\circ$, qui correspond à la proposition du site d'*Ash River*, et qui est la distance la plus grande possible tout en restant sur le terrain des États-Unis. Le faisceau est supposé avoir une puissance de 0,43 MW avec $4,0 \cdot 10^{20}$ psc par an.

2.4 Comment résoudre les dégénérescences ?

Les expériences longue portée, telles que celles sur faisceaux conventionnels, super-faisceaux apporteront une information sur θ_{13} grâce au canal $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$. En raison de la complexité inhérente aux formules décrivant les apparitions de saveur (mélange des lignes de la matrice MNSP I.18), les corrélations et les dégénérescences jouent un rôle dominant dans l'analyse de ces expériences. Les corrélations sont des solutions dégénérées connectées entre elles, tandis que les dégénérescences sont déconnectées. Ces deux notions dépendent évidemment du niveau de confiance fixé pour l'étude des sensibilités de ces expériences. Ces expériences montrent, en particulier, une forte dépendance en Δm_{21}^2 et Δm_{31}^2 (figures III.9). En principe la variation de θ_{12} joue aussi un rôle. Cependant, $P_{\mu e}$ dépend uniquement du produit $\alpha \cdot \sin 2\theta_{12}$ au deuxième ordre en α comme il apparaît dans l'équation (III.4). Aussi, une variation de la valeur de θ_{12} est équivalente à réajuster la valeur de Δm_{21}^2 . La variation de la valeur de θ_{23} dans le domaine indiqué dans [50, 68] produit seulement un léger changement dans les résultats. En particulier, ces changements sont beaucoup plus faibles que ceux causés par la variation de Δm_{31}^2 .

L'étude des oscillations $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$ permet de sonder la violation de CP dans le secteur leptonique. L'observation de la violation de CP intrinsèque dans le Modèle Standard requiert à la fois $\delta \neq 0$ ou π et $\theta_{13} \neq 0$. Dans le vide, l'asymétrie CP dans le canal $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$ au premier ordre en Δm^2 s'écrit

$$\frac{P_{\mu e} - P_{\bar{\mu} \bar{e}}}{P_{\mu e} + P_{\bar{\mu} \bar{e}}} \simeq - \left(\frac{\sin 2\theta_{12} \sin 2\theta_{23}}{2 \sin^2 \theta_{23}} \right) \left(\frac{\sin 2\Delta_{21}}{\sin 2\theta_{13}} \right) \sin \delta. \quad (\text{III.5})$$

La méthode la plus simple conceptuellement pour mesurer la violation de CP est de comparer les taux d'événements dans deux canaux d'oscillation conjugués de charge,

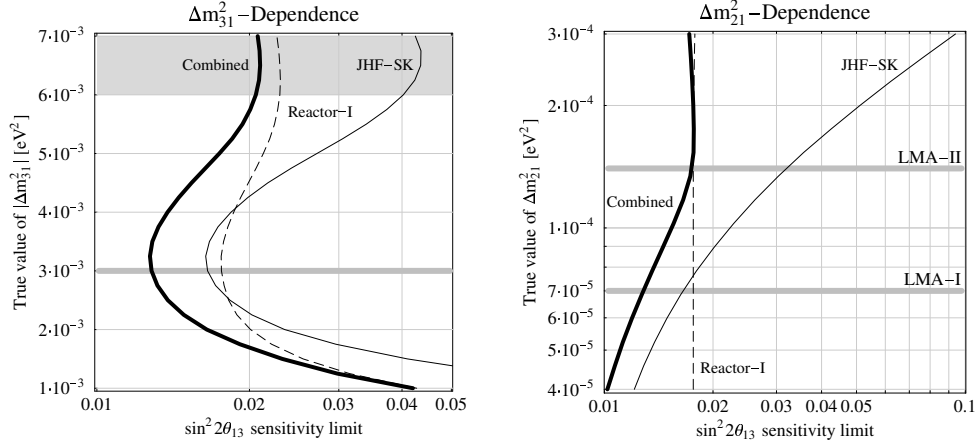


FIG. III.9 : Dépendance en Δm_{31}^2 et Δm_{21}^2 de la sensibilité en θ_{13} d'une expérience neutrino réacteur et du projet sur superfaisceau T2K [75].

comme $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$ et $\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_e$ par exemple. Cependant, il y a trois ambivalences qui sont introduites lorsque deux telles mesures sont effectuées qui peuvent ainsi aboutir à une dégénérescence entre huit domaines possibles (une dégénérescence apparaît lorsque deux ensembles de paramètres, ou davantage, sont en accord avec les mêmes données).

1. L'ambiguïté (δ, θ_{13}) [76], dans laquelle deux paires différentes de ces paramètres, (δ, θ_{13}) et (δ', θ'_{13}) , aboutissent aux mêmes valeurs de $P_{\mu e}$ et $P_{\bar{\mu} e}$;
2. L'ambiguïté sur le signe de Δm_{31}^2 [77], où (δ, θ_{13}) pour un signe donné de Δm_{31}^2 donne les mêmes valeurs pour les probabilités d'oscillation que (δ', θ'_{13}) avec le signe opposé de Δm_{31}^2 ;
3. L'ambiguïté $(\theta_{23}, \frac{\pi}{2} - \theta_{23})$ [78], où $(\theta_{23}, \delta, \theta_{13})$ donne les mêmes probabilités que $(\frac{\pi}{2} - \theta_{23}, \delta', \theta'_{13})$. Cette ambiguïté est présente car le canal utilisé pour déterminer θ_{23} , la survie de ν_μ , ne permet d'accéder qu'à $\sin^2 2\theta_{23}$. L'ambiguïté disparaît si l'angle est maximum ($\theta_{23} = \frac{\pi}{4}$, qui semble favorisé par les données actuelles).

aboutissant donc à une dégénérescence d'ordre huit [79].

Pour chacune de ces dégénérescence, une ubiquité des valeurs déduites de δ et de θ_{13} est possible ; ainsi chacune de ces dégénérescences peut confondre l'ensemble des paramètres de violation de CP avec ceux de sa conservation, et *vice versa*. Dans bien des cas ces dégénérescences persistent pour toutes les valeurs des paramètres autorisées expérimentalement de θ_{13} . Une vue d'ensemble de ces dégénérescences des paramètres peut être trouvée dans [79]. Il y a néanmoins des distances caractéristiques, appelées distances « magiques », qui peuvent permettre de résoudre ces dégénérescences. Pour chacune de ces distances « magiques », des mesures complémentaires à différentes distances et/ou différentes gammes d'énergies seront nécessaires pour briser les dégénérescences résiduelles et déterminer les valeurs précises de δ et θ_{23} . Nous renvoyons à [79, 80, 81, 82] pour de plus amples détails sur le sujet. De nombreux articles proposent différentes solutions pour lever ces dégénérescences par exemple la combinaison des données d'un détecteur mégatonne unique pour l'observation des neutrinos atmosphériques et des neutrinos issus d'un faisceau longue portée [83].

Si un signal est effectivement observé sur $\sin^2(2\theta_{13})$ dans les prochaines années, *i.e.*, $\sin^2(2\theta_{13})$ serait alors relativement grand, le premier objectif serait alors d'affiner

la connaissance de ce paramètre ainsi que du degré de violation CP avec les futures générations d'expériences. Suite aux mesures initiales des super-faisceaux, $\sin^2(2\theta_{13})$ et δ seront fortement corrélés.

Afin de désimbriquer ces paramètres, des informations complémentaires sont requises. À cet effet, il est possible de recourir à un faisceau intense d'antineutrinos. Puisque les sections efficaces des antineutrinos sont beaucoup plus faibles que celles des neutrinos, une expérience sur super-faisceau devra acquérir des données pendant trois fois plus de temps dans le mode antineutrinos que dans le mode neutrinos afin d'obtenir des informations statistiques équivalentes.

Il est également possible d'utiliser une autre expérience sur antineutrinos issus de réacteurs pour mesurer $\sin^2(2\theta_{13})$ précisément [75]. C'est le sujet que nous allons aborder dans ce qui suit.

3 Apport des expériences « réacteurs » sur θ_{13}

Les réacteurs nucléaires sont des sources abondantes de $\bar{\nu}_e$ dans une gamme d'énergie allant de 0 à 10 MeV. Les expériences d'étude des changements de saveur des neutrinos peuvent donc uniquement analyser la disparition des $\bar{\nu}_e$, et peut-être compter le flux total de neutrinos toutes saveurs confondues par courant neutre si cela était techniquement et physiquement possible. Malheureusement l'identification des neutrinos par courant neutre manque de signature discriminante à ces énergies, et ces interactions sont noyées par les bruits de fond baignant les détecteurs. Ces expériences reposent donc dans l'état actuel des connaissances sur l'étude du canal de disparition uniquement : $\bar{\nu}_e \rightarrow \bar{\nu}_e$.

L'effet recherché est un écart par rapport au flux d'antineutrinos électroniques attendu livré par la centrale : $1 - P_{ee}$. Cette mesure, et l'identification de ce déficit, reposent donc sur la connaissance théorique du spectre produit. La modélisation du flux de $\bar{\nu}_e$ produit par une centrale nucléaire a été abondamment étudié par les expériences précédentes, mais la connaissance actuelle de la norme et de la forme du spectre est limitée à une incertitude de 2 % (en forme et en norme). L'objectif étant de mesurer l'amplitude $\sin^2(2\theta_{13})$ jusqu'à de l'ordre du pourcent, ces incertitudes systématiques limitent la précision de telles expériences. À ces incertitudes s'ajoutent les incertitudes systématiques liées au comportement des détecteurs et aux coupures introduites lors des analyses. Le comportement de la probabilité de survie des $\bar{\nu}_e$ est illustrée sur la figure III.10 pour différentes variables, suivant que nous choisissons de fixer la distance d'observation à la source, l'énergie moyenne observée, ou le rapport L/E . Nous avons utilisé l'expression complète de la probabilité de survie (II.44), page 47 du chapitre précédent. Sachant que l'énergie moyenne des $\bar{\nu}_e$ émis par une centrale nucléaire est de 3 MeV, en plaçant un détecteur à une proximité suffisante de la centrale (à moins de 300 m, selon la figure III.10), et un autre détecteur aux environs de 1 à 2 km, il est possible de mesurer précisément à la fois le flux de $\bar{\nu}_e$ émis par la centrale et le déficit/la distorsion spectrale induit par le changement de saveur sur l'échelle du Δm_{ATM}^2 . Cet effet est imputable uniquement, à ces distances, aux valeurs des paramètres d'oscillation Δm_{31}^2 et $\sin^2(2\theta_{13})$, et ne souffre pas d'autre dégénérescence. En particulier, la dépendance en Δm_{31}^2 est moins sensible dans l'étude du canal $\bar{\nu}_e \rightarrow \bar{\nu}_e$ que dans le canal $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$ et les expériences sur neutrinos réacteurs ne sont pas sensibles au Δm_{21}^2 (figure III.9).

Une telle expérience pourrait donc apporter une mesure très « propre » de θ_{13} . La

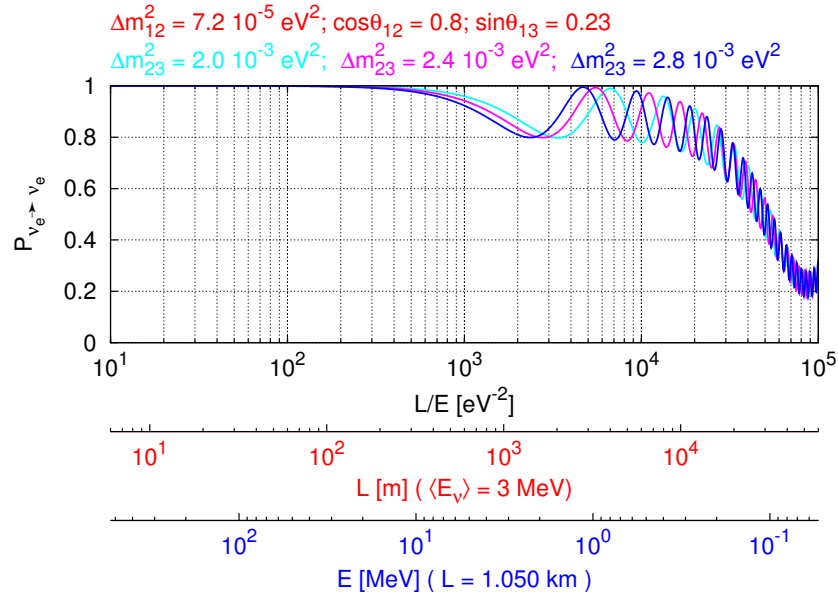


FIG. III.10 : Probabilités P_{ee} en fonction de différentes variables, suivant que nous choisissons de varier le rapport L/E , de fixer l'énergie moyenne observée (de 3 MeV pour un spectre de neutrinos « réacteur »), ou encore la distance d'observation à la source (ici, $L = 1,050$ km, correspond à la position du détecteur lointain de Double Chooz).

réduction des incertitudes systématiques à leur plus bas niveau repose, comme nous le verrons en détail dans les chapitres V et VI, sur l'utilisation de détecteurs identiques.

3.1 Introduction aux expériences « réacteurs » à deux détecteurs

La première formulation d'un projet d'expérience de neutrinos de réacteurs utilisant deux détecteurs identiques dans le but de mesurer précisément l'angle de mélange θ_{13} a été proposée en 1999 par les physiciens russes du projet Kr2Det, à Krasnoyarsk [84, 85, 86, 87]. L'intérêt pour les expériences de neutrinos de réacteurs a été considérablement relancé à la fin 2002, après les premiers résultats de l'expérience KamLAND. Il a été accru par la clarification de la complémentarité entre les expériences de disparition et d'apparition [75]. Dès lors, une communauté de physiciens s'est rassemblée dans le but de préparer la prochaine expérience. Cet effort a abouti, après plusieurs rencontres internationales (Heidelberg 2002, Alabama 2003, Munich 2003, Niigata 2004, Angra dos Reis 2005), à la rédaction d'un « *livret blanc* » [88] rassemblant les différents projets.

En France, trois sites avaient au départ été considérés : Penly en raison de la proximité d'une falaise permettant d'abriter les détecteurs des rayons cosmiques, Cruas à cause de la proximité d'une carrière pouvant éventuellement être utilisée comme point d'entrée d'un tunnel horizontal pour y loger les deux détecteurs, et Chooz en raison de l'existence du laboratoire lointain et de la possibilité d'utiliser le terrain proche des réacteurs pour y construire le détecteur proche. Fin 2003, les deux premiers candidats ont été écartés face aux multiples avantages du site de Chooz.

Il apparaît que l'ensemble des projets proposés peuvent être séparés en deux catégories bien distinctes : les expériences dites de première génération, telles que Double Chooz en France et KASKA au Japon (premiers résultats avant 2010), et les projets de deuxième génération aux échéances plus lointaines, comme Angra, Braidwood, et Daya Bay. Ces der-

nières expériences ont pour but d'améliorer la sensibilité par rapport à Double Chooz ou KASKA. Elles doivent avoir une cible de détection considérablement plus massive que les expériences de première génération (de l'ordre du million d'événements dans le détecteur lointain), afin de mesurer les distorsions spectrales due aux oscillations induites par Δm_{ATM}^2 . Dans ce cas, les erreurs de soustractions de bruits de fond (voir chapitre VII) jouent un rôle encore plus crucial pour la réussite de l'expérience, et les bruits de fond doivent être encore réduits, par rapport aux expériences de première génération, en considérant des sites de détections très profonds. Enfin, des études de R&D approfondies doivent être menées à bien pour déterminer si l'on peut diminuer les incertitudes systématiques à moins que 0,5 %. D'autres projets ont été proposés ces trois dernières années : Diablo Canyon en Californie, Texono à Taiwan, etc. Ils n'ont pas abouti, souvent à cause d'impossibilité de réaliser les travaux importants de génie civil. Nous ne les développerons pas par la suite.

3.2 Krasnoyarsk

Kr2Det était la première proposition d'expérience de neutrinos de réacteur dédiée à l'angle de mélange θ_{13} . Krasnoyarsk est un réacteur situé près de la ville du même nom, en Sibérie (Russie). La centrale nucléaire, anciennement utilisée pour la production de plutonium à des fins militaires, a été construite sous terre, à une profondeur équivalente à 600 mètres d'eau, donc parfaitement adaptée pour une expérience de neutrinos de réacteur à bas bruits de fond. Le réacteur comporte un seul cœur de 1,6 GW thermique qui possède un cycle de fonctionnement bien défini : 50 jours en marche et 7 jours à l'arrêt. Ceci constitue un avantage important car un tel cycle aurait permis une mesure en continu des bruits de fonds. Le site du réacteur comporte deux cavités pouvant accueillir les détecteurs, l'une à 110 mètres et l'autre à 1100 mètres. Les deux détecteurs recevraient donc les mêmes bruits de fond d'origine cosmique ce qui simplifierait les analyses. La faible puissance du réacteur nécessiterait l'utilisation d'un détecteur d'une cinquantaine de tonnes de masse fiducielle de façon à accumuler quelques dizaines de milliers d'événements sur une période de trois années. La sensibilité potentielle à un tel site est similaire à ce qui est présenter pour Double Chooz ou KASKA : $\sin^2(2\theta_{13}) < 0,02$ (90 % de confiance).

L'ensemble des groupes de la communauté des neutrinos de réacteurs était favorable au site. Malheureusement, pour des raisons politiques nous savons depuis l'année 2003 qu'il n'est certainement pas envisageable de mener une nouvelle expérience à Krasnoyarsk.

3.3 KASKA

La proposition d'une expérience de neutrino auprès de la centrale nucléaire de Kashiwazaki date du début 2003. Elle fût plus tard renommée KASKA, pour KAShiwasaki-KARima, ce dernier terme étant le nom du village juxtaposé à la centrale nucléaire. Le but du projet KASKA est de couvrir l'ensemble des oscillations des antineutrinos électroniques, avec dans l'idéal une expérience en trois phases distinctes :

1. Un ensemble de trois détecteurs de 8 tonnes de masse fiducielle (deux proches à quelques centaines de mètres des coeurs et un plus lointain à 1,8 km) pour contraindre l'angle θ_{13} à un niveau très similaire à celui de Double Chooz.
2. Une deuxième phase similaire en augmentant la masse du détecteur lointain à 50 tonnes de façon à accroître la précision sur la mesure de l'angle θ_{13}

3. La construction d'une cavité et d'un détecteur de 1000 tonnes à 50 km (premier minimum de l'oscillation solaire P_{ee}) de façon à mesurer précisément les paramètres Δm_{21}^2 et θ_{12} .

Dans la suite nous ne détaillerons que la phase 1, qui occupera les cinq à dix prochaines années.

Site de l'expérience

La centrale nucléaire de Kashiwazaki-Kariwa est située près de la ville de Niigata, sur l'île principale de Honshu. C'est le complexe nucléaire civil le plus puissant du monde, regroupant sept cœurs nucléaires (5 REB et 2 AREB) et totalisant une puissance thermique de 24,3 GW. Les sept cœurs sont répartis en deux blocs de trois et quatre réacteurs, séparés par 1 km au moins (réacteurs 4 et 7), et 1,9 km au plus (réacteurs 1 et 5) (voir figure III.11). Deux détecteurs proches sont donc absolument nécessaires pour contrôler le flux des antineutrinos avant le développement des oscillations induites par Δm_{ATM}^2 . Puisque la topologie du site est complètement plate (la centrale est située en bord de mer), les trois détecteurs doivent être placés dans des puits qui seront creusés et aménagés à cet effet. Les deux puits du détecteur proche seront localisés à une distance de 400 mètres de chaque bloc, et auront une profondeur approximative de 50 mètres, de façon à obtenir une protection d'environ 100 mètres équivalent eau. Le détecteur lointain sera, lui, situé à une distance moyenne de 1,8 km (sur le site de la localité de Kariwa), et le puits aura une profondeur de 150 mètres, équivalent à une protection de 300 mètres d'eau (équivalent à la protection du détecteur lointain de Double Chooz). Les trois puits auront un diamètre de 5 mètres, et une cavité de 8x8 mètres carrés sera aménagée au fond de ceux-ci pour y loger les détecteurs.

En termes de distances, les deux détecteurs proches sont plus lointains que ceux de Double Chooz, mais ceci n'est pas un handicap pour la mesure de θ_{13} . Par contre, l'ensemble des activités liées à la non prolifération [89] est rendue plus difficile. La présence des sept cœurs nucléaires implique les mêmes effets. Le détecteur lointain sera quant à lui situé à une distance de 1,8 km, optimale pour $\Delta m_{\text{ATM}}^2 = 2,0 \cdot 10^{-3} \text{ eV}^2$. En comparaison à Double Chooz, la statistique évolue dans le rapport $\text{Flux}_{\text{KASKA}}/\text{Flux}_{\text{Double Chooz}} = 24,3/8,4 \times 8/10 \times (1,05/1,8)^2 = 0,79$, en défaveur de KASKA. Les deux expériences sont donc très similaires dans leur sensibilité potentielle.

Les détecteurs

La conception du détecteur de KASKA est très similaire à celle de Double Chooz, malgré la géométrie sphérique envisagée, au lieu des cylindres imbriqués de Double Chooz (voir figure III.12). Les trois détecteurs doivent être construits à l'identique.

Le cœur du détecteur est constitué d'une sphère d'acrylique de 1,35 m de rayon (10 m^3), et contenant 8 tonnes d'un liquide scintillant dopé au gadolinium. Le liquide utilisé sera basé sur celui de l'expérience Palo Verde, qui présente une instabilité intrinsèque correspondant à des pertes de transparences respectives de 8 % la première année et de 4 % la deuxième (à 420 nm). Cette instabilité réduit actuellement la prise de donnée envisageable à deux ans. Un programme de R&D est en cours pour comprendre et améliorer la stabilité du liquide scintillant.

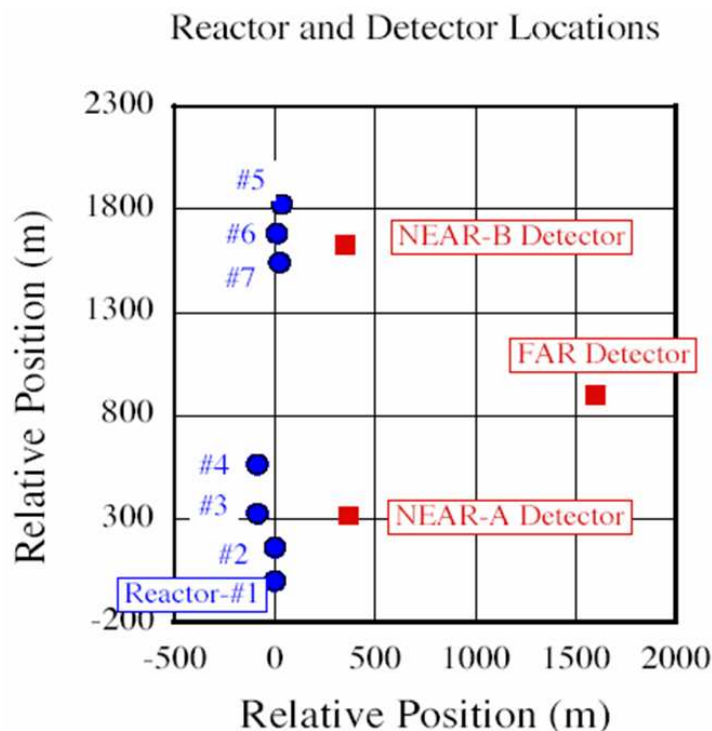


FIG. III.11 : Répartition spatiale des 3 détecteurs de l'expérience KASKA, et des 7 réacteurs de la centrale nucléaire de Kashiwazaki-Kariwa.

La sphère centrale est contenue dans une deuxième sphère appelée, comme dans Double Chooz, le collecteur gamma. Cette zone a une épaisseur de 70 cm (60 cm pour Double Chooz) ; elle contient un liquide scintillant de même rendement de scintillation et de même index optique que celui de la cible centrale, mais non dopé au gadolinium.

Les deux régions précédentes sont contenues dans une sphère en acier inoxydable de 3,25 m de rayon. La région intermédiaire de 1,2 m d'épaisseur contient de l'huile minérale et joue le rôle de zone tampon de liquide non scintillant qui permet de diminuer le bruit de fond fortuit des désintégrations radioactives se produisant principalement dans les tubes photomultiplicateurs. Cette sphère en acier inoxydable supporte environ 300 tubes photomultiplicateurs de 10 pouces et 50 tubes photomultiplicateurs de 2 pouces (ou alternativement 150 photomultiplicateurs de 13 pouces).

L'ensemble de détection présenté ci-dessus est contenu dans un tank en fer rempli d'eau ultra pure servant de veto à muon ; lui même est enrobé dans un blindage en fer, protégeant ainsi le détecteur de la radioactivité des sols environnants. Un système de calibration est disposé juste au dessus du détecteur, dans la cavité.

Sensibilité attendue

L'ensemble des erreurs relatives à la soustraction des bruits de fond est estimé à moins de 0,5 %. L'erreur sur l'efficacité relative des trois détecteurs est estimée à 0,85 %. L'ensemble des incertitudes sera donc maintenu en deçà du pourcent. La sensibilité potentielle de KASKA sera donc très similaire à celle de Double Chooz : $\sin^2(2\theta_{13}) < 0,02$ (90 % de confiance).

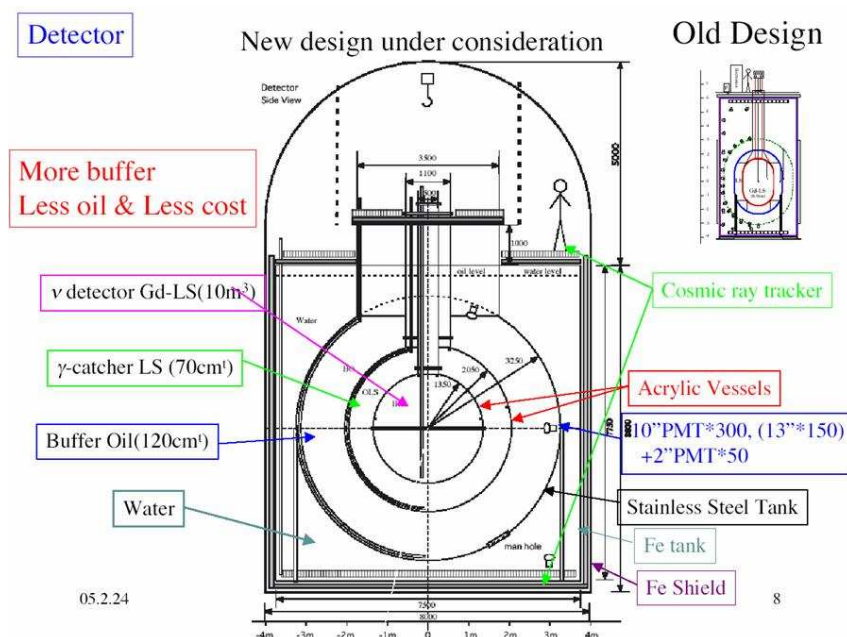


FIG. III.12 : Schéma illustrant le design actuel du détecteur de KASKA.

Statut de l'expérience

KASKA est une collaboration exclusivement japonaise, constituée de 9 instituts de recherche et d'une vingtaine de personnes. Le projet de R&D a été approuvé jusqu'en 2005, date à laquelle une décision devra être prise quant à la suite à donner au projet. La géologie du site vient d'être étudiée (par un forage sur le site du détecteur proche à 70 mètres de profondeur) et les travaux de conception du détecteur sont en cours, avec la construction d'un prototype de la cible acrylique centrale. En cas d'approbation, l'objectif serait d'avoir les trois détecteurs opérationnels courant 2009.

3.4 Braidwood

Le projet Braidwood vise à placer deux détecteurs identiques interchangeables près de la centrale nucléaire du même nom, dans l'Illinois (États-Unis). L'étude de faisabilité de cette expérience est encore très préliminaire, et quelques années de R&D seront nécessaires pour clarifier cette proposition d'expérience. Nous présentons succinctement l'état des lieux du projet dans la suite, bien qu'il soit très probable qu'il évolue dans le futur.

Site de l'expérience

La centrale nucléaire de Braidwood possède deux réacteurs de type REP fournissant une puissance thermique nominale de 7,2 GW. La topologie des alentours du complexe nucléaire est complètement plate, et deux cavités doivent être construites à 180 mètres sous terre (l'équivalent de 450 mètres d'eau) pour y abriter les deux détecteurs. Il est donc prévu de creuser deux puits alignés sur l'axe médian des deux réacteurs, l'un à 270 mètres et l'autre 1,5 km. L'ensemble des travaux de génie civil étant à réaliser, il est ici possible de choisir la distance optimale du détecteur lointain. Ces deux puits seront reliés en surface

par un système de type chemin de fer permettant d'échanger les deux détecteurs pour en obtenir une calibration relative. L'opération critique restera le déplacement des détecteurs (pleins!) depuis le fond du puits jusqu'à la surface au moyen d'une grue, sans modifier significativement la fonction de réponse des détecteurs. L'impact de ces déplacements des détecteurs sur les erreurs systématiques de l'expérience n'a pas encore été présenté.

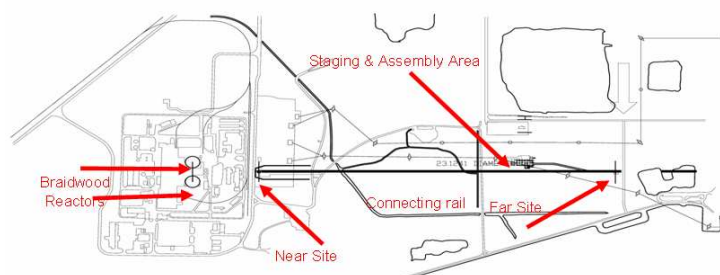


FIG. III.13 : Description su site du projet Braidwood.

Les détecteurs

La conception du complexe de détecteurs de Braidwood est assez incertaine et peu précise à l'heure actuelle. Le concept de base est d'utiliser un détecteur de type Borexino ou KamLAND, c'est à dire sans la région dite « collecteur γ », contenant un liquide scintillant non dopé au gadolinium, entre la « cible » et le « tampon ». L'avantage mis en avant par la collaboration est la simplification du détecteur, l'augmentation du volume de détection, et la facilité accrue de la calibration.

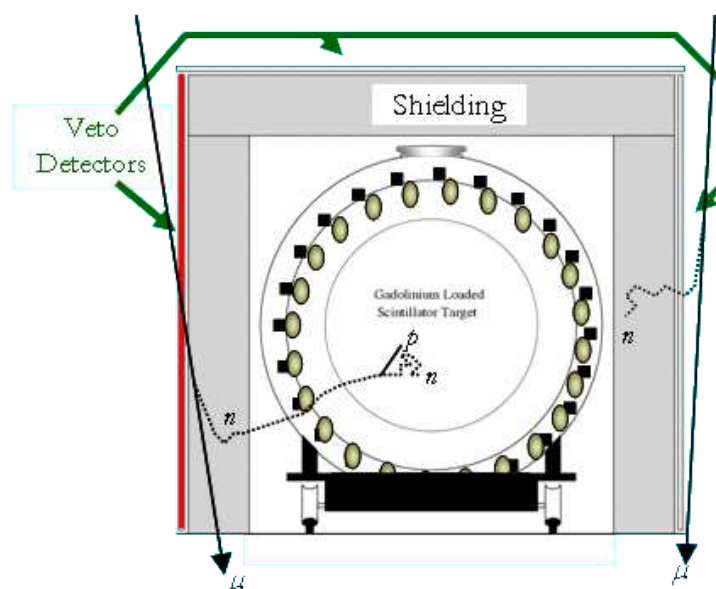


FIG. III.14 : Description schématique du détecteur du projet Braidwood.

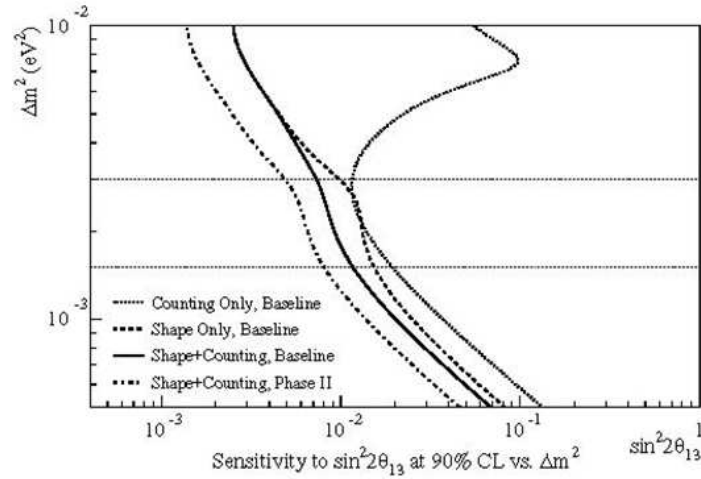


FIG. III.15 : Sensibilité du projet Braidwood en phases I et II.

Le détecteur aura une masse fiducielle de 65 tonnes, contenue dans une sphère acrylique de 2,6 mètres de rayon. Le rayon externe du détecteur sera de 3,5 mètres. La cible sera entourée d'un liquide non scintillant, ce qui empêchera de mesurer l'intégralité de l'énergie déposée par les événements du bord de la cible (cet effet sera pris en compte en faisant une calibration relative des deux détecteurs). Le tout sera entouré d'un détecteur de muons externes (Veto), placé à l'extérieur d'un blindage.

Sensibilité attendue

Il est envisagé de déployer l'expérience en deux phases : une première avec deux détecteurs de 65 tonnes chacun, et une seconde à terme avec l'association de trois détecteurs supplémentaires du même type sur le site lointain de façon à obtenir un volume fiduciel de 260 tonnes.

En misant sur une erreur systématique de normalisation de 0,6 % (comme dans le cas de Double Chooz et de KASKA), et sur une erreur de soustraction de bruit de fond de 0,5 %, la sensibilité potentielle du projet Braidwood phase I est $\sin^2(2\theta_{13}) < 0,01$ (90 % de confiance), après trois ans de prise de données.

Statut de l'expérience

Le projet Braidwood rassemble une cinquantaine de personnes appartenant à une dizaine d'instituts américains, menés par l'université de Chicago et l'université de Columbia. La collaboration définit actuellement un programme de R&D pour atteindre la sensibilité requise. Les études de la géologie du site pour le forage et l'aménagement des puits est en cours.

3.5 Daya Bay

Daya Bay est un projet de réacteur de seconde génération, aux abords de la centrale nucléaire du même nom, au nord de Hong-Kong (Chine). L'étude de faisabilité de



FIG. III.16 : Schéma décrivant le site du projet d'expérience Daya Bay.

cette expérience est en cours, et elle bénéficie des développements du projet Diablo Canyon, maintenant abandonné, mais défendu par les mêmes protagonistes. Le concept de Daya Bay est de réaliser une mesure uniquement fondée sur l'exploitation des informations contenues dans la forme du spectre des antineutrinos.

Site de l'expérience

La centrale nucléaire de Daya Bay comprend actuellement un ensemble de 4 réacteurs répartis sur deux sites, Daya Bay (ouest) et Ling Ao (est), séparés d'environ 1 km. Deux réacteurs sont en cours de construction sur un nouveau site, Ling Dong situé à quelques centaines de mètres à l'est de Ling Ao.

Un des objectifs de Daya Bay est de réduire au strict minimum la contribution des bruits de fond de protons de recul et de production d'isotope radioactifs (tel que le ^9Li) dans le détecteur, en localisant le détecteur lointain sous une couverture rocheuse équivalente à 1800-2400 mètres d'eau, et les détecteurs proches sous une couverture équivalente à environ 500 mètres d'eau. Un tel site n'existe pas à l'heure actuelle, mais la centrale nucléaire de Daya Bay est entourée de collines qui sont appropriées, à condition de creuser un réseau de galeries horizontales pour abriter les détecteurs. Au total plus de 3 km de tunnel devront être creusés et aménagés (voir figure III.16).

Le site lointain sera localisé à une distance de 1,8 à 2,4 km des cœurs, et deux sites proches seront nécessaires, surtout lors de la mise en service des réacteurs de Ling Dong. Les deux détecteurs proches seront à environ 500 mètres du bloc de réacteur le plus rapproché. Il est aussi envisagé d'avoir un détecteur à environ 1 km des cœurs, dans une étape intermédiaire.

Les détecteurs

Le concept des détecteurs de cette expérience est encore à l'étude, et de maintes solu-

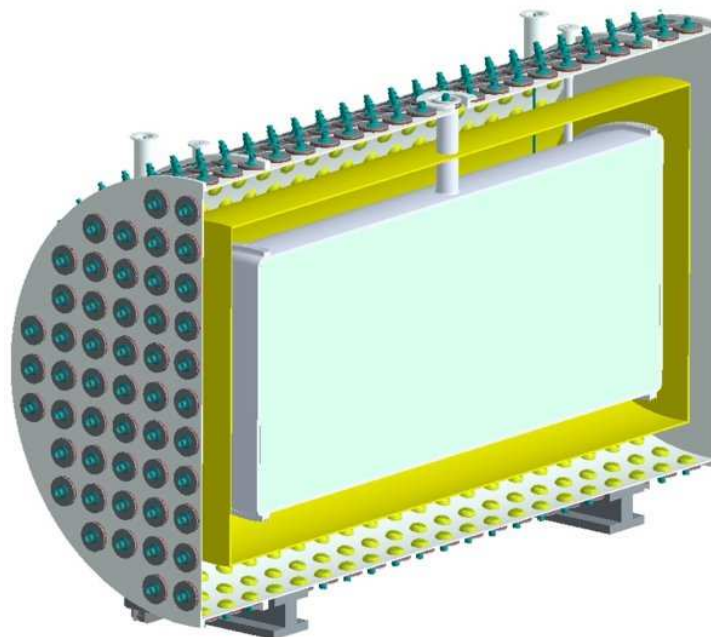


FIG. III.17 : *Schéma d'un élément de détecteur : de Daya Bay, jusqu'à la structure de PM.*

tions sont encore envisagées. Il semble néanmoins probable que l'ensemble sera constitué de modules, sphériques ou cylindriques, de masse fiducielle comprise entre 20 et 40 tonnes. L'arrangement précis des modules sur les sites n'est pas encore déterminé.

Comme dans le cas de Double Chooz et de KASKA, le détecteur sera constitué de trois régions distinctes avant la structure de tubes photomultiplicateurs (voir figure III.17). L'ensemble sera entouré d'un veto de muons qui sera intégré au hall de détection. Il est éventuellement envisagé de réaliser des cavités de détection entourées d'un écran d'eau de façon à réduire les bruits de fonds induits par les neutrons.

En plus des calibrations traditionnelles, les détecteurs pourront être déplacés pour une calibration relative côte à côte, c'est à dire dans des conditions de bruits de fond identiques. Contrairement au cas du projet Braidwood, les détecteurs ne seront pas placés sur des rails, mais ils seront tractés à la manière dont les avions sont déplacés sur les pistes des aéroports. L'ensemble des erreurs systématiques liées au déplacement n'a cependant pas encore été quantifiée.

Sensibilité attendue

Deux scénarios ont été envisagés : deux détecteurs proches de 40 tonnes sur le site proche et deux autres sur le site lointain (proche/lointain), ou deux détecteurs proches de 40 tonnes sur le site proche et deux autres sur le site intermédiaire, à 1 km (intermédiaire/lointain). En considérant une erreur systématique de détection de 0,36 %, une erreur de soustraction de bruits de fond corrélés de spallation à moins de 0,2 %, et pour trois ans de prise de données (un an avec six réacteurs après la mise en route du site de Ling Dong), on aboutit à une sensibilité : $\sin^2(2\theta_{13}) < 0,01$ (90 % de confiance).

Statut de l'expérience

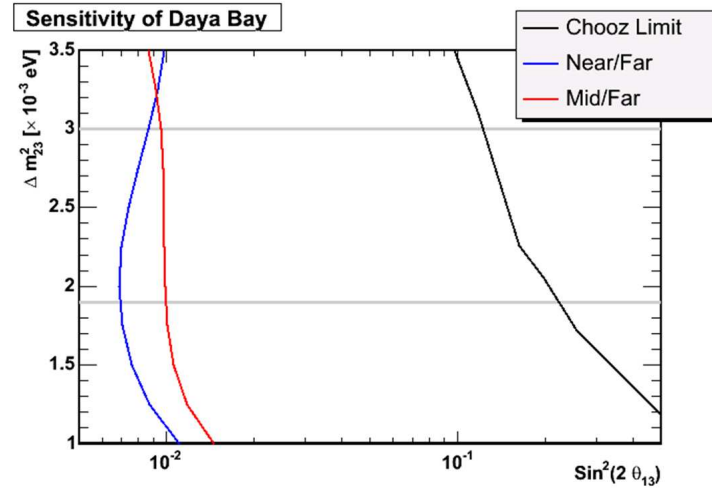


FIG. III.18 : Sensibilité du projet d'expérience Daya Bay.

La collaboration Daya Bay regroupe une dizaine d'instituts chinois, et quelques groupes américains pour mener à bien des études de R&D en commun. L'étude de la géologie de site est en cours, et la phase de R&D pour la conception des détecteurs pourrait durer quelques années pour garantir la validité du concept de détecteur mobile notamment. Il est prévu un scénario d'assemblage des détecteurs en parallèle avant les travaux de génie civil, et le premier détecteur pourrait voir le jour à l'horizon 2008-2009.

4 Complémentarité accélérateurs/réacteurs

Les deux approches accélérateurs & réacteurs sont complémentaires. Un calendrier réaliste des sensibilités potentielles d'une expérience réacteur (Double Chooz) et super-faisceau (T2K) est présenté sur les figures III.19, III.20, III.21, III.22 suivant la valeur réelle de $\sin^2(2\theta_{13})$ supposée : 0, 0,14, 0,08 et 0,04. Ces calendriers ont été établis en supposant que Double Chooz commencera à prendre des données avec deux détecteurs en 2008, alors que T2K débutera deux ans plus tard, avec l'intensité nominale du faisceau. Les détails de l'analyse figurent dans [90, 72] pour Double Chooz et dans [75, 67] pour T2K. Pour le calcul des sensibilités de Double Chooz, sont introduits ici une incertitude sur la normalisation relative de 0,6 % entre les deux détecteurs, des bruits de fond corrélés à hauteur de 1,5 % du signal pour les deux détecteurs de plusieurs bruits de fond de forme « connue » ont été pris en compte (protons de recul, accidentels, spallation), et un bruit de fond non corrélé supplémentaire de 0,5 % du signal est aussi pris en compte. Tous ces bruits de fond sont supposés connus à 50 %, ici. Pour T2K, les sensibilités ont été calculées après une et cinq années de prise de données, et après une, trois et sept années pour Double Chooz (avec de l'ordre de 20 000 événements accumulés par an). Les régions autorisées par l'ajustement des paramètres sont présentées sur les figures III.19, III.20, III.21, III.22. Les courbes concernant T2K incluent toutes les corrélations et dégénérescences [75, 67].

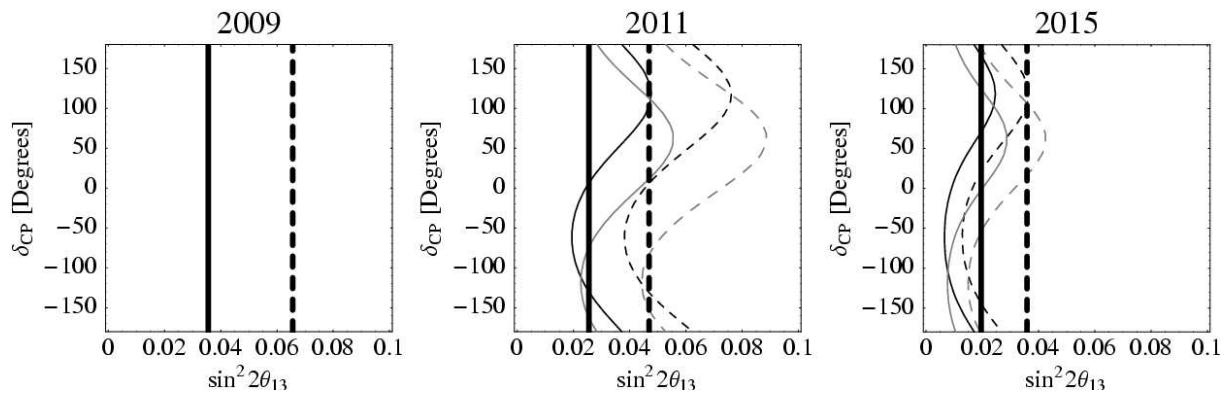


FIG. III.19 : Limite à 90 % de confiance dans le plan $\sin^2(2\theta_{13})$ - δ pour Double Chooz et T2K [75, 67]. Les paramètres d'oscillation suivant ont été employés : $\Delta m_{31}^2 = 2 \cdot 10^{-3} \text{ eV}^2$, $\Delta m_{21}^2 = 7 \cdot 10^{-5} \text{ eV}^2$, $\sin^2(2\theta_{23}) = 1,0$, $\sin^2(2\theta_{12}) = 0,8$, et $\sin^2(2\theta_{13}) = 0$. Les limites sont calculées à 1 paramètre libre pour Double Chooz (Δm^2 est supposé connu à 10 % près par une autre expérience et laissé libre modulo cette contrainte dans le χ^2) et 2 degrés de liberté pour T2K qui est sensible aux deux paramètres $\sin^2(2\theta_{13})$ et δ . Les intervalles de confiance à 90 % sont représentés par des lignes continues, et à 3σ par des lignes en pointillés. Les lignes épaisses décrivent la sensibilité de Double Chooz, et les plus fines celles de T2K, les courbes en noir pour la solution au point de meilleur ajustement, et les courbes grises pour la dégénérescence en $\text{signe}(\Delta m_{31}^2)$.

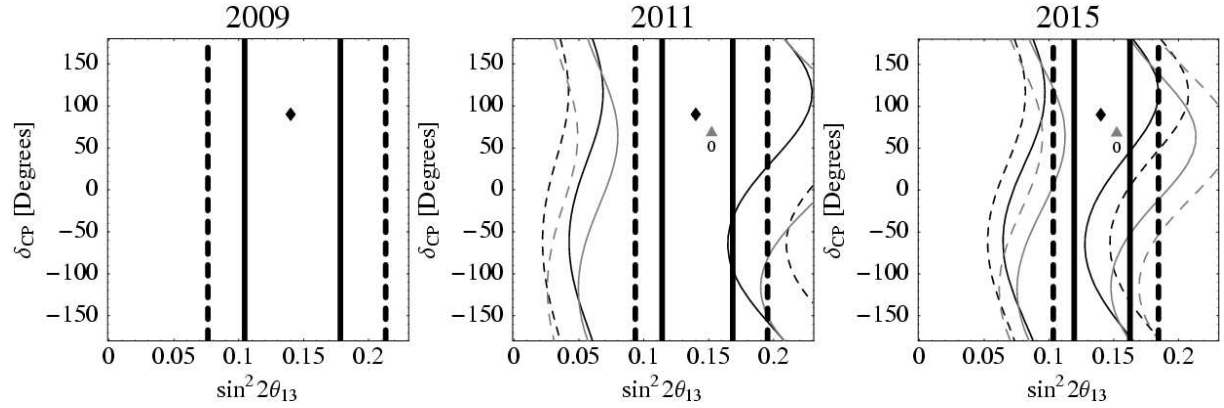


FIG. III.20 : Mesure de $\sin^2(2\theta_{13})$ et δ avec Double Chooz et T2K [75, 67]. Les mêmes valeurs des paramètres d'oscillation que pour III.19 sont utilisées ici, hormis la valeur de θ_{13} qui a été prise tel que $\sin^2(2\theta_{13}) = 0,14$ et la phase, δ , de violation CP a été fixée à $\delta = \pi/2$. Le minimum du χ^2 est indiqué par des marques (triangle, losange sans aucune sensibilité en δ).

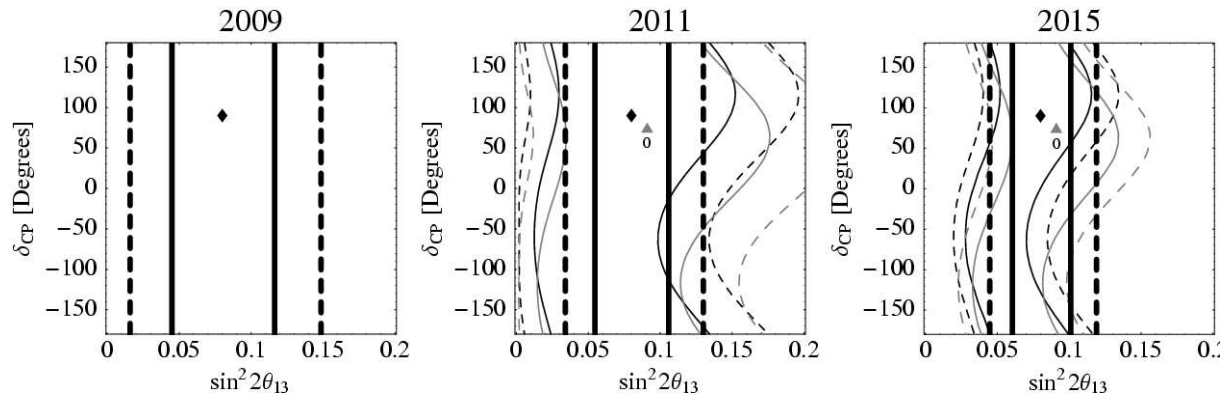


FIG. III.21 : Même figure que III.20, mais pour θ_{13} tel que $\sin^2(2\theta_{13}) = 0,08$.

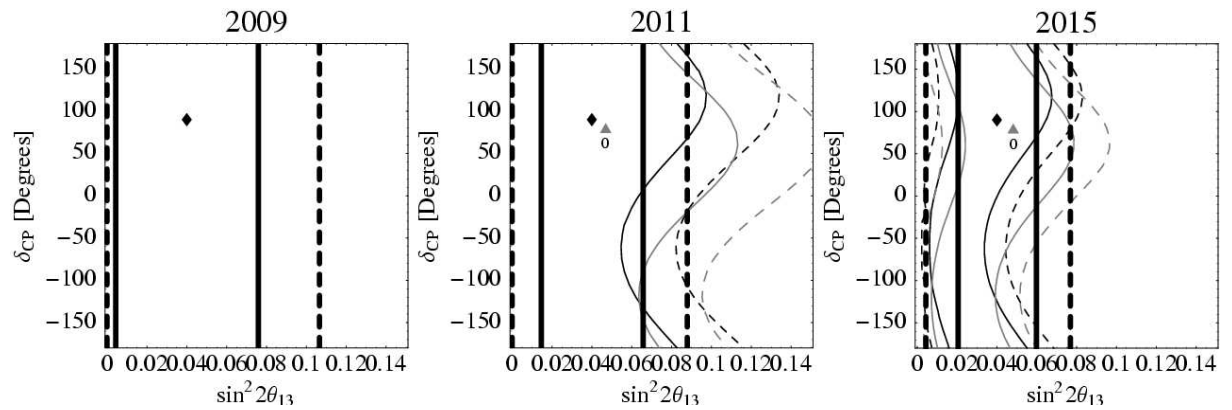


FIG. III.22 : Même figure que III.20, mais pour θ_{13} tel que $\sin^2(2\theta_{13}) = 0,04$.

DOUBLE CHOOZ, SITE ET DÉTECTEUR

LES réacteurs nucléaires ont joué un rôle décisif dans la découverte des neutrinos et dans l'étude de leurs oscillations. Après les controverses du début des années 80, les résultats de l'ILL en 1981, de Gösigen en 1986, et de Buguey en 1995 n'ont présenté aucune indication d'oscillation impliquant les $\bar{\nu}_e$. Plus récemment les expériences Chooz-I et de Palo Verde ont renforcé ces observations avec une meilleure sensibilité. Le grand potentiel des expériences neutrinos sur l'étude des flux de réacteurs nucléaires, par l'étude du canal $\bar{\nu}_e \rightarrow \bar{\nu}_e$ a également été mis en exergue avec KamLAND en 2002. En observant les flux d'antineutrinos électroniques produits par de nombreuses centrales nucléaires, à une distance moyenne bien plus grande que les précédentes expériences, celle-ci a résolu le problème de longue date des neutrinos solaires de façon indépendante des modèles d'interaction dans la matière. Ce type d'expérience pourrait bien ainsi apporter une information capitale dans les années à venir sur la valeur du dernier angle de mélange non encore mesuré, θ_{13} . Dans ce chapitre nous allons décrire en détail la source de $\bar{\nu}_e$, ainsi que les détecteurs de Double Chooz.

1 Fonctionnement d'une centrale nucléaire

Dans les centrales nucléaires françaises, relevant de la filière à eau sous pression (REP), la production d'électricité, ainsi que le refroidissement et l'évacuation de la chaleur, s'effectuent selon le processus que nous allons décrire (figure IV.1).

Tout d'abord, le circuit primaire a pour rôle d'extraire la chaleur issue des réactions de fissions nucléaires. L'uranium, légèrement « enrichi » dans sa variété isotopique 235, est conditionné sous forme de petites pastilles d'oxyde d'uranium. Celles-ci sont empilées dans des gaines métalliques étanches réunies en assemblages. Placés dans une cuve en acier remplie d'eau, ces assemblages forment le cœur du réacteur. Ils sont le siège de la réaction en chaîne, qui les porte à haute température. L'eau de la cuve s'échauffe à leur contact (à plus de 300 °C). Elle est maintenue sous pression (155 bars), ce qui l'empêche de bouillir, et circule dans un circuit fermé appelé circuit primaire. L'eau du circuit primaire transmet sa chaleur à l'eau circulant dans un autre circuit fermé : le circuit secondaire. Cet échange de chaleur s'effectue par l'intermédiaire d'un générateur de vapeur. Au contact des tubes parcourus par l'eau du circuit primaire, l'eau du circuit secondaire s'échauffe à son tour et se transforme en vapeur. Celle-ci fait tourner la turbine entraînant l'alternateur qui produit l'électricité. Après son passage dans la turbine, la vapeur est refroidie, retransformée en eau et renvoyée vers le générateur de vapeur pour un nouveau cycle. Pour que le système fonctionne en continu, il faut assurer son refroidissement. C'est le but d'un

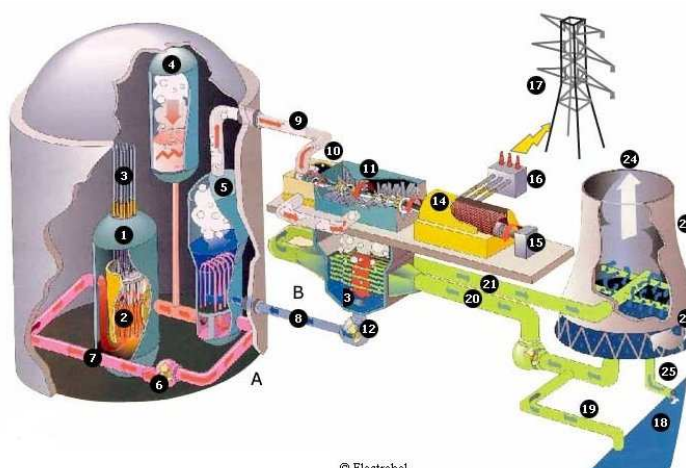


FIG. IV.1 : *Fonctionnement d'un réacteur nucléaire à eau ordinaire pressurisée (REP) [91].*

A	Circuit primaire	7	Circuit primaire d'alimentation en eau	16	Transformateur
B	Circuit secondaire	8	Circuit secondaire d'alimentation en eau	17	Ligne haute tension
		9	Circuit secondaire de vapeur	18	Rivière
1	Réacteur	10	Turbine haute pression	19	Entrée de l'eau de refroidissement
2	Assemblages de combustibles	11	Turbine basse pression	20	Eau de refroidissement froide
3	Barres de contrôle	12	Condenseur	21	Eau de refroidissement échauffée
4	Pressuriseur	13	Pompe d'alimentation en eau	22	Raffraichissement de l'eau
5	Générateur de vapeur	14	Générateur	23	Refroidissement par évaporation
6	Pompe primaire	15	Excitateur	24	Vapeur d'eau
				25	Sortie de l'eau refroidie

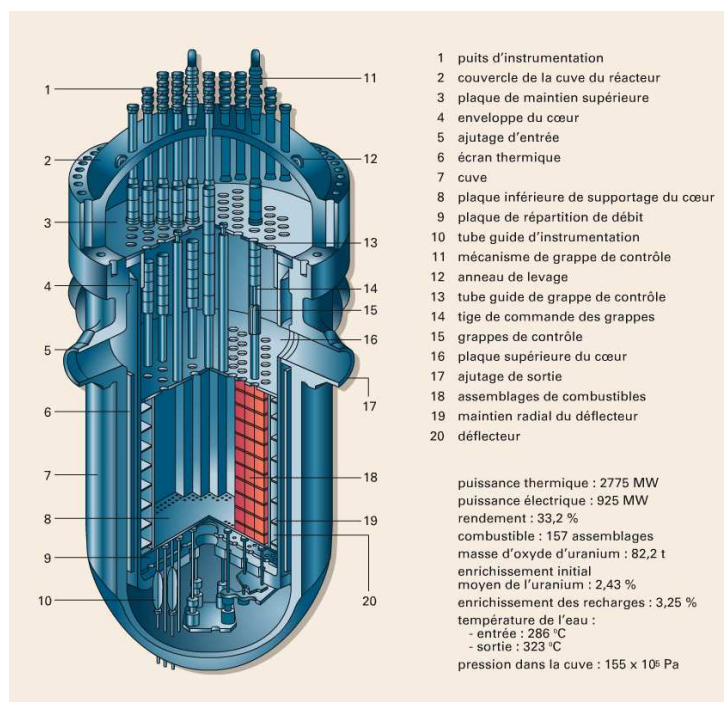


FIG. IV.2 : *Vue en coupe et détails d'un réacteur nucléaire [92].*

troisième circuit indépendant des deux autres, le circuit de refroidissement. Sa fonction est de condenser la vapeur sortant de la turbine. Pour cela est aménagé un condenseur, appareil formé de milliers de tubes dans lesquels circule de l'eau froide prélevée à une source extérieure : rivière ou mer. Au contact de ces tubes, la vapeur se condense pour se transformer en eau. Quant à l'eau du condenseur, elle est rejetée, légèrement échauffée, à la source d'où elle provient. Si le débit de la rivière est trop faible, ou si l'on veut limiter son échauffement, on utilise des tours de refroidissement, ou aéroréfrigérants. L'eau échauffée provenant du condenseur, répartie à la base de la tour, est refroidie par le courant d'air ascendant dans la tour. L'essentiel de cette eau retourne vers le condenseur, une petite partie s'évapore dans l'atmosphère, ce qui provoque ces panaches blancs caractéristiques.

2 La source de neutrinos

Les réacteurs nucléaires électrogènes utilisent la chaleur dégagée par les réactions de fission d'un combustible fissile, en général l'uranium plus ou moins enrichi en ^{235}U . L'uranium naturel¹ contient 0,71 % atomique d' ^{235}U fissile². Les réacteurs à eau ordinaire demandent de l'uranium enrichi en ^{235}U à environ 3 %. Les divers réacteurs diffèrent par la filière utilisée, caractérisée par : la nature du combustible, celle du modérateur (matériau ralentissant les neutrons pour augmenter l'efficacité de fission), ou encore celle du caloporteur (évacuant l'énergie thermique). En ce qui nous concerne, le premier point est le plus important. Initialement, seul l' ^{235}U est fissile sous le bombardement de neutrons thermiques³, le brisant en deux nouveaux noyaux (produits de fission) et en deux ou trois neutrons dont en moyenne un seul induira à son tour une nouvelle fission (réaction en chaîne auto-entretenu). Les deux produits de fission primaire, très riches en neutrons,

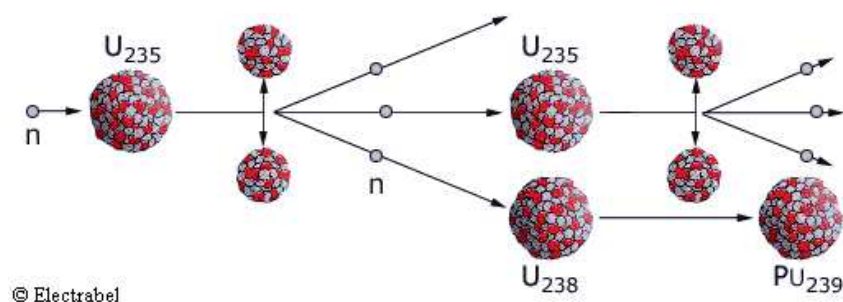


FIG. IV.3 : Réaction en chaîne de fission de l'uranium 235.

subissent chacun en moyenne trois désintégrations β avant d'arriver à un noyau stable. Les neutrons de fission rapides sont modérés par de l'eau légère pressurisée à 150 bars. L' ^{238}U en capturant des neutrons thermiques⁴ se transforme en ^{239}U , instable, qui après

¹L'uranium naturel est constitué de : l'uranium 235 (0,71 %), l'uranium 238 (99,28 %) et l'uranium 234 (0,0058 %).

²Les seules matières dites fissiles sont l'uranium 235, l'uranium 233, le plutonium 239 et le plutonium 241.

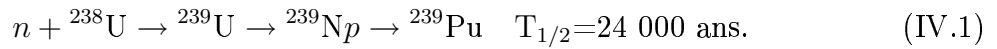
³Le seuil de fission de l' ^{238}U étant de 0,8 MeV, trop élevé, et la section efficace beaucoup plus faible.

⁴L'uranium 238 est fissile et fertile. Des atomes fertiles créent de nouvelles matières fissiles par absorption de neutrons. Un atome d'uranium 238 qui absorbe un neutron devient, par des étapes intermédiaires, un atome de plutonium 239, matière fissile.

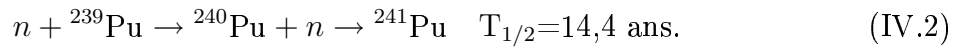
	Nombres de $\bar{\nu}_e$ par fission	énergie libérée par fission (en MeV)
^{235}U	$1,92 \pm 0,036$	$201,7 \pm 0,6$
^{238}U	$2,38 \pm 0,048$	$205,0 \pm 0,9$
^{239}Pu	$1,45 \pm 0,030$	$210,0 \pm 0,9$
^{241}Pu	$1,83 \pm 0,035$	$212,4 \pm 1,0$

TAB. IV.1 : *Nombre total de $\bar{\nu}_e$ produits par fission au-dessus de 1,8 MeV [93] Énergie libérée par fission des principaux éléments produisant des $\bar{\nu}_e$ [89].*

deux désintégrations β donne du ^{239}Pu fissile.



Le ^{239}Pu peut aussi par deux captures neutroniques successives donner naissance à du ^{241}Pu lui-même fissile :



L'isotope ^{241}Pu est produit d'une manière similaire à celle du ^{239}Pu . Les désintégrations β intervenant dans ces processus fournissent quelques 6 $\bar{\nu}_e$ émis, en moyenne, par fission (tableau IV.1). On peut donc calculer facilement l'ordre de grandeur du flux de $\bar{\nu}_e$ émis par un réacteur nucléaire, sachant qu'une réaction de fission dégage environ 200 MeV (tableau IV.1). Ainsi, un réacteur de 1 450 MW électriques fonctionnant avec un rendement d'environ 34 % dégage 4 270 MW⁵ thermiques, provenant de :

$$\frac{4\,270 \text{ MW}}{200 \text{ MeV}} = 1,3 \cdot 10^{20} \text{ fissions/s} \quad (\text{IV.3})$$

donnant naissance à

$$6 \times 1,3 \times 10^{20} \simeq 8 \cdot 10^{20} \bar{\nu}_e \text{ s}^{-1}. \quad (\text{IV.4})$$

Pendant que le réacteur opère, le combustible évolue au cours du temps : le taux de fissions de ^{239}Pu et de ^{241}Pu est croissant tandis que celui de ^{235}U décroît (le taux de fissions de ^{238}U reste à peu près constant). Ce phénomène est très sensible pour les réacteurs utilisant de l'uranium faiblement enrichi (comme les réacteurs à eau pressurisée -REP-). Le spectre en énergie des $\bar{\nu}_e$ émis étant différent pour chacun des noyaux fissibles (^{235}U , ^{238}U , ^{239}Pu , ^{241}Pu), ainsi dans une moindre mesure que leur nombre par fission, on voit que le spectre global des $\bar{\nu}_e$ émis par le cœur du réacteur se déforme lentement au cours du temps. Les concentrations typiques intervenant sur une année d'activité d'un tel réacteur nucléaire sont données sur la figure IV.4. L'unité utilisée pour décrire l'évolution du combustible⁶

⁵Dans les précédentes expériences sur neutrinos réacteur au Bugey, la sortie thermique totale était obtenue à partir de mesures sur la boucle d'eau secondaire, où la différence de température est plus grande que sur la boucle primaire (typiquement 270 °C contre 219 °C). L'erreur sur ce paramètre est inférieure à 1 %. Les mesures étaient disponibles toutes les 10 minutes sur un réseau informatique. Les données étaient contrôlées avec des mesures de flux de neutrons autour de l'enceinte du réacteur.

⁶L'énergie totale libérée par unité de masse d'un combustible nucléaire, appelé l'épuisement spécifique ou encore combustion nucléaire, est communément exprimée en mégawatt-jours par tonne (MWj/t).

Élément	Début du cycle	Fin du cycle
^{235}U	60,5 %	45,0 %
^{238}U	7,7 %	8,3 %
^{239}Pu	27,2 %	38,8 %
^{241}Pu	4,6 %	7,9 %

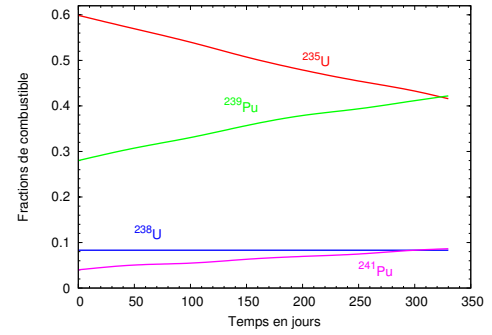


FIG. IV.4 : À gauche, pourcentage de fissions des quatre principaux matériaux neutrinogènes ^{235}U , ^{238}U , ^{239}Pu et ^{241}Pu (11^e cycle du cinquième réacteur du Bugey). À droite, évolution des éléments neutrinogènes provoquée par le fonctionnement d'un réacteur (ici celui du Bugey [94]), l'abscisse donnant le nombre de jours écoulés depuis la mise en place du combustible nucléaire. Ce phénomène est dénommé combustion nucléaire ou *burnup*, en anglais.

dans un réacteur nucléaire est le GWj/t, qui quantifie la proportion d'énergie extraite par tonne du combustible nucléaire depuis son introduction dans le cœur du réacteur. Cette quantité, dénommée la combustion nucléaire (*burnup* en anglais), est illustrée sur les figures IV.4 et IV.6 pour un REP tel que celui du Bugey.

Dans les réacteurs à eau pressurisée (norme N4), le combustible est présent sous la forme de 205 assemblages dont le tiers est remplacé par du combustible neuf à la fin de chaque cycle annuel (chaque assemblage réside ainsi trois ans dans le réacteur). Les données sur la combustion de ces éléments sont fournies par la compagnie exploitante au début et à la fin de chaque cycle (figure IV.4). La figure IV.5 montre le rapport des spectres de $\bar{\nu}_e$ émis en début et en fin de cycle. Comme le montre la figure IV.6, de telles variations amènent des différences de plusieurs pourcents dans les taux de comptage, et cet effet doit être correctement pris en compte lors de l'interprétation de mesures nécessairement longues auprès d'un réacteur.

Les $\bar{\nu}_e$ sont issus de la désintégration β des produits de fission dont le nombre atteint plusieurs centaines [96]. Chaque désintégration se fait en général vers plusieurs niveaux excités du noyau final, et le spectre d'énergie des $\bar{\nu}_e$ est donc la somme de plusieurs centaines de spectres β individuels. Pour déterminer le spectre de $\bar{\nu}_e$, il faut donc connaître :

1. à un instant donné, la composition du combustible en noyaux fissiles (^{235}U , ^{239}Pu , ^{241}Pu) et fissibles (^{238}U) ;
2. pour chaque noyau fissile, la proportion de chacun des produits de fission auxquels il donne naissance, soit directement, soit indirectement par bombardement neutronique des noyaux directement produits. Il faut remarquer que les concentrations à l'équilibre peuvent être atteintes assez lentement du fait des temps de vie atteignant plusieurs jours pour certains noyaux ;
3. le schéma de désintégration β de ces divers noyaux de fission (rapports d'embranchement et énergie disponible vers les divers états finals, forme du spectre lié au type de transitions, permises –du type Fermi ou Gamow-Teller– ou interdites).

Si les points 1 et 2 sont assez bien dominés, il reste encore de nombreuses inconnues en ce qui concerne le point 3. Le schéma de désintégration des radioisotopes les plus instables est mal connu voire inconnu. Or ce sont ces radioisotopes qui donnent les $\bar{\nu}_e$ les

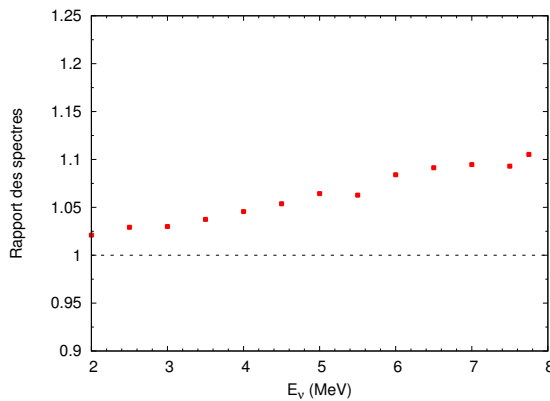


FIG. IV.5 : Rapport des spectres en énergie des $\bar{\nu}_e$ émis en début et en fin de cycle annuel d'un REP, celui du Bugey [94]. La proportion des différents éléments fissiles varie au cours d'une année (effet d'environ 10 %).

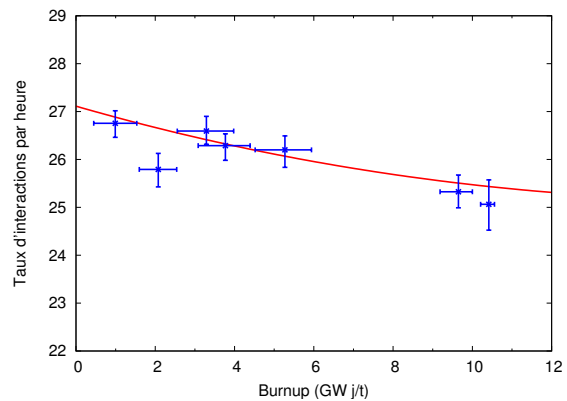


FIG. IV.6 : Variation du taux d'interactions neutrino (nombre d'événements neutrinos par heure) au cours du cycle annuel du REP (épuisement spécifique en GWj/t) du Bugey [95].

plus énergiques (le temps de vie étant inversement proportionnel au volume de l'espace de phase), donc les plus susceptibles d'être détectés (seuls les $\bar{\nu}_e$ dépassant 1,8 MeV peuvent donner des courants chargés sur proton, avec une section efficace croissant comme le carré de l'énergie du neutrino). Ces désintégrations méconnues peuvent être modélisées afin de fournir des spectres de neutrinos (et d'électrons) « calculés ». La sommation de tous les spectres individuels, connus ou modélisés, convenablement pondérés, fournira le spectre global de $\bar{\nu}_e$ ou d'électrons émis par un réacteur nucléaire. Cette approche « microscopique » a été utilisée par de nombreux auteurs (voir par exemple [97]). La comparaison des divers spectres (β ou ν) prédits montre des différences entre auteurs dépassant 10 % au-delà de quelques MeV.

Parallèlement, une approche plus globale de la détermination du spectre $\bar{\nu}_e$ a été proposée. Elle consiste à mesurer le spectre β émis par un échantillon (de quelques mg) de matériau fissile soumis à un flux intense de neutrons thermiques (supérieur à 10^{14} neutrons/cm²). Ce spectre peut alors être comparé aux spectres calculés de façon microscopique et peut servir de validation aux modélisations.

Ces mesures globales ont été réalisées pour l'²³⁵U et le ²³⁹Pu par Borovoi *et al.* [98], et à l'ILL entre 1982 et 1989 par Schreckenbach et ses collaborateurs [99, 100, 101] pour l'²³⁵U, le ²³⁹Pu et le ²⁴¹Pu. Seul l'²³⁸U non fissile par neutrons thermiques, n'a pu être mesuré par cette méthode (notez cependant que la contribution en ²³⁸U au nombre total de fissions est inférieure à 10 % et ne constitue donc pas la source d'erreur dominante). Le spectromètre utilisé à l'ILL a une excellente résolution ($\Delta p/p = 3,5 \cdot 10^{-4}$) et les spectres β mesurés le sont avec une incertitude point à point ne dépassant pas 2 %. Les mesures de Schreckenbach peuvent être comparées avec plusieurs méthodes de calcul et apparaissent en bon accord avec ceux de Klapdor et Metzinger [102]. Les spectres des antineutrinos produits par ces quatre éléments fissiles sont présentés sur la figure IV.7.

Les antineutrinos de l'expérience Double Chooz sont ceux produits par les deux cœurs de la centrale nucléaire de Chooz-B, exploitée par EDF en partenariat avec la compagnie belge Electrabel. Cette centrale est localisée dans les Ardennes, à proximité de la frontière belge, dans une boucle de la Meuse (figures IV.13 et IV.14). Les deux réacteurs, ou encore

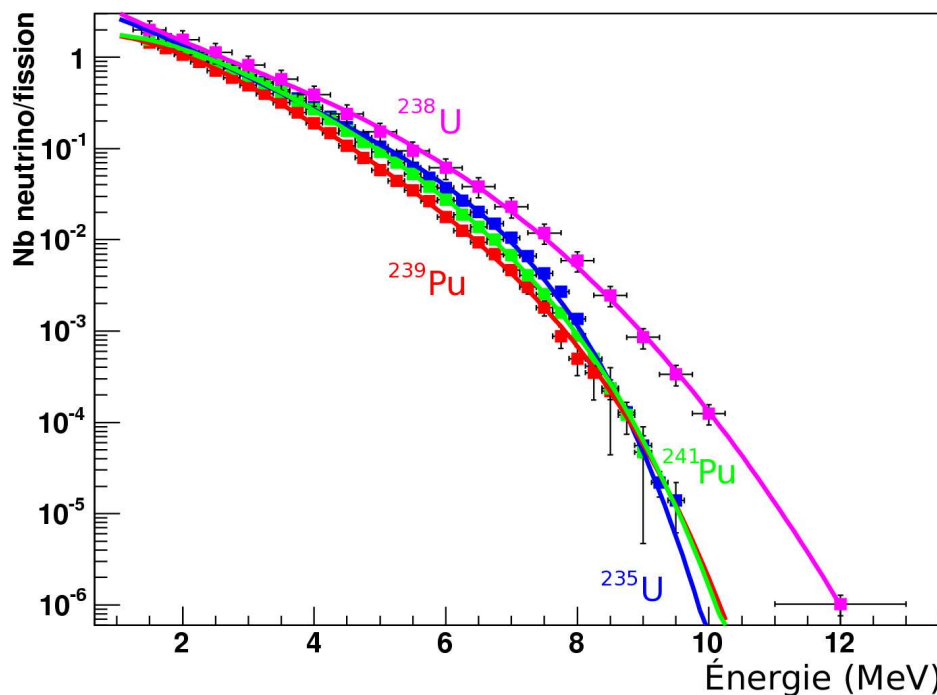


FIG. IV.7 : Flux des neutrinos provenant des différents éléments fissiles mentionnés dans le texte.

tranches, sont des REP du type N4, fleuron de l'électronucléaire français (N pour nouvelle et 4 pour ses quatre boucles génératrices). Chacun de ces réacteurs possède une puissance thermique de $4,27 \text{ GW}_{\text{th}}$, équivalent à $1,45 \text{ GW}_e$ (rendement de 34 %). C'est le type de réacteur actuellement le plus puissant au monde. Une caractéristique inhabituelle de ces réacteurs de type N4 est leur capacité de varier leur rendement de 30 % à 95 % de la puissance maximale en l'espace de 30 minutes, en recourant aux barres de contrôle « grises » dans le cœur des réacteurs. Ces barres sont dénommées grises car elles absorbent moins de neutrons libres que les barres noires conventionnelles. L'un des avantages est une homogénéité thermique accrue. La cuve du réacteur est un cylindre de 13,65 m de hauteur et 4,65 m de diamètre. Le premier des deux cœurs a été couplé au réseau en mai 1997, et le second en septembre de la même année.

3 Détection des antineutrinos

Pour atteindre le but fixé par l'expérience Double Chooz, il n'est pas nécessaire de connaître précisément les émissions de neutrinos des cœurs de la centrale nucléaire. Comme nous le verrons dans le chapitre suivant, le choix de comparer deux détecteurs similaires à des distances différentes, où le détecteur proche mesure le flux et le spectre en énergie des $\bar{\nu}_e$ produit la centrale tandis que le lointain mesure le déficit dû à l'oscillation de saveur est nécessaire et suffisant pour rechercher les oscillations de saveur à la précision requise. Il est toutefois très utile de disposer de ces informations notamment pour effectuer des vérifications et réaliser d'autres études (en lien avec la non prolifération [89]). Davantage de détails sur les sources de $\bar{\nu}_e$ seront indispensables pour réaliser ces études spécifiques, telles que le spectre $\bar{\nu}_e$ et le flux attendu en une certaine position et avec une combustion

nucléaire donnée.

Les seules interactions disponibles sont la diffusion sur électron, le courant chargé sur proton, le courant neutre sur noyau. La diffusion sur électron souffre de deux difficultés : la faiblesse de la section efficace et le manque de signature discriminante. Le courant neutre sur noyau est plus difficile à détecter : seuls des détecteurs bolométriques permettent d'étudier ce genre d'interaction caractérisée par le recul d'un noyau de quelques keV. Reste le courant chargé sur proton (encore appelé inverse de la désintégration β du neutron) :

$$\bar{\nu}_e + p \rightarrow e^+ + n . \quad (\text{IV.5})$$

L'énergie du neutrino et celle du positron sont reliées par la formule :

$$E_{\bar{\nu}_e} = \frac{1}{2} \frac{2M_p E_{e^+} + M_n^2 - M_p^2 - m_e^2}{M_p - E_{e^+} + \sqrt{E_{e^+}^2 - m_e^2} \cos \theta} , \quad (\text{IV.6})$$

soit, dans une très bonne approximation

$$E_{\bar{\nu}_e} = E_{e^+} + \Delta + \mathcal{O}(E_{e^+}/M_n) \quad (\text{IV.7})$$

où Δ est la différence de masse neutron-proton, $\Delta = M_n - M_p = 1,293$ MeV. L'énergie effectivement visible dans le détecteur est la somme des énergies du positron et de l'électron au repos :

$$E_{\text{vis}} = E_{e^+} + m_e = E_{\bar{\nu}_e} - \Delta + m_e = E_{\bar{\nu}_e} - 0,782 \text{ MeV} . \quad (\text{IV.8})$$

Cette réaction est endothermique⁷, et le seuil dépend de l'énergie de liaison du noyau dans lequel réside le proton cible. Le seuil sur hydrogène est de 1,8 MeV. Il est de 4 MeV sur deutérium, de 14 MeV sur carbone, de 11,4 MeV sur oxygène. Le proton libre est donc une des rares cibles envisageables, les autres noyaux ayant des seuils trop élevés étant donné le spectre des neutrinos réacteurs.

La section efficace de la réaction (IV.5) sur proton libre [103, 104] est donnée par la formule suivante :

$$\sigma(E_{e^+}) = \frac{2\pi^2 \hbar^3}{m_e^5 f \tau_n} p_{e^+} E_{e^+} (1 + \delta_{\text{rad}} + \delta_{\text{MF}}) , \quad (\text{IV.9})$$

où les termes δ_{rad} et δ_{MF} sont respectivement les corrections radiatives et de magnétisme faible, toutes deux de l'ordre de 1 %. L'élément de matrice de transition a été ici exprimé en termes du facteur d'espace de phase de désintégration du neutron libre $f = 1,71465(15)$ [103] et de son temps de vie $\tau_n = 885,7 \pm 0,8$ s [5]. Cette section efficace s'écrit donc, à l'ordre le plus bas (figure IV.8), en fonction de l'énergie du neutrino :

$$\sigma(E_\nu) = K \times (E_\nu - \Delta) \sqrt{(E_\nu - \Delta)^2 - m_e^2} , \quad (\text{IV.10})$$

K se déduit directement du temps de vie du neutron et vaut $(9,559 \pm 0,009) 10^{-44} \text{ cm}^2 \text{ MeV}^{-2}$, où nous n'avons pas pris en compte les corrections radiatives et de magnétisme faible.

⁷Le seuil de la réaction (IV.5) est $M_n - M_p + m_e = 1,8$ MeV, qui correspond à un seuil en énergie visible $E_{\text{vis}} = 2m_e = 1,022$ MeV.

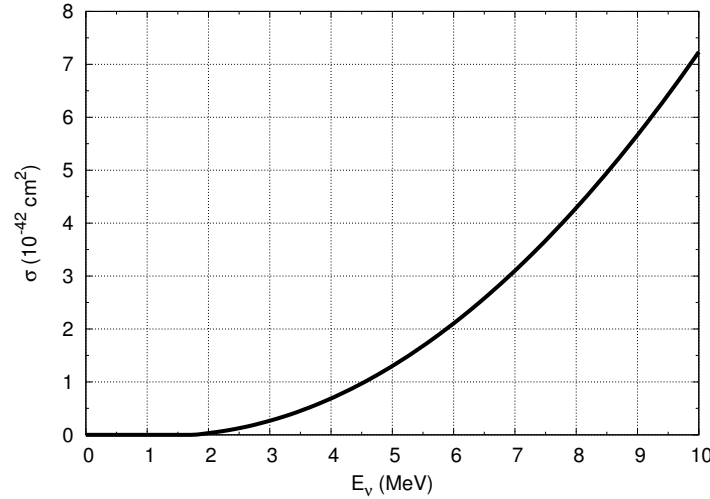


FIG. IV.8 : Section efficace de la réaction (IV.5) en fonction de l'énergie du neutrino incident.

La détection des antineutrinos au travers de cette réaction est très intéressante : elle repose sur une signature corrélée en temps et en espace, de détection du signal de l'annihilation du positron et de la capture du neutron (figure IV.9). La capture du neutron sur proton est « relativement » longue, de l'ordre de 200 μs , et ouvre la porte à de nombreuses coïncidences qui pourront imiter celle de l'interaction d'un antineutrino et constituer des bruits de fond au signal recherché (voir chapitre VII). Il y a alors intérêt à utiliser un noyau neutrophage (tableau IV.2). Le recours à de tels noyaux réduit le temps de capture en raison d'une plus grande section efficace aux neutrons thermiques (30 μs pour le gadolinium) par rapport aux protons, et donne aussi naissance à des cascades de γ de plus haute énergie (8 MeV par exemple dans le cas du gadolinium). Ces deux points sont essentiels. La courte durée de capture permet ainsi de réduire les coïncidences fortuites, et la plus haute énergie des γ produits permet de réduire aussi les bruits de fond en imposant une énergie seuil pour le signal corrélé du neutron plus élevée, potentiellement au-dessus des produits de désintégrations radioactives.

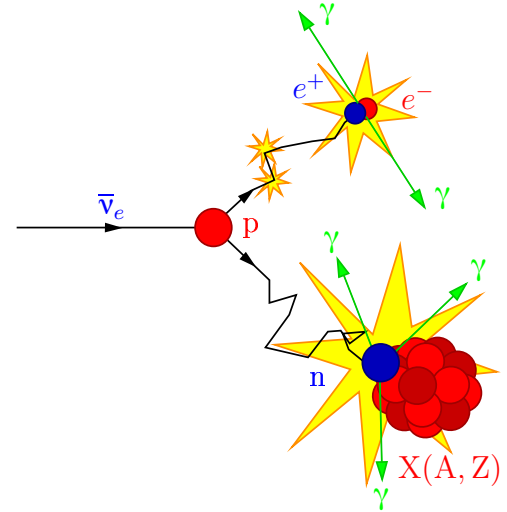


FIG. IV.9 : Signature d'une interaction $\bar{\nu}_e$ par courant chargé sur proton constituée de deux dépôts d'énergie corrélés en temps et en espace : l'annihilation du positron suivie de la capture du neutron.

3.1 Paramétrisation du spectre de $\bar{\nu}_e$

Le spectre en énergie des $\bar{\nu}_e$ produits par la centrale qui peut être observé dans un détecteur est proportionnel au produit du flux de $\bar{\nu}_e$ (figure IV.7 et tableau IV.1) par la section efficace (IV.10). Nous adoptons la paramétrisation présentée dans [93]. En l'absence d'oscillation de saveur, le nombre d'événements $\bar{\nu}_e$ pour une durée d'acquisition

Noyau	σ (barns)	signature
p	0,3	$n + p \rightarrow d + \gamma$ (seuil 2,2 MeV)
Cd	2 450	plusieurs γ se partagent 9 MeV
B	767	$^{10}\text{B} + n \rightarrow \alpha + ^7\text{Li} + 2,8 \text{ MeV}$ (dont un γ de 0,48 MeV 96 % des fois)
Gd	50 000	en moyenne 3 γ se partageant 8 MeV
^3He	5 350	$n + ^3\text{He} \rightarrow p + ^3\text{H} + 765 \text{ keV}$
^6Li	940	$n + ^6\text{Li} \rightarrow ^4\text{He} + ^3\text{H} + 4,8 \text{ MeV}$

TAB. IV.2 : Liste des noyaux neutrophages, avec section efficace de la capture de neutrons thermiques (d'énergie cinétique de l'ordre de 1/40 eV) et la signature expérimentale de cette capture.

$\mathcal{T}$ pour un intervalle i correspondant à une gamme d'énergie du neutrino $[E_i; E_{i+1}]$ s'écrit :

$$N_i = \frac{\mathcal{T}}{4\pi L^2} \sum_l \frac{f_l}{E_l} \int_{E_i}^{E_{i+1}} dE_\nu \sigma(E_\nu) \phi_l(E_\nu) R_i(E_\nu) \quad \text{où, } f_l = \frac{N_l^{\text{fis}} E_l}{\mathcal{P} = \sum_m N_m^{\text{fis}} E_m} . \quad (\text{IV.11})$$

La somme sur l porte sur les quatre éléments ^{235}U , ^{239}Pu , ^{241}Pu , ^{238}U ; L est la distance entre le cœur du réacteur et le détecteur ; le nombre de fissions pour l'élément l N_l^{fis} et son évolution au cours du temps sont donnés sur la figure IV.10 ; E_l est donné dans le tableau IV.1 ; la réponse du détecteur $R_i(E_\nu)$ incluant les efficacités et la résolution en énergie s'écrit :

$$R_i(E_\nu) = \mathcal{F} \int_0^\infty dE'_\nu S(E_\nu, E'_\nu) \varepsilon(E'_\nu) \quad (\text{IV.12})$$

Le facteur de normalisation $\mathcal{F}$ prend en compte le taux de charge⁸ $\mathcal{C}$, la puissance thermique totale $\mathcal{P}$, la fraction de temps mort $\mathcal{D}$ pendant lequel le détecteur est rendu aveugle (protection contre les μ cosmiques) et le volume cible $\mathcal{V}$:

$$\mathcal{F} = \mathcal{C} \cdot \mathcal{P} \cdot \mathcal{V} \cdot (1 - \mathcal{D}) \quad (\text{IV.13})$$

L'effet de la résolution en énergie est pris en compte par le terme

$$S(E_\nu, E'_\nu) = \mathcal{N} \left(E_\nu, E'_\nu, \sigma = \frac{7\%}{\sqrt{E_\nu}} \right), \quad (\text{IV.14})$$

où $\mathcal{N}$ est la distribution de densité de probabilité de Gauss centrée en E'_ν et d'écart-type $7\%/\sqrt{E_\nu}$. Si nous prenons une efficacité $\varepsilon(E'_\nu)$ constante, l'intégrale dans l'expression de $R_i(E_\nu)$ s'exprime simplement comme :

$$R_i(E_\nu) = \frac{\mathcal{F} \varepsilon}{2} \left[\text{erf} \left(\frac{E_{i+1} - E_\nu}{\sqrt{2}\sigma} \right) - \text{erf} \left(\frac{E_i - E_\nu}{\sqrt{2}\sigma} \right) \right] \quad (\text{IV.15})$$

⁸C'est le rapport de l'énergie effectivement fournie par la centrale nucléaire, durant un intervalle de temps déterminé, au produit de la puissance nominale en régime continu, par cet intervalle de temps (aussi appelé *load factor* (GB), ou *capacity factor* (US)).

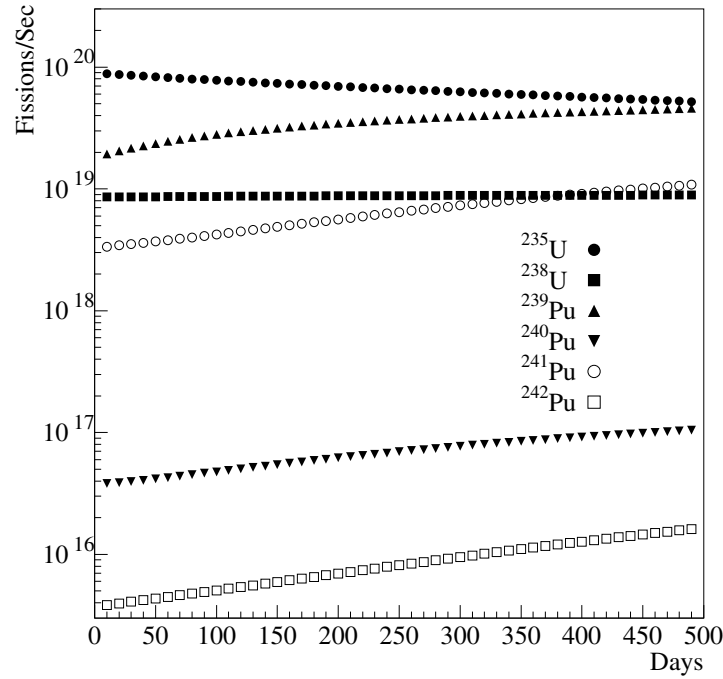


FIG. IV.10 : Évolution des nombres de fissions N_l^{fis} au cours d'un cycle dans un des réacteurs de la centrale de Palo Verde [105], pour les six isotopes les plus abondants. Les quatre isotopes les plus importants suffisent pour déterminer les taux attendus de $\bar{\nu}_e$.

En pratique, si nous choisissons une largeur d'intervalle suffisamment grande (20 à 40 intervalles entre 0 et 10 MeV), l'effet de cette résolution en énergie est négligeable en première approximation. Cette approximation a été contrôlée et comparée aux résultats de [75].

Réf.	l	$k=0$	1	2	3	4	5
[93]	^{235}U	3,519	-3,517	1,595	-0,417	0,005	-0,002
[93]	^{239}Pu	2,560	-2,654	1,256	-0,362	0,045	-0,002
[93]	^{241}Pu	1,487	-1,038	0,413	-0,142	0,019	-0,001
[106]	^{238}U	0,976	-0,162	-0,079	0	0	0

TAB. IV.3 : Coefficients a_{kl} de la paramétrisation polynomiale en énergie.

Dans [93], les auteurs revendiquent une paramétrisation polynomiale d'ordre $K_l = 5$ sur les spectres mesurés des isotopes fissiles ^{235}U , ^{239}Pu et ^{241}Pu :

$$\phi_l(E_\nu) = \exp \left(\sum_{k=0}^{K_l} a_{kl} E_\nu^k \right), \quad (\text{IV.16})$$

où les coefficients a_{kl} sont reportés dans le tableau IV.3. Cette paramétrisation permet d'aboutir aux spectres présentés sur les figures IV.11 et IV.12.

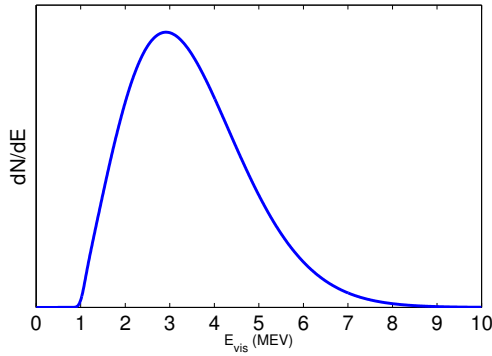


FIG. IV.11 : dN/dE en unité arbitraire. Ce spectre est calculé selon la formule (IV.11). Sa forme est due essentiellement à deux contributions. D'une part la section efficace de détection des $\bar{\nu}_e$ sur proton croît sensiblement quadratiquement avec l'énergie des antineutrinos, d'autre part la section efficace de production de $\bar{\nu}_e$ décroît approximativement comme l'exponentielle d'un polynôme de l'énergie (figure IV.7).

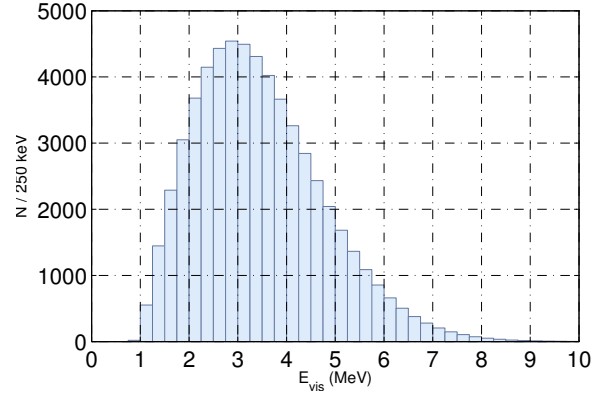


FIG. IV.12 : Spectre du nombre d'événements $\bar{\nu}_e$ attendus dans un détecteur tel que celui de Double Chooz à une distance de 1,050 km d'un réacteur équivalent de 8,54 GW_{th} après 3 ans d'acquisition de données sans temps mort et avec un taux de charge de 80 %, et une efficacité de 80 %. Ces événements sont ici regroupés en 40 intervalles d'amplitude 250 keV.

3.2 Site de l'expérience

Le site de l'expérience Double Chooz est représenté sur les figures IV.13 et IV.14. L'expérience utilisera deux détecteurs identiques de taille moyenne, contenant 12,7 m³ d'une cible de liquide scintillant dopé en gadolinium à hauteur de 0,1 %. Le laboratoire de Chooz-I est toujours disponible et en parfait état. Situé à une distance moyenne de 1,050 km du milieu des deux cœurs, il permettra d'accueillir le détecteur lointain (figure IV.15). C'est l'avantage majeur de ce site par rapport aux autres sites français. Un schéma du détecteur du site lointain est présenté sur la figure IV.17. Ce site bénéficie d'une couverture d'environ 300 m équivalent eau, assurée par des roches de masse volumique moyenne de 2,8 g/cm³. Des mesures de rayonnement cosmique ont été effectuées à l'aide de chambres à plaques résistives (RPC en anglais, pour resistive plate chambers), et ont été comparées avec les distributions angulaires attendues. Une étude géologique a révélé l'existence de plusieurs roches de haute masse volumique (3,1 g/cm³) dont les positions et orientations étaient en accord avec les mesures des rayons cosmiques [40].

Afin de supprimer les incertitudes systématiques provenant des réacteurs (manque de connaissance des flux et spectres de $\bar{\nu}_e$), aussi bien que de réduire quelques autres des incertitudes systématiques liées au détecteur et la procédure de sélection d'événements, un second détecteur sera installé à proximité des deux cœurs. Comme aucune colline naturelle ou cavité souterraine n'est présente à cet emplacement, une couverture artificielle de quelques dizaines de mètres de hauteur devra être construite en terre et matériaux de haute densité tels que le fer, pour limiter sa hauteur. La couverture requise contre les rayons cosmiques doit être située entre 53 et 80 m équivalent eau (figure IV.16), ceci dépendant bien sûr de la position exacte du détecteur proche (entre 100 et 200 m), le but étant d'atteindre un rapport signal sur bruit comparable dans les deux détecteurs (voir tableau IV.4); un schéma de ce détecteur est présenté sur la figure IV.16). Avec



FIG. IV.13 : Vue d'ensemble du site de l'expérience (avril 1993, photothèque IN2P3 [107]).

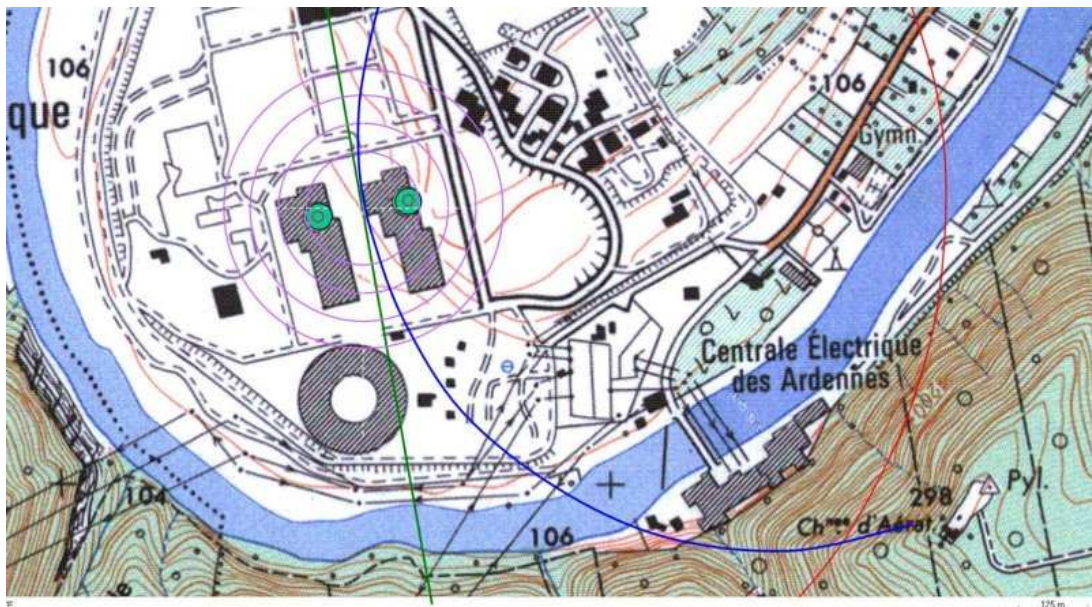


FIG. IV.14 : Carte du site de l'expérience. Les deux cœurs (en vert) sont séparés de 100 m. Le site lointain (intersection des deux cercles rouge et bleu) est localisé à 1,0 et 1,1 km des deux cœurs.



FIG. IV.15 : Photographie du laboratoire du site lointain de Double Chooz, prise en septembre 2003. Le hall d'expérience Chooz-I construit par EDF est localisé à proximité de l'ancienne centrale nucléaire souterraine Chooz A. Ce site est encore en parfait état et peut être réutilisé pour Double Chooz sans travaux de génie civil supplémentaires autres que des rénovations.

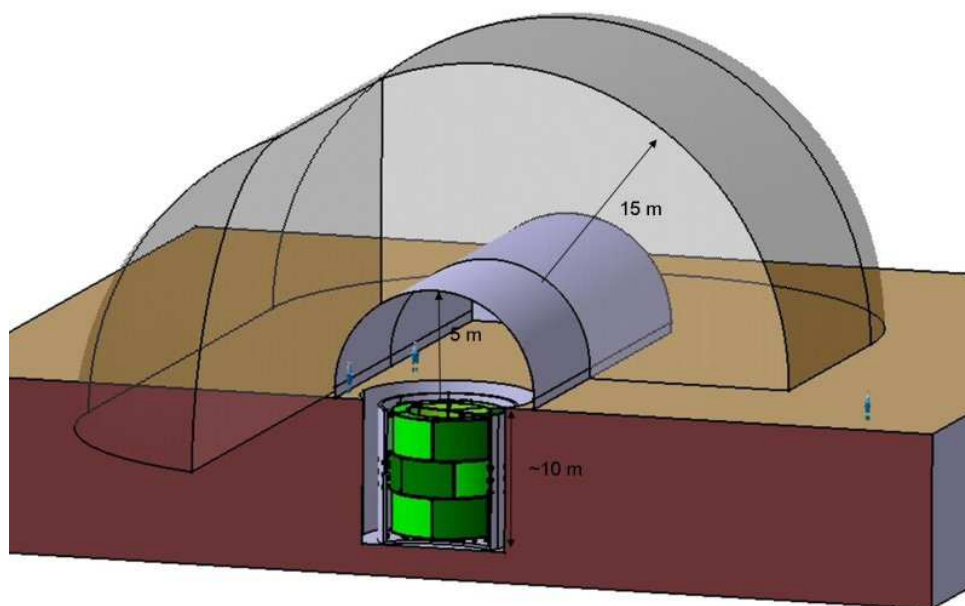


FIG. IV.16 : Le détecteur du site proche intégré dans le nouveau site, à proximité des deux cœurs de la centrale. Ce détecteur est identique au détecteur du site lointain jusqu'à la surface incluant les PM. La région du veto sera élargie par rapport au détecteur lointain afin de rejeter davantage de bruits de fond induits par les muons cosmiques.

Distance	Couverture minimale (m équiv. eau)	Couverture requise (m équiv. eau)
100	45	53
150	55	65
200	67,5	80

TAB. IV.4 : *Couverture requise pour le détecteur proche. La deuxième colonne est l'estimation de la couverture minimale requise pour l'expérience. La troisième contient également une marge de sécurité.*

le calendrier actuel, il est prévu de démarrer le détecteur lointain au courant de l'année 2007 et le détecteur proche 16 mois plus tard.

4 Conception des détecteurs

Le concept des détecteurs de Double Chooz est une évolution du détecteur de la première expérience [40]. Afin d'améliorer la sensibilité par rapport à la première expérience, il est prévu d'augmenter la statistique et de réduire les incertitudes systématiques et les bruits de fond.

Afin d'accroître l'exposition à 60 000 événements $\bar{\nu}_e$ sur trois ans de prise de données pour le détecteur lointain (et ainsi atteindre une erreur statistique de 0,4 %), il est prévu d'utiliser une cible cylindrique de 120 cm de rayon et 280 cm de hauteur, fournissant ainsi un volume de 12,7 m³, environ 2,5 fois plus grand que le détecteur de la première expérience.

La période d'acquisition de données est prévue pour trois années au moins, et l'efficacité globale de détection sera améliorée. Le taux de charge des réacteurs, c'est à dire leur efficacité moyenne, est de l'ordre de 80 % alors qu'il était bien moindre lors de Chooz-I, réalisée pendant la période de mise en service. Le niveau de bruit de fond sur le site lointain sera réduit pour atteindre un rapport signal sur bruit supérieur à 100 (alors qu'il n'était que de 25 dans Chooz-I).

Les détecteurs des sites proche et lointain seront complètement identiques jusqu'à la structure de support des PM incluse. Ceci permettra une bonne normalisation relative des deux détecteurs, avec une incertitude systématique de 0,6 % (voir chapitre VI). Cependant, en raison des différences de couverture matérielle contre les rayons cosmiques (60 à 80 m pour le détecteur proche contre 300 m en équivalent eau pour le détecteur lointain), les blindages extérieurs ne seront pas identiques puisque les bruits de fond induits par les cosmiques varient entre le détecteur proche et le lointain. La protection du site proche est choisie de manière à garder le rapport signal sur bruit également au-dessus de 100. Sous cette condition, même une connaissance approximative à un facteur 2 près des bruits de fond permet de conserver l'incertitude systématique associée en dessous du pourcent (en supposant que le spectre en énergie est connu).

Le concept des détecteurs a été activement étudié et testé avec des simulations Monte Carlo, en recourant à deux logiciels dérivés des expériences Chooz-I et Borexino [89]). Afin d'accroître la largeur des zones tampon de liquide scintillant protégeant la cible d'anti-neutrinos, la région de 75 cm de sable de faible radioactivité de la première expérience sera remplacé par un blindage métallique de 15 cm, en fer ou en acier (utilisé pour réduire

les γ venant de l'interaction des rayons cosmiques avec la roche entourant le détecteur). Ceci permet d'augmenter la taille de la zone tampon et de mieux rejeter les bruits de

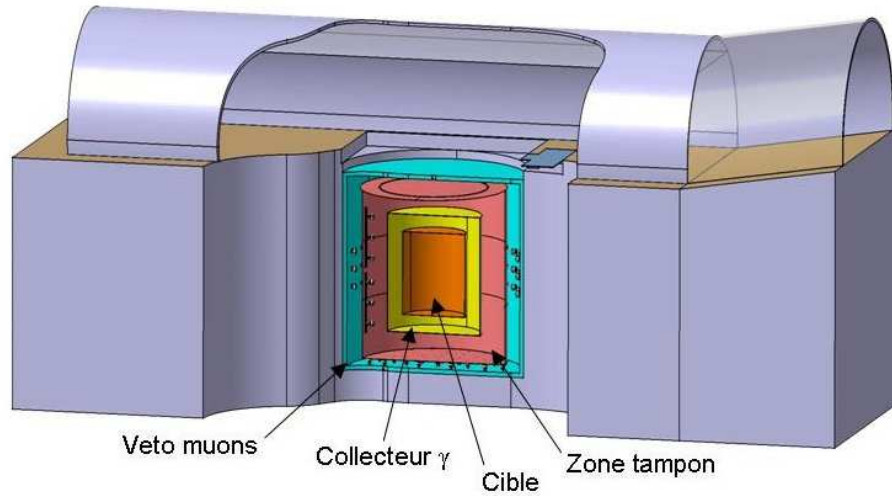


FIG. IV.17 : *Détecteur Double Chooz du site lointain. Le détecteur est situé dans un puits utilisé lors de l'expérience précédente (7 m de haut et de diamètre) aujourd'hui encore à disposition et en très bon état. 12,7 m³ d'un mélange de 80 % de dodécane et 20 % de PXE (liquide scintillant [108]) dopé à hauteur de 0,1 % en gadolinium seront maintenus à l'intérieur d'une enveloppe cylindrique en acrylique transparent; ce volume sera entouré par une zone appelée collecteur de γ , puis d'une zone tampon non scintillante. L'objectif est d'obtenir un taux de lumière de 200 pe/MeV (correspondant à une résolution en énergie de 7 % [89]) qui requiert donc une couverture optique fournie par les PM de 15 % de la surface cylindrique. Les PM sont disposés sur une structure cylindrique qui sépare mécaniquement et optiquement la partie extérieure du détecteur, qui sera utilisée comme veto contre les muons cosmiques.*

fond engendrés par les muons (voir chapitre VII). Partant du centre et en se dirigeant vers l'extérieur, les différents éléments du détecteur sont (figures IV.16 et IV.17)

- **cible $\bar{\nu}_e$** : cylindre en acrylique de 120 cm de rayon, 280 cm de hauteur, et de 6 à 10 mm d'épaisseur, rempli avec un scintillateur liquide dopé à 0,1 % en gadolinium [89] ;
- **le collecteur de γ** : une zone de 60 cm de scintillateur non dopé avec les mêmes propriétés optiques que la cible antineutrinos (taux de lumière), afin de recueillir la totalité de l'énergie de l'annihilation du positron ainsi que la majorité de l'énergie de la capture du neutron ;
- **zone tampon** : une zone tampon de 95 cm de liquide non scintillant, dont le but est de réduire le niveau de bruit de fond accidentel (dont la contribution principale provient de la radioactivité des photomultiplicateurs) ;
- **la structure de support des PM** ;
- **un système de veto contre les muons cosmiques** : région de 60 cm remplie avec un liquide scintillant pour le détecteur lointain, et légèrement plus grande (environ 100 cm) pour le détecteur proche.

En comparaison avec les précédents détecteurs scintillants de $\bar{\nu}_e$, l'expérience Double Chooz utilisera des cibles cylindriques. Une configuration sphérique donne des résultats

légèrement meilleurs. Cependant compte-tenu de la forme de la fosse il est préférable de conserver la forme cylindrique pour rendre maximales la taille de la cible et l'épaisseur du collecteur γ et de la zone tampon.

5 Les erreurs expérimentales et les bruits de fond

Dans Chooz-I, l'incertitude systématique globale s'élevait à 2,7 %. Le tableau IV.5 résume les incertitudes systématiques qui ont été déterminées dans Chooz-I, colonne de

	Chooz-I	Double Chooz
Production		
Sections efficaces	1,9 %	—
Puissance des réacteurs	0,7 %	—
Énergie par fission	0,6 %	—
Nombres de protons	0,8 %	0,2 %
Efficacité du (des) détecteur(s)	1,5 %	0,5 %

TAB. IV.5 : *Résumé des incertitudes systématiques dans Chooz-I [40] et des objectifs pour Double Chooz [89].*

gauche [40], et les objectifs de Double Chooz, colonne de droite [89]. Nous donnerons une description plus complète des incertitudes systématiques de Double Chooz dans le chapitre VI. Pour le moment nous abordons les quantités introduites dans le tableau IV.5.

5.1 Les incertitudes sur la production des $\bar{\nu}_e$

Les incertitudes les plus conséquentes venaient de la connaissance limitée (2 %) sur le flux d'antineutrinos et sur la forme du spectre de $\bar{\nu}_e$ fourni par la centrale. Elles seront contrôlées en recourant au détecteur proche pour la mesure du spectre et en comparant les données obtenues dans les deux détecteurs pour la mesure de $\sin^2(2\theta_{13})$.

La première ligne, « sections efficaces », prend en compte à la fois les incertitudes sur le flux d'antineutrinos produit par la centrale ainsi que sur la réaction inverse de désintégration du neutron pour la détection des antineutrinos. Un concept d'expérience à deux détecteurs d'antineutrinos est idéal pour supprimer l'influence de la méconnaissance de ces sections efficaces de production (1^{ère} et 3^e lignes du tableau) et de détection ainsi que la méconnaissance de la puissance réelle de la centrale (2^e ligne du tableau).

5.2 L'incertitude sur le nombre de protons libres dans la cible

Le nombre de protons libres dans l'enceinte la plus interne des deux détecteurs aussi bien que les efficacités de détection doivent être étalonnés avec précision entre les deux détecteurs, mais seulement en relatif ; la calibration en absolu avec une telle précision n'est pas nécessaire pour la mesure de θ_{13} . L'incertitude 0,8 % dans Chooz-I sur le nombre de protons libres dans la cible provient essentiellement de la précision de la composition

chimique du liquide scintillant. Il est très difficile d'améliorer cette détermination. En revanche, l'utilisation de deux détecteurs identiques remplis avec le même liquide permet de s'affranchir de cette incertitude sur la composition chimique. Nous verrons dans le chapitre VI les moyens mis en œuvre pour assurer une incertitude de 0,2 % sur la détermination relative du nombre de protons libres entre les cibles deux détecteurs.

5.3 Les incertitudes sur la détection des $\bar{\nu}_e$

La dernière ligne du tableau IV.5 regroupe les incertitudes sur les efficacités de détection. Elles sont liées aux coupures introduites lors de l'analyse des événements.

5.3.1 Les coupures d'analyse de Chooz-I

Les coupures de sélection utilisées dans Chooz-I [40] sont indiquées dans le tableau IV.6 L'efficacité de la coupure à 6 MeV sur l'énergie totale des γ provenant de

Énergie	1,3 MeV < E_{e^+} < 8 MeV (0,05 % ont une énergie supérieure) 6 MeV < E_{e^+} < 12 MeV
Distance	Distance minimale des e^+ et n à la surface des PM de 30 cm Distance (e^+ , n) en coïncidence inférieure à 100 cm
Multiplicité	Une seule interaction neutron après un signal e^+
Temps	Identification du neutron entre 2 et 100 μ s après la détection du e^+

TAB. IV.6 : Liste des coupures de sélection de Chooz-I [40].

la capture du neutron sur le gadolinium ne peut être calculée à partir d'une simulation puisqu'uniquement l'énergie globale libérée est connue. Le nombre de γ ainsi que leur énergie étaient connus très grossièrement. La zone tampon constituée de liquide scintillant non dopé au gadolinium était essentielle pour réduire la perte d'énergie due aux γ qui s'échappaient. Il était donc nécessaire de recourir à une coupure en distance minimale à la surface des PM pour réduire le bruit de fond accidentel des PM. Cette coupure était calibrée avec une source neutron (0,4 % d'incertitude systématique). Les trois coupures sur les distances étaient très difficiles à calibrer en raison des difficultés rencontrées lors de la reconstruction de la position des événements comme nous l'avons mentionné dans le chapitre III (page 60). Ceci a créé une queue de distribution des événements mal reconstruits très délicate à simuler (0,4 % d'incertitude sur la coupure en distance entre le positron et le neutron). Le seuil en énergie du positron était calibré avec grand soin. La valeur du seuil dépend de la position de l'événement, en raison de la variation d'angle solide et de l'ombre produite par certaines pièces mécaniques comme la cheminée du détecteur (0,8 % d'incertitude systématique). La coupure temporelle s'est reposée sur des simulations Monte Carlo. Le spectre temporel s'est avéré être exponentiel pour des temps $\tau > 20 \mu$ s, sans raison apparente pour cela (la loi de Gamow qui permet de démontrer le comportement exponentiel est inappropriée pour le gadolinium, dont la section efficace de capture est uniquement épithermique). L'incertitude systématique a été évaluée à 0,4 %.

5.3.2 Les coupures d'analyse de Double Chooz

Dans Double Chooz, la stratégie adoptée est de recourir le moins possible à ces coupures, chacune d'elles étant la source d'une incertitude systématique. La zone tampon non scintillante de Double Chooz diminuera le taux d'événements accidentels dans chaque détecteur de deux ordres de grandeur par rapport à Chooz-I. Ceci permettra de descendre le seuil en énergie visible à 500 keV, bien en dessous des 1,022 MeV du seuil de la réaction β inverse du neutron servant à détecter les antineutrinos électroniques. Un seuil très faible a trois avantages :

- L'erreur systématique due au seuil est supprimée. C'était là une des sources d'erreur les plus importantes sur l'efficacité de détection (0,8 %) dans Chooz-I [40] ;
- Le bruit de fond en dessous de 1 MeV peut être mesuré ;
- Le début du spectre des positrons fournit une information supplémentaire sur la calibration entre les deux détecteurs.

Cette réduction des taux d'événements accidentels relâche ou supprime même les coupures de localisation telles que la distance entre un événement et la surface des PM et la distance entre le positron et le neutron (voir tableau IV.6). Ces coupures utilisées dans Chooz-I [40] étaient difficiles à calibrer et doivent être évitées dans Double Chooz.

Les coupures restantes (en temps et énergie) pour la sélection des événements devront être correctement étalonnées entre les deux détecteurs avec une très bonne précision. Le plus important sera la calibration de l'énergie de sélection du neutron retardé après sa capture sur un noyau de gadolinium (avec un dégagement d'énergie moyen sous forme de γ de 8 MeV). La précision relative requise sur cette coupure entre les deux détecteurs est d'environ 100 keV, ce qui est réalisable avec les techniques standard de calibration en énergie en recourant à des sources radioactives et des lasers pour la calibration optique à différentes positions à l'intérieur des régions actives des détecteurs [89]. Nous détaillerons davantage dans la section 1.2 du chapitre VI de la possibilité de réduire ce nombre de coupures, et d'obtenir une incertitude d'efficacité relative entre les deux détecteurs de 0,5 %.

5.4 Bruits de fond

Une étude détaillée des bruits de fond sera présentée dans le chapitre VII. Dans Chooz-I (voir page 59 dans le chapitre III) le bruit de fond corrélé de recul de protons (produits par les neutrons rapides pénétrant au sein du détecteur) était mesuré aux environs de 1 événement par jour [40]. En ce qui concerne le site lointain de Double Chooz, la zone tampon active sera plus grande, avec un angle solide pour le bruit de fond quasiment inchangé. Ceci ajouté au fait que le signal sera accru d'un facteur 3 permettra d'assurer un rapport signal sur bruit meilleur que 100. Sur le site du détecteur proche en revanche, en raison de la plus faible couverture contre les muons cosmiques (entre 60 et 80 mètres équivalent eau), le bruit de fond induit par les cosmiques sera plus important. Si par exemple, le détecteur proche est localisé à 150 m des deux cœurs de la centrale, le signal sera de quelques milliers d'événements par jour, alors que le taux de muons est attendu un facteur dix en dessous. Un temps mort de 500 μ s sera appliqué à chaque muon (temps mort conservatif qui pourra être réduit lors d'analyses ultérieures), amenant à une fraction de temps mort global de l'ordre de 30 %. Quelques dizaines de protons de recul par jour, mimant un signal d'interaction de $\bar{\nu}_e$, sont attendus alors que le taux estimé de muons

induits par les événements cosmogéniques (^9Li et ^8He) est à moins de 20 événements par jour avec cependant une grande incertitude. Ceci permet d'atteindre également pour le site proche un rapport signal sur bruit meilleur que 100.

6 L'effet des oscillations sur le spectre

L'effet des oscillations $\bar{\nu}_e$ sur le spectre en énergie visible est présenté sur la figure IV.18. Le rapport des spectres observés renormalisés entre les deux détecteurs est

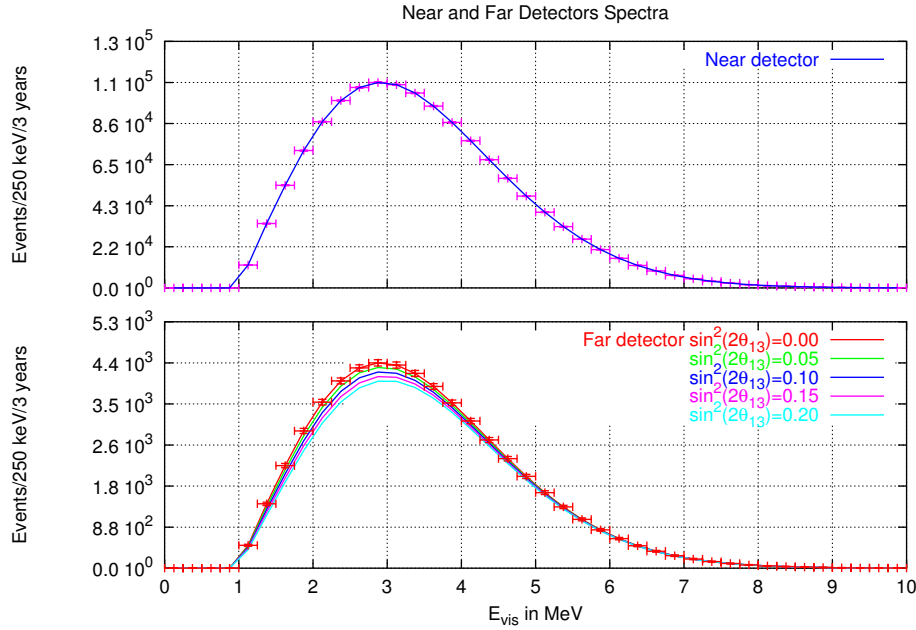


FIG. IV.18 : Spectres en énergie visible simulés pour les détecteurs proche et lointain de Double Chooz, et effet de l'oscillation de saveur pour différentes amplitudes $\sin^2(2\theta_{13})$.

illustré sur la figure IV.19 pour différentes valeurs de Δm_{31}^2 et $\sin^2(2\theta_{13})$. Pour $\Delta m_{31}^2 \gtrsim 2,0 \cdot 10^{-3} \text{ eV}^2$ une distorsion spectrale est attendue sur la montée du spectre positron. En supposant $\sin^2(2\theta_{13}) = 0,15$, le rapport des spectres des détecteurs proche et lointain (figure IV.20), un calcul de χ^2 simple montre que l'hypothèse de non-oscillation peut être rejetée à $2, \dots \sigma$ en ne considérant que la norme du spectre, alors qu'elle peut être rejetée à près de 6σ en incluant également la forme du spectre positron. La position du détecteur lointain de Double Chooz à une distance moyenne de 1,050 km des deux cœurs de la centrale n'est pas optimale (une distance optimale serait grossièrement de 1,5 km) comparativement à la position du premier minimum de la probabilité par rapport au spectre $\bar{\nu}_e$ si $\Delta m_{31}^2 = 2,0 \cdot 10^{-3} \text{ eV}^2$. Cependant, une analyse en L/E des données de Super-Kamiokande indique $1,9 \cdot 10^{-3} \text{ eV}^2 < \Delta m_{31}^2 < 3,0 \cdot 10^{-3} \text{ eV}^2$ (à 90 % de confiance), avec un meilleur ajustement à $2,4 \cdot 10^{-3} \text{ eV}^2$ [109], et ceux de K2K ont même un meilleur ajustement pour $2,8 \cdot 10^{-3} \text{ eV}^2$ [63]. Ces plus hautes valeurs de Δm^2 indiqueraient que le site de Chooz serait relativement donc assez proche de la position optimale. En outre, une distance de propagation plus courte des $\bar{\nu}_e$ est compensée par une plus grande statistique pour une taille de détecteur fixée. Néanmoins, s'il advenait que la valeur de Δm_{31}^2 soit plus proche voir

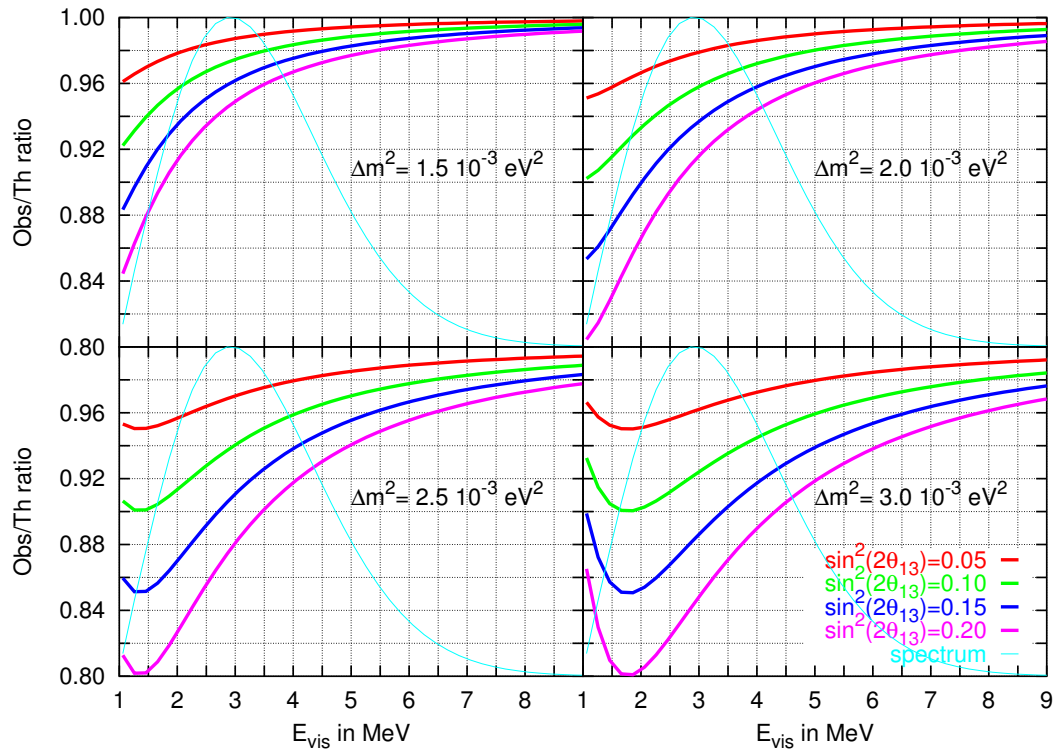


FIG. IV.19 : Rapport des nombres d'événements $\bar{\nu}_e$ attendus dans les détecteurs proche et lointain après trois années de prise de données, pour différentes valeurs de Δm_{31}^2 et $\sin^2(2\theta_{13})$. Nous avons également représenté en bleu clair la forme du spectre $\bar{\nu}_e$ en énergie visible avec une normalisation arbitraire.

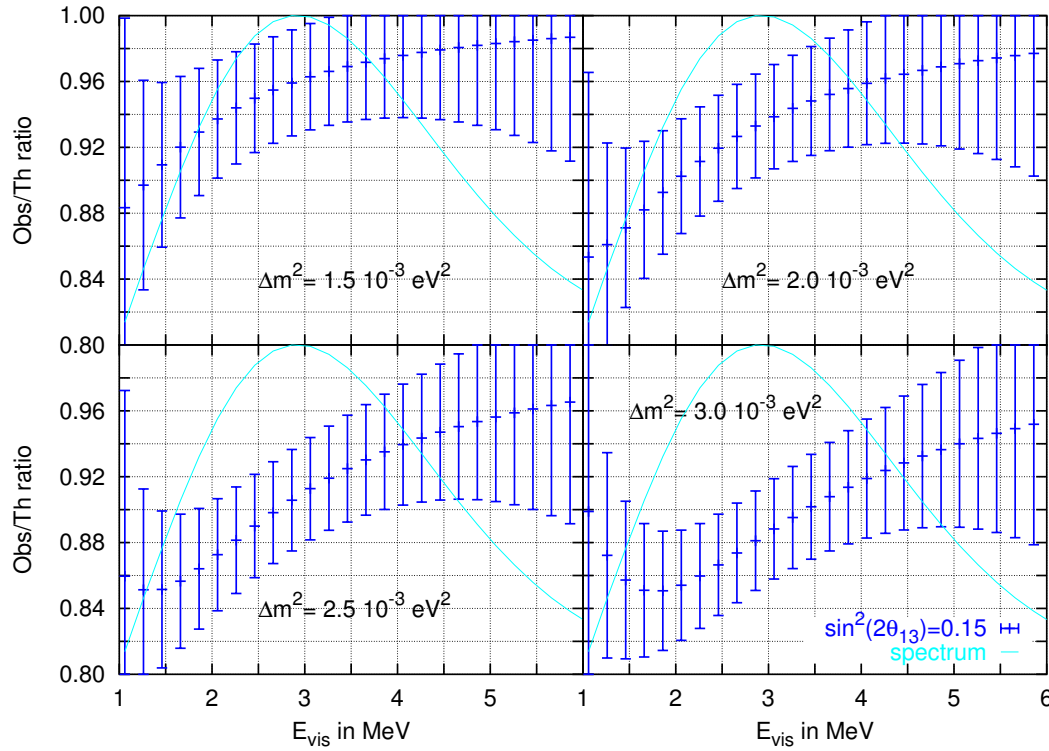


FIG. IV.20 : *Rapports des nombres d'événements $\bar{\nu}_e$ attendu dans le détecteur lointain sur ceux du détecteur proche, après trois ans de prise de données pour $\sin^2(2\theta_{13}) = 0,15$ et différentes valeurs de Δm_{31}^2 . Les barres d'erreur introduites ici ne rendent compte que de l'incertitude statistique dans chaque intervalle d'énergie (à 1σ). La forme du spectre de positrons est aussi montrée en fond en unités arbitraires. Le potentiel de l'expérience d'exclure l'hypothèse de non oscillation $\sin^2(2\theta_{13}) = 0$ peut être vu comme la déviation de l'unité dans le rapport. Nous remarquons que dans certains cas, l'information spectrale peut être importante, la plus grande déviation étant localisée sur la montée du spectre positron et en dessous de 4 MeV.*

inférieure à $1,5 \cdot 10^{-3} \text{ eV}^2$, le potentiel absolu de Double Chooz se verrait réduit, mais serait toujours autant compétitif relativement aux autres expériences (qui perdent également en sensibilité à bas Δm_{31}^2 , voir chapitre VI).

STATISTIQUES ET SYSTÉMATIQUES

OUS décrivons dans ce chapitre les travaux à la base des études de sensibilité de l'expérience Double Chooz. Ces travaux sont originellement basés sur ceux des articles [75, 67]. Nous rappelons en premier lieu les notations essentielles, avant de présenter la méthode statistique utilisée, et les premiers résultats analytiques immédiats que nous pouvons en déduire. Ceux-ci s'articulent dans un premier temps autour de l'impact de la connaissance du taux d'interaction $\bar{\nu}_e$ attendu quelqu'en soit l'énergie (aussi appelé normalisation du spectre), et de la démonstration du rôle du détecteur proche pour réduire cette systématique. Dans un deuxième temps, nous avons réalisé une étude particulière de bruits de fond, et déterminé la forme potentiellement la plus dangereuse dans la limite à haute statistique. Et nous finissons par une analyse complète pour un bruit de fond particulier qui aurait la forme du signal d'oscillation des $\bar{\nu}_e$ sur le spectre produit par la centrale. Les formules de χ^2 introduites dans ce chapitre permettent déjà de poser les jalons pour les études plus poussées des deux chapitres suivants.

1 Mise au point sur les notations

1.1 Rappels

La probabilité de survie (*i.e.* de disparition) des neutrinos ν_e (ou antineutrinos $\bar{\nu}_e$) est donnée par la relation (*cf.* (I.57)) :

$$\begin{aligned} P_{ee} = & 1 - 4 \sin^2 \theta_{13} \cos^2 \theta_{13} \sin^2 \Delta_{31} - \cos^4 \theta_{13} \sin^2(2\theta_{12}) \sin^2 \Delta_{21} \\ & + 2 \sin^2 \theta_{13} \cos^2 \theta_{13} \sin^2 \theta_{12} (\cos(\Delta_{31} - \Delta_{21}) - \cos \Delta_{31}) . \end{aligned} \quad (V.1)$$

Et en introduisant le rapport $\alpha = \Delta m_{21}^2 / \Delta m_{31}^2 \simeq 3 \cdot 10^{-2}$,

$$\begin{aligned} P_{ee} = & 1 - 4 \sin^2 \theta_{13} \cos^2 \theta_{13} \sin^2 \Delta_{31} - \cos^4 \theta_{13} \sin^2(2\theta_{12}) \sin^2(\alpha \Delta_{31}) \\ & + 2 \sin^2 \theta_{13} \cos^2 \theta_{13} \sin^2 \theta_{12} (\cos((1 - \alpha)\Delta_{31}) - \cos \Delta_{31}) . \end{aligned} \quad (V.2)$$

Dans tout ce qui suit, nous négligerons les termes d'ordre α et supérieurs dans le développement de la probabilité de survie des antineutrinos (pour plus de détails consulter [20]), nous utiliserons donc l'expression suivante :

$$P_{ee} = 1 - \sin^2(2\theta_{13}) \sin^2 \left(1, 27 \frac{\Delta m_{32}^2 [10^{-3} \text{ eV}^2] L [\text{km}]}{E_\nu [\text{MeV}]} \right) , \quad (V.3)$$

où le 1,27 est obtenu en convertissant la rapport

$$\frac{\Delta m_{32}^2 [\text{eV}^2] L [\text{eV}^{-1}]}{4E [\text{eV}]} = \frac{1}{4 \cdot 10^6 \hbar c [\text{eVm}]} \frac{\Delta m_{32}^2 [10^{-3} \text{eV}^2] L [\text{km}]}{E [\text{MeV}]} \quad (\text{V.4})$$

Le nombre d'antineutrinos mesurés dans un détecteur, dans une gamme d'énergie $[E_i, E_{i+1}]$ en prenant en compte la probabilité d'oscillation (V.3), peut être calculé par la formule

$$N_i(\Delta m^2, \theta_{13}) = \frac{T}{4\pi L^2} \int_{E_i}^{E_{i+1}} dE_\nu \sigma(E_\nu) \phi(E_\nu) R_i(E_\nu) P_{ee}(E_\nu, L, \Delta m^2, \theta_{13}) , \quad (\text{V.5})$$

avec les notations introduites au chapitre précédent, page 92 et suivantes, où nous avons noté $\phi(E_\nu)$ le flux de $\bar{\nu}_e$ fourni par la centrale :

$$\phi(E_\nu) = \sum_l \frac{f_l}{E_l} \phi_l(E_\nu) \quad (\text{V.6})$$

Nous choisirons de noter N_i le nombre d'événements attendus dans l'hypothèse de l'absence d'oscillation, conformément au choix que nous avons adopté dans le chapitre IV :

$$N_i = N_i(0, 0) . \quad (\text{V.7})$$

2 Introduction sur les contours d'exclusion et d'inclusion

Nous présentons sommairement une approche basique sur les contours d'exclusion ou d'inclusion que peut fournir une expérience d'oscillation de neutrinos « réacteur ». Nous supposons que le spectre $\bar{\nu}_e$ émis par la centrale nucléaire est parfaitement connu et nous ne prendrons pas en compte d'effet systématique. La sensibilité peut être évaluée au premier ordre en moyennant le terme en $\Delta m^2 L/E$ dans P_{ee} (expression (V.3)) :

$$\sin^2(2\theta_{13}) = \frac{1 - P_{ee}}{\langle \sin^2(\Delta m^2 L/4E) \rangle} . \quad (\text{V.8})$$

Le terme $\langle \sin^2(\Delta m^2 L/4E) \rangle$ est calculé en moyennant sur le spectre en énergie (figure IV.11, page 94), c'est à dire en utilisant (V.5) :

$$A = \langle \sin^2(\Delta m^2 L/4E) \rangle = \frac{\int_0^{10 \text{ MeV}} dE_\nu \sigma(E_\nu) \phi(E_\nu) R_i(E_\nu) \sin^2(\Delta m^2 L/4E_\nu)}{\int_0^{10 \text{ MeV}} dE_\nu \sigma(E_\nu) \phi(E_\nu) R_i(E_\nu)} . \quad (\text{V.9})$$

Cette moyenne peut également porter sur une partie restreinte du spectre. Nous choisirons de subdiviser le spectre en N intervalles d'égale amplitude, et noterons A_i la moyenne effectuée sur chacun de ces intervalles :

$$A_i = \langle \sin^2(\Delta m^2 L/4E) \rangle_{[E_i, E_{i+1}]} = \frac{\int_{E_i}^{E_{i+1}} dE_\nu \sigma(E_\nu) \phi(E_\nu) R_i(E_\nu) \sin^2(\Delta m^2 L/4E_\nu)}{\int_{E_i}^{E_{i+1}} dE_\nu \sigma(E_\nu) \phi(E_\nu) R_i(E_\nu)} . \quad (\text{V.10})$$

Cette moyenne est représentée en fonction de L (figure V.1), avec une valeur fixée de Δm^2 , ou de Δm^2 (figure V.2) avec une valeur fixée de L . Nous pouvons remarquer sur ces deux

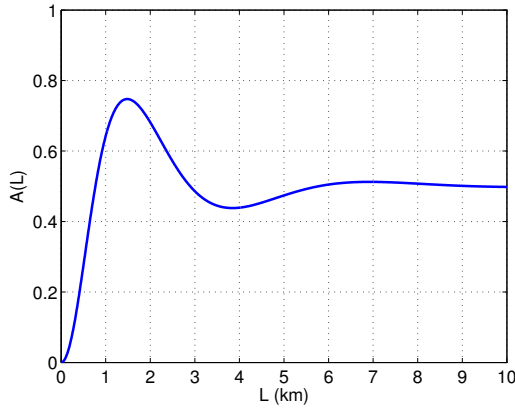


FIG. V.1 : Moyenne de $\sin^2(\Delta m^2 L / 4 E_\nu)$ sur le spectre $\bar{\nu}_e$ pour Δm_{31}^2 fixé à $2,5 \cdot 10^{-3} \text{ eV}^2$.

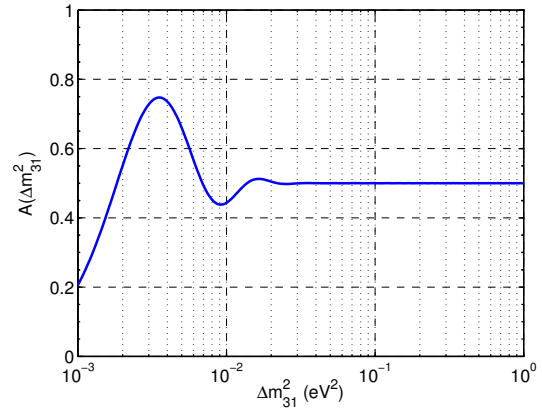


FIG. V.2 : Moyenne de $\sin^2(\Delta m^2 L / 4 E_\nu)$ sur le spectre $\bar{\nu}_e$ pour L fixé à $1,050 \text{ km}$.

figures que l'information sur la fréquence de l'oscillation (« atmosphérique »)¹ est perdue pour $L \gtrsim 6 \text{ km}$ si $\Delta m_{31}^2 = 2,5 \cdot 10^{-3} \text{ eV}^2$ et pour $\Delta m_{31}^2 \gtrsim 2 \cdot 10^{-2} \text{ eV}^2$ si $L = 1,050 \text{ km}$ comme pour le site de Chooz. Le site proche de Double Chooz devient alors important et peut potentiellement apporter une information sur l'oscillation pour Δm^2 entre 10^{-2} et 10^{-1} eV^2 . Au-delà de ces limites la moyenne vaut simplement $1/2$. Nous constatons également que le maximum de sensibilité est obtenu pour le A le plus grand possible, et donc pour un Δm_{31}^2 de $2,5 \cdot 10^{-3} \text{ eV}^2$, la distance idéale d'observation serait de $1,4 \text{ km}$. Cette indication sur le Δm^2 est dégradée car nous avons moyenné le terme oscillant de P_{ee} sur un large domaine d'énergie. Si nous subdivisons l'intervalle d'intégration en deux sous-parties, par exemple $[0; 3] \text{ MeV}$ et $[3; 10] \text{ MeV}$, non seulement la dégradation des oscillations est moins accentuée, mais en plus cette moyenne est plus élevée pour certaines valeurs particulières de L ou de Δm^2 de manière équivalente. Ainsi, nous pouvons visualiser sur la figure V.3, qu'un détecteur placé à 1 km d'un réacteur nucléaire sera plus sensible aux déformations spectrales dans la partie ascendante du spectre $\bar{\nu}_e$ (grossièrement entre 1 et 3 MeV). Un détecteur tel que celui prévu pour Double Chooz, devrait pouvoir accumuler quelques $20\,000$ événements dans cette gamme d'énergie (*cf.* figure IV.12) en l'espace de 3 ans (pour 64% d'efficacité globale). Avec autant de statistique, l'information sur la déformation spectrale que pourra recueillir Double Chooz n'est donc pas négligeable, bien au contraire, comme nous le verrons plus tard dans ce chapitre de manière plus approfondie.

Nous allons à présent esquisser le comportement des contours d'exclusion ou d'inclusion. Pour prendre en compte les effets statistiques et systématiques dont l'impact est très important pour la précision avec laquelle on souhaite mesurer le paramètre θ_{13} , il faut mettre en œuvre une analyse statistique. C'est ce que nous introduirons dans la prochaine section. Mais avant cela, une introduction générale sur la sensibilité d'une expérience d'oscillation neutrinos « réacteur » et les ordres de grandeur de sensibilité attendus apparaît nécessaire.

¹il restera la fréquence de l'oscillation « solaire », comme observé dans KamLAND.

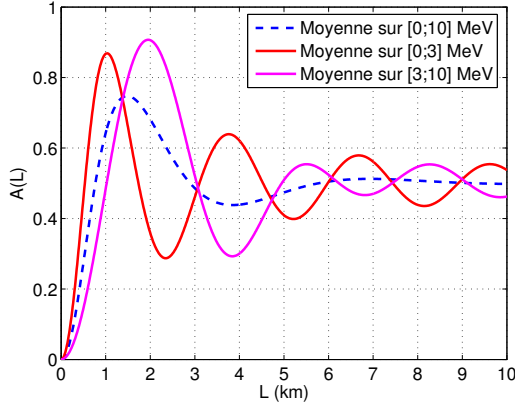


FIG. V.3 : *Un avant-goût sur l'information spectrale. Ici est illustré le comportement de $A(L)$ en bleu (pointillés) et de $A_i(L)$ pour une moyenne sur $[0;3]$ MeV en rouge et $[3;10]$ MeV en magenta.*

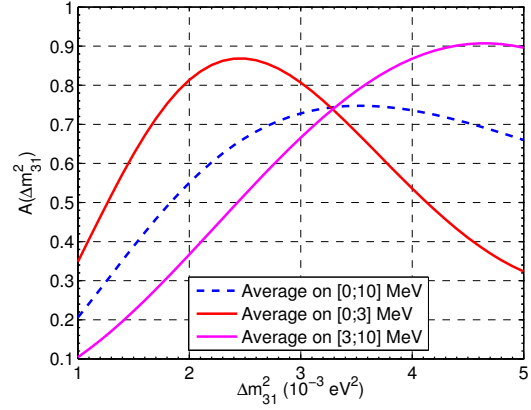


FIG. V.4 : *Même figure que V.3, mais cette fois-ci pour L fixé à 1,050 km, et comportement de A en fonction de Δm^2 .*

La précision que l'on peut atteindre sur $\sin^2(2\theta_{13})$ dépend du type d'expérience : apparition ou disparition. Pour une expérience de disparition telle que celle que l'on peut mettre en place auprès d'une centrale nucléaire, si l'on attend N_v neutrinos (sur tout le spectre entre 1 et 10 MeV en énergie visible, cf. formule (V.5)), et que nous en observons N_{obs} , nous pouvons écrire le χ^2 suivant :

$$\chi^2 = \frac{(N_{\text{obs}} - N_v)^2}{N_v} \simeq \frac{(N_{\text{obs}} - N_v)^2}{N_{\text{obs}}} \quad (\text{V.11})$$

où N_v est le nombre de neutrinos calculé dans le cas de l'oscillation de saveur selon l'expression (V.5). Plaçons nous dans l'hypothèse où N interactions de la saveur initiale, $\bar{\nu}_e$, sont détectées ($N_{\text{obs}} = N$), en accord avec la prédiction théorique en l'absence d'oscillations ; il est possible de mettre une limite sur le taux de transition en cherchant l'écart par rapport au meilleur ajustement à un certain niveau de confiance, sachant que N_v s'écrit alors $N_v = N(1 - \sin^2(2\theta_{13}) \langle \sin^2(\Delta m^2 L / 4E) \rangle)$:

$$\Delta\chi^2 = \chi_{\text{lim}}^2 - \chi_{\text{min}}^2 = \frac{(N \sin^2(2\theta_{13})_{\text{lim}} \langle \sin^2(\Delta m^2 L / 4E) \rangle)^2}{N}, \quad (\text{V.12})$$

et donc,

$$\sin^2(2\theta_{13})_{\text{lim}} = \frac{\sqrt{\Delta\chi^2}}{\sqrt{N}A}, \quad (\text{V.13})$$

où nous avons noté χ_{min}^2 le χ^2 résultant de la minimisation de tous les paramètres introduits (ici 0), et χ_{lim}^2 le χ^2 de la formule (V.11) pris pour $\sin^2(2\theta_{13}) = \sin^2(2\theta_{13})_{\text{lim}}$. Comme nous cherchons la limite sur un seul paramètre, en supposant le Δm^2 connu, le $\Delta\chi^2$ vaut alors 2,71 pour un niveau de confiance de 90 % (cf. [5]). Pour une expérience telle que Double Chooz qui peut obtenir de l'ordre de 60 000 événements en 3 ans de prise de données (figure IV.12), une analyse en norme sur la globalité du spectre ou sur une portion uniquement pour un Δm_{31}^2 valant $2,5 \cdot 10^{-3} \text{ eV}^2$ (figure V.4), pourra donner au

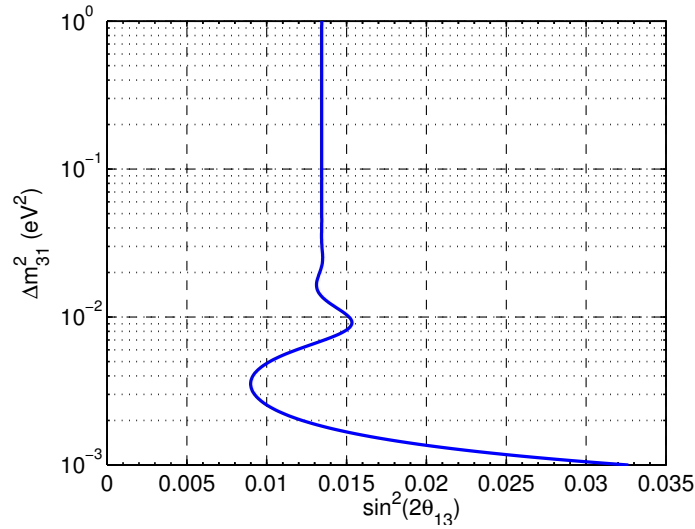


FIG. V.5 : Limite potentielle sur $\sin^2(2\theta_{13})$ à 90 % de confiance selon l'équation (V.13) pour 60 000 événements observés.

mieux (c'est à dire sans bruits de fond et sans erreurs systématiques) à 90 % de confiance :

$$\sin^2(2\theta_{13})_{\text{lim}} \lesssim 0,01 . \quad (\text{V.14})$$

Une telle observation conduit donc à rejeter à 90 % de confiance toute valeur de $\sin^2(2\theta_{13})$ se trouvant au-dessus de 0,01 pour ce Δm^2 . Cette information dépend naturellement du Δm^2 , et ce comportement esquissé dans la relation (V.13) est présentée sur la figure V.5. De même, si l'on note f la fraction de neutrinos ayant changés de saveur entre la source et le détecteur, le nombre d'événements observés s'écrit donc $N_{\text{obs}} = (1 - f)N$ où N est le nombre de neutrinos prédit théoriquement dans le cas où il n'y aurait pas d'oscillation. On aboutit alors à une mesure de $\sin^2(2\theta_{13})$ selon le même χ^2 que dans l'équation (V.11) :

$$\sin^2(2\theta_{13}) = \frac{f \pm \sqrt{\Delta\chi^2/N}}{\langle \sin^2(\Delta m^2 L/4E) \rangle} . \quad (\text{V.15})$$

Dans le cas d'une statistique infinie, nous arrivons naturellement à l'expression :

$$\sin^2(2\theta_{13}) = \frac{f}{\langle \sin^2(\Delta m^2 L/4E) \rangle} , \quad (\text{V.16})$$

donnant le lien entre la valeur observé du taux de transition et les paramètres Δm^2 et θ_{13} . Nous constatons donc sur cet exemple très simple que si nous ne recourons qu'à une unique information sur $\langle \sin^2(\Delta m^2 L/4E) \rangle$ sur tout le spectre, la corrélation entre Δm^2 et θ_{13} , ne permet pas d'indiquer une valeur particulière de θ_{13} , ni de Δm^2 . Une autre expérience, telle que MINOS peut apporter cette information (mesure de Δm^2_{31} à 10 %). En revanche des informations croisées sur plusieurs gammes d'énergie peuvent permettre de contraindre davantage les paramètres d'oscillation. C'est ce que nous appelons l'information en forme sur la déformation du spectre. Nous verrons que dans le cas de Double Chooz, cette information est de première importance.

D'autre part, nous pouvons tirer de (V.15) une information capitale, à savoir à partir

de quel taux de transition observé nous pouvons dire avec une certitude donnée, que $\sin^2(2\theta_{13})$ est non nul :

$$\frac{f}{\langle \sin^2(\Delta m^2 L/4E) \rangle} > \frac{\sqrt{\Delta\chi^2/N}}{\langle \sin^2(\Delta m^2 L/4E) \rangle} . \quad (\text{V.17})$$

Nous avons choisi de conserver dans (V.17), le rapport $f/\langle \sin^2(\Delta m^2 L/4E) \rangle$ car il est homogène à $\sin^2(2\theta_{13})$, d'après (V.16). Cette relation (V.17) fournit une indication sur la sensibilité d'une expérience à une valeur non nulle de $\sin^2(2\theta_{13})$, et nous voyons que son expression est identique à celle de la limite d'exclusion (V.13). Ainsi, avec ce type d'expérience, il est possible de déceler une valeur non nulle de $\sin^2(2\theta_{13})$ à 3σ (resp. 5σ) de confiance pour tout $\sin^2(2\theta_{13})$ tel que :

$$\sin^2(2\theta_{13}) \gtrsim 0,018 \quad (0,03) . \quad (\text{V.18})$$

Le comportement générique de la courbe d'inclusion limite est le même que celui de la courbe d'exclusion limite. Elle est simplement translatée de 0,008 (resp. 0,02) à un niveau de confiance de 3σ (resp. 5σ) sur l'axe $\sin^2(2\theta_{13})$.

Pour étudier l'impact des systématiques et l'information spectrale que pourrait recueillir Double Chooz, nous allons construire un χ^2 adapté.

3 Mise au point sur les tests de χ^2

Considérons une variable aléatoire X dont on a observé au cours de n expériences les valeurs $x_1, x_2, \dots, x_r$ ($r < n$) avec des fréquences relatives d'apparition : $k_1/n, k_2/n, \dots, k_r/n$. Ces valeurs x_i ont une probabilité d'apparition théorique p_i que l'on espère proche des k_i/n . On recherche un critère (un test) qui permettrait, s'il est négatif, d'infirmer cette espérance et, s'il est positif, d'adopter la loi expérimentale avec une probabilité mesurée de vraisemblance (seuil). Une façon de mesurer les écarts des fréquences relatives par rapport aux probabilités théoriques est de considérer, à la manière de la variance, une somme comme :

$$\sum_{i=1}^r c_i \left(\frac{k_i}{n} - p_i \right)^2 . \quad (\text{V.19})$$

Afin de rendre la formule plus maniable dans la recherche d'une loi limite (n tendant vers l'infini), Pearson montra, en 1900, que si nous choisissons les coefficients $c_i = n/p_i$ alors la statistique définie par l'expression (V.19) possède des propriétés mathématiques particulièrement simples. Pearson définit ainsi un nombre qu'il appela χ^2 :

$$\chi^2 = \sum_{i=1}^r \frac{(k_i - np_i)^2}{np_i} = \sum_{i=1}^r \frac{k_i^2}{np_i} - n \quad (\text{V.20})$$

et le baptisa χ^2 à r degrés de liberté. Ce χ^2 possède une propriété très importante : si pour un ensemble de X_i , dont chacun des éléments suit une loi de χ^2 à n_i degrés de libertés, alors la somme $\sum_i X_i$ suit aussi une loi de χ^2 à $\sum_i n_i$ degrés de libertés. Cette propriété fondamentale nous servira par la suite. En théorie, donc, la loi du χ^2 à n degrés de libertés

est celle suivie par la somme

$$\chi^2 = \sum_{i=1}^n \frac{(x_i - \mu_i)^2}{\sigma_i^2} \quad (\text{V.21})$$

lorsque les x_i désignent n lois normales indépendantes de moyenne μ_i et de variance σ_i . La probabilité que ce nombre, χ^2 , soit inférieur à un réel a (seuil de probabilité) donné positif est :

$$\Pr(\chi^2 < a) = \frac{1}{2^{n/2}\Gamma(n/2)} \int_0^a t^{n/2-1} e^{-t/2} dt \quad (\text{V.22})$$

Pour de grandes valeurs de n , la loi du χ^2 se rapproche d'une gaussienne de moyenne n et de variance $2n$.

L'équation (V.21) suppose que les x_i sont indépendants entre eux. Si tel n'est pas le cas, il convient de modifier cette expression en incluant la matrice de covariance V :

$$V_{ij} = \text{cov}(x_i, x_j) = \langle x_i x_j \rangle - \langle x_i \rangle \langle x_j \rangle. \quad (\text{V.23})$$

La matrice V s'exprime aussi en terme des coefficients de corrélation $\rho_{ij} = \text{cov}(x_i, x_j)/\sigma_i\sigma_j$:

$$V_{ij} = \rho_{ij}\sigma_i\sigma_j \quad (\text{V.24})$$

avec $\sigma_i = \sqrt{\text{var}(x_i)} = \sqrt{\text{cov}(x_i, x_i)}$. L'expression généralisée du χ^2 qui prend en compte les corrélations entre les mesures s'exprime alors comme :

$$\chi^2 = \sum_{i=1}^r (x_i - \mu_i) V_{ij}^{-1} (x_j - \mu_j) \quad (\text{V.25})$$

où V_{ij}^{-1} désigne l'élément (i, j) de l'inverse de la matrice de covariance. Remarquons que dans le cas particulier où les mesures x_i ne sont pas corrélées, $V_{ij} = \sigma_i^2 \delta_{ij}$, nous retrouvons la définition initiale du χ^2 de Pearson (V.21). Le χ^2 défini dans les équations (V.20) et (V.21), permet de tester la « distance » qui sépare les mesures x_i des prédictions μ_i compte-tenu des incertitudes σ_i à la manière des moindres carrés. Le minimum de ce nombre par rapport aux paramètres α des modèles $\mu_i(\alpha)$ peut alors être utilisé pour estimer le bon ajustement des modèles et de leurs paramètres par rapport aux données disponibles. Il est aussi possible qu'aucun paramètre ne soit estimé à partir des données, mais plutôt que l'on souhaite comparer disons un histogramme $X = (x_1, \dots, x_n)$ avec une hypothèse sur les valeurs attendues $\mu_i = \langle x_i \rangle$. Si les x_i sont distribués suivant des lois de Poisson, de variances $\sigma_i^2 = \mu_i$, le χ^2 (V.21) devient le χ^2 de Pearson (V.20). Si les hypothèses μ_i sont correctes et si les mesures x_i sont suffisamment grandes (en pratique, l'approximation sera bonne pour $x_i > 5$ [5]), alors la statistique (V.21) suivra la densité de probabilité du χ^2 avec un nombre de degrés de liberté égal au nombre de mesures retranché du nombre de paramètres ajustés. D'autre part, si les x_i sont gaussiens, le χ^2 peut prendre la forme simplifiée suivante dans une très bonne approximation :

$$\chi^2 = \sum_{i=1}^n \frac{(x_i - \mu_i)^2}{x_i}. \quad (\text{V.26})$$

Les ajustements globaux de modèles sur de grands nombres de données expérimentales

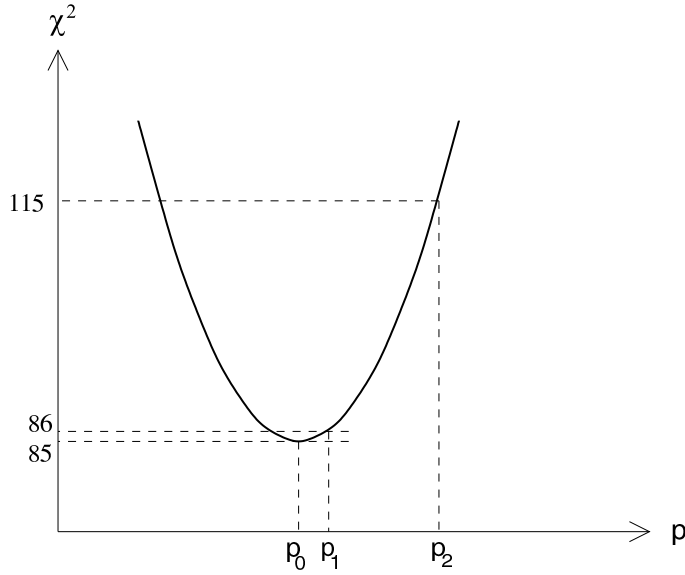


FIG. V.6 : Graphique hypothétique d'un χ^2 en fonction d'un paramètre p en ajustant un modèle sur $n = 100$ points expérimentaux [110].

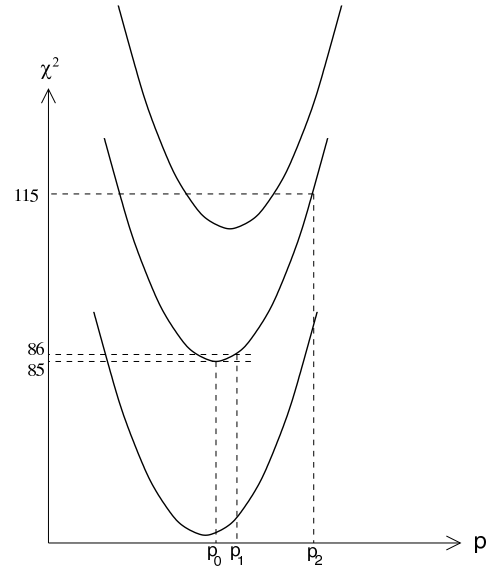


FIG. V.7 : Graphiques typiques de $\chi^2(p)$ lorsque l'expérience est répétée [110].

tales sont devenus décisifs pour la phénoménologie des particules élémentaires. L'une des nécessités prédominantes pour un bon ajustement est que le χ^2 global indique un bon accord avec l'hypothèse testée, ce qui autorise un domaine de l'ordre de $\sqrt{2n}$ dans la valeur du χ^2 (où n est le nombre de degrés de liberté²). Cependant, dans les faits, ce χ^2 est loin d'être optimal. Par exemple un petit sous-ensemble des données disponibles peut être très mal ajusté par les modèles, alors que sa contribution au χ^2 global peut rester trop petite pour apparaître de façon significative.

3.1 Justification d'un « nouveau » χ^2

Un nouveau critère de test appelé « ajustement paramétrique » [110] va bien au-delà du traditionnel test d'hypothèse. Ce critère est motivé par le « paradoxe » entre la détermination de paramètre(s) et le test d'hypothèse(s) (illustré sur la figure V.6). Si nous avons une prédiction théorique pour une expérience avec n points expérimentaux, alors un bon ajustement devrait avoir un χ^2 dans le domaine $n \pm \sqrt{2n}$, qui est le domaine de déviation standard (ou écart-type), lorsque l'expérience est répétée plusieurs fois. Ce critère est appelé test d'hypothèse. D'un autre côté, si le modèle possède un paramètre p qui est ajusté selon les données, alors l'écart-type sur ce paramètre est donné par une déviation du $\chi^2(p)$ d'une unité à partir de son minimum :

$$\Delta\chi^2(p \pm \sigma_p) = \chi^2(p \pm \sigma_p) - \chi_{\min}^2 = 1. \quad (\text{V.27})$$

Ce critère est appelé ajustement paramétrique. Maintenant, nous constatons que si nous faisons varier p pour donner une variation du $\chi^2(p)$ de $\sqrt{2n}$ à partir de son minimum $\chi_{\min}^2$, cela induit un fort changement de $(2n)^{1/4}$ écarts-type du point de meilleur ajustement. Le

² n est donc le nombre de points expérimentaux retranché du nombre de contraintes. Comme nous nous plaçons ici dans le cas où le nombre de points expérimentaux disponibles est relativement grand, nous ne ferons pas de distinction entre ces deux quantités.

paradoxe est donc que pour une valeur particulière de p , disons p_2 comme sur la figure V.6, celle-ci peut être simultanément un bon ajustement pour le critère du test d'hypothèse, et fournir un très mauvais ajustement pour le critère d'ajustement paramétrique.

Ce paradoxe est heureusement résolu en observant ce qui se produit si l'expérience est répétée (figure V.7). Les vallées de $\chi^2(p)$ fluctuent verticalement de $\sqrt{2n}$, mais horizontalement seulement par une contribution correspondante à une variation d'un écart-type pour le paramètre p . Si nous ne connaissons que des prédictions théoriques pour une unique valeur de p , alors uniquement le critère plus faible du test d'hypothèse peut être employé (*i.e.* χ^2 dans la région $n \pm \sqrt{2n}$). Cependant si davantage d'information est disponible, notamment la prédiction théorique pour une valeur quelconque de p , alors la forme de la courbe $\chi^2(p)$ peut et doit être utilisée, fournissant ainsi un critère de bon ajustement bien mieux adapté [110].

De nombreux développements ont été effectués ces dernières années allant au-delà des analyses conventionnelles. Ces développements ont été guidés par la nécessité de quantifier les incertitudes des fonctions de densité de partons et leurs prédictions physiques [111]. Les nouvelles analyses alors publiées étaient fondées sur de nouvelles méthodes d'études des incertitudes [112, 113, 114].

Nous présentons maintenant l'une de ces méthodes d'étude de l'impact des incertitudes systématiques et de leurs corrélations sur la détermination de paramètres physiques.

3.2 Méthode « *paramétrique* »

Dans les ajustements globaux, incluant les erreurs systématiques, on aurait tendance à utiliser un χ^2 global naïf défini simplement au vu de ce qui précède par :

$$\chi^2 = \sum_{\text{exp}} \sum_{i=1}^{n_{\text{exp}}} (O_i - T_i)^2 / \sigma_i^2, \quad (\text{V.28})$$

n_{exp} indiquant le nombre de points fournis par l'expérience exp , O_i la i^{e} valeur observée de cette expérience, et T_i la valeur théorique correspondante, et $\sigma_i^2 = \sigma_{\text{stat}}^2 + \sigma_{\text{pap}}^2$ est la somme quadratique des incertitudes statistiques (σ_{stat}) et des systématiques non corrélées point à point (σ_{pap}). Ce χ^2 fournit le moyen le plus simple de rechercher les candidats de bons ajustements globaux, mais n'a malheureusement que des aptitudes limitées pour évaluer les incertitudes des ajustements qui en résultent. Si nous avons identifié K sources d'incertitude systématique corrélées, caractérisées par les écarts S_i^k , et des incertitudes globales non corrélées U_i , nous pouvons construire une fonction χ^2 qui mesure l'écart entre les données recueillies O_i et les prédictions correspondantes T_i qui contiennent toutes les incertitudes recensées sous la forme de :

$$O_i - T_i \pm U_i \pm \sigma_{i,1} S_{i,1} \pm \sigma_{i,2} S_{i,2} \pm \dots \pm \sigma_{i,K} S_{i,K}, \quad (\text{V.29})$$

avec

$$\forall(i, j) \quad \rho(U_i, U_j) = \delta_{ij} \quad (\text{V.30})$$

$$\rho(S_{i,k}, S_{j,h}) = \rho_{ij} \delta_{kh} \quad (\text{V.31})$$

ρ désignant la fonction de corrélation des deux arguments, et les ρ_{ij} indiquant les corrélations entre $S_{i,k}$ et $S_{j,k}$. Cette expression suppose les K sources d'incertitude systématique indépendantes entre elles. Nous nous placerons, sauf mention du contraire, dans le cas où les quantités $S_{i,k}$ et $S_{j,k}$ sont complètement corrélées, c'est-à-dire, $\rho_{ij} = 1$. La grandeur $\sigma_{i,k}S_{i,k}$ représente le décalage de la i^e observable induit par une variation de $+1\sigma$ sur la k^e source d'incertitude systématique. Nous supposons ici la propagation linéaire des erreurs (sans asymétrie ni effet du second ordre en $S_{i,k}S_{i,h}$). Compte-tenu des quantités introduites dans (V.29), deux définitions de χ^2 ont été employées dans les analyses globales (avec parfois des combinaisons entre celles-ci). L'une est basée sur l'écriture de la matrice de covariance et est dénommée « *approche covariante* ». Une autre analyse est fondée sur l'introduction de nouveaux paramètres décrivant ces systématiques, sera dénommée ici « *approche paramétrique* ». Bien qu'apparemment différentes, ces deux approches sont totalement équivalentes [114, 115]. La méthode paramétrique est cependant la plus avantageuse, et nous l'utiliserons par la suite.

Approche covariante : Dans l'approche covariante, nous construisons la matrice de covariance V_{ij} comme suit :

$$V_{ij} = U_i U_j \delta_{ij} + \sum_{k=1}^K S_{i,k} S_{j,k} , \quad (\text{V.32})$$

et nous reprenons l'expression du χ^2 de l'équation (V.25) :

$$\chi_{\text{cov}}^2 = \sum_{i,j=1}^N (O_i - T_i) V_{ij}^{-1} (O_j - T_j) . \quad (\text{V.33})$$

Cette approche bien que facile à introduire a le défaut de nécessiter l'inversion d'une matrice dont la taille peut devenir conséquente à mesure que le nombre de points expérimentaux augmente. Cette approche pose même des problèmes de stabilité numérique lorsque N avoisine les 100 points expérimentaux.

Approche paramétrique : Une approche alternative consiste à imbriquer l'effet de chacune des sources d'incertitude systématique à l'aide d'un décalage sur la différence $O_i - T_i$ dans une proportion $-\alpha_k S_{i,k}$ où les α_k sont des variables aléatoires gaussiennes centrées en 0 et d'écart-type $\sigma_{i,k}$. La condition sur la normalisation des α_k est alors mise en œuvre grâce à des termes de pénalités dans le χ^2 , qui sera minimisé par rapport à chacun des α_k introduits, comme si ces décalages systématiques jouaient le rôle de paramètre physique que l'on cherche à déterminer [115, 111],

$$\chi_{\text{par}}^2 = \min_{\{\alpha_k\}} \left\{ \sum_{i=1}^N \left(\frac{O_i - T_i - \sum_{k=1}^K \alpha_k S_{i,k}}{U_i} \right)^2 + \sum_{k=1}^K \left(\frac{\alpha_k}{\sigma_k} \right)^2 \right\} . \quad (\text{V.34})$$

Le signe négatif devant les termes $\alpha_k S_{i,k}$ est purement conventionnel. Ici nous avons choisi d'attribuer tous les décalages aux prédictions théoriques. Cette approche est utilisée par la collaboration Super-Kamiokande [35], dans les ajustements sur les distributions de densité de partons [111], et dans le cadre des ajustements sur les bruits de fond du fond

diffus cosmologique (CMB) [116]. Ce type d'analyse a su s'imposer en l'espace de quatre ans comme une méthode standard d'étude de l'impact des systématiques sur les résultats observés, surtout depuis la preuve apportée (dans le cas où $\rho_{ij} = 1$) dans [115] et dans [114] que :

$$\chi_{\text{cov}}^2 = \chi_{\text{par}}^2 . \quad (\text{V.35})$$

Quelle approche choisir ? Compte-tenu de cette équivalence, le choix entre l'une de ces deux méthodes est donc dictée par ses mérites relatifs. En physique des particules, l'approche covariante est appliquée soit lorsque les collaborations expérimentales fournissent des informations détaillées sur la matrice de corrélation, soit lorsque que le nombre de points de données expérimentales est bien plus faible que le nombre de systématiques ($N \ll K$). Cependant pour des N croissants, cette méthode devient graduellement plus difficile : l'inversion de grandes matrices de covariance $N \times N$, délicate numériquement parlant, peut rendre difficile l'interprétation de ces analyses globales.

L'approche paramétrique est mieux adaptée que la méthode covariante lorsque $K \ll N$. La minimisation du χ^2 par rapport aux paramètres des systématiques peut même être accomplie analytiquement [115, 111]. En outre, la décomposition résiduelle en terme des déviations des observables constituée par la première partie du χ^2 (formule (V.34)) et des systématiques caractérisées par le second terme de (V.34) permet d'identifier la contribution de chacun des termes pris individuellement au χ^2 total. Elle permet donc un gain en compréhension, et en vitesse de calcul et une plus grande maîtrise des ajustements (lorsque $N \simeq 20 \rightarrow 100$ problème d'instabilité dans les ajustements avec l'approche covariante). Il faut cependant s'assurer que le problème étudié peut être décrit par des incertitudes gaussiennes.

D'un autre point de vue, si α est considéré comme un nouveau paramètre au même titre que θ , toutes les données sont alors supposées non corrélées dans ce χ^2 . En soustrayant le χ^2 minimum pour θ et α on obtient :

$$\Delta\tilde{\chi}^2(\theta, \alpha) = \Delta\chi^2(\theta, \alpha) + \left(\frac{\alpha}{\sigma}\right)^2 . \quad (\text{V.36})$$

L'information extérieure sur le paramètre α représenté par le second terme dans ce $\Delta\chi^2$ est alors considérée comme un nouvel ensemble de données. En évaluant le minimum de ce $\Delta\chi^2$ pour un degré de liberté, nous voici armé d'une méthode adaptée pour tester l'accord entre un meilleur ajustement et la contrainte additionnelle introduite par le paramètre α . Il est même possible de partager un ensemble de classes d'un histogramme en plusieurs sous ensembles et de tester leurs compatibilités ou leurs désaccord vis-à-vis d'une hypothèse, et d'isoler ainsi des problèmes dans les ajustements ou de comprendre où se trouvent les limites potentielles sur des résultats en analysant les contributions relatives des différents termes dans le χ^2 ainsi construit. On peut ainsi étudier si un mauvais ajustement est produit par une petite sous-partie des données disponibles (par exemples quelques intervalles dans un spectre en énergie). Alternativement, les deux ensembles de données peuvent provenir de différentes expériences corrélées par une erreur de normalisation commune, par exemple deux détecteurs observant une même source. Il est ensuite facile d'appliquer cette méthode dans des situations plus complexes que celle-ci. Par exemple, s'il y a plusieurs sources d'incertitudes systématiques théoriques aboutissant à des corrélations plus compliquées, la méthode paramétrique peut encore être utilisée en introduisant un nouveau

paramètre α_k pour chacune des sources d'incertitude systématique [115].

4 Vers un χ^2 adapté

Étant maintenant en possession des éléments essentiels pour réaliser l'étude de l'impact des systématiques sur la sensibilité de Double Chooz, une approche préliminaire à celle introduite dans la lettre d'intention [89] semble essentielle. Une étude plus poussée sera présentée dans le chapitre suivant.

4.1 Sensibilité limite en $\sin^2(2\theta_{13})$ avec un unique détecteur

Nous considérons d'abord le comportement statistique de la sensibilité en $\sin^2(2\theta_{13})$. Si nous supposons que le détecteur proche de Double Chooz permettra de mesurer le flux d'antineutrinos provenant de la centrale, le χ^2 rassemblant les informations statistiques du détecteur lointain peut s'écrire suivant que nous nous intéressons à l'information en norme et/ou en forme³ recueillie par le détecteur :

$$\chi_{\text{norme}}^2(a) = \frac{(O - (1+a)T)^2}{O} + \left(\frac{a}{\sigma_{\text{ns}}}\right)^2 \quad (\text{V.37})$$

$$\chi_{\text{forme}}^2(a) = \sum_{i=1}^N \frac{(O_i - (1+a)T_i)^2}{O_i} + \left(\frac{a}{\sigma_{\text{ns}}}\right)^2 \quad (\text{V.38})$$

où la seule incertitude systématique introduite ici est une erreur sur la normalisation, σ_{ns} , sur le nombre total d'événements attendus. O_i quantifie le nombre d'événements observés dans le détecteur lointain pour le i^{e} intervalle (et $O = \sum_{i=1}^N O_i$), tandis que T_i représente la prédiction théorique associée ($T = \sum_{i=1}^N T_i$).

Nous nous intéressons dans un premier temps à l'analyse de $\chi_{\text{forme}}^2(a)$ (celle de $\chi_{\text{norme}}^2(a)$ en découlera immédiatement). En l'absence de données réelles, O_i sera remplacé par N_i (selon (V.5)) et T_i est alors donné par $(1 - \sin^2(2\theta_{13})A_i)N_i$ (selon (V.10)), de sorte que $\chi_{\text{forme}}^2(a)$ se réécrit :

$$\chi_{\text{forme}}^2(a) = \sum_{i=1}^N N_i ((1+a)\sin^2(2\theta_{13})A_i - a)^2 + \left(\frac{a}{\sigma_{\text{ns}}}\right)^2. \quad (\text{V.39})$$

Dans ce cas particulier, la minimisation du χ^2 par rapport au paramètre a peut encore être raisonnablement étudiée analytiquement. Les calculs sont certes quelque peu difficiles à mener à terme, mais les conclusions qu'ils nous permettront d'apporter sont très intéressantes. Minimisons donc le χ^2 par rapport au paramètre a :

$$\frac{\partial \chi_{\text{forme}}^2}{\partial a} = 0 \quad \text{conduisant à} \quad \bar{a} = \frac{\sin^2(2\theta_{13})(\mathcal{M} - \sin^2(2\theta_{13})\mathcal{Q})}{\frac{1}{\sigma_{\text{ns}}^2} + \mathcal{N} - 2\sin^2(2\theta_{13})\mathcal{M} + \sin^4(2\theta_{13})\mathcal{Q}} \quad (\text{V.40})$$

³Ici le terme forme est à comprendre dans le sens norme+forme, par abus de langage. L'information en forme uniquement n'est réellement testée que dans le cas où nous laissons librement fluctuer la normalisation absolue : $\sigma \rightarrow \infty$.

où,

$$\mathcal{N} = \sum_{i=1}^N N_i \quad , \quad \mathcal{M} = \sum_{i=1}^N N_i A_i \quad , \quad \mathcal{Q} = \sum_{i=1}^N N_i A_i^2 . \quad (\text{V.41})$$

$\mathcal{N}$ représentant le nombre total d'événements $\bar{\nu}_e$ détectés, $\mathcal{M}$ est telle que $\mathcal{M}/\mathcal{N}$ représente la moyenne pondérée sur le spectre de la déformation spectrale due aux oscillations de saveur ($\mathcal{M} = A\mathcal{N}$, en fait), et $\mathcal{Q}$ est dans la même idée une quantité telle que $\mathcal{Q}/\mathcal{N}$ représente la moyenne quadratique pondérée sur le spectre de la déformation due aux oscillations. Le χ^2 s'en déduit simplement :

$$\chi_{\text{forme}}^2(a = \bar{a}) = \frac{\sin^4(2\theta_{13}) (\mathcal{Q}(1/\sigma_{\text{ns}}^2 + \mathcal{N}) - \mathcal{M}^2)}{1/\sigma_{\text{ns}}^2 + \mathcal{N} - 2 \sin^2(2\theta_{13})\mathcal{M} + \sin^4(2\theta_{13})\mathcal{Q}} . \quad (\text{V.42})$$

Nous cherchons la limite que nous pourrions atteindre dans le cas où $\sin^2(2\theta_{13}) = 0$. En isolant $\sin^2(2\theta_{13})$ dans le χ^2 de (V.42), il est très utile pour alléger l'écriture d'introduire la différence suivante

$$\mathcal{D} = \mathcal{Q} (1/\sigma_{\text{ns}}^2 + \mathcal{N}) - \mathcal{M}^2 , \quad (\text{V.43})$$

et la sensibilité limite s'exprime alors comme

$$\sin^2(2\theta_{13})_{\text{lim}} = \frac{-\Delta\chi^2\mathcal{M} + \sqrt{\Delta\chi^2(1/\sigma_{\text{ns}}^2 + \mathcal{N})\mathcal{D}}}{\mathcal{D}} \simeq \sqrt{\Delta\chi^2} \sqrt{\frac{1/\sigma_{\text{ns}}^2 + \mathcal{N}}{\mathcal{D}}} . \quad (\text{V.44})$$

Afin d'appréhender cette expression un peu délicate, nous examinons les informations que peuvent nous apporter les limites à basse et haute statistiques. Tout d'abord, nous réécrivons $\mathcal{M}$, et $\mathcal{Q}$ en fonction de $\mathcal{N}$:

$$\mathcal{M} = m(L, \Delta m^2)\mathcal{N} \quad \text{et}, \quad \mathcal{Q} = q(L, \Delta m^2)\mathcal{N} , \quad (\text{V.45})$$

où m et q sont uniquement des fonctions de la distance L et du Δm^2 (*i.e.* ne dépendent pas du nombre total d'événements, en supposant que la forme du spectre ne change pas lorsque $\mathcal{N}$ varie). Dans le cas particulier de Double Chooz (où $L = 1,050$ km) et en prenant $\Delta m^2 = 2,5 \cdot 10^{-3}$ eV²,

$$m = 0,67 \quad \text{et}, \quad q = 0,50 . \quad (\text{V.46})$$

La forme de l'expression de $\mathcal{D}$

$$\mathcal{D} = \left(\frac{q}{\sigma_{\text{ns}}^2} + (q - m^2)\mathcal{N} \right) \mathcal{N} , \quad (\text{V.47})$$

accompagnée du facteur $(1/\sigma_{\text{ns}}^2 + \mathcal{N})$ décrivent tout le comportement statistique de la sensibilité limite. En tenant compte des valeurs particulières de m et q , le facteur $q - m^2$ est dix fois plus faible que le facteur q . Pour une incertitude σ_{ns} de l'ordre du pourcent, les deux termes de la somme apparaissant dans $\mathcal{D}$ sont comparables pour $\mathcal{N}$ de l'ordre de 10^5 . Dans le facteur $(1/\sigma_{\text{ns}}^2 + \mathcal{N})$, les deux termes sont homologues pour $\mathcal{N} \simeq 10^4$. Le domaine statistique où l'effet systématique sur la sensibilité est exalté se situe donc aux alentours de quelques 10^4 événements. En dessous de 10^4 événements, l'expression de $\mathcal{D}$ est dominée par le premier terme $q\mathcal{N}/\sigma_{\text{ns}}^2$, au-dessus de 10^5 , par le second, $(q - m^2)\mathcal{N}^2$.

Ce comportement est équivalent dans le premier cas à augmenter l'importance du premier terme en faisant tendre σ_{ns} vers 0, tandis que dans le second, il est analogue de diminuer l'impact du premier terme en faisant tendre σ_{ns} vers l'infini. Nous vérifions ces deux derniers points en calculant explicitement les limites :

– à haute statistique,

$$\sin^2(2\theta_{13})_{\text{lim}} \stackrel{\mathcal{N} \gtrsim 10^6}{=} \sqrt{\frac{\Delta\chi^2}{\mathcal{N}}} \times \frac{1}{\sqrt{q-m^2}} + o\left(\frac{1}{\mathcal{N}}\right) \quad \text{et,} \quad (\text{V.48})$$

– à basse statistique,

$$\sin^2(2\theta_{13})_{\text{lim}} \stackrel{\mathcal{N} \lesssim 10^3}{=} \sqrt{\frac{\Delta\chi^2}{\mathcal{N}}} \times \frac{1}{\sqrt{q}} + o\left(\frac{1}{\mathcal{N}}\right). \quad (\text{V.49})$$

Dans (V.49), la dépendance en σ_{ns} est très faible, tant que σ_{ns} reste de l'ordre de quelques pourcents, ce qui est de toute façon un prérequis pour l'écriture du χ^2 (V.38). Et dans (V.48), σ_{ns} n'apparaît pas dans le terme dominant, à moins d'atteindre une incertitude systématique de l'ordre du pour mille. Le cas où $\mathcal{N}$ est de l'ordre de 10^3 revient au domaine où l'incertitude systématique est dominée par l'incertitude statistique, rôle exacerbé en faisant tendre σ_{ns} vers 0, soit dans l'expression du χ^2 (V.38) qui conduit à prendre $a = 0$

$$\chi_{\text{forme}}^2 = \mathcal{N} \sin^4(2\theta_{13})q \quad (\text{V.50})$$

soit directement dans l'expression de la sensibilité limite (V.44),

$$\sin^2(2\theta_{13})_{\text{lim}} = \sqrt{\frac{\Delta\chi^2}{\mathcal{N}}} \frac{1}{\sqrt{q}}, \quad (\text{V.51})$$

et nous aboutissons directement au même comportement que (V.49). Le comportement de la sensibilité limite est donc en $1/\sqrt{\mathcal{N}}$.

Le cas où $\mathcal{N}$ est de l'ordre de 10^6 est une région où l'incertitude statistique est suffisamment faible et permet dans une certaine mesure de passer outre l'incertitude systématique. En effet, si nous laissons complètement libre la normalisation du spectre, cela revient à faire tendre σ_{ns} vers l'infini

$$\sin^2(2\theta_{13})_{\text{lim}} = \sqrt{\frac{\Delta\chi^2}{\mathcal{N}}} \frac{1}{\sqrt{q-m^2}}. \quad (\text{V.52})$$

Limite identique à (V.48). C'est donc à nouveau le comportement statistique qui domine l'expression de la sensibilité. Il semblerait donc que l'information statistique contenue dans le spectre permette alors de connaître la normalisation du spectre mieux que l'information extérieure apportée par la contrainte $\sigma_{\text{ns}} \simeq 1\%$, puisque celle-ci ne joue plus aucun rôle (identité des limites dans le cas où $\sigma_{\text{ns}} \rightarrow \infty$ et $\mathcal{N} \simeq 10^6$).

Pour quelle raison, à haute statistique ne sommes nous pas limités par l'incertitude systématique sur la normalisation du spectre ? C'est ce que nous allons voir à présent. Nous avons choisi d'effectuer d'abord l'analyse en forme, car l'analyse en norme est un

cas particulier des calculs précédents. C'est le cas où :

$$\mathcal{M} = A\mathcal{N} \quad \text{et,} \quad \mathcal{Q} = A^2\mathcal{N}, \quad (\text{V.53})$$

de sorte qu'il en résulte que $q - m^2 = 0$. La limite à haute statistique (V.48) n'est donc pas valable dans le cas de l'analyse en norme. Un calcul soigneux permet de montrer que :

$$\sin^2(2\theta_{13})_{\text{lim}} = \frac{-\Delta\chi^2\sigma_{\text{ns}}^2 + \sqrt{\Delta\chi^2(\sigma_{\text{ns}}^2 + (1 - \Delta\chi^2\sigma_{\text{ns}}^2)/\mathcal{N})}}{A(1 - \Delta\chi^2\sigma_{\text{ns}}^2)} \quad (\text{V.54})$$

et d'en tirer donc la limite à haute statistique :

$$\sin^2(2\theta_{13})_{\text{lim}} \stackrel{\mathcal{N} \rightarrow \infty}{=} \frac{\sigma_{\text{ns}}\sqrt{\Delta\chi^2}}{A(1 + \sigma_{\text{ns}}\sqrt{\Delta\chi^2})} + \mathcal{O}\left(\frac{1}{\mathcal{N}}\right) \simeq \frac{\sqrt{\Delta\chi^2}}{\sqrt{q}}\sigma_{\text{ns}}. \quad (\text{V.55})$$

Cette sensibilité à haute statistique est indépendante de $\mathcal{N}$ et est donc limitée par la valeur non nulle de σ_{ns} . Nous avons notre réponse, c'est l'information contenu dans la forme du spectre qui commence à se faire ressentir dans la sensibilité limite déjà aux environs de quelques 10^4 – 10^5 événements, et qui devient l'information principale au-delà de 10^6 événements.

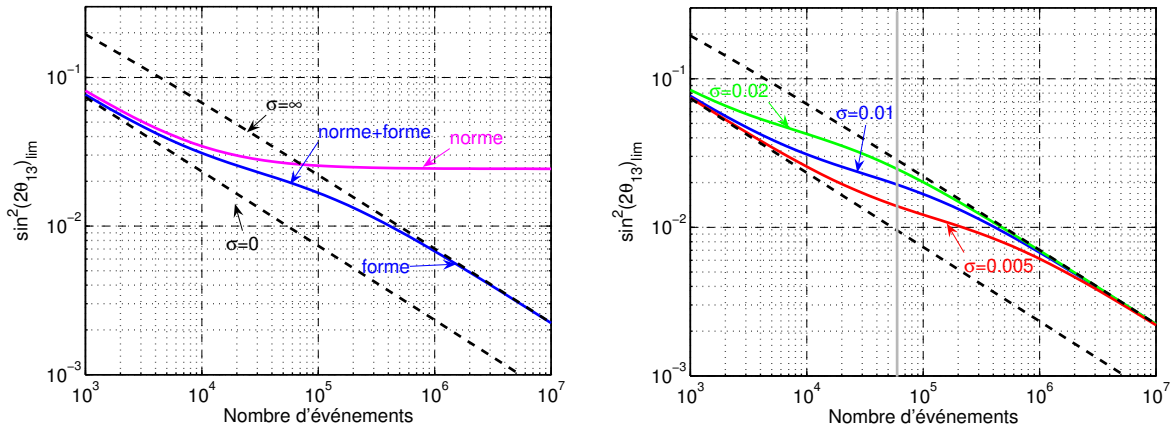


FIG. V.8 : Comportement de la sensibilité limite en $\sin^2(2\theta_{13})$ en fonction du nombre d'événements attendus suivant que l'analyse est effectuée en norme ou en forme sur le spectre d'anti-neutrinos. À gauche, le comportement générique est présenté comme discuté dans le texte. Nous avons ici choisi une incertitude sur la normalisation de 1 %. À droite, le comportement de l'analyse en forme pour différentes incertitudes sur la normalisation, allant de 2 % en vert à 0,5 % en rouge. La statistique correspondante au cas de Double Chooz est illustrée par la ligne grise verticale.

Tous ces comportements sont illustrés et résumés sur les figures V.8. Nous avons donc identifié trois régimes statistiques distincts :

- à basse statistique ($\mathcal{N} \lesssim 10^3$), la sensibilité limite est essentiellement imposée par l'incertitude statistique qui est encore supérieure à l'incertitude systématique sur la normalisation (celle-ci joue donc un rôle négligeable) ;
- un régime intermédiaire ($4 \cdot 10^3 \lesssim \mathcal{N} \lesssim 2 \cdot 10^5$) où l'incertitude systématique $\sigma_{\text{ns}} \simeq 1\%$ joue un rôle déterminant sur la sensibilité limite ;

- à haute statistique ($\mathcal{N} \gtrsim 2 \cdot 10^5$), la sensibilité est largement améliorée par l'étude de la forme du spectre, qui permet de passer outre l'incertitude systématique sur la normalisation globale du spectre. La sensibilité limite retrouve alors le comportement où l'incertitude statistique domine, et l'incertitude systématique sur la normalisation globale ni.

Nous voyons également sur la figure de droite V.8, que pour une expérience telle que Double Chooz (trait gris vertical correspondant à 60 000 événements), l'étude de la forme du spectre commence à apporter une information intéressante sur les valeurs potentiellement exclues de $\sin^2(2\theta_{13})$. Notons que les mêmes conclusions ont été présentées de façon moins détaillée mais dans un cadre un peu plus général dans l'article [75].

4.2 Contraindre la normalisation globale

L'incertitude sur la normalisation globale du flux d'antineutrinos produit par une centrale nucléaire est de l'ordre de 2 % [40]. L'implantation d'un détecteur proche sur le site de Chooz permettra de contraindre cette méconnaissance. Nous quantifions à présent cette affirmation. Pour cela nous définissons un nouveau χ^2 qui introduit les deux détecteurs dans l'analyse :

$$\chi^2 = \sum_{i=1}^N \frac{(O_i^P - (1 + a + b^P)T_i^P)^2}{O_i^P} + \sum_{i=1}^N \frac{(O_i^L - (1 + a + b^L)T_i^L)^2}{O_i^L} + \left(\frac{a}{\sigma_a}\right)^2 + \left(\frac{b^P}{\sigma_b}\right)^2 + \left(\frac{b^L}{\sigma_b}\right)^2 \quad (\text{V.56})$$

Pour quantifier l'impact du détecteur proche sur la connaissance de la normalisation globale du spectre, nous minimisons ce χ^2 par rapport au paramètre b^P :

$$\frac{\partial \chi^2}{\partial b^P} = 2\mathcal{N}(a + b^P) + 2\frac{b^P}{\sigma_b^2} = 0, \quad (\text{V.57})$$

en supposant le détecteur proche suffisamment proche pour que les termes $\mathcal{M}$ et $\mathcal{Q}$ (formules (V.41)) soient négligeables. L'équation (V.57) a pour solution :

$$b_P = -a \frac{\mathcal{N}\sigma_b^2}{1 + \mathcal{N}\sigma_b^2} = -a + \frac{a}{1 + \mathcal{N}\sigma_b^2}, \quad (\text{V.58})$$

et le premier terme de (V.56) devient :

$$\sum_{i=1}^N \frac{(O_i^P - (1 + a + b^P)T_i^P)^2}{O_i^P} = a^2 \frac{\mathcal{N}}{(1 + \mathcal{N}\sigma_b^2)^2} \quad (\text{V.59})$$

tandis que le χ^2 global peut donc se réécrire :

$$\chi^2 = \sum_{i=1}^N \frac{(O_i^L - (1 + a + b^L)T_i^L)^2}{O_i^L} + \left(\frac{a}{\sigma_a}\right)^2 + \left(\frac{b^L}{\sigma_b}\right)^2 + \left(\frac{a\mathcal{N}\sigma_b}{1 + \mathcal{N}\sigma_b^2}\right)^2 + a^2 \frac{\mathcal{N}}{(1 + \mathcal{N}\sigma_b^2)^2} \quad (\text{V.60})$$

où nous voyons que trois termes sont proportionnels à a^2 , les erreurs peuvent donc être regroupées en un $\tilde{\sigma}$ commun :

$$\chi^2 = \sum_{i=1}^N \frac{(O_i^L - (1 + a + b^L)T_i^L)^2}{O_i^L} + \left(\frac{a}{\tilde{\sigma}}\right)^2 + \left(\frac{b^L}{\sigma_b}\right)^2 \quad (\text{V.61})$$

avec,

$$\frac{1}{\tilde{\sigma}^2} = \frac{1}{\sigma_a^2} + \frac{1}{1/\mathcal{N} + \sigma_b^2} \quad (\text{V.62})$$

Nous pouvons même regrouper les deux paramètres a et b^L puisqu'ils jouent le même rôle dans le χ^2 ainsi simplifié :

$$\chi^2 = \sum_{i=1}^N \frac{(O_i^L - (1 + \alpha)T_i^L)^2}{O_i^L} + \left(\frac{\alpha}{\sigma_{\text{eff}}}\right)^2 \quad (\text{V.63})$$

où les deux paramètres a et b^L sont regroupés sous la forme d'un seul $\alpha = a + b^L$, et où σ_{eff} est donc donné par :

$$\sigma_{\text{eff}}^2 = \tilde{\sigma}^2 + \sigma_b^2 = \sigma_b^2 \left(1 + \frac{1}{1 + \sigma_b^2/\sigma_a^2}\right) \quad (\text{V.64})$$

Nous retrouvons ainsi le χ^2 (V.38) et toute l'analyse qui en découle. Nous y mentionnons la proximité du détecteur proche, ici nous constatons que si l'erreur statistique sur le flux intégré en énergie dans le détecteur proche est négligeable devant l'incertitude de normalisation relative des deux détecteurs, alors l'incertitude effective résultante sur la normalisation du spectre dans le détecteur lointain s'exprime uniquement en fonction de l'incertitude absolue de normalisation et de l'incertitude relative, de sorte qu'avec $\sigma_a = 0,02$ et $\sigma_b = 0,006$, l'incertitude effective sur la normalisation du flux d'antineutrinos dans le détecteur lointain s'élève à : $\sigma_{\text{eff}} \simeq 0,008$. Pour atteindre cet objectif, il faut recueillir au moins de l'ordre de $\mathcal{N} \simeq 100/\sigma_b^2$ événements, et donc pour un σ_b de 0,006, il faut comptabiliser de l'ordre de 10^6 événements dans le détecteur proche.

5 Un avant-goût sur les bruits de fond

Dans quelques cas particuliers très intéressants sur les bruits de fond, il est possible d'obtenir des formules analytiques sur la sensibilité limite en $\sin^2(2\theta_{13})$. Les trois sections suivantes exposent les impacts exploratoires de bruits de fond dangereux sur la sensibilité, et quantifient l'influence de la connaissance de leur norme et de leur forme. Ces points sont très importants et mettent en lumière toute l'étude réalisée dans le chapitre VII.

Nous commençons par une estimation de l'impact de la connaissance de la forme du bruit de fond à haute statistique, car dans ce cas particulier, il est possible d'obtenir une expression analytique du bruit de fond le plus dangereux, c'est-à-dire celui qui limite le plus la sensibilité pour un rapport bruit sur signal fixé. Nous poursuivons ensuite cette étude par l'examen de la sensibilité dans le cas particulier d'un bruit de fond qui aurait la forme du signal de l'oscillation de saveur sur le spectre des $\bar{\nu}_e$ produits par la centrale. Enfin nous terminons sur un approfondissement incluant à la fois des effets de norme et

de forme sur le spectre des $\bar{\nu}_e$ et sur le bruit de fond.

5.1 Forme du bruit de fond

Voici une étude préliminaire d'un bruit de fond hypothétique, en vue d'en déterminer la forme la plus nocive à la sensibilité limite sur $\sin^2(2\theta_{13})$. Nous introduisons donc un bruit de fond décrit par des coefficients B_i , pour le moment quelconques, excepté que nous supposons le rapport bruit sur signal fixé à τ , de sorte que

$$\sum_{i=1}^N B_i = \mathcal{N}\tau . \quad (\text{V.65})$$

En reprenant l'analyse précédente à un unique détecteur, en n'incluant que l'effet du bruit de fond dans le χ^2 avec les coefficients β_i , et sans prendre en compte d'autres systématiques,

$$\chi^2 = \sum_{i=1}^N \frac{(O_i - N_i(1 - \sin^2(2\theta_{13})A_i^2) - (1 + \beta_i)B_i)^2}{O_i} + \sum_{i=1}^N \left(\frac{\beta_i}{\sigma_{\text{nb}}} \right)^2 , \quad (\text{V.66})$$

où le nombre d'événements observés dans le intervalle i est donné par

$$O_i = N_i + B_i . \quad (\text{V.67})$$

Le χ^2 (V.66) se simplifie donc et prend l'apparence suivante :

$$\chi^2 = \sum_{i=1}^N \frac{(\sin^2(2\theta_{13})N_iA_i - \beta_iB_i)^2}{N_i + B_i} + \sum_{i=1}^N \left(\frac{\beta_i}{\sigma_{\text{nb}}} \right)^2 . \quad (\text{V.68})$$

Nous cherchons à déterminer la forme du bruit de fond qui soit la plus dangereuse pour la sensibilité en $\sin^2(2\theta_{13})$. Pour cela nous supposons que les coefficients β_i ne sont pas corrélés entre eux. La minimisation par rapport aux β_i conduit alors à résoudre

$$\forall j \neq i \quad \left. \frac{\partial \chi^2}{\partial \beta_i} \right|_{\beta_j=0} = 0 . \quad (\text{V.69})$$

Ces équations ont pour solutions

$$\beta_i = \frac{N_i A_i B_i \sigma_{\text{nb}}^2}{N_i + B_i + \sigma_{\text{nb}}^2 B_i^2} . \quad (\text{V.70})$$

Nous retrouvons naturellement dans ce cas particulier un χ^2 « classique » avec une erreur non corrélée égale à la somme quadratique de l'erreur statistique et de l'erreur non corrélée due au bruit de fond : $(\sqrt{N_i + B_i})^2 + (\sigma_{\text{nb}} B_i)^2$

$$\chi^2 = \sum_{i=1}^N \frac{N_i^2 \sin^4(2\theta_{13}) A_i^2}{N_i + B_i + \sigma_{\text{nb}}^2 B_i^2} . \quad (\text{V.71})$$

Ce χ^2 prend en compte à la fois les fluctuations statistiques du signal N_i et du bruit de fond B_i , mais également l'incertitude systématique sur la forme avec le terme en $\sigma_{\text{nb}}^2 B_i^2$.

Ce point est très important et nous nous en réservons dans le chapitre VII dédié à l'étude de certains bruits de fond.

Dans ce cas nous pouvons estimer la forme du bruit de fond le plus nocif sur la sensibilité limite en $\sin^2(2\theta_{13})$. Dès que $\mathcal{N} \gtrsim 10^6$ sont collectés⁴, le χ^2 est approximativement bien décrit par

$$\chi^2 \simeq \frac{\sin^4(2\theta_{13})}{\sigma_{\text{nb}}^2} \sum_{i=1}^N \left(\frac{N_i A_i}{B_i} \right)^2. \quad (\text{V.72})$$

La sensibilité en $\sin^2(2\theta_{13})$ est donc la plus dégradée lorsque le facteur $\sum_{i=1}^N \left(\frac{N_i A_i}{B_i} \right)^2$ est le plus petit possible. Comme nous avons fixé le taux de bruit de fond par rapport au signal cette minimisation doit être effectuée en conservant cette contrainte. La méthode des multiplicateurs de Lagrange est particulièrement bien adaptée :

$$\mathcal{L}(B_i; \lambda) = \sum_{i=1}^N \left(\frac{N_i A_i}{B_i} \right)^2 - \lambda \left(\sum_{i=1}^N B_i - \mathcal{N} \tau \right). \quad (\text{V.73})$$

La résolution des équations

$$\frac{\partial \mathcal{L}}{\partial B_i} = 0 \quad \text{et} \quad \frac{\partial \mathcal{L}}{\partial \lambda} = 0. \quad (\text{V.74})$$

permet de trouver la forme du bruit de fond potentiellement la plus dangereuse

$$B_i = \mathcal{N} \tau \frac{(N_i A_i)^{2/3}}{\sum_{i=1}^N (N_i A_i)^{2/3}}. \quad (\text{V.75})$$

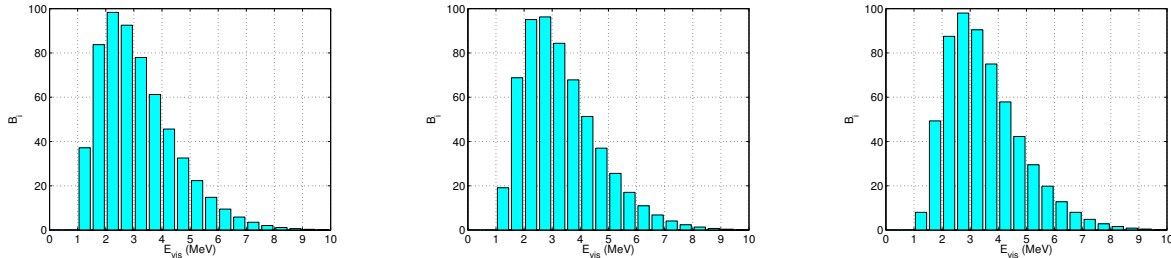


FIG. V.9 : *Forme globale des bruits de fond potentiellement la plus dangereuse pour la sensibilité en $\sin^2(2\theta_{13})$ pour différentes valeurs de Δm_{32}^2 . De gauche à droite pour $\Delta m_{32}^2 = 2,0 \cdot 10^{-3} \text{ eV}^2$, $2,5 \cdot 10^{-3} \text{ eV}^2$ et $3,0 \cdot 10^{-3} \text{ eV}^2$. Les intervalles les plus « sensibles » sont situés entre 1,5 et 4 MeV, avec un pic à 2,5 MeV pour ce domaine de Δm_{32}^2 . Cette forme de bruit de fond se rapproche fortement comme nous pouvions nous y attendre de la forme du signal de l'oscillation attendu $((N_i A_i)^{2/3})$ avec un certain facteur de normalisation à comparer avec $N_i A_i$.*

Les figures V.9 indiquent la forme du bruit de fond la plus dangereuse pour la détermination de $\sin^2(2\theta_{13})$ d'après l'estimation (V.75). La gamme d'énergie la plus sensible aux oscillations de saveur est essentiellement située entre 1,5 et 4 MeV, avec un pic entre

⁴Seul le comportement asymptotique est simple à exprimer analytiquement. En dessous de 10^6 événements, l'incertitude statistique entre en compte et complique l'expression que nous cherchons du bruit de fond.

2 et 3 MeV. Avec l'expression de ce bruit de fond nous aboutissons à la sensibilité limite

$$\sin^2(2\theta_{13})_{\text{lim}} = \frac{\sqrt{\Delta\chi^2}}{\left(\sum_{i=1}^N (N_i A_i)^{2/3}\right)^{3/2}} \mathcal{N} \sigma_{\text{nb}} \tau . \quad (\text{V.76})$$

Pour un Δm_{32}^2 de $2,5 \cdot 10^{-3} \text{ eV}^2$, le rapport $\mathcal{N} / \left(\sum_{i=1}^N (N_i A_i)^{2/3}\right)^{3/2}$ vaut environ 0,5, et donc pour un taux de bruit de fond de 1 % par rapport au signal, et une précision de 100 % sur la forme de ce bruit de fond, ce calcul donne une sensibilité limite à haute statistique qui ne pourra pas descendre en dessous de 0,008.

5.2 Connaissance du taux de bruit de fond attendu

Nous venons d'étudier le comportement à haute statistique dans le cas où la norme du bruit de fond est très bien connue. Si celle-ci n'est pas aussi bien précisée, le pouvoir limitant du bruit de fond apparaît à plus basse statistique. C'est ce que nous allons voir dans ce qui suit. Considérons des coefficients B_i quelconques et autorisons uniquement des fluctuations sur le taux de bruit de fond attendu :

$$\chi^2(\beta) = \sum_{i=1}^N \frac{(\sin^2(2\theta_{13}) N_i A_i - \beta B_i)^2}{N_i} + \left(\frac{\beta}{\sigma_{\text{nb}}}\right)^2 . \quad (\text{V.77})$$

Nous avons négligé la contribution statistique du bruit de fond au dénominateur. En posant

$$\mathcal{B} = \sum_{i=1}^N B_i^2 / N_i , \quad (\text{V.78})$$

$$\mathcal{C} = \sum_{i=1}^N A_i B_i , \quad (\text{V.79})$$

la minimisation de ce χ^2 par rapport à β est aisée et conduit à l'expression suivante de la sensibilité limite :

$$\sin^2(2\theta_{13})_{\text{lim}} = \sqrt{\frac{\Delta\chi^2(1 + \sigma_{\text{nb}}^2 \mathcal{B})}{\mathcal{Q} + \sigma_{\text{nb}}^2(\mathcal{Q}\mathcal{B} - \mathcal{C}^2)}} . \quad (\text{V.80})$$

Le rapport bruit sur signal étant fixé, $\mathcal{B}$ ne varie pas beaucoup quelque soit la forme du bruit de fond. En revanche, la sensibilité limite est la plus dégradée lorsque que le dénominateur est le plus petit possible. $\mathcal{Q}$ ne dépend pas du bruit de fond, en revanche, il est possible de trouver les B_i tels que le terme $\mathcal{Q}\mathcal{B} - \mathcal{C}^2$ soit nul. C'est le cas où le bruit de fond a exactement la forme du signal d'oscillation $B_i \propto N_i A_i$. En considérant toujours fixé à τ le rapport bruit sur signal, l'expression des B_i s'en déduit aisément :

$$B_i = \mathcal{N} \tau N_i A_i / \sum_{i=1}^N N_i A_i = \frac{\tau}{m} N_i A_i , \quad (\text{V.81})$$

en reprenant les notations (V.41) et (V.45). Dans ce cas particulier la sensibilité limite vaut :

$$\sin^2(2\theta_{13})_{\text{lim}} = \sqrt{\frac{\Delta\chi^2(1 + \sigma_{\text{nb}}^2 \tau^2 \mathcal{N}q/m^2)}{q\mathcal{N}}} \stackrel{\mathcal{N} \rightarrow \infty}{=} \frac{\sqrt{\Delta\chi^2}}{m} \sigma_{\text{nb}} \tau. \quad (\text{V.82})$$

Pour un Δm_{32}^2 de $2,5 \cdot 10^{-3} \text{ eV}^2$, le m vaut environ 0,67. Pour un taux de bruit de fond de 1 % par rapport au signal, et une précision de 100 % sur la norme de ce bruit de fond, ce calcul donne une sensibilité limite à haute statistique qui ne pourra pas descendre en dessous de 0,025. Nous voyons donc qu'avec une si faible connaissance sur la norme ou sur la forme du bruit de fond, c'est le manque d'information sur le taux de bruit de fond attendu qui prédomine (puisque dans le cas précédent d'étude de l'impact de l'incertitude sur la forme du bruit de fond, pour un bruit de fond de la forme $B_i \propto N_i A_i$, qui dégrade moins la sensibilité limite, cette sensibilité serait limitée à 0,002, soit une limite meilleure d'un facteur 10 que dans le cas présent).

5.3 Analyse complète en norme et forme du bruit de fond

Ces deux résultats amènent deux commentaires. Le premier est que ce bruit de fond qui a la forme du signal d'oscillation restreint fortement la sensibilité limite à haute statistique (puisque ici, nous n'avons même pas introduit d'autre incertitude systématique). Le deuxième est que la sensibilité limite est proportionnelle non seulement au taux de bruit de fond, τ , mais également à la connaissance de ce taux, σ_{nb} . Prendre toutes les dispositions pour réduire d'un facteur 2 un tel bruit de fond est donc équivalent à ne pas réduire ce dernier mais effectuer des mesures qui améliorent la connaissance du taux de bruit de fond attendu d'un facteur 2. C'est un résultat très important qui prouvera toute son utilité dans le chapitre VII.

Dans le cas particulier du bruit de fond qui a la forme du signal d'oscillation attendu $B_i = \tau N_i A_i / m$, il est encore possible d'aller plus loin, et d'étudier simultanément l'impact sur $\sin^2(2\theta_{13})_{\text{lim}}$ de la connaissance du spectre d'antineutrinos produits par la centrale et de la connaissance de la norme et de la forme du bruit de fond attendu. Les expressions analytiques sont certes plus complexes mais valent la peine d'être mentionnées ici.

Dans tout le reste de cette section nous employons le χ^2 suivant :

$$\chi^2(\alpha, \beta) = \sum_{i=1}^N \frac{N_i^2 \left\{ \left[(1 + \alpha) \sin^2(2\theta_{13}) - \frac{\tau}{m} \beta \right] A_i - \alpha \right\}^2}{N_i + B_i + \sigma_{\text{fs}}^2 N_i^2 + \sigma_{\text{fb}}^2 B_i^2} + \left(\frac{\alpha}{\sigma_{\text{ns}}} \right)^2 + \left(\frac{\beta}{\sigma_{\text{nb}}} \right)^2. \quad (\text{V.83})$$

Nous avons introduits un certain nombre d'effets dans ce χ^2 :

- une incertitude sur la normalisation du spectre dont l'amplitude est paramétrée par le coefficient α , contraint par σ_{ns} ;
- une incertitude non corrélée entre intervalles d'énergie sur la forme du spectre paramétrée par le terme en $(\sigma_{\text{fs}} N_i)^2$ au dénominateur ;
- une incertitude sur la normalisation du taux de bruit de fond attendu, dont l'amplitude est décrite par le coefficient β , contraint par σ_{nb} ;
- une incertitude non corrélée entre intervalles d'énergie sur la forme du bruit de fond paramétrée par le terme en $(\sigma_{\text{fb}} B_i)^2$ au dénominateur.

Comme dans le χ^2 (V.38), n'interviennent que des sommes globales sur le spectre à l'image

des relations (V.41), nous définissons des nouveaux termes

$$\mathcal{N}' = \sum_{i=1}^N \frac{N_i^2}{N_i + B_i + \sigma_{fs}^2 N_i^2 + \sigma_{fb}^2 B_i^2} , \quad (V.84)$$

$$\mathcal{M}' = \sum_{i=1}^N \frac{N_i^2 A_i}{N_i + B_i + \sigma_{fs}^2 N_i^2 + \sigma_{fb}^2 B_i^2} , \quad (V.85)$$

$$\mathcal{Q}' = \sum_{i=1}^N \frac{N_i^2 A_i^2}{N_i + B_i + \sigma_{fs}^2 N_i^2 + \sigma_{fb}^2 B_i^2} . \quad (V.86)$$

Ces expressions bien que plus complexes, reviennent aux définition (V.41) lorsque le taux de bruit de fond tend vers 0 ainsi que les fluctuations sur le spectre $\bar{\nu}_e$. Le χ^2 (V.83) se réduit alors à

$$\begin{aligned} \chi^2(\alpha, \beta) = & \left[(1 + \alpha) \sin^2(2\theta_{13}) - \frac{\tau}{m} \beta \right]^2 \mathcal{Q}' - 2\alpha \left[(1 + \alpha) \sin^2(2\theta_{13}) - \frac{\tau}{m} \beta \right] \mathcal{M}' \\ & + \alpha^2 \mathcal{N}' + \left(\frac{\alpha}{\sigma_{ns}} \right)^2 + \left(\frac{\beta}{\sigma_{nb}} \right)^2 . \end{aligned} \quad (V.87)$$

En minimisant ce χ^2 par rapport à α et β , on obtient un χ^2 réduit très similaire à (V.42) :

$$\chi^2 = \frac{\sin^4(2\theta_{13}) (\mathcal{Q}'(1/\sigma_{ns}^2 + \mathcal{N}') - \mathcal{M}'^2)}{1/\sigma_{ns}^2 + \mathcal{N}' + \sigma_{nb}^2 \tau^2/m^2 (\mathcal{Q}'(1/\sigma_{ns}^2 + \mathcal{N}') - \mathcal{M}'^2) - 2 \sin^2(2\theta_{13}) \mathcal{M}' + \sin^4(2\theta_{13}) \mathcal{Q}'} \quad (V.88)$$

où la seule différence avec l'équation (V.42) vient du terme additionnel dû au bruit de fond au dénominateur

$$\sigma_{nb}^2 \tau^2/m^2 (\mathcal{Q}'(1/\sigma_{ns}^2 + \mathcal{N}') - \mathcal{M}'^2) \quad (V.89)$$

Tout comme pour l'expression de la sensibilité limite (V.44), nous introduisons la différence $\mathcal{D}'$ afin d'en alléger l'écriture,

$$\mathcal{D}' = \mathcal{Q}' (1/\sigma_{ns}^2 + \mathcal{N}') - \mathcal{M}'^2 . \quad (V.90)$$

Le sensibilité limite prend alors la forme qui suit :

$$\sin^2(2\theta_{13})_{\lim} = \frac{-\Delta\chi^2 \mathcal{M}' + \sqrt{\Delta\chi^2 [(1/\sigma_{ns}^2 + \mathcal{N}')(1 + \sigma_{nb}^2 \tau^2 \mathcal{Q}'/m^2) - \sigma_{nb}^2 \tau^2 \mathcal{M}'^2/m^2] \mathcal{D}'}}{\mathcal{D}'} \quad (V.91)$$

$$\simeq \sqrt{\frac{\Delta\chi^2}{\mathcal{D}'}} \sqrt{(1/\sigma_{ns}^2 + \mathcal{N}')(1 + \sigma_{nb}^2 \tau^2 \mathcal{Q}'/m^2) - \sigma_{nb}^2 \tau^2 \mathcal{M}'^2/m^2} \quad (V.92)$$

Nous ne souhaitons pas donner une étude détaillée de la contribution des différents termes intervenant dans la sensibilité limite exprimée ci-dessus. Au lieu de cela nous préférons esquisser un comportement générique et comparatif de l'importance :

- d'améliorer la précision sur la connaissance de la norme du spectre de $\bar{\nu}_e$ produits par la centrale ;
- d'améliorer la précision sur la connaissance de la forme du spectre de $\bar{\nu}_e$ produits par la centrale ;

- de réduire le taux de bruit de fond ;
- d'améliorer la connaissance du taux de bruit de fond ;
- d'améliorer la connaissance de la forme du bruit de fond.

Nous nous plaçons dans l'hypothèse où le détecteur proche permet de réduire la normalisation effective globale sur le spectre au-dessous du pourcent, de l'ordre de 0,8 % comme nous l'avons démontré dans la section 4.2. Nous étudions précisément le cas où le détecteur lointain aura accumulé près de 60 000 événements $\bar{\nu}_e$ à l'issue des trois années de prise de données.

Des taux de bruits de fond de 1, 2 ou 3 % avec une maigre connaissance de la norme et de la forme à 100 %, limite sévèrement le pouvoir de l'expérience (figure V.10). Un taux

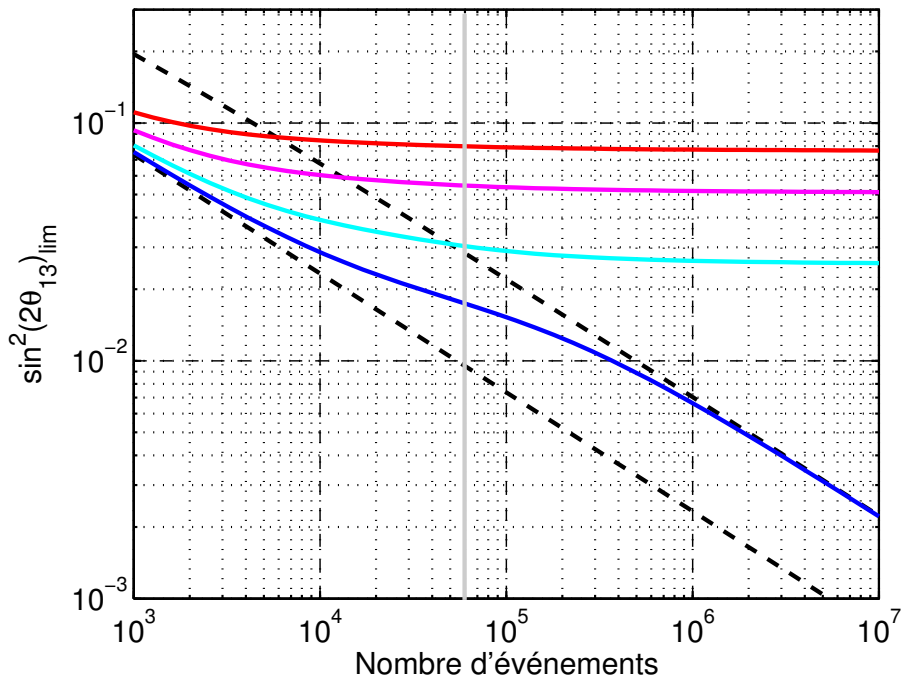


FIG. V.10 : La limite sans bruit de fond est donnée en bleu foncé pour $\sigma_{\text{eff}} \simeq 0,8 \%$, voir figure V.8. En bleu clair, nous avons introduit un taux de 1 %, en magenta, 2 % et en rouge, 3 %, avec pour ces trois cas une connaissance en norme et en forme à 100 % de précision. Compte tenu de la forme particulière du bruit de fond introduit ici, la dégradation de $\sin^2(2\theta_{13})_{\text{lim}}$ est très rapide lorsque le taux τ passe de 1 à 3 %.

de bruit de fond de 1 % ayant la forme du signal de l'oscillation sur le spectre $\bar{\nu}_e$ dégrade la sensibilité limite en $\sin^2(2\theta_{13})$ uniquement de 10 %, si ce taux est connu à 30 % et la forme du bruit de fond est mesurée avec 90 % de précision (figure V.11). Améliorer la détermination de la forme du bruit de fond sans en améliorer la connaissance du taux ne conduit pas à mieux rejeter ce bruit de fond. Dans ce cas la sensibilité est essentiellement restreinte par la précision sur le taux de bruit de fond attendu. Comme nous l'avons remarqué dans les deux sections précédentes, la sensibilité limite est fonction du produit $\sigma_{\text{nb}}\tau$ et $\sigma_{\text{fb}}\tau$. Réduire le taux de bruit de fond d'un facteur 2 est équivalent à parfaire la connaissance de la norme et de la forme du bruit de fond d'un facteur 2 (tableau V.1). En parvenant à réduire le taux de bruit de fond à 0,5 %, tout en améliorant les connaissances à 20 % en norme et 60 % en forme sur le bruit de fond, c'est la normalisation effective

taux de bruit de fond	connaissance requisse de la norme	connaissance requisse de la forme
1 %	30 %	90 %
2 %	15 %	45 %
3 %	10 %	30 %

TAB. V.1 : Pour différents taux de bruit de fond, nous illustrons avec quelle précision il suffit de connaître la norme et la forme de celui-ci pour ne pas dégrader la sensibilité limite de plus de 10 %.

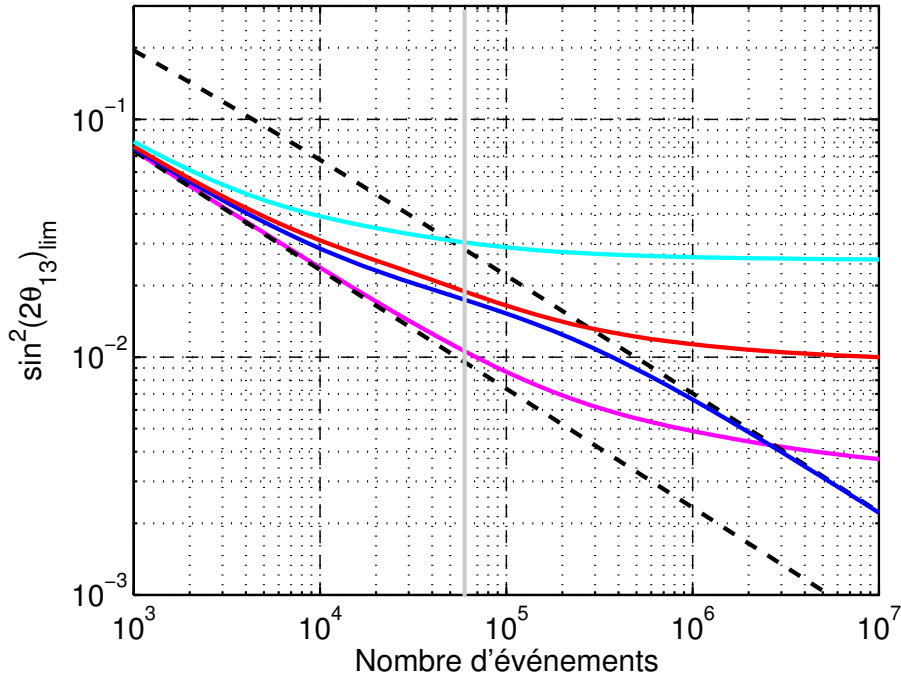


FIG. V.11 : En bleu clair nous avons conservé la même courbe que sur la figure V.10, c'est la sensibilité limite avec un taux de 1 % de bruit de fond connu à 100 % en norme et en forme. Dans le cas de l'expérience Double Chooz, avec une statistique de 60 000 événements, une meilleure connaissance du bruit de fond essentiellement en norme (30 % de précision) permet de réduire considérablement l'impact de celui-ci sur la sensibilité limite qui n'est alors altérée que de 10 % (courbe rouge) par rapport au cas sans bruit de fond en bleu foncé. Si nous améliorons encore la connaissance et diminuons le taux du bruit de fond à 0,5 %, la sensibilité limite est alors restreinte par l'incertitude sur la normalisation effective du spectre d'antineutrinos produits par la centrale qui est ici de 0,8 %. Abaisser la normalisation effective à 0,1 %, la connaissance de la norme du bruit de fond à 20 %, la forme à 60 % et le taux à 0,5 %, illustré sur la figure par la courbe magenta, donne une sensibilité limite de 0,01, limitée essentiellement par la statistique.

du spectre $\bar{\nu}_e$ qui limite la sensibilité. Ce comportement perdure jusqu'à une valeur de l'ordre de 0,1 % pour la normalisation effective. Nous arrivons alors à la limite de ce qui peut être effectué, pour une statistique de 60 000 événements, et la sensibilité limite sur $\sin^2(2\theta_{13})$ est de l'ordre de 0,01 (voir figure V.11).

Enfin, nous sommes en mesure d'effectuer une première quantification de l'importance de la connaissance de la forme du spectre des $\bar{\nu}_e$ produits par la centrale avec l'incertitude σ_{fs} (figure V.12). Une incertitude non corrélée entre intervalles d'énergie inférieure à 1,6 % ne pénalise que très légèrement la sensibilité limite, indiquant ainsi que Double Chooz est une expérience dont le potentiel de mesure de θ_{13} se fonde à la fois sur l'information en norme contenue dans le spectre mais également dans une certaine mesure sur l'information en forme.

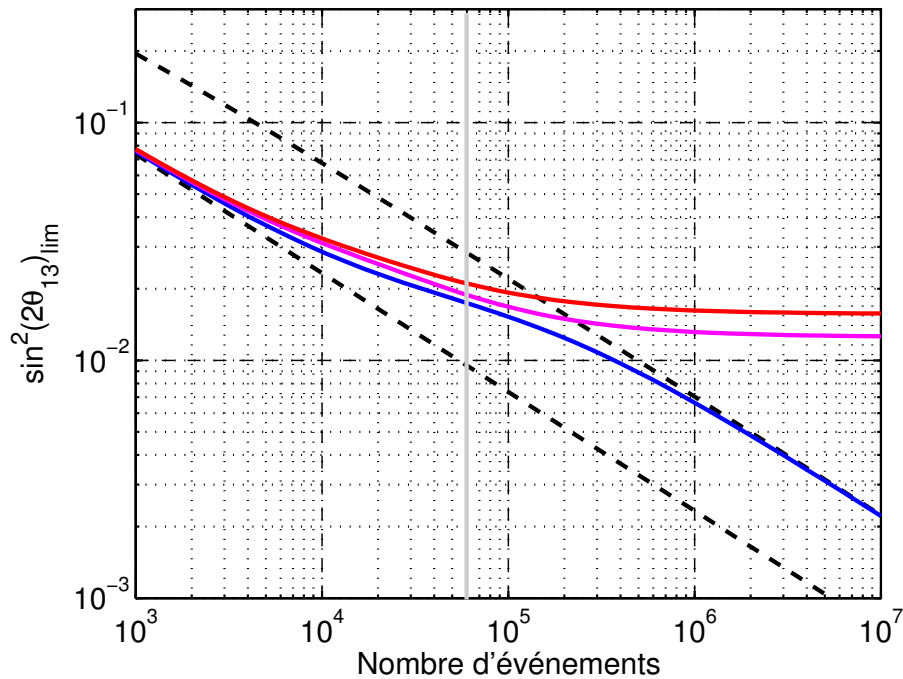


FIG. V.12 : Nous n'avons pas introduit de bruit de fond dans les sensibilité illustrée sur ce graphique, mais une incertitude non corrélée entre intervalles d'énergie sur la forme du spectre d'antineutrinos produits par la centrale. La courbe en magenta correspond à une incertitude sur la forme de 1,6 %, qui détériore la sensibilité de 10 % par rapport à la courbe bleue (pas d'incertitude sur la forme). La courbe en rouge représente l'impact sur la sensibilité pour une incertitude de 2 % sur la forme.

Nous venons de dresser l'essentiel de ce qui peut être quantifié analytiquement dans une première approche. Pour l'étude d'effets plus fins, tel que l'influence de la distance du détecteur proche sur les incertitudes sur la forme du spectre, l'étude de l'impact des bruits de fond *etc.* nous avons préféré recourir à une minimisation numérique avec un outil adapté et bien connu, à savoir MINUIT [117, 118]. Cette approche est présentée dans les deux chapitres qui suivent.

IMPACTS DES EFFETS SYSTÉMATIQUES

ES erreurs systématiques jouent un rôle majeur sur la sensibilité de Double Chooz. Le spectre d'antineutrinos produit par les centrales nucléaires est bien connu et compris. Les meilleurs modèles décrivent ainsi avec une bonne précision le spectre en énergie des $\bar{\nu}_e$ produits. Toutefois, ces incertitudes peuvent empêcher de mesurer des effets aussi fins que ceux dus à l'oscillation de saveur des $\bar{\nu}_e$, résultant d'une valeur faible mais non nulle de $\sin^2(2\theta_{13})$. Dans ce chapitre, nous recensons en détail les différentes sources d'incertitude systématique, les méthodes pour les quantifier et les contraindre, puis nous mettons en œuvre l'analyse statistique que nous avons introduite dans le chapitre précédent. Cette approche très puissante permet de quantifier l'impact des effets systématiques sur la sensibilité en $\sin^2(2\theta_{13})$ et d'apporter ainsi des estimations importantes pour l'expérience. Nous étudions en particulier l'impact de la distance des détecteurs aux cœurs de la centrale, de leurs positions angulaires, les conséquences de la précision avec laquelle sera mesurée Δm_{31}^2 avec MINOS, la répercussion de la résolution en énergie, l'effet d'une incertitude sur la calibration relative de l'échelle d'énergie des deux détecteurs. Nous concluons ce chapitre en illustrant le pouvoir de cette expérience, et nous quantifierons son potentiel de découverte.

1 Identifier les incertitudes

Comme nous l'avons mentionné précédemment, les antineutrinos $\bar{\nu}_e$ provenant de la centrale seront détectés avec la réaction $\bar{\nu}_e + p \rightarrow e^+ + n$ (figure VI.1), possédant un seuil en énergie à 1,8 MeV. Cette réaction de désintégration inverse du neutron a la section efficace la plus importante des interactions neutrinos-nucléon et le plus bas seuil en énergie, propice pour le spectre des antineutrinos produits par les réacteurs. La présence des signaux corrélés en temps et en espace du positron et du neutron fournit une méthode efficace pour identifier le signal d'une interaction $\bar{\nu}_e$ par rapport aux bruits de fond induits par les neutrons et la radioactivité naturelle. Cette signature est améliorée par la présence dans le milieu cible de noyaux neutrophages tels que le gadolinium, qui émet une bouffée de 8 MeV sous forme de γ après la capture d'un neutron, 30 μ s en moyenne après l'annihilation du positron. Le nombre d'antineutrinos $\bar{\nu}_e$ mesurés dans un détecteur, dans un intervalle d'énergie $[E_i, E_{i+1}]$ est obtenu selon la formule

$$N_i^d = \sum_{r=1,2} \frac{C^r \cdot \mathcal{P}^r \cdot \mathcal{V}^d \cdot \mathcal{T}^d \cdot (1 - \mathcal{D}^d)}{4\pi(L^{rd})^2} \int_{E_i}^{E_{i+1}} dE_\nu \sigma(E_\nu) \phi^r(E_\nu) R_i^d(E_\nu) , \quad (\text{VI.1})$$

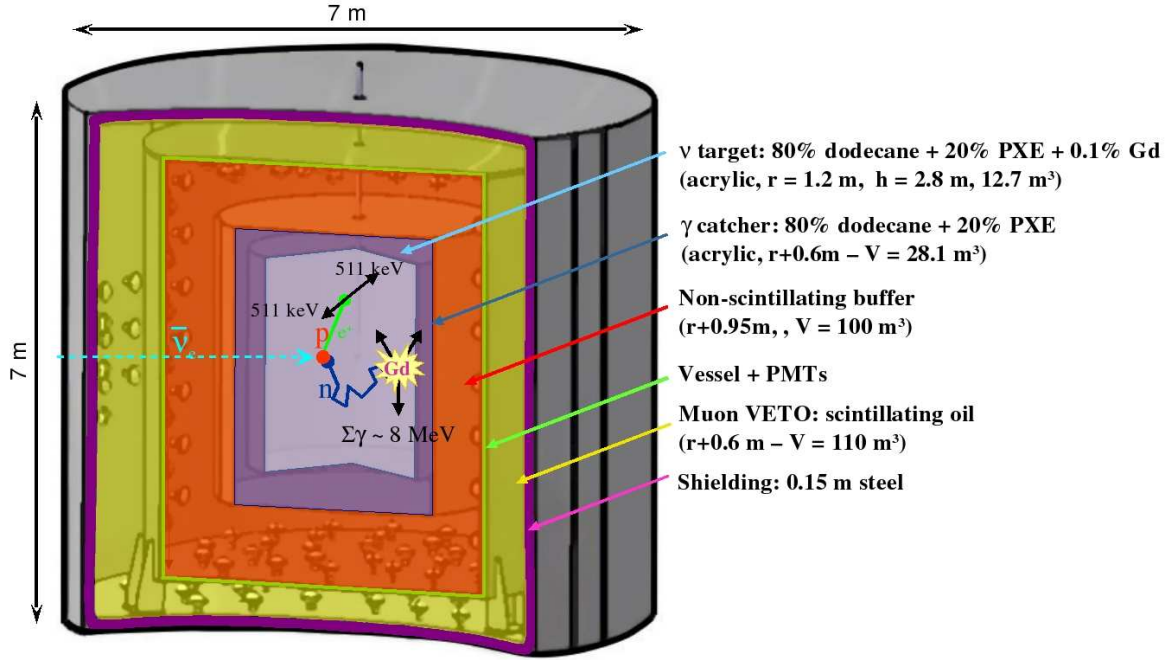


FIG. VI.1 : Visualisation d'une interaction d'un $\bar{\nu}_e$ dans un des détecteurs de Double Chooz (le lointain). Les quelques 10 tonnes de liquide scintillant dopé en Gd contenu dans la partie centrale du détecteur permettent d'identifier l'interaction $\bar{\nu}_e + p \rightarrow e^+ + n$ par la coïncidence du signal d'annihilation du positron suivi en moyenne 30 μ s après par la capture du n sur le gadolinium.

avec

$$R_i(E_\nu) = \int_0^\infty dE'_\nu S(E_\nu, E'_\nu) \epsilon(E'_\nu), \quad (\text{VI.2})$$

où nous avons repris les notations du chapitre IV (page 92 et suivantes), l'exposant r indiquant le réacteur (1 ou 2) et l'exposant d le détecteur (P pour proche, L pour lointain). L'incertitude sur le comptage N_i , limitant ainsi le potentiel de mesure de θ_{13} , est liée à la précision de la détermination de chacune des quantités introduites dans (VI.1). Elles peuvent être regroupées en deux ensembles

- les incertitudes associées aux réacteurs nucléaires;
- les incertitudes associées à la détection (intrinsèque au détecteur et analyse des événements).

À cela se rajoute d'éventuels bruits de fond. Dans ce chapitre, nous étudions l'impact de ces deux catégories sur la sensibilité de l'expérience, et nous consacrerons le chapitre suivant à l'étude des bruits de fond. Ces deux classes d'incertitudes, lorsqu'elles affectent directement le comptage N_i , peuvent avoir un impact commun sur les spectres $\bar{\nu}_e$ des deux détecteurs, nous parlerons alors de « *normalisation globale* », ou un effet différent, nous parlerons de « *normalisation relative* ». Peuvent également intervenir sur ces comptages de manière « indirecte » des incertitudes sur la détermination des énergies dans les deux détecteurs. Nous en ferons une classe séparée dont nous discuterons ultérieurement.

Nous recensons en premier lieu l'ensemble des incertitudes contribuant à la normalisation globale, puis celles participant à la normalisation relative des deux détecteurs.

Section efficace de production	1,9 %
Puissance des réacteurs	0,7 %
Énergies par fission	0,6 %
Section efficace de détection	0,3 %
Nombre de protons	0,8 %
Efficacité du détecteur	1,5 %
Bilan	2,7 %

TAB. VI.1 : *Récapitulatif des incertitudes systématiques de Chooz-I.*

1.1 Contributions à la normalisation globale

Dans la formule (VI.1), les incertitudes provenant des cœurs de la centrale nucléaire sont groupées dans l'expression du flux $\phi^r(E_\nu)$:

$$\phi^r(E_\nu) = \sum_l \frac{f_l^r}{E_l} \phi_l^r(E_\nu) . \quad (\text{VI.3})$$

Le facteur f_l^r est la contribution relative de l'élément $l = {}^{235}\text{U}$, ${}^{239}\text{Pu}$, ${}^{241}\text{Pu}$, ou ${}^{238}\text{U}$ à la puissance totale $\mathcal{P}^r$. Ce facteur f_l^r s'exprime comme le produit du nombre de fissions par seconde de l'élément l , N_l^{fis} , par l'énergie libérée par cette fission, E_l , rapportée à la puissance thermique totale du réacteur $\mathcal{P}^r$. Cette expression comporte une incertitude sur :

- le nombre de fissions par seconde par isotope, de 1,9 % en moyenne ;
- l'énergie libérée lors de la fission de chacun des éléments l , connue avec une précision de 0,6 % en moyenne ;
- la puissance thermique du réacteur $\mathcal{P}^r$, déterminée à 0,7 %.

La forme du spectre des $\bar{\nu}_e$ est déterminée par l'expression de $\phi_l^r(E_\nu)$. Elle est connue globalement avec une précision de 2 % [94], avec une légère dépendance en énergie. Les autres incertitudes intervenant communément dans la détermination du comptage dans les deux détecteurs sont associées au processus de détection des $\bar{\nu}_e$. Parmi les coefficients contenus dans la formule (VI.1), nous pouvons y répertorier l'incertitude sur le volume $\mathcal{V}$ de la cible de détection, qui est impliqué dans la détermination du nombre de protons libres pouvant participer à la réaction inverse de désintégration du neutron (IV.5). La section efficace de détection est essentiellement limitée par la connaissance du temps de vie du neutron (aujourd'hui de 0,1 %, voir chapitre IV). La précision sur les distances entre les réacteurs et les détecteurs n'entre pas en compte dans l'incertitude sur la normalisation absolue, mais dans l'incertitude sur la normalisation relative comme nous le verrons dans la section suivante. Le temps d'acquisition de données intervient également dans la détermination du nombre d'interactions N_i . Enfin le dernier terme intervenant dans (VI.1) est construit à partir de la résolution en énergie $S(E_\nu, E'_\nu)$ et de l'efficacité d'identification des candidats $\bar{\nu}_e$ dans les détecteurs $\varepsilon(E'_\nu)$ (équation (VI.2)). L'effet de la résolution en énergie joue un rôle très faible au-delà d'une certaine photo-statistique sur la précision du taux de comptage comme nous le verrons dans la section 4. L'incertitude sur l'efficacité comprend plusieurs termes et dépend de la procédure d'analyse des données.

Nous les détaillerons dans la section suivante. Dans Chooz-I, l'incertitude globale sur l'efficacité s'élevait à 1,5 %, et l'incertitude systématique globale sur le comptage se montait à 2,7 % [40], comme indiqué dans le tableau VI.1. Son impact est largement atténué si l'on recourt à deux détecteurs positionnés à deux distances différentes comme nous le verrons dans la section 3 de ce chapitre où nous démontrerons qu'elle peut être réduite à 0,8 % du fait de l'utilisation d'un détecteur proche à proximité de la centrale.

1.2 Contributions à la normalisation relative

Le recours à deux détecteurs identiques et la comparaison des spectres mesurés par chacun d'eux permet en théorie de s'affranchir d'une grande partie des incertitudes listées dans la section précédente, notamment celles liées aux réacteurs par les processus de productions des $\bar{\nu}_e$. Toutefois, les taux de charge globale $\mathcal{C}^r$, les puissances thermiques totales $\mathcal{P}^r$ et les flux de $\bar{\nu}_e$ des réacteurs ϕ^r peuvent produire des effets relatifs entre les deux détecteurs en raison d'une composition différente du combustible entre les deux cœurs (des ϕ^r différents). Nous n'aborderons pas ce point dans ce chapitre. Il est à noter qu'il existe un lieu de positions privilégiées pour le détecteur proche où le rapport des flux des deux réacteurs est identique à celui du détecteur lointain. Nous nous plaçons dans le cadre de cette hypothèse dans cette section. Les incertitudes liées aux réacteurs ne contribuent donc pas dans ce cas à la normalisation relative des deux détecteurs. En revanche un certain nombre d'entre elles, liées aux propriétés des détecteurs et aux méthodes d'analyse subsistent et contribuent ainsi à une incertitude entre la normalisation relative des deux détecteurs. Ce sont ces incertitudes que nous détaillons à présent. Nous décrivons en premier lieu celles liées au processus de détection, puis nous poursuivrons par la description de celles introduites lors de l'analyse des événements.

1.2.1 Les contributions liées aux détecteurs

Dans un premier temps nous nous attachons à décrire les contributions résiduelles liées aux détecteurs dans la formule (VI.1) : le nombre de protons libres, la distance des détecteurs aux réacteurs, les efficacités de détection et le temps d'acquisition. Nous analysons dans ce qui suit chacun des effets pouvant contribuer à des incertitudes sur ces quantités.

Nombre de protons libres dans la cible : Le nombre de protons libres de la cible (c'est le contenu en hydrogène, c'est à dire le contenu en protons non appariés avec un ou plusieurs autres nucléons) pouvant intervenir dans la réaction (IV.5) dépend de la composition chimique du liquide et de la masse de la cible. Celle-ci est déterminée à partir de la mesure du volume et de la densité.

- (i) **Composition chimique :** Le nombre réel d'atomes par gramme est une quantité difficile à mesurer en absolu en deçà de 1 % de précision. Pour s'affranchir de l'incertitude sur la composition chimique du mélange, le même liquide issu d'une unique préparation entreposée dans un réservoir externe sera utilisé dans les deux détecteurs. Le même effet systématique devrait alors apparaître dans les deux détecteurs et ne contribuera pas à l'incertitude de normalisation relative (cet effet sera pris en compte dans l'incertitude sur la normalisation globale).

- (ii) **Volume** : L'enceinte en acrylique cylindrique de 1,2 m de rayon et de 2,8 m de hauteur peut être légèrement déformée sous contraintes (par exemple des densités de liquide très légèrement différentes (2 %) à l'intérieur et à l'extérieur de la cible). Si nous nous fions au volume de l'enceinte, un accroissement de l'ordre de 6 mm sur le rayon du cylindre peut contribuer à un surplus de volume de 1 % engendrant donc un excès de protons libres dans le même rapport. Il est donc impératif de contrôler avec précision la quantité de liquide introduite dans l'enceinte de la cible. Des pesées seront donc effectuées sur le réservoir de stockage externe. Une incertitude de 0,3 % paraît techniquement réalisable. Des tests sont actuellement en cours au CEA à Saclay. En effectuant les pesées avec le même appareillage pour remplir les deux détecteurs, ceci permet de s'affranchir d'une erreur éventuelle due au matériel lors des pesées, et il devrait être possible d'obtenir une contribution à l'incertitude de normalisation relative entre les détecteurs entre 0,1 % et 0,2 %.
- (iii) **Densité et température** : La densité des différentes espèces introduites est *a priori* connue. Cependant des inhomogénéités peuvent s'introduire au sein du liquide. Afin de rendre le liquide le plus homogène possible, un contrôle en température sera effectué pour assurer la stabilité des densités des deux cibles.

Effets géométriques : En raison de la proximité entre le détecteur proche et la centrale, deux effets peuvent influencer le flux d'antineutrinos détectés :

- la localisation du détecteur et des réacteurs ;
- le déplacement du barycentre de production des $\bar{\nu}_e$ au cours de la combustion nucléaire (essentiellement sur l'axe réacteur-détecteur).

- (i) **Localisation** : L'OGE (ordre des géomètres experts) installe 96 récepteurs fixes de signaux GPS en France métropolitaine. Interconnectés entre eux, ils constitueront le réseau TERIA [119] qui sera opérationnel fin 2005. Il donnera un positionnement géographique en temps réel avec une précision allant du centimètre au millimètre, une précision 100 fois supérieure au GPS (*Global Positionning System*) standard. Ce réseau devrait donc permettre d'obtenir une très bonne précision sur la position du détecteur proche. La détermination de la position des réacteurs est réalisée par des équipes de la centrale nucléaire qui assurent un positionnement du centre du cœur d'un réacteur à 10 cm près. La mesure de la distance entre le détecteur proche et les réacteurs se traduit par une incertitude de l'ordre de 0,1–0,4 % (pour un détecteur proche situé à 100–200 m des cœurs), cet effet gagnant en importance à proximité des cœurs de la centrale. Pour un détecteur lointain situé à 1 km, cette incertitude est plus faible d'un facteur 10 et est donc négligeable. Cette contribution sera donc essentiellement relative entre les deux détecteurs.
- (ii) **Déplacement du barycentre** : La position en temps réel du barycentre de production des antineutrinos devra être maîtrisé avec la même précision, une erreur de 10 cm sur sa position menant au même effet systématique. Cette évolution a été recherchée dans l'expérience Bugey et aucun effet latéral de déplacement du lieu de production des $\bar{\nu}_e$ n'a été mis en évidence, assurant un positionnement du barycentre à mieux de 10 cm.

Efficacité de détection des positrons : La structure des détecteurs de Double Chooz (le volume cible entouré d'un collecteur γ de 60 cm liquide scintillant) permet d'as-

sur une très bonne collection de l'énergie produite par le ralentissement et l'annihilation des positrons provenant d'une interaction $\bar{\nu}_e$ sur proton. Une simulation Monte Carlo de l'énergie visible dans le détecteur a permis d'obtenir le spectre illustré sur la figure VI.2. L'énergie du positron est complètement contenue avec une probabilité de 99,9 %, grâce au collecteur de γ en fixant le seuil de détection des e^+ à 500 keV impliquant ainsi une incertitude inférieure à 0,1 %, ce qui nécessite un taux de bruit de fond accidentel bien contrôlé comme nous le verrons dans le chapitre suivant. Un seuil à cette énergie permet

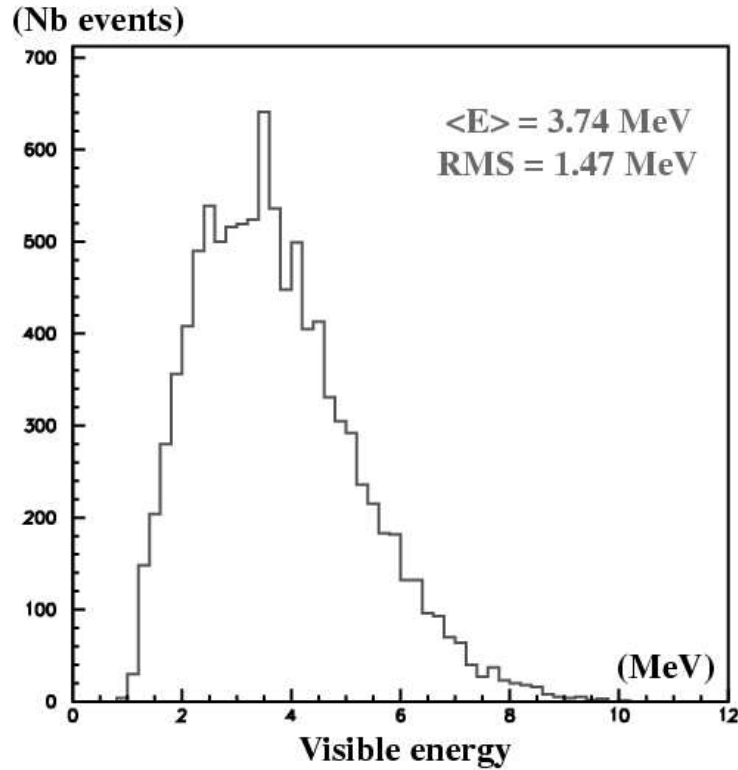


FIG. VI.2 : Simulation du spectre en énergie visible (en MeV) mesuré avec les détecteurs de Double Chooz (10 000 événements sans bruit de fond). L'énergie du positron ($E_{vis} = E_{e^+} + 511 \text{ keV}$, voir page 90) est complètement contenue avec une probabilité de 99,9 %, grâce au collecteur de γ de 60 cm de liquide scintillant.

de s'affranchir de la coupure sur l'énergie du positron qui conduisait à une erreur systématique de 0,8 % dans Chooz-I. La comparaison entre les deux détecteurs conduit même à une incertitude plus faible et est donc négligeable.

Efficacité de détection des neutrons : La deuxième partie de l'identification des interactions des antineutrinos provient de la détection du neutron associé. Le neutron produit est thermalisé dans la cible par chocs successifs sur les noyaux d'hydrogène avant d'être capturé soit par un atome d'hydrogène (dans les 200 μs en moyenne), soit par un atome de gadolinium (dans les 30 μs en moyenne), en négligeant les autres réactions, telles que la capture sur carbone. L'incertitude sur l'efficacité de cette capture provient :

- de l'incertitude sur la concentration du gadolinium ;
- d'effets spatiaux dus à la forme de la cible (effets de bord).

- (i) **Concentration en Gd** : La concentration de gadolinium peut être extraite de la réponse temporelle et la multiplicité des interactions avec une source de calibration neutronique. Cette technique a permis de mesurer cette concentration à 0,3 % dans Chooz-I [40] (en retirant l'incertitude Monte Carlo puisque nous travaillons avec deux détecteurs identiques). Cette précision pourrait même être améliorée d'un facteur 2 dans Double Chooz en comparant directement les réponses des deux détecteurs.
- (ii) **Effets de bord** : Les effets de bords dus à une capture neutronique à proximité de la surface de la cible ont été estimés à 1 % dans Chooz-I [40] :
- un neutron provenant de l'interaction d'un $\bar{\nu}_e$ peut échapper à la détection en sortant du volume de la cible ;
 - un neutron produit par une interaction $\bar{\nu}_e$ à l'extérieur de la cible peut pénétrer en son sein et être capturé sur un noyau de gadolinium.

Cette balance ne conduit pas à une compensation des deux effets, mais à une perte d'efficacité au bord de la cible dont l'incertitude n'est pas maîtrisée à mieux d'1 %. Ces deux effets sont statistiquement identiques dans les deux détecteurs si ceux-ci ont la même surface englobant le volume cible (importance de l'homologie entre les deux détecteurs). Une partie de ces effets de bords devrait disparaître dans la comparaison des signaux des deux détecteurs. En revanche, le neutron émis suite à une interaction $\bar{\nu}_e$ sur proton possède une légère directionnalité et il peut ainsi subsister un effet d'angle solide différent entre les deux détecteurs (puisque les deux cibles ne sont pas vues sous le même angle solide par les $\bar{\nu}_e$ provenant des réacteurs). Cet effet est estimé du deuxième ordre par rapport à l'effet de bord mais nécessite une étude qui est en cours pour le quantifier plus précisément.

Durée d'acquisition : Les R&D en cours montrent que les erreurs systématiques sur le temps mort peuvent être réduites à moins de 0,2 %. Les erreurs sur la mesure de la durée d'acquisition peuvent provenir de :

- (i) **coupures d'acquisition** : Il s'agit soit d'arrêt entre périodes d'acquisition soit de petites coupures durant l'acquisition elle-même. Un effort particulier sera fait pour assurer une mesure redondante du temps des événements.
- (ii) **temps mort d'acquisition** : Il s'agit du temps mort dû à l'électronique. Le système Flash-ADC développé pour Double Chooz, dont la technologie est une amélioration de celle employée dans Borexino, permet une lecture/écriture simultanée et donc l'absence d'un tel temps mort.
- (iii) **temps mort du veto** : Un temps mort constant sera appliqué dans l'analyse en coïncidence avec chacun des muons traversant le détecteur. Ce temps mort doit être mesuré très précisément puisque le temps mort résultant sera très différent pour les deux détecteurs : seulement quelques pourcents pour le détecteur lointain, contre près de 30 % pour le détecteur proche. Une précision de 0,5 % sur la mesure de ce temps mort est nécessaire pour arriver à moins de 0,2 % d'incertitude systématique sur N_i^d . Ceci nécessitera le recours à plusieurs méthodes indépendantes [89].

Cette expérience développe une méthode nouvelle de mesure du temps mort. Il s'agit de générer des événements artificiels constitués d'un faux positron et d'un faux neutron. Le taux de survie de ces événements est une mesure du temps mort global et permet de vérifier que nous atteignons bien la précision recherchée.

1.2.2 Les contributions liées à l'analyse : les coupures de sélection d'événements

Les coupures d'analyse sont potentiellement des sources d'incertitudes systématiques importantes. Dans Chooz-I, l'incertitude globale due aux à ces dernières s'élevait à 1,5 % [40] (tableau VI.2). Dans Double Chooz les efforts porteront à réduire leur nombre en passant ainsi de sept à trois coupures. Ceci n'est possible qu'en considérant la nouvelle structure du détecteur de Double Chooz, séparant le collecteur γ de la zone tampon protégeant des bruits de fond accidentels induits majoritairement par les PM. La sélection des candidats $\bar{\nu}_e$, s'effectue en identifiant deux dépôts d'énergie de plus de 500 keV en moins de 200 μ s.

Identification du signal positron : Comme l'interaction d'un $\bar{\nu}_e$ dépose au moins 1 MeV (en réalité légèrement moins en raison de la résolution en énergie), une coupure à 500 keV ne rejette donc quasiment aucun candidat $\bar{\nu}_e$. En conséquence il n'y aura aucune inefficacité induite lors de l'application de cette coupure (figure VI.2).

Identification du signal neutron retardé : Le spectre en énergie de la capture de neutron possède deux pics, le premier à 2,2 MeV signale une capture du neutron sur hydrogène, et le second à environ 8 MeV indique la capture du neutron sur du gadolinium (voir figure VI.3). La coupure de sélection liée à l'identification du neutron sera fixée aux alentours de 6 MeV, afin de réduire la contamination radioactive. À cette énergie, une erreur d'environ 100 keV sur la coupure de sélection change le nombre de neutrons de 0,2 %.

Corrélation temporelle : Le temps de capture du neutron sur le gadolinium tel qu'il était dans Chooz-I est présenté sur la figure VI.4. Comme le comportement analytique précis décrivant la capture du neutron sur le gadolinium n'est pas connu, l'incertitude systématique ne peut pas être améliorée avec les connaissances actuelles pour un détecteur unique par rapport au détecteur de Chooz-I [40]. Cependant, les incertitudes fonction des propriétés des liquides scintillants disparaissent en comparant le temps de capture du neutron dans les deux détecteurs. L'effet résiduel est dû au comportement de l'électronique, au contrôle des coupures en temps.

Corrélation spatiale : L'erreur systématique sur la coupure en distance (entre l'annihilation du positron et le neutron retardé) est de 0,3 % selon [40]. Cette coupure est très délicate à étalonner, les candidats rejetés étant globalement des candidats $\bar{\nu}_e$ mal reconstruits. Dans Double Chooz, cette coupure sera amplement agrandie (deux mètres au lieu de un par exemple) ou même totalement supprimée, si le taux d'accidentels est suffisamment bas (voir le chapitre VII).

Résumé des incertitudes systématiques : Un résumé des erreurs systématiques associées avec les coupures de sélection des candidats $\bar{\nu}_e$ est reporté dans le tableau VI.2.

Résumé des incertitudes contribuant à la normalisation relative : Nous résumons l'ensemble des incertitudes systématiques contribuant à l'incertitude sur la normalisation relative entre les deux détecteurs dans le tableau VI.3

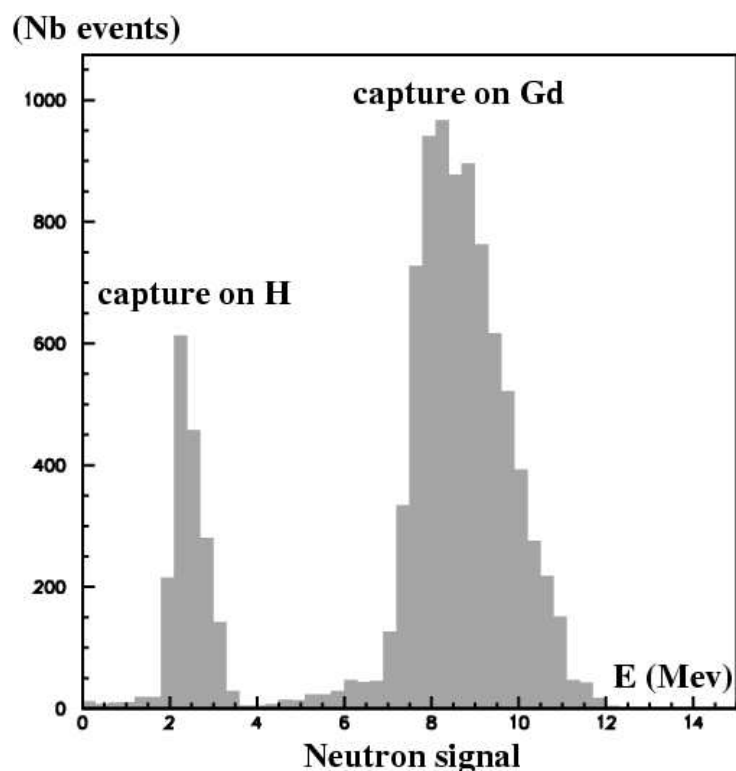


FIG. VI.3 : *Simulation du spectre en énergie du neutron (en MeV) mesuré avec l'un des détecteurs de Double Chooz (10 000 événements, sans bruit de fond). Il y a deux pics bien marqués indiquant la capture d'un neutron sur hydrogène (libérant 2,2 MeV) et sur gadolinium (relâchant environ 8 MeV sous forme de 3 γ en moyenne). L'expérience Double Chooz sélectionnera tous les événements neutrons avec une énergie supérieure à 6 MeV. L'incertitude systématique résiduelle dépend ainsi de la calibration relative entre les deux détecteurs.*

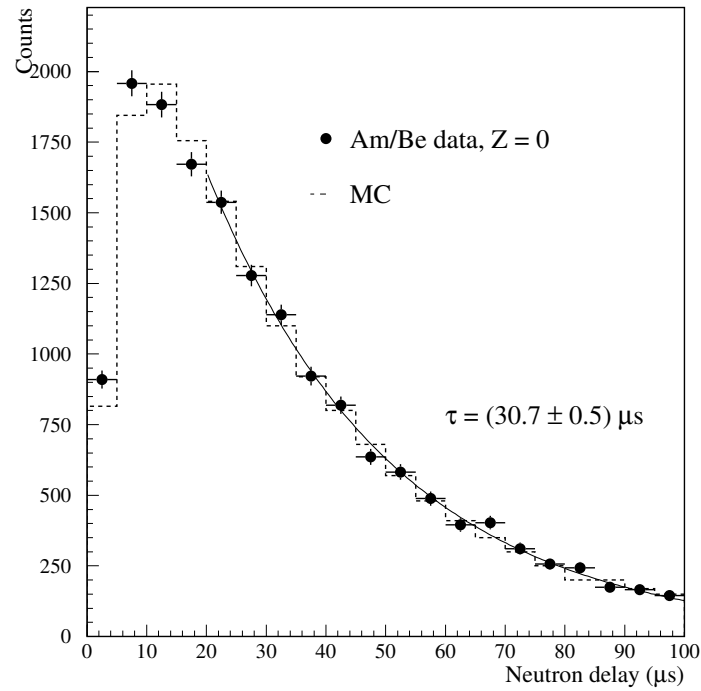


FIG. VI.4 : Distribution du retard des neutrons mesuré avec une source Am/Be au centre du détecteur de Chooz-I [40].

Coupures de sélection	Chooz-I	Double-Chooz	
	erreur relative (%)	erreur relative (%)	Commentaire
Énergie positron*	0,8	0	non utilisé
Distance positron-géode	0,1	0	non utilisé
Capture neutron	1,0	0,2	calibration Cf
Contenance énergie de capture	0,4	0,2	calibration en énergie
Distance neutron-géode	0,1	0	non utilisé
Retard neutron	0,4	0,1	—
Distance positron-neutron	0,3	0–0,2	0 si non utilisé
Multiplicité neutron*	0,5	0	non utilisé
Bilan*	1,5	0,2–0,3	—

*valeurs moyennes

TAB. VI.2 : Résumé des incertitudes systématiques sur les coupures de sélection de candidats $\bar{\nu}_e$. Les valeurs de références de Chooz-I ont été prises dans [40].

	Après Chooz-I (%)	Objectif de Double Chooz (%)
Angle solide	0,2	0,2
Volume	0,2	<0,2
Densité	0,1	0,1
Rapport H/C	0,1	0,1
Efficacité neutron	0,2	0,1
Énergie neutron	0,2 ?	0,2
Effets spatiaux	négligés	<0,1
Coupure en temps	0,1	0,1
Fraction temps mort (veto)	0,25	à améliorer
Acquisition	0,1	0,1
Coupure distance	0,3	0–0,2
Bilan	0,6	< 0,6 (à confirmer)

TAB. VI.3 : La colonne « Après Chooz-I » liste le niveau de contrôle des effets systématiques sans amélioration par rapport aux incertitudes publiées par Chooz-I dans [40]. Nous estimons que l'erreur de normalisation relative entre les deux détecteurs peut approcher 0,5 %. Les travaux en cours avant la rédaction du proposal visent à confirmer ces chiffres, et à accroître ainsi la marge de sécurité de l'expérience.

2 Notations et systématiques introduites

2.1 Les paramètres de la simulation

Nous indiquons dans le tableau VI.4 les paramètres utilisés dans la simulation pour calculer les flux d'antineutrinos arrivant dans chacun des deux détecteurs. Ces flux ont été calculés en supposant une efficacité de détection constante (indépendante de l'énergie) de 80 %, un taux de charge des réacteurs nucléaires de 80 % (voir chapitre IV). En outre nous avons supposé un temps mort de 50 % dans le détecteur proche, dû à la cession du détecteur aux interactions $\bar{\nu}_e$ lorsque celui-ci est traversé par un muon cosmique. La valeur choisie ici pour le temps mort est conservatrice, une meilleure estimation serait de l'ordre de 30 %, mais le nombre d'événements du détecteur proche (du moment qu'il est supérieur à quelques millions d'événements) n'a pas un impact important sur la limite de sensibilité en $\sin^2(2\theta_{13})$. Enfin nous supposons que les deux détecteurs (en ce qui concerne la cible et le collecteur de γ) seront remplis d'un liquide scintillant constitué à 20 % de PXE et 80 % de dodécane. Ceci conduit donc à un nombre de protons libres dans la cible de $8,33 \cdot 10^{29}$.

2.2 Le χ^2

Nous avons choisi de recourir à la méthode dite des « écarts » ou aussi appelée ici *approche paramétrique* [115] décrite dans le chapitre V. Avec cette méthode, N_{syst} incertitudes systématiques sont introduites en ajoutant N_{syst} paramètres de nuisance α_{syst} . Ces paramètres décrivent la dépendance des taux de comptage d'événements dans un intervalle d'énergie donné par rapport aux différentes sources d'incertitudes systématiques. Le χ^2

Puissance thermique un réacteur équivalent : $\mathcal{P} = 8,54 \text{ GW}$	
Détecteur proche	Détecteur lointain
Distance : $D_P = 150 \text{ m}$	Distance : $D_L = 1,050 \text{ km}$
Volume : $\mathcal{V}_P = 12,7 \text{ m}^3$	Volume : $\mathcal{V}_P = 12,7 \text{ m}^3$
soit $8,33 \cdot 10^{29}$ protons libres	$8,33 \cdot 10^{29}$ protons libres
Efficacité : 32 %	Efficacité : 64 %

TAB. VI.4 : Paramètres de la simulation.

paramétrique regroupant les différents paramètres de nuisance ainsi que leurs contraintes est alors défini par :

$$\chi^2 = \min_{\{\alpha_{i,k}^A\}} \left\{ \sum_{A=P,L} \sum_{i=1}^{N_{\text{intervalles}}} \left[\left(\frac{O_i^A - T_i^A - \sum_{k=1}^K \alpha_{i,k}^A S_{i,k}^A}{U_i^A} \right)^2 + \sum_{k=1}^K c_{i,k}^A \left(\frac{\alpha_{i,k}^A}{\sigma_k^A} \right)^2 \right] \right\}. \quad (\text{VI.4})$$

Dans cette formule :

- les O_i^A représentent les nombres d'événements simulés (en l'absence d'observations) dans le i^{e} intervalle du détecteur A ($\mathcal{P}$ pour proche ou L pour lointain). Ces valeurs sont calculées selon des « valeurs réelles » des paramètres d'oscillation à partir des formules déjà mentionnées dans le chapitre précédent pour le calcul du spectre produit par les réacteurs, en l'absence de données réelles ;
- les T_i^A sont les prédictions théoriques correspondantes pour le i^{e} intervalle du détecteur A. Ces quantités sont calculées de la même manière que les O_i^A mais pas nécessairement avec les mêmes valeurs des paramètres d'oscillation. Par exemple, afin d'établir la limite de sensibilité à 90 % de confiance sur $\sin^2(2\theta_{13})$, nous chercherons la valeur de $\sin^2(2\theta_{13})$ telle que $\Delta\chi^2 = \chi^2(\sin^2(2\theta_{13})) - \chi_{\min}^2 = 2,71$ (à un paramètre libre) en minimisant l'ensemble des $\{\alpha_{i,k}^A\}$ à chaque étape ;
- $S_{i,k}^A$ est la k^{e} incertitude systématique du i^{e} intervalle afin de prendre en compte dans la prédiction théorique les effets possibles d'erreurs systématiques qui pourraient se manifester dans le nombre d'événements observés O_i^A . L'amplitude de ces contributions systématiques sont contrôlées par les paramètres $\alpha_{i,k}^A$;
- les coefficients d'amplitude $\alpha_{i,k}^A$ sont contraints par les incertitudes systématiques σ_k^A ;
- les coefficients $c_{i,k}^A$ sont introduits afin de normaliser correctement les contraintes σ_k^A (voir le tableau VI.5) ;
- enfin les U_i^A quantifient les erreurs non corrélées entre intervalles d'énergie et entre détecteurs pour l'intervalle i du détecteur A (incluant l'erreur statistique sur le nombre d'événements observés).

Nous détaillons à présent l'introduction des effets systématiques. Les $S_{i,k}^A$ sont choisis de telle façon qu'ils prennent en compte les effets systématiques dans les processus de détection intervenant dans le nombre d'événements observés dans les deux détecteurs. Ces effets sont comptabilisés par l'introduction des paramètres suivants :

- un paramètre de normalisation globale, α_{abs} , qui laisse fluctuer la normalisation commune des deux détecteurs sur le taux d'événements. Une telle erreur provient de l'incertitude sur la normalisation du flux d'antineutrinos des réacteurs ou sur la

- section efficace de détection ou de n'importe quelle systématique affectant communément la norme des deux détecteurs ;
- des paramètres de normalisation relative entre les détecteurs, α_{rel}^A , qui laissent varier indépendamment la normalisation totale des événements dans le détecteur proche et dans le détecteur lointain. Ici peut contribuer une erreur sur la connaissance du volume cible, sur le comportement de l'électronique, sur la mesure du temps mort, sur les propriétés du scintillateur dans chacun des détecteurs ;
 - des paramètres décrivant des décalages possibles dans les échelles d'énergie des deux détecteurs, $\alpha_{\text{éch}}^A$, qui laissent les pentes en énergie (calibration de la reconstruction de l'énergie dans les détecteurs) varier indépendamment dans chaque détecteur. Cet effet est simulé en remplaçant l'énergie visible E_{vis} par $E_{\text{vis}}(1 + \alpha_{\text{éch}}^A)$ dans chacun des détecteurs. Ceci introduit un nouveau paramètre correctif dans les effets systématiques : $S_{i,3}^A = M_i^A = \left. \frac{dT_i^A}{d\alpha_{\text{éch}}^A} \right|_{\alpha_{\text{éch}}^A=0}$ qui sera décrit juste après. C'est une modélisation assez simpliste des problèmes potentiels ;
 - des coefficients rapportant l'incertitude sur la forme du spectre des antineutrinos produits par les réacteurs, $\alpha_{i,\text{frm}}$, qui laissent survenir de possibles fluctuations dans le spectre positron attendu. Ici, ces paramètres sont supposés non corrélés entre chacun des intervalles d'un même détecteur, mais complètement corrélés entre les intervalles correspondants d'un détecteur à l'autre. En effet cette erreur est présumée venir du spectre des antineutrinos réacteur lui-même, et s'il y a une éventuelle distorsion, elle doit apparaître de façon identique dans les deux détecteurs ;
 - enfin, un paramètre de connaissance du Δm_{ATM}^2 , $\alpha_{\Delta m_{\text{ATM}}^2}$, qui tolère le manque de connaissance que nous aurons sur Δm^2 atmosphérique au moment de la prise de données de Double Chooz. En recourant à ce paramètre, nous pourrons ainsi réaliser analyses à un unique paramètre, $\sin^2(2\theta_{13})$, et Δm_{ATM}^2 sera laissé libre et est considéré comme une contrainte extérieure.

Type d'erreur	k	$c_{i,k}^A$	$\alpha_{i,k}^A$	$S_{i,k}^A$	σ_k^A	référence
normalisation globale	1	$1/2N_{\text{bins}}$	α_{abs}	T_i^A	$\sigma_{\text{abs}} = 2,0 \%$	Bugey [58]
normalisation relative	2	$1/N_{\text{bins}}$	α_{rel}^A	T_i^A	$\sigma_{\text{rel}} = 0,6 \%$	Chooz-I [40]
décalage de l'échelle d'énergie	3	$1/N_{\text{bins}}$	$\alpha_{\text{éch}}^A$	M_i^A	$\sigma_{\text{éch}} = 0,5 \%$	Bugey [58]
incertitude sur la forme	4	$1/2$	$\alpha_{i,\text{frm}}$	T_i^A	$\sigma_{\text{frm}} = 2,0 \%$	Bugey [58]
connaissance du Δm_{ATM}^2	5	$1/2N_{\text{bins}}$	$\alpha_{\Delta m_{\text{ATM}}^2}$	—	$\sigma_{\Delta m_{\text{ATM}}^2} = 10 - 20 \%$	MINOS [64]

TAB. VI.5 : χ^2 *Tableau des paramètres systématiques.*

Les coefficients $c_{i,k}^A$ sont introduits ici pour correctement normaliser les contraintes en raison des sommations effectuées. Les incertitudes globales, relatives et sur la forme influent directement sur le nombre d'événements dans chacun des intervalles de chaque détecteur de façon proportionnelle au nombre d'événements attendus dans ces intervalles, T_i^A . L'incertitude sur l'échelle d'énergie affecte le nombre d'événements proportionnellement à la différence des spectres en énergie lorsque l'échelle en énergie est translatée : $M_i^A = T_i^A(\alpha_{\text{éch}}^A) - T_i^A(\alpha_{\text{éch}}^A = 0) \approx \alpha_{\text{éch}}^A \left. \frac{dT_i^A}{d\alpha_{\text{éch}}^A} \right|_{\alpha_{\text{éch}}^A=0}$. Et finalement, le paramètre sur la connaissance du Δm_{ATM}^2 affecte directement la valeur de Δm^2 utilisée dans le calcul du nombre d'événements attendus T_i^A en remplaçant Δm_{ATM}^2 par $\Delta m_{\text{ATM}}^2(1 + \alpha_{\Delta m_{\text{ATM}}^2})$.

Enfin, nous introduisons des incertitudes non corrélées U_i^A qui s'exprimeront dans un premier temps simplement sous la forme de l'incertitude statistique dans chaque intervalle

de chaque détecteur :

$$U_i^A = O_i^A. \quad (\text{VI.5})$$

Avant de commencer notre étude, nous tenons à signaler qu'il existe bien évidemment d'autres approches statistiques, et plus particulièrement d'autres χ^2 pour réaliser une telle étude. Par exemple, il serait possible de construire un χ^2 mesurant la « distance » entre les données des deux détecteurs comme $(O_i^L \times L_L^2 - O_i^P \times L_P^2 - \mathcal{F}'P_{ee}(E_\nu, L, \Delta m^2, \theta_{13}))^2$, ou encore sous la forme du rapport $(O_i^L/O_i^P \times (L_P/L_L)^2 - \mathcal{F}''P_{ee}(E_\nu, L, \Delta m^2, \theta_{13}))^2$. Le traitement des systématiques est cependant moins clair sur ces exemples et même dangereux si nous intervenons directement par un facteur multiplicatif sur les données [120]. Nous avons donc préféré utiliser l'approche proposée ici, qui nous apparaît plus « symétrique » et plus en rapport direct avec ce qui est mesuré dans chacun des détecteur.

2.3 La méthode numérique employée

La complexité des équations à résoudre analytiquement lorsque nous augmentons le nombre de systématiques introduites nous a conduit à utiliser un logiciel de minimisation numérique adapté : MINUIT. Nous avons développé deux programmes complets de minimisation du χ^2 dans l'espace multi-paramètres des systématiques. L'un est basé sur l'utilisation de la classe TMINUIT intégrée dans ROOT [117], l'autre est fondé sur la refonte complète en C++ par F. James [118]. Pour des raisons de contraintes temporelles, la première version a été la plus activement développée, bien que la seconde offre des possibilités mieux adaptées pour la gestion des effets à plusieurs cœurs, des scénarios d'évolution des combustibles. Enfin notons qu'il est possible de recourir à une méthode d'inversion de matrice plutôt que de minimisation. Seuls les paramètres agissant linéairement sur le nombre d'événements peuvent être traités ainsi [114], en particulier la minimisation par rapport au Δm^2 ne peut pas être effectuée directement par inversion de matrice. Cette approche a été utilisée dans [75]. Nous avons préféré recourir à une minimisation plus homogène des paramètres avec MINUIT.

2.4 L'approche de l'étude de l'impact des systématiques

Jusqu'à fin 2003 nous avons investigué différents sites français potentiels pour une expérience neutrino sur la mesure de θ_{13} . Parmi les nécessités recherchées, figurait essentiellement l'existence de collines ou falaises à proximité des centrales pour constituer des couvertures substantielles des détecteurs contre les rayons cosmiques (quelques centaines de mètre équivalent eau). Parmi les sites visités par des équipes du PCC-Collège de France et du CEA, trois retinrent notre attention : les sites de Penly, Cruas et Chooz. Très vite les études de sensibilité menées alors montrèrent que le site de Chooz était bien adapté pour réaliser une nouvelle expérience. Nous ne comptons pas présenter dans ce qui suit un guide comparatif de ces différents sites mais nous entamons l'étude détaillée de l'impact des systématiques par un examen résiduel des positions des détecteurs par rapport au(x) cœur(s) de la centrale nucléaire. Le site de Chooz a été choisi à l'issue de ces études. La position du détecteur lointain étant fixée à 1,050 km, nous avons choisi de vous exposer l'impact des différentes systématiques en analysant la position du détecteur proche qui n'est pas encore fixée actuellement. Ensuite nous mentionnerons l'impact de la

valeur de Δm_{31}^2 sur la position du détecteur lointain, et comparerons brièvement quelques sites investigués. Nous poursuivrons ensuite notre étude des systématiques par l'examen de l'impact de la résolution en énergie, de la calibration en énergie. Enfin nous finirons ce chapitre sur le potentiel de découverte de l'expérience.

3 Positions des détecteurs

3.1 Position du détecteur proche

Remarque préliminaire : dans toute cette section 3.1, nous prenons un Δm_{31}^2 de $2,0 \cdot 10^{-3} \text{ eV}^2$.

La position du détecteur proche est un point très important de l'expérience comme nous le verrons dans ce qui suit. Le comportement analytique que nous avons esquissé dans le chapitre précédent va se trouver conforté. Nous avons à peu près poussé au maximum ce que nous pouvions étudier analytiquement sans trop d'approximation dans le chapitre précédent. Nous continuons néanmoins à nous servir des conclusions développées. Il convient de garder à l'esprit les notations qui y ont été introduites.

Nous exposons l'impact des cinq grandes catégories de systématiques introduites dans VI.5. Ces systématiques ont des contributions différentes suivant la position du détecteur proche.

3.1.1 Incertitude sur la normalisation absolue

L'incertitude sur la normalisation absolue est relativement bien contrôlée lorsque le détecteur proche est suffisamment près de la centrale nucléaire comme nous l'avons vu dans le chapitre précédent. Ce point est illustré sur la figure VI.5. Pour un détecteur proche situé à moins de 300 m de la centrale, l'impact de la méconnaissance de la normalisation absolue est relativement faible (moins de 10 %) et stable (figure VI.6). Si les deux détecteurs sont placés à la même distance à 1 km de la centrale, la sensibilité devient essentiellement limitée par l'incertitude sur la normalisation. Cela revient naturellement au cas particulier d'une expérience avec un unique détecteur. Dans ce cas nous aurions donc intérêt comme nous l'avons montré dans le chapitre précédent à utiliser un unique détecteur beaucoup plus gros pour collecter de l'ordre de 10^6 événements, car l'information en forme permet alors de s'affranchir de cette incertitude sur la normalisation (voir les figures de la page 121 et les remarques à ce sujet). Cependant nous observerons dans ce qui suit que l'introduction d'une incertitude sur la forme du spectre rend caduc un concept d'expérience avec un unique détecteur à 1 km pour la mesure de θ_{13} compte-tenu de la connaissance actuelle du spectre $\bar{\nu}_e$ produit par les centrales nucléaires (l'incertitude sur la forme est au mieux du même ordre que l'incertitude sur la norme).

3.1.2 Incertitude sur la normalisation relative

La sensibilité en fonction de l'incertitude sur la normalisation relative entre les deux détecteurs se comporte différemment suivant la distance du détecteur proche. Nous avons illustré ce comportement sans introduire d'incertitude sur la normalisation absolue sur la figure de gauche de VI.7 mettant ainsi en avant le comportement singulier due à cette systématique : plus les détecteurs sont éloignés l'un de l'autre plus l'impact de cette

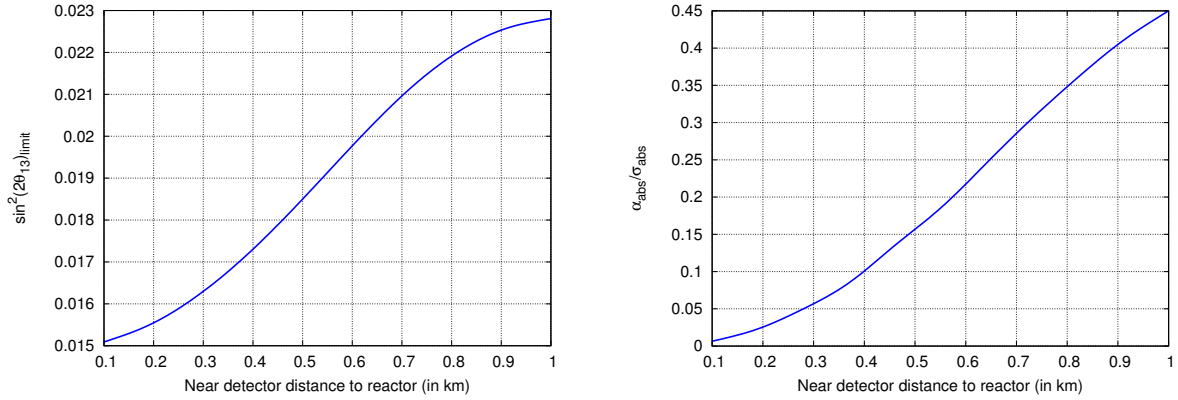


FIG. VI.5 : À gauche la sensibilité limite sur $\sin^2(2\theta_{13})$ en fonction de la distance au réacteur du détecteur proche, le détecteur lointain étant fixé à 1,050 km. Nous n'avons introduit ici qu'une unique source d'incertitude sur la normalisation absolue du flux de la centrale prise à $\sigma_{\text{abs}} = 0,02$. À droite, la contribution du terme de contrainte sur la normalisation qui augmente nettement avec la distance du détecteur proche au réacteur.

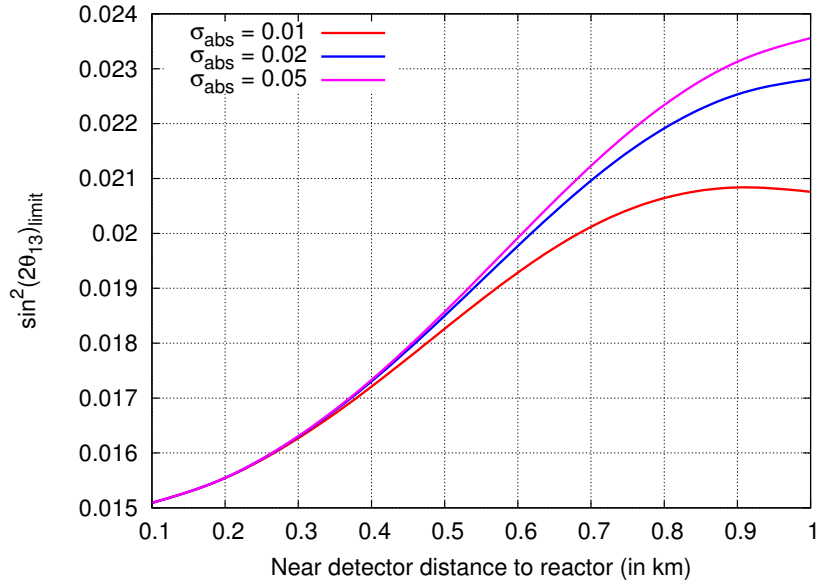


FIG. VI.6 : Stabilité de l'information apportée par le détecteur proche sur la normalisation absolue du flux de la centrale pour différentes incertitudes sur cette normalisation. Pour un détecteur proche situé à moins de 400 m, l'impact de cette méconnaissance sur la sensibilité limite est négligeable, le détecteur lointain étant positionné à 1,050 km.

systématique sur la sensibilité limite est important, avec un impact nul, ou du moins négligeable, si les deux détecteurs sont côte à côte. À droite est illustré le comportement de la sensibilité limite sur $\sin^2(2\theta_{13})$ pour différentes valeurs de σ_{rel} , en incluant une incertitude absolue sur le flux de 2 %. Lorsque les deux détecteurs sont adjacents, nous retrouvons bien la limite à 1 km de la figure VI.6. Lorsque le détecteur proche est situé à moins de 300 m de la centrale nous voyons que cette systématique devient très importante (effet relatif de 75 % pour un détecteur proche à 200 m sur la sensibilité limite).

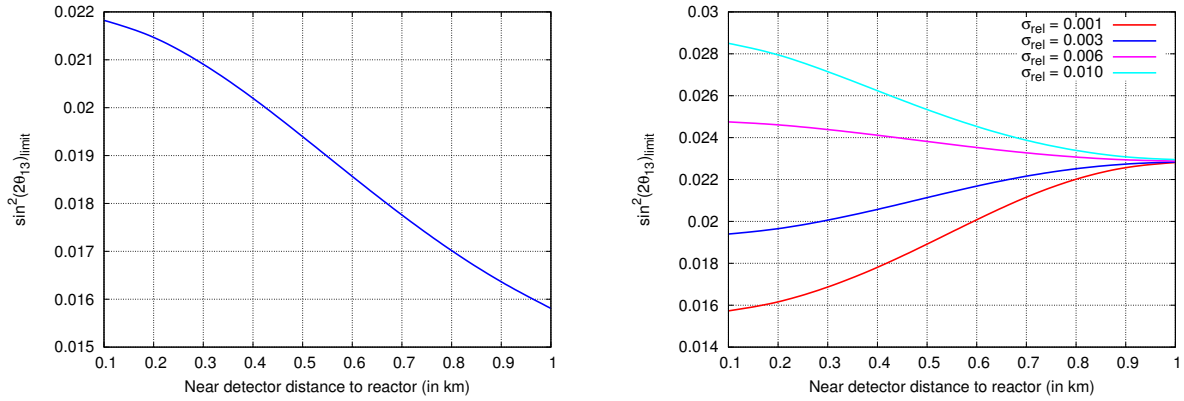


FIG. VI.7 : Rôle clef de l'incertitude sur la normalisation relative entre les deux détecteurs pour une expérience possédant un détecteur proche de la centrale pour en mesurer le flux absolu et un détecteur lointain pour mesurer θ_{13} . À gauche, l'incertitude sur la normalisation absolue n'est pas incluse, ceci pour illustrer le comportement de la sensibilité uniquement en fonction de la normalisation relative des deux détecteurs. À droite une incertitude de 2 % sur la normalisation absolue du flux de la centrale est introduite pour illustrer le comportement de la sensibilité limite pour différentes normalisations relatives des deux détecteurs.

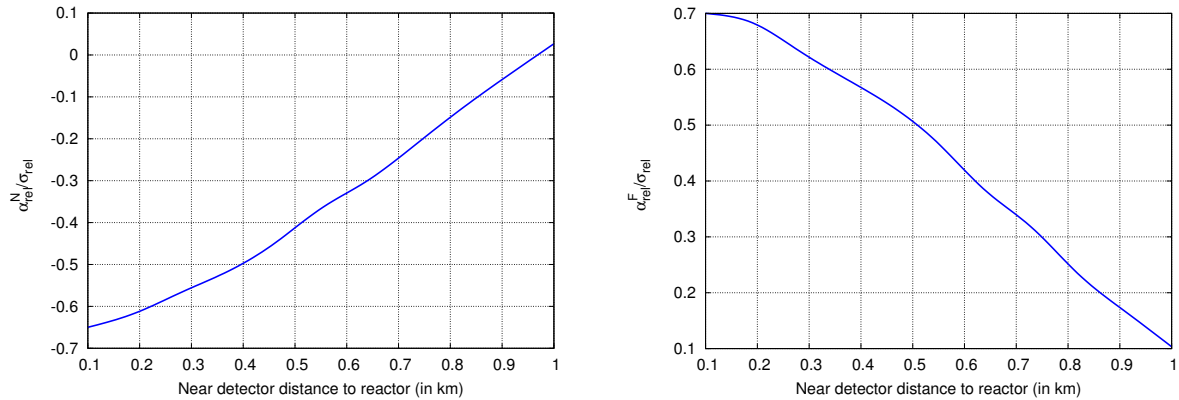


FIG. VI.8 : Coefficients de normalisation relative des deux détecteurs.

Nous avons introduit deux paramètres $\alpha_{\text{rel}}^{\text{P}}$ et $\alpha_{\text{rel}}^{\text{L}}$ pour prendre en compte les effets systématiques de normalisation relative des deux détecteurs. Nous avons effectué ce choix pour traiter de façon symétrique les informations apportées par les deux spectres. Nous démontrons dans ce qui suit que si nous avons choisi un unique paramètre α_{rel} avec un rôle opposé dans les deux détecteurs. Si nous regardons le comportement des coefficients

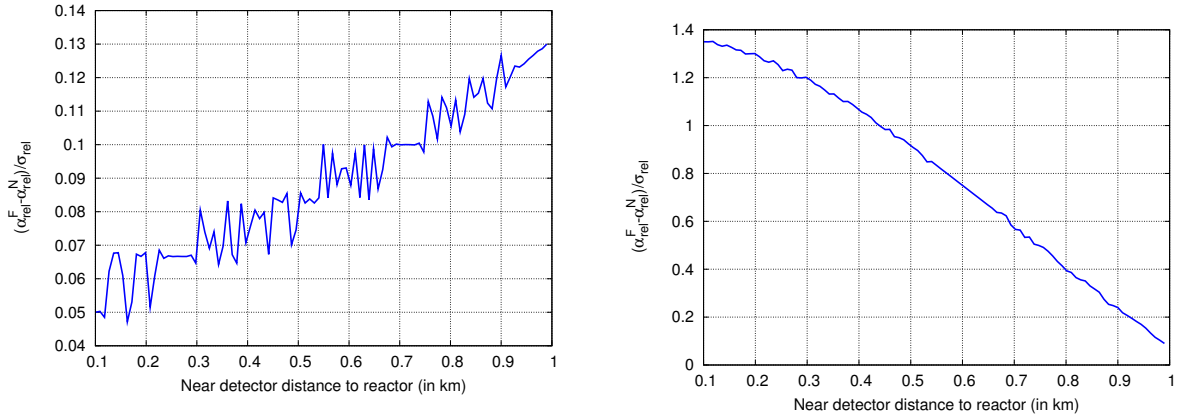


FIG. VI.9 : Somme et différence des coefficients de normalisation relative des deux détecteurs.

de normalisation relative, α_{rel}^P et α_{rel}^L , pour minimiser le χ^2 (figures VI.8), nous nous apercevons effectivement que ces deux coefficients sont anticorrélés (figures VI.9, leurs sommes est relativement proche de 0 par rapport à leur différence). De sorte que nous pourrions introduire qu'un unique coefficient α_{rel} dans le χ^2 qui soit positif pour un détecteur et négatif pour l'autre :

$$(1 + \alpha_{\text{abs}} + \alpha_{\text{rel}}^P) N_i^P \longrightarrow (1 + \alpha_{\text{abs}} - \alpha_{\text{rel}}) N_i^P \quad \text{et}, \quad (\text{VI.6})$$

$$(1 + \alpha_{\text{abs}} + \alpha_{\text{rel}}^L) N_i^L \longrightarrow (1 + \alpha_{\text{abs}} + \alpha_{\text{rel}}) N_i^L. \quad (\text{VI.7})$$

Et l'incertitude relative est remplacée par :

$$\sigma_{\text{rel}} \longrightarrow \sigma_{\text{rel}} / \sqrt{2}. \quad (\text{VI.8})$$

Comme nous pouvons le voir sur la figure VI.10, le comportement de la sensibilité limite est strictement identique que nous utilisons l'une ou l'autre de ces deux paramétrisations.

3.1.3 Incertitude sur la forme du spectre réacteur

À l'instar de ce que nous pouvions attendre, l'introduction de coefficients autorisant des fluctuations (complètement corrélées entre les deux détecteurs) dans la forme du spectre peut nuire assez sérieusement à la sensibilité de l'expérience si le détecteur proche n'est pas suffisamment près. Ce point est illustré sur la figure VI.11. La contribution au χ^2 des coefficients de forme $\alpha_{\text{frm},i}$ est particulièrement néfaste pour la sensibilité de l'expérience si les deux détecteurs sont positionnés à la même distance de 1 km des réacteurs. Par conséquent le recours à un détecteur proche situé à 100-200 m de la centrale permet de s'affranchir correctement de l'incertitude sur la norme et la forme du flux de $\bar{\nu}_e$ produit par la centrale (figure VI.11). La répartition des coefficients de pénalisation de forme $\alpha_{\text{frm},i}$ après minimisation montre les plus grandes valeurs de ces paramètres dans la région de 1 à 3 MeV (intervalles 3 à 6) qui effacent partiellement les effets des oscillations lorsque la forme du spectre issu des réacteurs n'est pas suffisamment contrainte par le détecteur proche (figure de droite de VI.12).

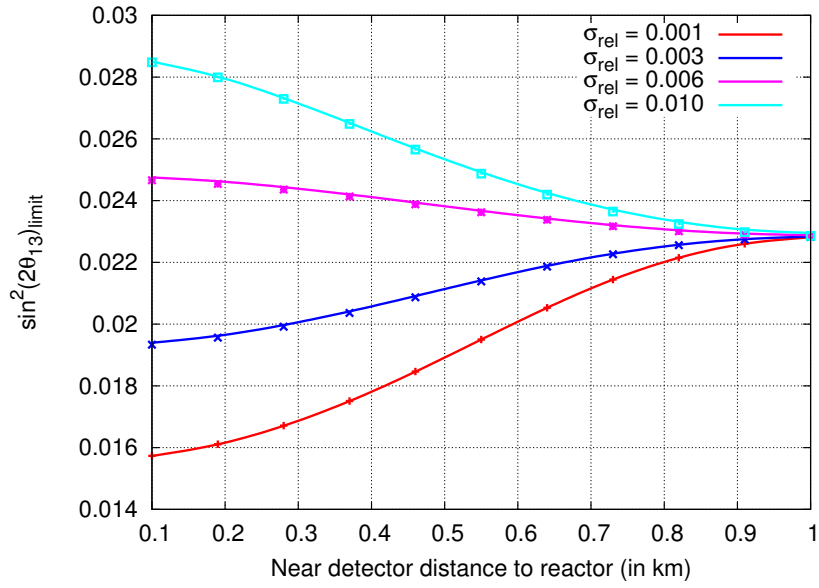


FIG. VI.10 : Même figure que pour VI.7 pour les lignes, mais sont superposés ici également les points obtenus pour un χ^2 ne comprenant qu'un seul paramètre de normalisation relative α_{rel} au lieu de deux α_{rel}^P et α_{rel}^L en prenant comme nouvelle contrainte $\sigma_{rel}/\sqrt{2}$. Les deux approches s'accordent parfaitement.

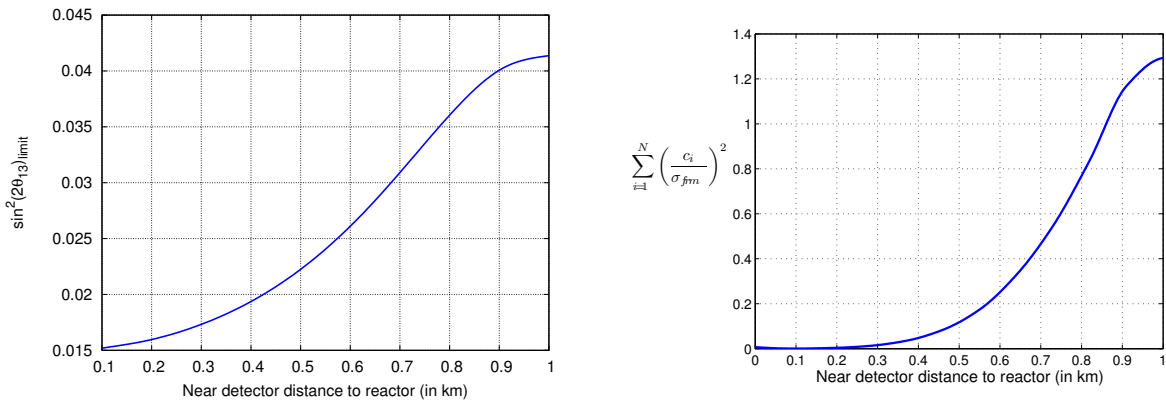


FIG. VI.11 : Impact des coefficients de forme sur la sensibilité limite en $\sin^2(2\theta_{13})$ pour une incertitude σ_{fm} de 2 %.

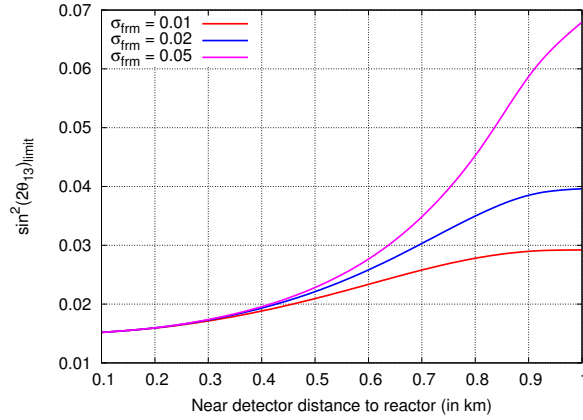


FIG. VI.12 : Contributions des incertitudes de normalisation absolue ($\sigma_{abs} = 2\%$) et de forme (pas d'incertitude de normalisation relative ici). Ce graphique illustre qu'un détecteur proche positionné à 100-200 m de la centrale permet de s'affranchir correctement de l'incertitude sur la norme et la forme du flux de $\bar{\nu}_e$ produit par la centrale.

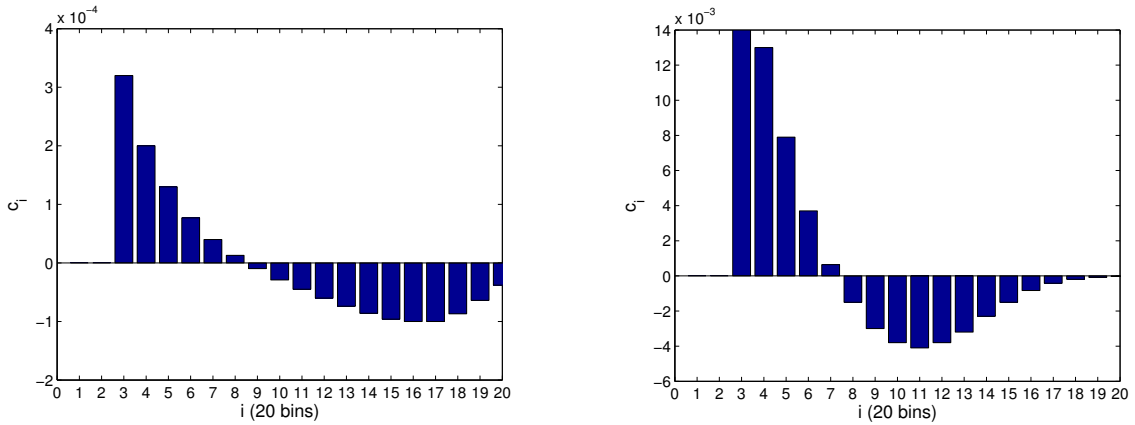


FIG. VI.13 : Répartition des coefficients de pénalisation en forme $\alpha_{frm,i}$ (c_i sur les figures), pour un détecteur proche à 100 m à gauche et à 1 km à droite. Comme nous pouvions nous y attendre au vu de ce que nous avons présenté dans le chapitre précédent, la gamme d'énergie la plus sensible aux déformations spectrales dues aux oscillations se trouve être la région de 1 à 3 MeV, correspondant ici aux intervalles 3 à 6. Ils n'est donc pas étonnant que de grandes valeurs des coefficients de forme dans ces intervalles effacent partiellement les effets des oscillations lorsque la forme du spectre issu des réacteurs n'est pas suffisamment contrainte par le détecteur proche.

3.1.4 Impact de la méconnaissance de $\Delta m_{32}^2 = \Delta m_{\text{ATM}}^2$

L'impact sur la méconnaissance de la valeur réelle du Δm_{ATM}^2 dépend relativement peu de la distance du détecteur proche comme illustré sur la figure VI.14. Ce que nous

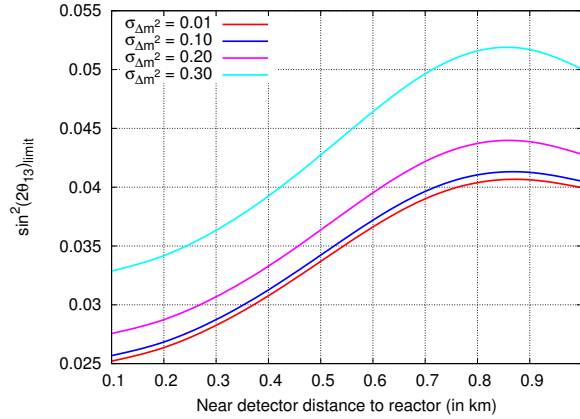


FIG. VI.14 : Impact de la connaissance du Δm_{ATM}^2 apportée par une autre expérience telle que MINOS, sur la sensibilité limite en fonction de la position du détecteur proche. Une connaissance de Δm_{ATM}^2 à 10 % près conduit à rendre cet impact négligeable (ici pour un Δm_{32}^2 de $2,0 \cdot 10^{-3} \text{ eV}^2$). Nous avons également introduit dans le calcul de cette limite des incertitudes de $\sigma_{\text{abs}} = 2 \%$ sur la norme, $\sigma_{\text{frm}} = 2 \%$ sur la forme et $\sigma_{\text{rel}} = 0,6 \%$ sur la normalisation relative des détecteurs montrant ainsi le comportement global de la sensibilité limite en fonction de la distance du détecteur proche aux cœurs de la centrale.

constatons en premier lieu sur ce graphique c'est que si une autre expérience nous fournit le Δm_{ATM}^2 avec une précision de 10 % sur sa valeur, l'impact du Δm^2 sur la mesure de $\sin^2(2\theta_{13})$ est pratiquement négligeable (très peu de différence entre une connaissance à 10 % et à 1 % sur le Δm_{ATM}^2). D'autre part nous illustrons sur cette figure le comportement global de la sensibilité limite en fonction de la position du détecteur proche avec toutes les incertitudes systématiques incluses sauf celles sur la calibration.

3.1.5 Optimisation de la position du détecteur proche

Compte-tenu de toutes les remarques précédentes, un détecteur proche localisé à moins de 300 m des réacteurs de la centrale de Chooz permet de contrôler à environ 10 % la dégradation de la sensibilité limite (figure VI.14) par rapport au cas de la connaissance parfaite du spectre de $\bar{\nu}_e$ produit par la centrale nucléaire (figure VI.7).

3.1.6 Incertitude sur la position du détecteur proche

Toutefois, comme nous l'avons mentionné dans la section 1.2, en raison de la proximité du détecteur proche des cœurs de la centrale, l'incertitude sur la position du détecteur gagne en importance. Ainsi, une détermination de la position du détecteur proche à 10 cm près induit une incertitude systématique de normalisation du flux de la centrale de 0,2 % pour un détecteur situé à 100 m et pour des réacteurs parfaitement localisés. La position exacte des réacteurs n'est cependant pas connue à une meilleure précision que 10 cm. Il est à noter également que le lieu moyen de production des $\bar{\nu}_e$ peut se déplacer au sein des

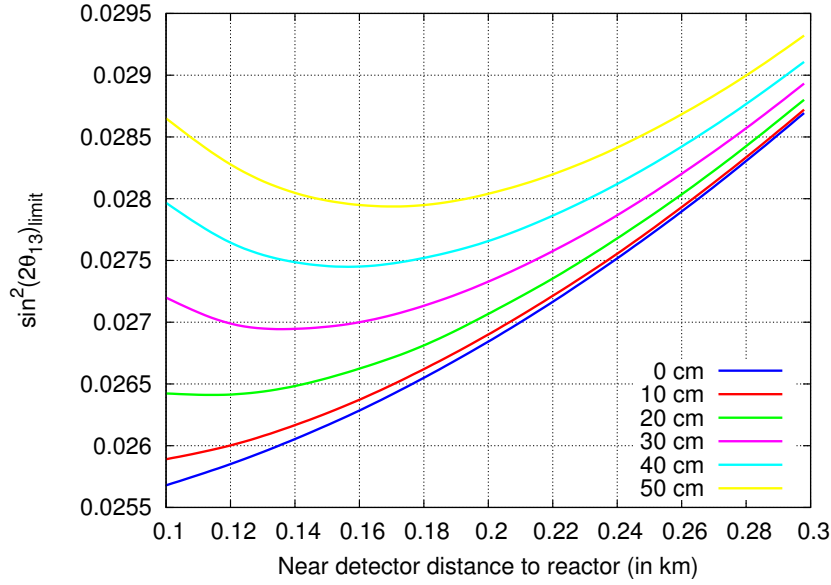


FIG. VI.15 : Impact de la précision de la mesure de la distance entre le détecteur proche et les deux cœurs de la centrale en incluant toutes les systématiques étudiées précédemment ($\sigma_{abs} = 2\%$, $\sigma_{rel} = 0,6\%$, $\sigma_{frm} = 2\%$ et $\sigma_{\Delta m^2} = 10\%$) et en ajoutant une incertitude dans le détecteur proche due à la détermination des positions des réacteurs et du détecteur. Positionner un détecteur proche trop près de la centrale peut donc contribuer à augmenter l'incertitude de normalisation relative entre les deux détecteurs comme nous l'avons expliqué dans la section 1.2. Une position du détecteur proche aux environs de 150 m est convenable.

réacteurs au cours du temps. Sur la figure VI.15 est présenté l'effet sur $\sin^2(2\theta_{13})_{lim}$ de la précision de la mesure de la distance entre le détecteur proche et les deux cœurs de la centrale en incluant toutes les systématiques étudiées précédemment. Un détecteur proche trop près de la centrale peut donc contribuer à augmenter l'incertitude de normalisation relative entre les deux détecteurs. Une position du détecteur proche aux environs de 150 m des deux cœurs apparaît donc comme convenable.

3.1.7 Normalisation relative effective

Nous avons démontré dans la section 4.2 du chapitre V que l'effet de la normalisation absolue pouvait être intégré dans la normalisation relative du détecteur lointain. Nous discutons à nouveau ce point ici. Nous illustrons ainsi sur la figure de gauche de VI.16 la sensibilité limite en fonction de l'incertitude sur la normalisation relative σ_{rel} dans le cas où uniquement cette incertitude est prise en compte (en bleu) et dans le cas où nous incluons une incertitude sur la normalisation absolue de $\sigma_{abs} = 2\%$ et une incertitude sur la forme de $\sigma_{frm} = 2\%$ (en rouge). Ces deux courbes permettent d'obtenir la normalisation effective du détecteur lointain qui est illustrée sur la figure de droite de VI.16. La contribution de l'incertitude sur la normalisation absolue à la normalisation effective du détecteur lointain nous amenait de 0,6 % à 0,8 % comme nous l'avons vu dans le chapitre précédent, section 4.2, page ???. La contribution de l'incertitude sur la forme apporte une contribution équivalente à la normalisation effective puisqu'elle nous amène de 0,8 % à près de 1 %. Le recours à deux détecteurs permet en somme de réduire l'incertitude globale effective du détecteur lointain légèrement au dessous de 1 %.

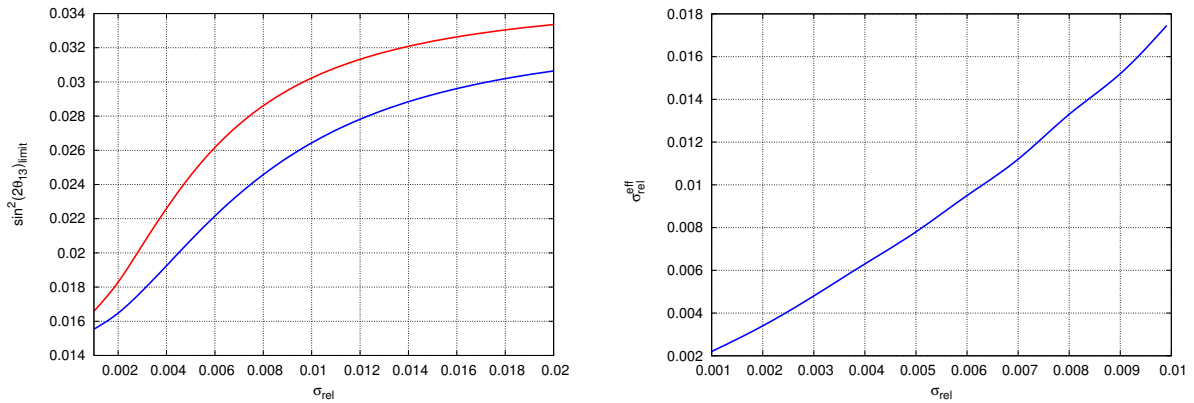


FIG. VI.16 : À gauche, la sensibilité limite en fonction de l'incertitude sur la normalisation relative σ_{rel} dans le cas où uniquement cette incertitude est prise en compte (courbe bleue) et dans le cas où nous incluons une incertitude sur la normalisation absolue de $\sigma_{abs} = 2\%$ et une incertitude sur la forme de $\sigma_{frm} = 2\%$ (courbe rouge). Ces deux courbes permettent ainsi d'obtenir la normalisation effective du détecteur lointain illustrée sur la figure de droite.

3.2 Position du détecteur lointain

3.2.1 Impact de la valeur de Δm^2 sur la distance du détecteur lointain à la centrale

La position du détecteur lointain du site de Chooz est fixée à 1 050 m de la centrale dans la cavité de la première expérience. Nous ne reprenons pas l'étude de l'impact des différentes systématiques sur le choix de la position du détecteur lointain. Nous illustrons simplement ici, que bien que le position ne soit pas « optimale » d'un point de vue purement analytique pour un Δm^2 donné

$$L_{opt}[\text{km}] \simeq \frac{4 \text{ MeV}}{1,27 \times \Delta m^2 [10^{-3} \text{ eV}^2]} , \quad (\text{VI.9})$$

la sensibilité limite demeure très bonne pour un Δm^2 de $2 \cdot 10^{-3} \text{ eV}^2$, et la courbe de sensibilité présente même un plateau pour un large intervalle de distances entre 800 m et 2 km pour un Δm^2 plus élevé de $2,5 \cdot 10^{-3} \text{ eV}^2$. C'est un point qui a permis de montrer que le site de Chooz était un très bon candidat pour accueillir une nouvelle expérience neutrino réacteur pour la mesure de θ_{13} . Ce site présente cependant une légère faiblesse pour les plus faibles valeurs de Δm_{31}^2 , argument que nous illustrons dans la section suivante.

3.2.2 Résumé des potentiels de quelques sites examinés

Nous avons examiné en 2003 plusieurs sites pouvant potentiellement accueillir deux détecteurs pour la mesure de θ_{13} . Parmi ceux-ci, nous avons rassemblé dans le tableau VI.6 et sur la figure VI.18 trois sites constituant un échantillon représentatif des expériences neutrino réacteur de première génération envisagées à l'échelle mondiale (voir chapitre III, section 3), et une expérience à distance « optimale », *Best*. Ces différents sites se distinguent par :

- la topologie du terrain, qui permet d'abriter des détecteurs contre les rayons cos-

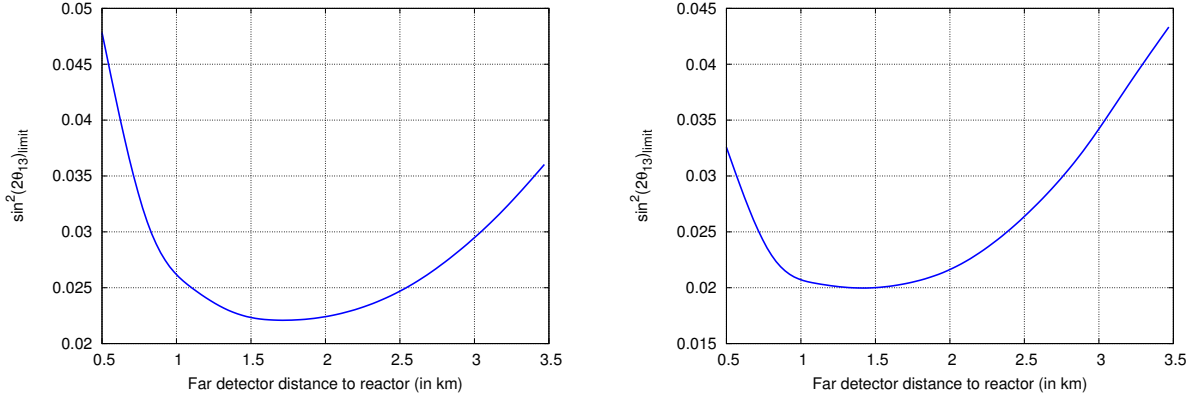


FIG. VI.17 : Ces deux graphiques sont pour un détecteur proche à 150 m de la centrale et les incertitudes systématiques suivantes sont incluses : $\sigma_{abs} = 2,0 \%$, $\sigma_{rel} = 0,6 \%$, $\sigma_{frm} = 2,0 \%$, $\sigma_{\Delta m^2} = 10 \%$. La figure de gauche indique le comportement de la sensibilité limite en fonction de la distance du détecteur lointain aux cœurs de la centrale pour un Δm^2_{32} de $2,0 \cdot 10^{-3} \text{ eV}^2$, et la figure de droite illustre ce comportement pour un Δm^2 de $2,5 \cdot 10^{-3} \text{ eV}^2$.

miques à des distances différentes ;

- la puissance des réacteurs, leur nombre, et leurs positions.

Les caractéristiques essentielles de ces lieux sont regroupées dans le tableau VI.6. L'analyse de leur sensibilité limite potentielle est présentée sur la figure VI.18 où nous avons pris en compte :

- une incertitude sur la normalisation absolue de $\sigma_{abs} = 2 \%$;
- une incertitude sur la normalisation relative de $\sigma_{rel} = 0,6 \%$;
- une incertitude sur la forme du spectre $\bar{\nu}_e$ réacteur de $\sigma_{frm} = 2 \%$;
- une incertitude sur la valeur de Δm^2_{31} de $\sigma_{\Delta m^2} = 20 \%$.

Le site de Chooz est largement compétitif avec les autres meilleurs sites recensés, particulièrement pour les plus hautes valeurs de Δm^2_{31} . Cependant, la position du détecteur lointain à 1 km dans le cas de la centrale nucléaire de Chooz a le désavantage d'assurer une moins bonne stabilité de la limite de sensibilité en $\sin^2(2\theta_{13})$ à bas Δm^2 (la limite se dégrade par rapport aux autres sites). La position « optimale » est optimale dans le sens où elle assure la meilleure stabilité de la limite vis à vis de Δm^2_{31} .

Expérience	Nombre de tranches	Puissance thermique équivalente	séparation des cœurs	détecteur proche	détecteur lointain
Penly	2	8,3 GW	140 m	400 m	1,5 km
Cruas	4	11,7 GW	80 m (ext.), 170 m (int.)	1 km	2 km
Chooz	2	8,4 GW	100 m	150 m	1,050 km
Best	1	10 GW	-	230 m	2,3 km

TAB. VI.6 : Données utilisées dans la simulation des différentes expériences potentielles qui ont été examinées lors du choix du site. Les distances des détecteurs proche et lointain sont contraintes par la présence de falaises ou collines sur chacun des sites pour optimiser la couverture des détecteurs contre les rayons cosmiques (voir chapitre IV), sachant que le détecteur proche a été choisi le plus près possible de la centrale et le détecteur lointain à une distance optimale entre 1 et 2 km. L'expérience Best est une expérience hypothétique de référence.

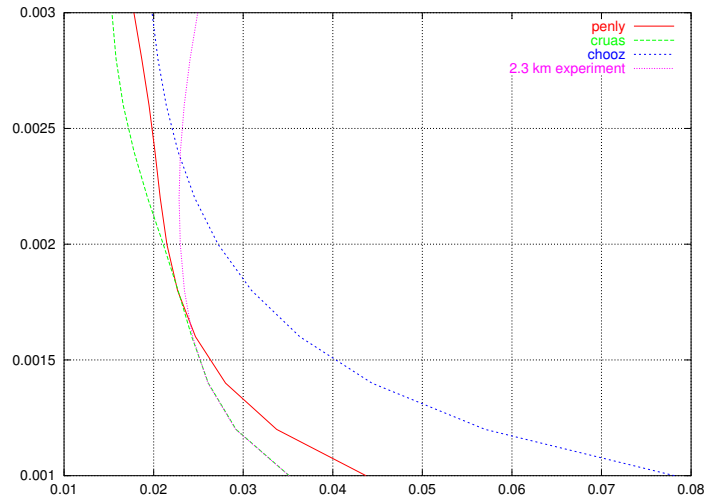


FIG. VI.18 : Comportement de la sensibilité limite dans le plan $(\sin^2(2\theta_{13}), \Delta m^2)$ ($\sin^2(2\theta_{13})_{lim}$ en abscisse, Δm^2_{32} en eV^2 en ordonnée) pour les sites des centrales de Penly, Cruas et Chooz, ainsi qu'une expérience avec la distance dite « optimale » pour le détecteur lointain de 2,3 km. Les contours de Penly, Cruas et de l'expérience optimale ont été calculés pour des détecteurs de 20 t, alors que pour le cas de Chooz, le calcul a été effectué pour un détecteur de 10 t (contrainte imposée par la place disponible dans la cuve du site lointain). Les chiffres employés dans la simulation sont indiqués dans le tableau VI.6. Nous constatons ici que le site de Chooz est largement compétitif avec les autres meilleurs sites recensés, particulièrement pour les plus hautes valeurs de Δm^2_{31} . La position du détecteur lointain à 1 km dans le cas de la centrale nucléaire de Chooz a le désavantage d'assurer une moins bonne stabilité de la limite de sensibilité en $\sin^2(2\theta_{13})$ à bas Δm^2 (la limite se dégrade par rapport aux autres). La configuration Best est optimale dans le sens où elle assure la meilleure stabilité de la limite vis à vis de Δm^2_{31} par rapport à la valeur de $2 \cdot 10^{-3} eV^2$.

3.2.3 Impact de la position angulaire du détecteur lointain

Dans les calculs de la section précédente nous nous sommes placés dans l'hypothèse où le détecteur lointain était situé sur la médiatrice des cœurs de la centrale. Nous avons en

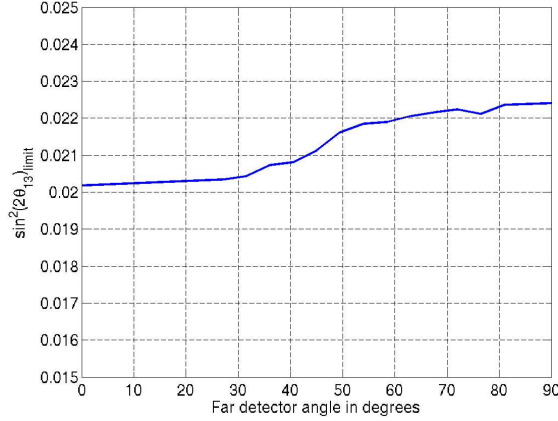


FIG. VI.19 : Impact de l'angle du détecteur lointain par rapport à la médiatrice des cœurs de la centrale. Nous avons ici effectué ce calcul dans le cas de la centrale nucléaire de Cruas comportant quatre tranches. Les cœurs s'étendent ici sur une distance de 330 m. C'est le site où l'impact de l'angle du détecteur lointain est le plus important. Nous constatons sur cette figure que si le détecteur lointain est aligné avec les cœurs, la sensibilité est dégradée de 10 % par rapport au cas où le détecteur serait sur la médiatrice. Pour une centrale nucléaire possédant moins de cœurs, et surtout moins étendue, l'effet est plus faible.

particulier négligé l'impact de l'angle de la position du détecteur avec la médiatrice. Cet impact est le plus important lorsque les cœurs sont relativement distants et nombreux. Parmi les sites que nous avons mentionnés dans la section précédente, celui de Cruas présente le cas le plus sensible à cet effet. Nous illustrons l'impact de l'angle entre la médiatrice et la position du détecteur lointain pour ce site sur la figure VI.19.

4 Résolution en énergie, nombre d'intervalles

Nous illustrons ici l'impact du nombre d'intervalles des histogrammes des spectres $\bar{\nu}_e$ sur la sensibilité limite. Nous avons calculé cet impact dans des conditions différentes de celles mentionnées dans la section 3.1, en particulier, ont été pris en compte ici certains bruits de fond (un σ_{pap} de 1 %), et le Δm^2 choisi était toujours de $2 \cdot 10^{-3} \text{ eV}^2$. Ce qui nous intéresse particulièrement ici est le comportement générique de la sensibilité limite en fonction du nombre d'intervalles dans la définition des histogrammes. Nous constatons sur la figure VI.20 que dès que nous excédons 20 intervalles, la sensibilité limite n'évolue plus indiquant donc que le choix d'une subdivision en 20 intervalles sur $[0; 10] \text{ MeV}$ est suffisant pour extraire l'information en norme et en forme sur l'oscillation de saveur contenue dans les spectres des deux détecteurs. D'autres critères génériques de statistiques (Brooks-Carruthers, Huntsberger-Sturges) indiquent également que cette subdivision est convenable, et qu'elle dépend du nombre d'événements attendus dans le détecteur lointain sous la forme suivante :

$$N_c \simeq \lfloor 1 + \log_2 N_L \rfloor \simeq 17 . \quad (\text{VI.10})$$

pour $N_L = 60\,000$ et où $\lfloor \dots \rfloor$ indique la partie entière.

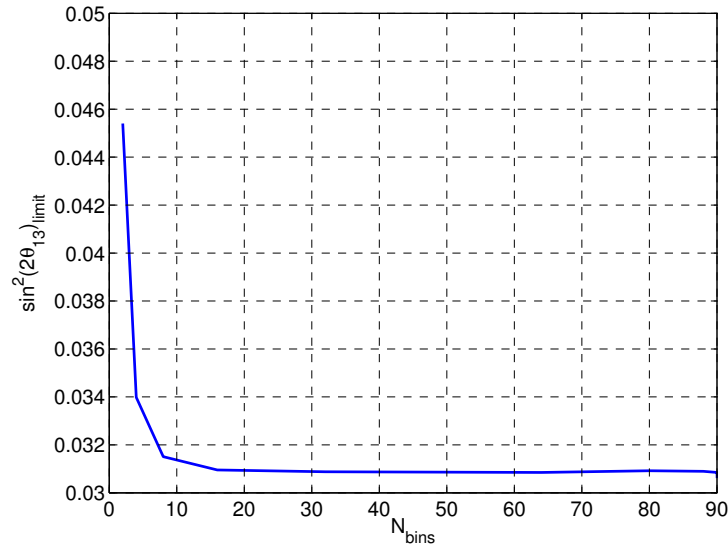


FIG. VI.20 : Comportement de la sensibilité limite en fonction du nombre d'intervalles des histogrammes des spectres des détecteurs proche et lointain.

D'autre part nous avons inclus une résolution en énergie gaussienne de largeur σ_E selon l'expression (IV.14) dans le chapitre IV page 92. Nous voyons sur la figure VI.21 que pour une résolution en énergie meilleure que 30 à 50 %, l'effet de cette résolution sur la sensibilité limite est négligeable (effet inférieur à 1 %). La figure VI.22 illustre le même comportement en fonction de la résolution en énergie des détecteurs exprimée ici en photo-électrons par MeV. Les mêmes conclusions s'imposent.

5 Calibration de l'échelle d'énergie

Nous pouvons estimer l'impact d'une incertitude relative dans la calibration de l'échelle d'énergie des deux détecteurs en introduisant les deux paramètres α_{ech}^A comme nous l'avons mentionné dans la section 2.2.

L'impact de l'incertitude sur la calibration relative des deux détecteurs dépend en fait de l'incertitude sur la normalisation relative. Pour une incertitude σ_{rel} très faible (0,1 %), l'incertitude sur la calibration entre les deux détecteurs n'a pas d'effet. En revanche, plus nous augmentons l'incertitude sur la normalisation entre les deux détecteurs plus cette incertitude sur la calibration peut avoir un impact important sur la sensibilité limite. Nous présentons sur la figure VI.23 la sensibilité limite en fonction de la précision sur la calibration relative des deux détecteurs pour différentes valeurs de l'incertitude sur la normalisation relative. Nous avons vu dans la section 3.1.7 qu'une incertitude de normalisation relative de 0,6 % associée à une incertitude sur la normalisation globale de $\sigma_{abs} = 2\%$ et une incertitude sur la forme de $\sigma_{frm} = 2\%$ conduisait à ne pas introduire ces deux dernières systématiques et à considérer une incertitude sur la normalisation relative effective du détecteur lointain de $\sigma_{rel}^{eff} = 0,95\%$. C'est la courbe en bleu ciel¹ sur

¹Nous pouvons utiliser cette approximation ici car l'impact de l'incertitude sur la calibration dépend singulièrement de l'incertitude sur la normalisation relative.

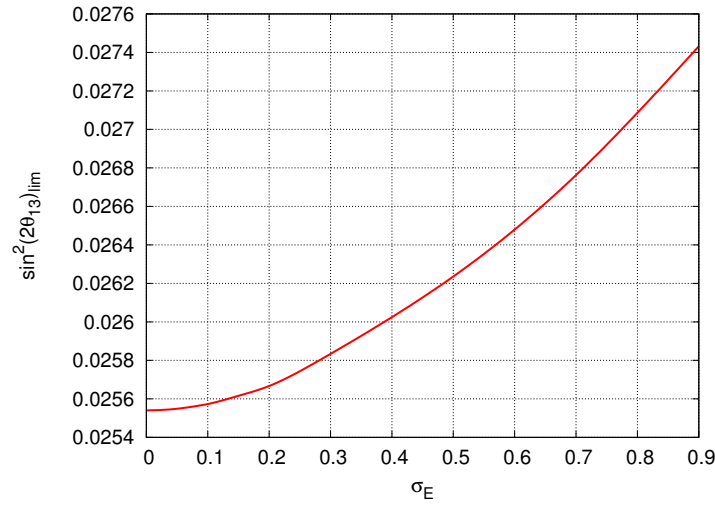


FIG. VI.21 : Comportement de la sensibilité limite en fonction de la résolution en énergie pour un histogramme subdivisé en 40 intervalles. Nous avons ici pris en compte les incertitudes sur la normalisation absolue de $\sigma_{abs} = 2,0 \%$, sur la normalisation relative de $\sigma_{rel} = 0,6 \%$ et sur la valeur de $\sigma_{\Delta m^2} = 10 \%$.

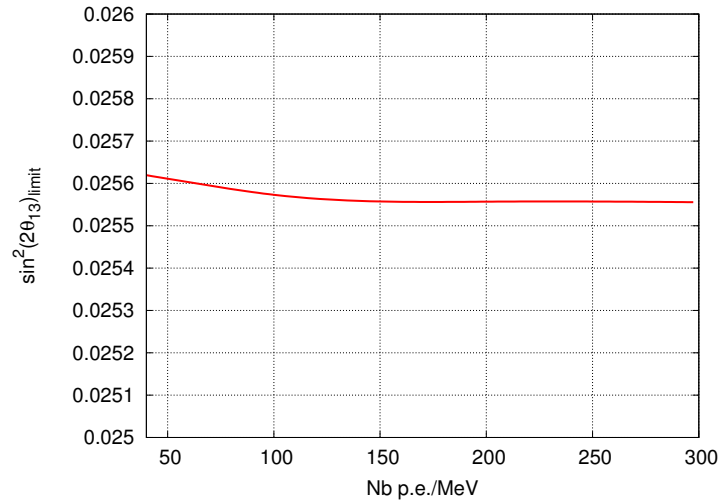


FIG. VI.22 : Comportement de la sensibilité limite en fonction de la résolution en énergie exprimée en photo-électrons par MeV pour un histogramme subdivisé en 40 intervalles. Les mêmes hypothèses sur les systématiques que pour la figure VI.21 sont appliquées ici.

la figure VI.23 qui indique l'impact de l'incertitude sur la calibration relative pour une telle valeur de $\sigma_{\text{rel}}^{\text{eff}}$. Une incertitude de calibration relative de 0,5 % conduit donc à une dégradation de 10 % de la sensibilité limite sur $\sin^2(2\theta_{13})$ par rapport au cas où cette systématique n'est pas présente. Il est donc important de s'assurer de la bonne calibration relative des deux détecteurs.

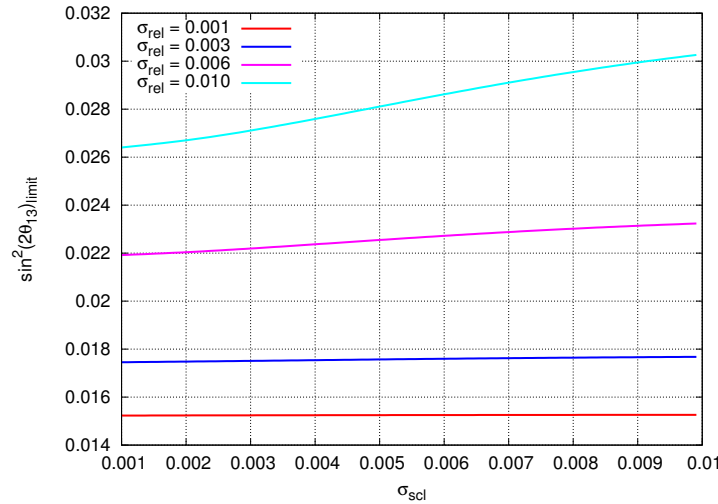


FIG. VI.23 : Sensibilité limite sur $\sin^2(2\theta_{13})$ en fonction de l'incertitude sur la calibration relative des détecteurs pour différentes valeurs de la normalisation relative. Les incertitudes sur la normalisation absolue et sur la forme n'ont pas été introduites sur ce graphique.

Notons que la façon dont nous avons introduit les incertitudes systématiques sur la calibration relative est quelque peu simpliste. En particulier elle ne tient pas compte des non-linéarités dans les échelles d'énergie qui pourrait conduire à des effets plus pervers sur la sensibilité limite.

6 Potentiel de découverte

Nous avons parlé jusqu'à présent de la sensibilité limite qui décrit la limite que pourrait fournir l'expérience sur la valeur de $\sin^2(2\theta_{13})$ si l'on suppose que la valeur réelle de ce paramètre est nulle. Compte tenu de la précision que pourra atteindre Double Chooz, il est fort probable que nous observions un signal d'oscillation. Dans ce cas nous souhaiterions savoir quelle précision nous pourrions apporter sur la mesure de $\sin^2(2\theta_{13})$ et jusqu'à quelle valeur réelle de $\sin^2(2\theta_{13})$ nous pouvons affirmer à un certain niveau de confiance que nous avons effectivement observé une valeur non nulle de $\sin^2(2\theta_{13})$. Nous répondons à ces questions dans les trois sections suivantes. La première présente l'approche à un paramètre libre ($\sin^2(2\theta_{13})$), où nous supposons que la mesure de Δm_{31}^2 sera apportée par MINOS par exemple. La deuxième section illustre une vérification avec un Monte Carlo des conclusions de la première partie. Enfin dans un troisième temps nous ne supposons pas *a priori* connue la valeur de Δm_{31}^2 et nous effectuons une analyse avec deux paramètres libres ($\sin^2(2\theta_{13})$ et Δm_{31}^2).

6.1 Impact des systématiques pour différentes valeurs de $\sin^2(2\theta_{13})$ et potentiel de découverte

Nous avons introduit ici les incertitudes suivantes :

- une incertitude sur la normalisation absolue qui s'élève à $\sigma_{\text{abs}} = 2 \%$;
- une incertitude sur la normalisation relative de $\sigma_{\text{rel}} = 0,6 \%$;
- une incertitude sur la forme du spectre de $\sigma_{\text{frm}} = 2 \%$;
- une incertitude sur la valeur de Δm_{31}^2 de $\sigma_{\Delta m^2} = 20 \%$.

Et pour illustrer l'impact potentiel d'un bruit de fond, nous avons introduit une erreur non corrélée entre intervalles d'énergie et entre détecteurs de 1 % et proportionnelle au nombre d'événements dans chacun des intervalles (voir chapitre V, page 127).

Pour chaque valeur de $\sin^2(2\theta_{13})^*$ générée nous avons reconstruit la valeur de $\sin^2(2\theta_{13})$ correspondante, et calculé la contribution des différentes erreurs statistiques et systématiques à 3σ . Les résultats sont présentés sur la figure VI.24. La première conclusion est que les erreurs ne dépendent quasiment pas de la valeur de θ_{13} générée. Le deuxième point rejoint les conclusions que nous avons apporté précédemment. Les systématiques qui jouent le plus grand rôle sur la limitation de la sensibilité sont l'incertitude sur la normalisation relative et l'incertitude résiduelle due à la soustraction des bruits de fond. La précision sur la mesure de $\sin^2(2\theta_{13})$ qui normalement se lit horizontalement (construction de Neyman), comme indiqué par la barre violette, diffère très peu des barres d'erreur verticale. Nous lisons aisément la précision sur la mesure de $\sin^2(2\theta_{13})$ qui varie assez peu avec la valeur de $\sin^2(2\theta_{13})$: elle est de 0,04. La précision relative sur la mesure de $\sin^2(2\theta_{13})$ par contre, elle, dépend de la valeur de $\sin^2(2\theta_{13})$, et pour un $\sin^2(2\theta_{13})$ mesuré à 0,1, la précision à 3σ sur cette mesure est de 40 % (et de 22 % à 90 % de confiance). Il est donc possible de mesurer $\sin^2(2\theta_{13})$ sur un large éventail de valeurs possibles depuis la borne supérieure indiquée par Chooz-I. Enfin nous pouvons exclure une valeur nulle de $\sin^2(2\theta_{13})$ jusqu'aux environs de $\sin^2(2\theta_{13})^* = 0,04-0,05$ à 3σ (0,07–0,08 à 5σ), ce seuil dépendant de la valeur de Δm_{31}^2 qui sera indiquée par MINOS et de la réjection des bruits de fond, point que nous abordons dans le chapitre suivant.

6.2 Analyse croisée avec un Monte Carlo

L'analyse en χ^2 que nous avons présentée jusqu'ici reposait sur des événements simulés pour les O_i^A parfaitement en accord avec le spectre théorique T_i^A en l'absence d'oscillation pour la recherche de la sensibilité limite et pour le potentiel de découverte exposé dans la section précédente. Nous avons souhaité tester ici le comportement de l'analyse présentée dans la section 2.2 sur des échantillons plus représentatifs des données réelles qui seront recueillis dans les détecteurs. Pour cela nous avons effectué des tirages aléatoires sur les spectres de chaque détecteur (pour rendre compte des fluctuations statistiques), et nous avons également autorisé des fluctuations gaussiennes centrées en 0 (pas de biais systématiques) sur :

- la norme absolue des spectre à 2 % ;
- la norme relative à 0,6 % ;
- la forme à 2 %.

Dans la pratique, nous avons choisi une valeur de $\sin^2(2\theta_{13})$ et de Δm_{32}^2 . Nous avons ensuite calculé le spectre théorique attendu dans le cas d'une oscillation avec ces paramètres dans les deux détecteurs, puis effectué un tirage aléatoire par la méthode de la boîte

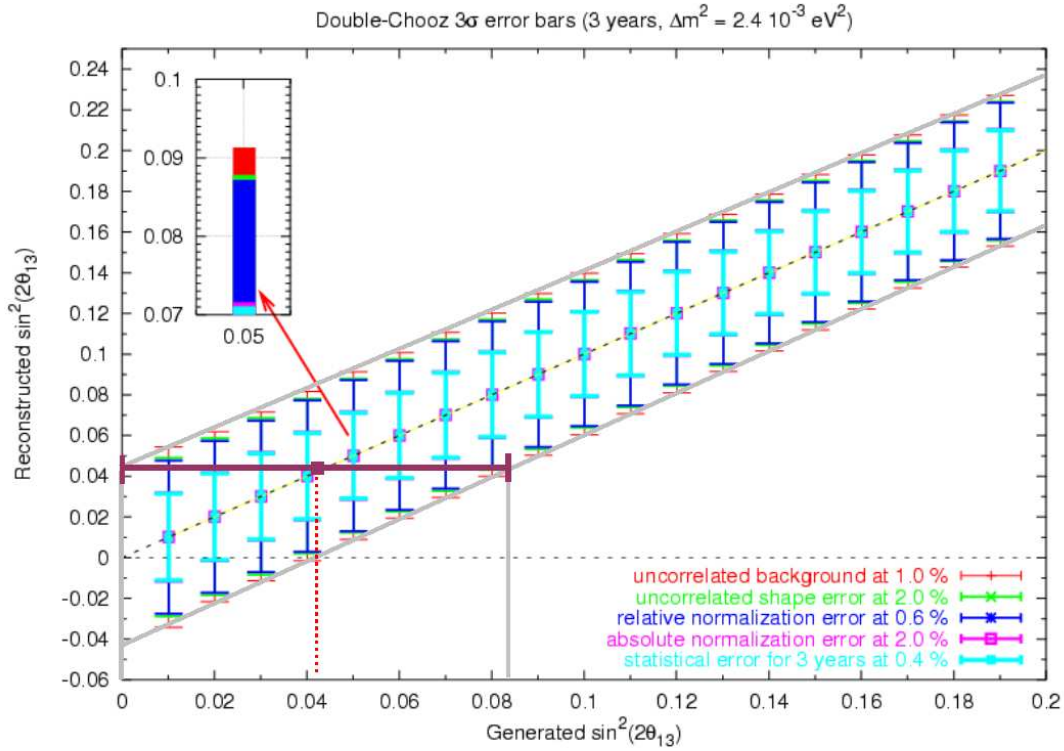


FIG. VI.24 : Contributions des erreurs statistiques et systématiques à la mesure de $\sin^2(2\theta_{13})$. Nous avons pris ici la valeur du Δm_{31}^2 du meilleur ajustement de l'analyse en L/E de Super-Kamiokande de $2,4 \cdot 10^{-3} \text{ eV}^2$. Les barres d'erreurs présentées ici sont celles qui pourront être obtenues à l'issue de 3 années de prise de données. Nous avons pris les valeurs des incertitudes systématiques mentionnées auparavant : $\sigma_{abs} = 2 \%$, $\sigma_{rel} = 0,6 \%$, $\sigma_{frm} = 2 \%$ et 1% de bruit de fond non corrélé entre intervalles et entre détecteurs ayant la forme du signal du spectre $\bar{\nu}_e$. Les différentes barres d'erreur sont représentées pour un niveau de confiance de 3σ .

sur ces spectres, engendrant ainsi des spectres $N_i^{A,*}$ prenant en compte les fluctuations statistiques. Nous avons ensuite généré des paramètres α de normalisation absolue, β^A de normalisation relative et γ_i fluctuation de forme suivant des gaussiennes d'écart-type respectifs : 2 %, 0,6 % et 2 % pour réaliser un échantillon possible des contributions des systématiques pour chacun des intervalles d'énergie des deux spectres :

$$N_i^A = (1 + \alpha + \beta^A + \gamma_i) N_i^{A,*} \quad A = L, P, \quad i = 1 \dots N_{\text{intervalles}}. \quad (\text{VI.11})$$

Un tirage donné des $N_i^{A,*}$, α , β^A , γ_i constitue ce que nous appelons une expérience. Nous avons réalisé 10 000 échantillons de ces expériences dans quatre cas :

- $\sin^2(2\theta_{13}) = 0,05$;
- $\sin^2(2\theta_{13}) = 0,10$;
- $\sin^2(2\theta_{13}) = 0,15$;
- $\sin^2(2\theta_{13}) = 0,20$;

et pour $\Delta m_{32}^2 = 2,5 \cdot 10^{-3} \text{ eV}^2$.

Nous avons ensuite utilisé le χ^2 présenté dans la section 2.2, et minimisé celui-ci par rapport à tous les paramètres introduits. Les $\sin^2(2\theta_{13})$ « reconstruits » ainsi obtenus sont illustrés sur les figures VI.25 et VI.26.

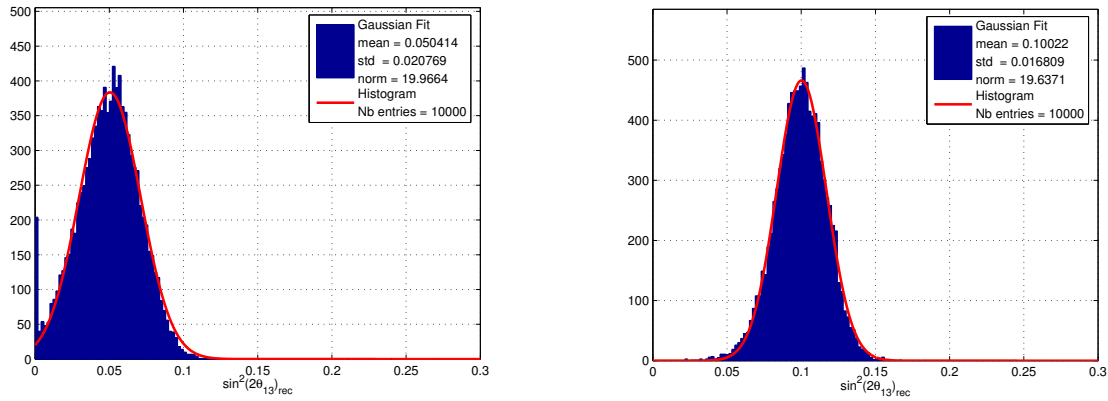


FIG. VI.25 : Distributions des $\sin^2(2\theta_{13})$ reconstruits par minimisation du χ^2 pour 10 000 expériences générés comme indiqué dans le corps du texte. À gauche pour un $\sin^2(2\theta_{13})$ généré de 0,05, à droite pour 0,10.

Les résultats sont comparables pour à ceux de la section précédente pour les hautes valeurs de $\sin^2(2\theta_{13})$. En revanche, ils présentent un élargissement des barres d'erreurs à plus bas $\sin^2(2\theta_{13})$ ($\sin^2(2\theta_{13}) \simeq 0,05$), en raison de l'ambiguïté possible entre une valeur nulle de $\sin^2(2\theta_{13})$ et des effets systématiques qui miment un comportement de distorsion dû à une oscillation de saveur des $\bar{\nu}_e$.

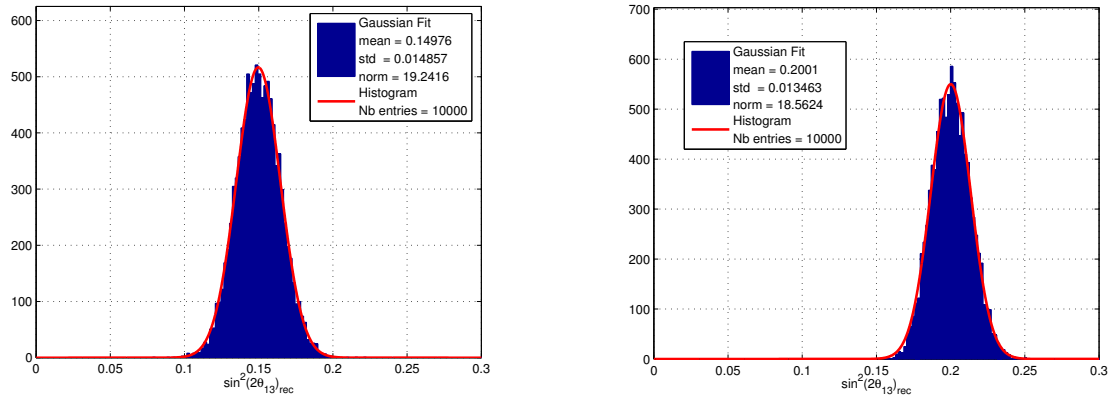


FIG. VI.26 : Même figure que VI.25, ici pour $\sin^2(2\theta_{13}) = 0,15$ à gauche et $\sin^2(2\theta_{13}) = 0,20$ à droite.

ÉTUDE PRÉLIMINAIRE DE L'IMPACT DE CERTAINS BRUITS DE FOND SUR LA SENSIBILITÉ

A difficulté de détection des neutrinos vient de leur très faible interaction avec la matière. À ce très faible taux de comptage s'ajoute le fait que nous ne pouvons pas connaître *a priori* l'instant d'interaction comme ce serait le cas pour des expériences sur accélérateur. Les contributions principales de bruits de fond sont liées aux rayons cosmiques et à la radioactivité naturelle des matériaux employés dans les détecteurs. La particularité de l'interaction $\bar{\nu}_e$ sur proton (IV.5) permet de rejeter une partie importante de ces bruits de fond grâce à la caractérisation des corrélations temporelle et spatiale des deux signaux engendrés dans le détecteur par chacun des produits de la réaction (IV.5). La signature d'un candidat $\bar{\nu}_e$ est constituée d'un signal « *immédiat* » d'annihilation du positron, avec une énergie « *visible* » minimale d'1 MeV et d'un signal retardé (de l'ordre de 25 à 200 μ s) de 8 MeV après capture du neutron sur le gadolinium de la cible (chapitres IV et VI). L'ordre de grandeur du taux d'interactions $\bar{\nu}_e$ attendu dans le détecteur lointain est de 2,7 événements par heure, contre 2,2 événements par minute dans le détecteur proche, en supposant une efficacité commune de 80 % des deux détecteurs. Cette identification peut être contrefaite par deux grandes classes de bruits de fond parmi ceux mentionnés ci-dessus : les événements dits « *accidentels* », et ceux qualifiés de « *corrélés* ». La première de ces deux catégories est composée d'un événement de type neutron¹ s'étant manifesté par hasard dans une fenêtre en temps de l'ordre de 100 μ s après un événement survenu dans le scintillateur et ayant déposé plus d'1 MeV d'énergie. La seconde est formée de neutrons ralentissant par diffusion dans le scintillateur, déposant une énergie supérieure au MeV, et finalement capturés dans la cible sur un noyau de gadolinium. Nous commençons ce chapitre en identifiant les différentes sources possibles et les taux attendus de bruits de fond. Nous poursuivons par une classification de ceux-ci selon les deux catégories sus-mentionnées. Nous abordons ensuite une étude préliminaire visant à quantifier l'impact de ces deux grandes classes de bruits de fond sur la sensibilité limite de l'expérience.

¹La capture d'un neutron sur un noyau de gadolinium où un autre événement produisant de l'ordre de 8 MeV sous forme de γ .

1 Sources de bruits de fond

La radioactivité naturelle de la roche environnante et des matériaux utilisés dans les détecteurs produit des particules α , β et γ qui peuvent déposer une énergie de l'ordre du MeV dans le détecteur. À cet effet, celui-ci est protégé par un blindage externe et une zone tampon assurant une bonne réduction de ces bruits de fond. En ce qui concerne la protection contre la radioactivité interne au détecteur, de grandes performances en radiopureté des liquides scintillants ont été accomplies pour la réalisation de l'expérience Borexino. Ces acquis permettent dorénavant d'assurer un bruit de fond radioactif intrinsèque (c'est à dire provenant du milieu de détection) très bas. Les matériaux constitutifs des PM (essentiellement le verre) et de la structure de support, externes à la cible, contiennent également des éléments radioactifs. Dans ces deux cas les particules α qui peuvent être émises dans les désintégrations radioactives ne présentent pas de danger pour la détection des $\bar{\nu}_e$. En effet, les particules α sont non relativistes et la majorité de leurs énergies cinétiques est absorbée dans les matériaux et dans le scintillateur avec une faible émission de photons (*quenching*). D'autre part, les muons très énergiques, mis à part les neutrinos, sont les particules des rayons cosmiques les plus pénétrantes. Approximativement 100 muons par minute et par centimètre carré arrivent au niveau du sol. Ils peuvent être encore détectés même plusieurs centaines de mètres en dessous de la terre. Les muons ne participent pas directement au bruit de fond dans une expérience d'antineutrinos réacteur. L'énergie déposée dans un liquide de densité égale à 1 est de l'ordre de 2 MeV/cm par ionisation. L'énergie déposée dans un liquide scintillant est donc largement supérieure aux événements que nous recherchons. En revanche leurs interactions peuvent produire des neutrons qui eux participent aux bruits de fond nuisibles pour la détection des $\bar{\nu}_e$.

1.1 Les bruits de fond β/γ

Compte tenu de la longueur d'absorption des β et des γ , les seuls candidats qui peuvent déposer de l'énergie au sein de la région scintillante du détecteur sont ceux provenant du liquide lui-même, de l'enceinte en acrylique, mais aussi dans un second temps de la structure située au-delà de la zone tampon non scintillante, avec une contribution majoritaire des PM. Nous qualifierons ces premiers candidats d'*intrinsèques*, quant aux seconds nous les désignerons sous le terme d'*externes*. Nous examinons ci-dessous ces deux catégories.

1.1.1 Sources internes de β et γ

Nous examinons dans cette section les sources intrinsèques β , γ pouvant déposer plus d'1 MeV dans la partie scintillante du détecteur. Ces événements peuvent trouver leur origine dans le scintillateur lui-même ou bien dans les enveloppes en acrylique contenant les liquides scintillants. Le taux d'impuretés radioactives est en général faible dans les matériaux utilisés, mais il n'est jamais strictement nul. Nous pouvons définir deux grandes familles parmi les isotopes induisant du bruit de fond radioactif : les isotopes issus de longues chaînes de désintégration comme l'uranium 238 et le thorium 232. La contribution des ces deux chaînes est réduite à quelques éléments, puisque tous les événements α présentent une atténuation (typiquement d'un facteur 10) rendant l'énergie visible dans le détecteur bien inférieure au MeV. Ne sont à prendre en compte en première approximation

comme bruits de fond potentiels que les désintégrations β du ^{234}Pa ($Q = 2,2$ MeV), ^{228}Ac ($Q = 2,13$ MeV) et ^{208}Tl ($Q = 4,99$ MeV). En supposant que les deux chaînes soient à l'équilibre et en adjoignant la composition en ^{40}K ($Q = 1,3$ MeV) le taux de bruit de fond β/γ dû au liquide scintillant peut être estimé à [89]

$$b_{\text{LS}} \simeq 1 \text{ s}^{-1}(c_{\text{K}}/10^{-9}) + 3 \text{ s}^{-1}(c_{\text{U,Th}}/10^{-11}) \quad (\text{VII.1})$$

où $c_{\text{U,Th}}$, est la concentration massique d'uranium et de thorium et c_{K} celle du potassium naturel dans le liquide.

La contribution au bruit de fond β/γ provenant de l'uranium, du thorium et du potassium contenu dans les enveloppes en acrylique s'écrit de la même façon [89] :

$$b_{\text{AC}} \simeq 2 \text{ s}^{-1}(a_{\text{K}}/10^{-7}) + 5 \text{ s}^{-1}(a_{\text{U,Th}}/10^{-9}) \quad (\text{VII.2})$$

où a_{K} et $a_{\text{U,Th}}$ décrivent les concentrations massiques des éléments K, U et Th contenus dans l'acrylique. La grande différence entre b_{LS} et b_{AC} vient du rapport de masse entre les deux matériaux et dans une plus faible proportion de la composition chimique. Le bilan des taux de β/γ intrinsèques s'élève à

$$b_{\text{int}} = b_{\text{LS}} + b_{\text{AC}} . \quad (\text{VII.3})$$

Le prototype de mesure de l'expérience Borexino, CTF, au Gran Sasso, a mesuré des concentrations $c_{\text{U,Th}}$ inférieures à 10^{-15} et $c_{\text{K}} < 10^{-12}$ pour deux liquides scintillants différents (PC et PXE [108]) avec des volumes de 4 m^3 . La collaboration SNO a publié des limites supérieures sur les traces des éléments radioactifs contenus dans l'acrylique employé $a_{\text{U,Th}}$ de $3 \cdot 10^{-12}$ [121]. Enfin des mesures spectroscopiques permettent de mettre une limite supérieure de 10^{-9} sur a_{K} . Ceci montre qu'en principe, le taux de β/γ intrinsèque peut être gardé à un niveau bien inférieur à 1 s^{-1} .

1.1.2 Sources externes de γ

En raison de l'épaisseur de la zone tampon non scintillante, seuls les événements γ ont une longueur de pénétration suffisante pour déposer plus d'1 MeV d'énergie dans la partie scintillante des détecteurs (les β étant arrêtés bien avant). Grâce aux études menées avec le CTF, la contribution dominante au bruit de fond externe de γ est présumée provenir des PM et des matériaux de structure. Une nouvelle fois, les chaînes de l'uranium et du thorium entrent en jeu ainsi que la teneur en potassium. Cependant, grâce à l'épaisseur de protection fournie par la zone tampon non scintillante, dans ces deux grandes chaînes, seuls les γ de 2,6 MeV émis par le ^{208}Tl peuvent être pris en compte dans un premier temps. Une simulation Monte Carlo complète du détecteur a permis de montrer que compte tenu du facteur d'écrantage de la zone tampon (qui permet de réduire ce taux d'un facteur 100), le taux de bruit de fond γ résultant de la radioactivité des éléments contenus dans les PM et la structure de support est de l'ordre de

$$b_{\text{ext}} = 2,4 \text{ s}^{-1}(N_{\text{PM}})/500 , \quad (\text{VII.4})$$

où N_{PM} est le nombre de PM employés dans le détecteur.

1.2 Les bruits de fond neutrons

De la même façon que dans la section précédente nous pouvons ordonner les sources de candidats neutrons selon leur provenance.

1.2.1 Sources internes de neutrons

Les neutrons se propageant au sein de la cible peuvent être produits par des fissions spontanées d'éléments lourds et par des réactions (α, n) au sein des liquides scintillants ou des enveloppes en acrylique. Pour évaluer ces deux contributions, les paramètres adaptés sont à nouveau les concentrations en uranium/thorium dans les liquides. Le taux de neutrons dans la cible est de l'ordre de [89]

$$n_{\text{int}} \simeq 0,4 \text{ s}^{-1} (c_{\text{U,Th}}/10^{-6}) . \quad (\text{VII.5})$$

Ainsi, pour les concentrations visées dans la section 1.1.1, la contribution intrinsèque en neutrons est complètement négligeable.

1.2.2 Sources externes de neutrons

La longueur d'atténuation des neutrons augmente sensiblement avec l'énergie (figure VII.1). En dessous de 20 MeV, le pouvoir pénétrant des neutron n'est pas suffisant pour parvenir déposer une énergie supérieure au MeV dans la partie scintillante ou pour arriver jusqu'à la cible et être capturé sur un noyau de gadolinium. Seules les interactions

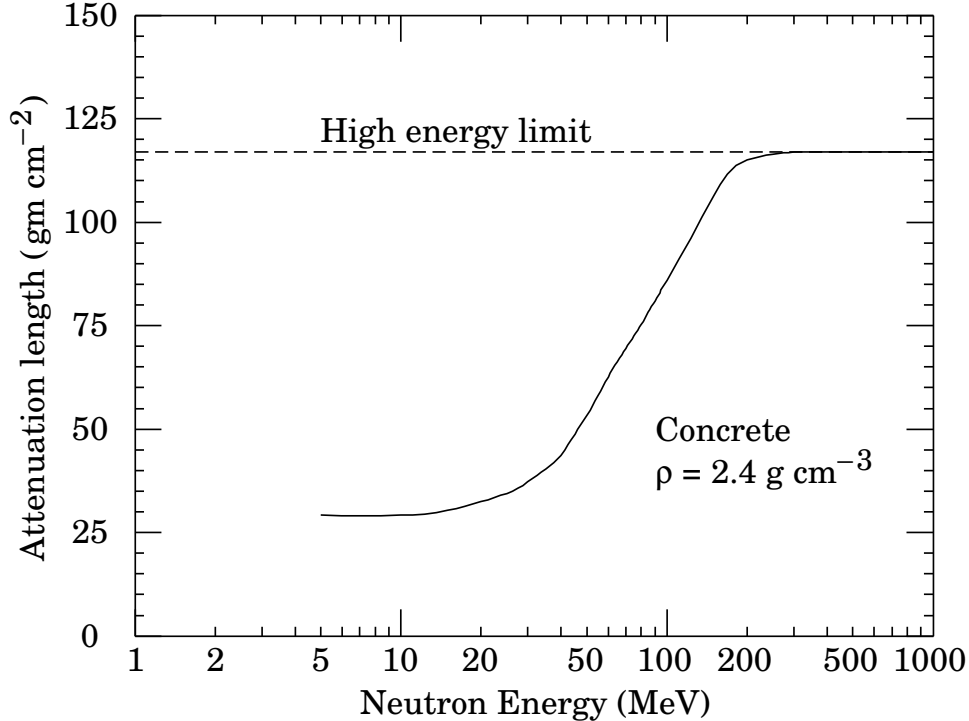


FIG. VII.1 : Longueur d'atténuation pour des neutrons monoénergétiques dans du béton [5].

des muons cosmiques produisent de tels neutrons. Il existe deux grandes classes de bruits de fond associés aux muons suivant que ceux-ci ont pénétré dans le détecteur ou non.

Muons externes Lorsque les muons cosmiques traversent le milieu environnant du détecteur, en dehors du dispositif expérimental, ils ne peuvent pas être détectés, mais ils ont cependant la capacité de produire des neutrons de haute énergie par interactions avec les noyaux. Ces neutrons sont susceptibles de traverser le système de veto sans être détectés. Les expériences recherchant des événements rares à basse énergie peuvent être dominées par ce type de bruit de fond. Deux réactions principales des muons avec les noyaux peuvent être distinguées :

- la capture des muons : les muons arrêtés dans la matière peuvent soit se désintégrer ($\mu^- \rightarrow e^- + \nu_\mu + \bar{\nu}_e$) soit être capturés par un noyau ($\mu^- + p \rightarrow n + \nu_\mu$).
- la collision profondément inélastique des muons sur les noyaux cosmogéniques. Les photons virtuels produits par les muons cosmiques interagissent avec des noyaux et peuvent engendrer un ou plusieurs neutrons de spallation de haute énergie.

Muons pénétrant Les muons peuvent également pénétrer au sein du détecteur. En général les impacts directs des muons sur un détecteur sont localisés et identifiés par un système de protection appelé veto. Deux éventualités sont cependant envisageables :

- l'efficacité du système de veto muon n'est pas parfaite et il est possible qu'un candidat muon échappe à la détection. Les deux types d'interactions du paragraphe précédent sont alors possibles ;
- un muon effectivement détecté par le veto peut activer des noyaux au sein du détecteur sur des échelles de temps qui ne permettent pas de relier les désexcitations de ces noyaux avec le passage du muon (échelle de désexcitation de l'ordre de la seconde). Ce sont les bruits de fond *cosmogéniques*.

2 Caractéristiques des bruits de fond

2.1 Accidentels

Des événements singuliers (« *single* »), non corrélés peuvent survenir des désintégrations radioactives (émissions β/γ) des matériaux internes aux détecteurs, tels que l'acier ou le verre, de γ externes issus de l'armature de support, des PM où même des muons cosmiques. Le taux de coïncidence pour que deux événements non corrélés avec des taux respectifs R_1 et R_2 surviennent dans une fenêtre en temps f est naturellement donné par la formule :

$$R = R_1 R_2 f \quad (\text{VII.6})$$

Ce taux est à comparer au taux d'interactions antineutrinos attendu. Les muons cosmiques peuvent produire ces coïncidences accidentelles de plusieurs façon :

- des muons traversants, imitant des captures de positrons ou de neutrons ;
- des désintégrations de muons arrêtés, donnant un positron ou un électron suivi d'une coïncidence accidentelle d'une capture d'un muon qui donne un neutron, ou une capture d'un neutron de spallation ;

2.2 Corrélés

Les bruits de fond corrélés possédant la même caractérisation temporelle de dépôt d'énergie que le signal sont évidemment les candidats les plus dangereux. De tels évé-

nements peuvent se faire passer pour des interactions d'antineutrinos provenant de la centrale. La majorité des bruits de fond corrélés provient d'événements associés avec les rayons cosmiques, par exemple

1. les neutrons rapides engendrés par les interactions nucléaires des muons cosmiques en dehors du détecteurs produisant des protons de recul dans le détecteur (pouvant déposer ainsi plus d'1 MeV) corrélé avec une capture du neutron ainsi thermalisé dans la cible ;
2. les captures des muons arrêtés et plus particulièrement les candidats dits cosmogéniques : les interactions des muons sur ^{12}C qui donnent naissance à des cascades β -n (^9Li , ^8He , ^{11}Li) particulièrement dangereuses puisqu'elles imitent en tout point le signal d'identification des $\bar{\nu}_e$ (leur taux est difficile à évaluer) ;

3 Introduction des bruits de fond dans le χ^2

Nous reprenons l'analyse statistique développée dans les chapitres précédents :

$$\chi^2 = \min_{\{\alpha_{i,k}^A\}} \left\{ \sum_{A=N,F} \sum_{i=1}^{N_{\text{intervalles}}} \left[\left(\frac{O_i^A - T_i^A - B_i^A - \sum_{k=1}^K \alpha_{i,k}^A S_{i,k}^A}{U_i^A} \right)^2 + \sum_{k=1}^K c_{i,k}^A \left(\frac{\alpha_{i,k}^A}{\sigma_k^A} \right)^2 \right] \right\}. \quad (\text{VII.7})$$

Aux paramètres d'incertitude systématiques introduits dans le chapitre précédent (chapitre VI), nous ajoutons des paramètres d'incertitude sur la soustraction des bruits de fond, α_{bdf}^A , qui permettent l'apparition d'erreurs résiduelles de normalisation suite à la soustraction des bruits de fond, et ce dans chacun des deux détecteurs VII.1. Nous

Type d'erreur	k	$c_{i,k}^A$	$\alpha_{i,k}^A$	$S_{i,k}^A$	σ_k^A
normalisation globale	1	$1/2N_{\text{bins}}$	α_{abs}	T_i^A	$\sigma_{\text{abs}} = 2.0 \%$
normalisation relative	2	$1/N_{\text{bins}}$	α_{rel}^A	T_i^A	$\sigma_{\text{rel}} = 0.6 \%$
décalage de l'échelle d'énergie	3	$1/N_{\text{bins}}$	$\alpha_{\text{éch}}^A$	M_i^A	$\sigma_{\text{éch}} = 0.5 \%$
incertitude sur la forme	4	$1/2$	$\alpha_{i,\text{frm}}$	T_i^A	$\sigma_{\text{frm}} = 2.0 \%$
connaissance du Δm_{ATM}^2	5	$1/2N_{\text{bins}}$	$\alpha_{\Delta m_{\text{ATM}}^2}^A$	—	$\sigma_{\Delta m_{\text{ATM}}^2} = 20 \%$
bruits de fond connus	6	$1/N_{\text{bins}}$	α_{bdf}^A	B_i^A	$\sigma_{\text{bdf}} = 50 \%$

TAB. VII.1 : χ^2 Tableau des paramètres systématiques.

incluons également des fluctuations potentielles dans la forme du spectre de bruit de fond en introduisant les incertitudes non corrélées entre intervalles suivantes :

$$U_i^A = \sqrt{O_i^A + [\sigma_{\text{bdf}}^A B_i^A]^2} \quad (\text{VII.8})$$

Cette erreur prend en compte l'incertitude statistique avec le terme en O_i^A (comprenant les événements du signal d'interaction $\bar{\nu}_e$ mais également du bruit de fond), ainsi qu'une incertitude sur la forme du bruit de fond, $[\sigma_{\text{bdf}}^A B_i^A]^2$, proportionnelle aux nombre d'événements de bruits de fond attendu dans un intervalle d'énergie donné. Nous avons pris dans ce qui suit la même incertitude sur la norme et sur la forme du bruit de fond (σ_{bdf}). Mais rien n'empêche de prendre des valeurs différentes.

4 Impact du bruit de fond accidentel des PM

4.1 Simulation du bruit de fond des PM

Dans cette étude nous nous focalisons simplement sur les événements de bruits de fond accidentels engendrés par le ^{40}K et le ^{208}Tl contenus dans le verre des PM. Nous allons estimer leur impact sur la sensibilité en $\sin^2(2\theta_{13})$. Les particules α et β n'ont pas un grand pouvoir de pénétration et sont assez rapidement arrêtées au sein de la zone tampon non scintillante. Seuls les particules neutres telles que les photons ont une chance d'atteindre le liquide scintillant.

Ces bruits de fond trouvent leur origine dans les matériaux constitutifs des PM et plus particulièrement le verre : les photons émis par les désintégrations des ^{40}K et ^{208}Tl . Comme première étape dans la simulation des bruits de fond, nous avons mis en place un dispositif très simple. La géométrie (illustrée sur la figure VII.2) est constituée de deux couches : celle située à l'extérieur est non scintillante, et celle à l'intérieur est scintillante. Les dimensions des couches sont celles fixées dans la lettre d'intention de Double Chooz [89] et ne prennent pas en compte la forme cylindrique du détecteur. Par simplicité les couches sont décrites par des boîtes. Des photons de 1,4 MeV (^{40}K) et 2,6 MeV (^{208}Tl) sont générés horizontalement. Ils traversent d'abord la zone tampon non scintillante avant d'interagir dans le collecteur γ et la cible du détecteur. Ces deux régions sont remplies d'un mélange constitué à 20 % de PXE et à 80 % de dodécane mais seule la partie intérieure (le collecteur γ et la cible 180×2 cm de longueur) a été fixée comme région sensible. Les énergies déposées par les photons sont ainsi sommées uniquement dans cette zone.

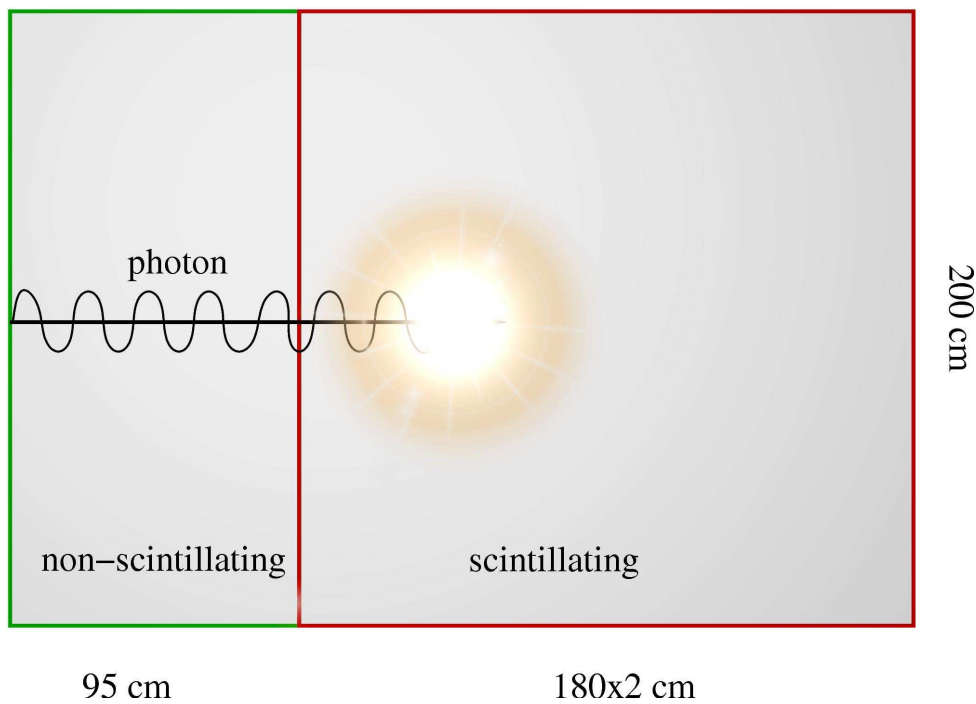


FIG. VII.2 : Schéma du dispositif de la simulation des bruits de fond du ^{40}K et du ^{208}Tl .

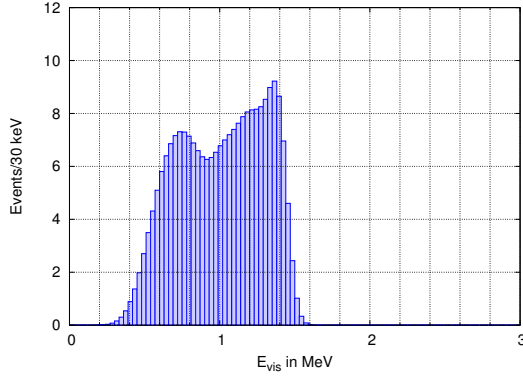


FIG. VII.3 : *Distribution des dépôts d'énergie des photons du ^{40}K avec une résolution en énergie de 200 p.e./MeV.*

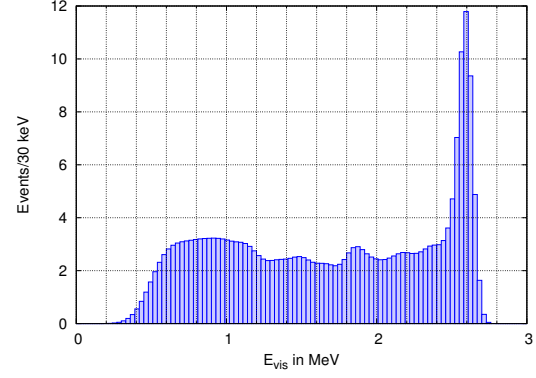


FIG. VII.4 : *Distribution des dépôts d'énergie des photons du ^{208}Tl avec une résolution en énergie de 200 p.e./MeV.*

4.2 Analyse de sensibilité

Nous avons ici supposé que le détecteur comporterait 500 PM pour collecter la lumière émise depuis la cible. Si nous supposons les mêmes PM de 8 pouces que dans Chooz-I, les taux attendus de désintégration du potassium et du thallium contenu dans le verre des PM est de 1 kHz pour le ^{40}K et de 50 Hz pour le ^{208}Tl (tableau VII.2). Selon cette simulation,

composants radioactifs	concentrations dans le verre des PM (Chooz-I)	taux de désintégration
^{40}K	60 ppm/PM $\Rightarrow$ 2 Bq/PM	500 PM $\Rightarrow$ 1 kHz
^{208}Tl	30 ppb/PM $\Rightarrow$ 0.1 Bq/PM	500 PM $\Rightarrow$ 50 Hz

TAB. VII.2 : *Hypothèse sur la composition du verre des PM [122].*

nous devrions nous attendre à un taux de comptage de 2,3 Hz des photons du ^{40}K et de 1 Hz de ceux du ^{208}Tl au dessus de 500 keV dans la partie sensible du détecteur. Les distributions en énergie de ces événements sont présentées sur les figures VII.3 et VII.4. La somme de ces deux bruits de fond est ensuite illustrée sur la figure VII.5. Comme attendu compte tenu de la contamination en ^{40}K du verre des PM, la partie la plus importante du spectre provient des photons de 1,4 MeV du ^{40}K . Ce spectre en énergie débute en dessous du seuil de 1 MeV en énergie du spectre en énergie visible des $\bar{\nu}_e$. Ce bruit de fond peut être mesuré en temps réel avec une bonne précision (probablement meilleure que 10 %) puisqu'il est constitué d'événements *singuliers* [40]. Ensuite des photons énergiques ou des neutrons rapides peuvent déposer plus de 5 MeV dans la cible dans les 100 μs après la détection d'un photon provenant du verre des PM. Ces deux événements peuvent ainsi mimer une interaction $\bar{\nu}_e$ constituant un danger potentiel pour la sensibilité en $\sin^2(2\theta_{13})$. Afin d'évaluer le taux de bruit de fond accidentel dû aux PM dans le détecteur lointain, nous devrions utiliser une simulation Monte Carlo complète, prenant en compte une description correcte de la géométrie (forme cylindrique, positions des PM, propriétés optiques), et les propagations des photons et neutrons.

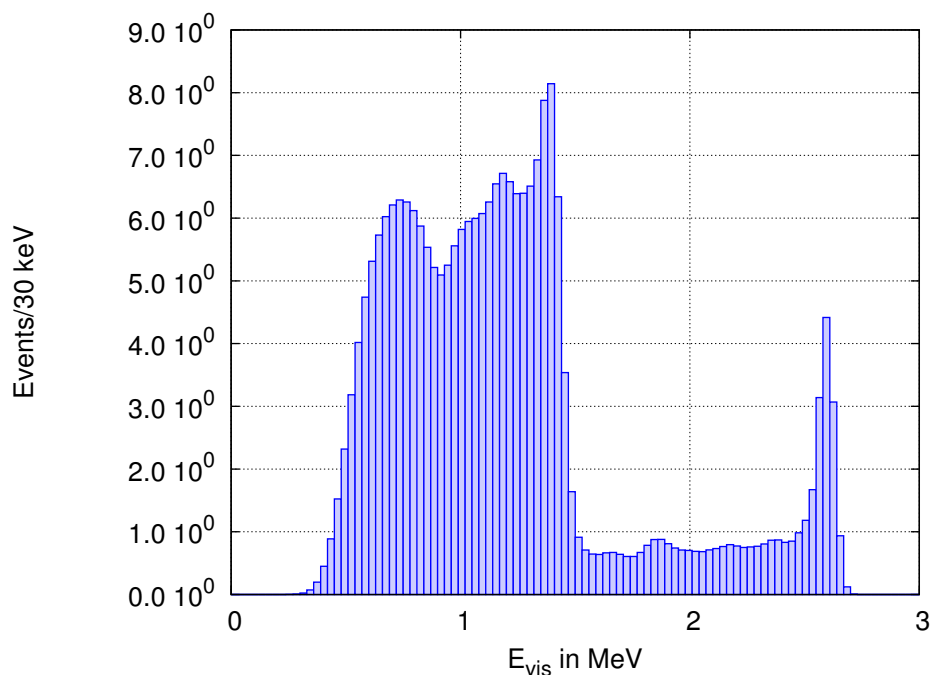


FIG. VII.5 : *Spectre en énergie du bruit de fond des PM avec un taux de production selon le tableau VII.2 et une résolution en énergie de 7 %.*

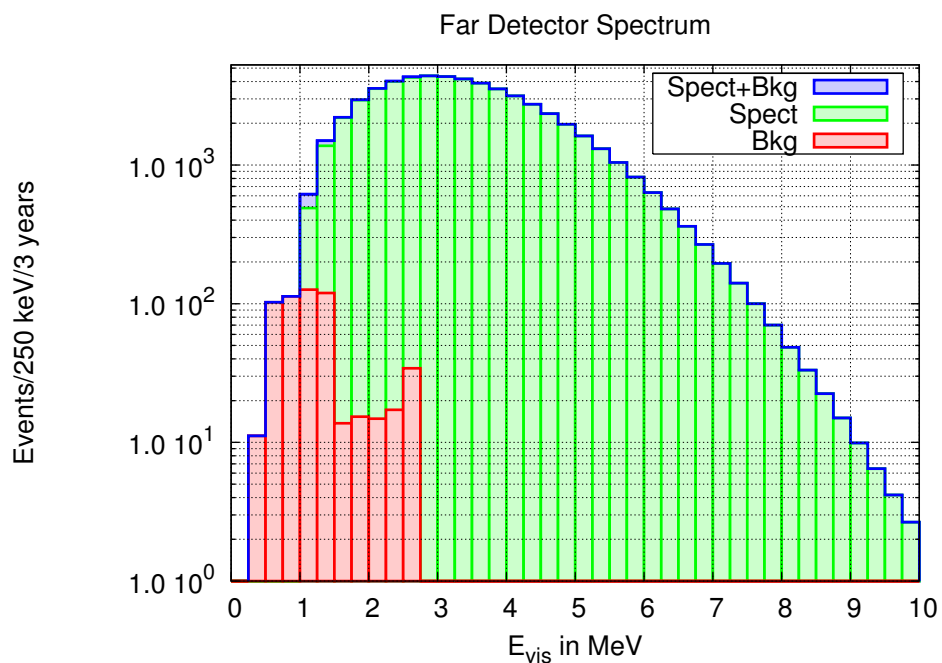


FIG. VII.6 : *Spectre $\bar{\nu}_e$ en énergie visible et bruit de fond des PM dans le détecteur lointain pour 40 intervalles avec un rapport bruit sur signal de 1 %.*

Puisque le code de simulation utilisant GEANT4 que nous avons développé pour cette analyse est pour le moment à un stade primitif de développement, nous n'avons pas calculé le taux de bruit de fond accidentel. Nous avons opté pour un point de vue plus général dans ce travail en montrant l'influence de différents taux de bruits de fond et leurs incertitudes associées sur la sensibilité limite en $\sin^2(2\theta_{13})$.

Les systématiques introduites dans l'analyse sont celles présentées dans le tableau VI.5, excepté l'incertitude sur la forme du spectre et l'erreur non corrélée entre intervalles qui n'ont pas été prises en compte ici.

Dans la composition du bruit de fond, la partie la plus dangereuse provient du ^{208}Tl comme nous l'illustrons sur la figure VII.7. Des résultats publiés par Chooz-I (voir tableau VII.2), le rapport entre les désintégrations des ^{40}K et ^{208}Tl dans le verre des PM est de l'ordre de 20, mais nous pouvons tolérer 2 fois plus de ^{208}Tl que la concentration mesurée dans le verre des PM de Chooz-I. Cette figure indique que le bruit de fond n'est pas rejeté en raison de la partie à basse énergie du spectre (principalement composé de photons du ^{40}K) mais parce qu'il n'affecte pas toute l'intervalle d'énergie où le signal d'oscillation est attendu (entre 1 et 4 MeV essentiellement), ce qui est également partiellement vérifié sur la figure VII.8 : la perte de sensibilité est de moins de 2 % si nous augmentons le seuil en énergie de 500 keV à 1 MeV (en supposant le taux de bruit de fond accidentel fixé à 1 % et nous supposons ici une incertitude de 50 % sur la mesure de ce taux). Aussi ce bruit de fond n'est pas rejeté grâce à sa composante à basse énergie (avant le signal positron) mais plutôt parce qu'il ne couvre pas tout l'intervalle en énergie du signal de l'oscillation, et aussi parce que la forme du bruit de fond est connue.

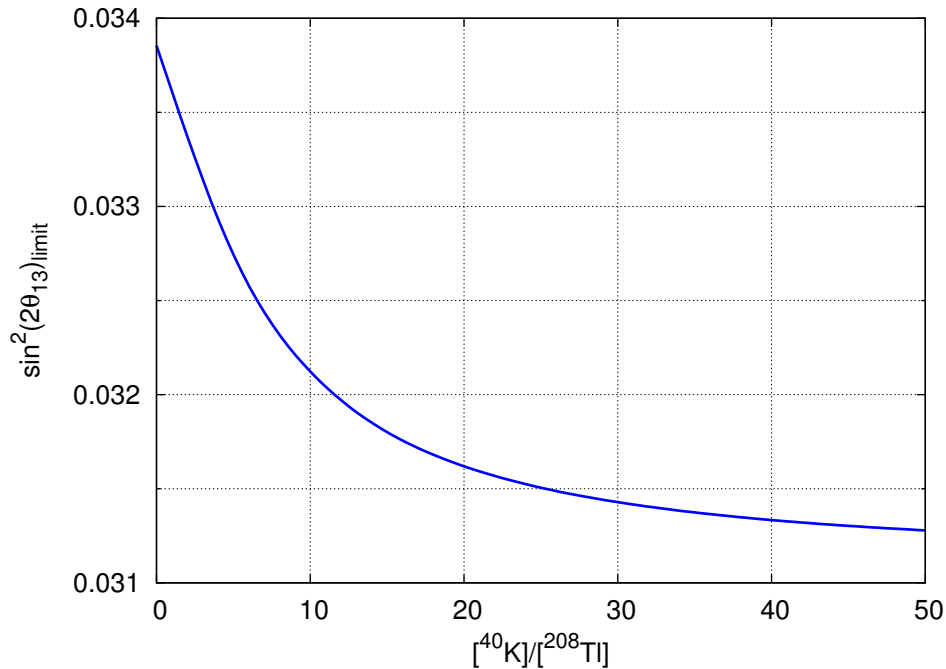


FIG. VII.7 : Comportement de la sensibilité limite en fonction du rapport des concentrations en ^{40}K et ^{208}Tl , $[^{40}\text{K}]/[^{208}\text{Tl}]$, de la composition du verre des PM tout en gardant le taux de bruit de fond à 1 %. La sensibilité est relativement stable à ce taux (1 %) et cette connaissance (50 %). Le rapport de concentration $[^{40}\text{K}]/[^{208}\text{Tl}]$ attendu dans le verre des PM est de 20 d'après les mesures effectuées dans Chooz-I. Voir tableau VII.2.

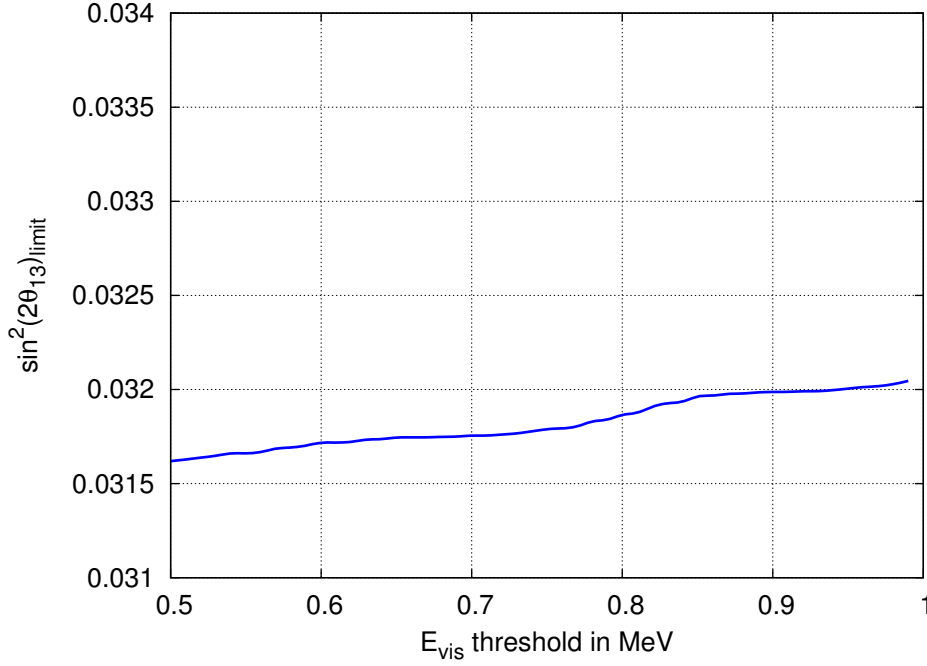


FIG. VII.8 : Sensibilité en $\sin^2(2\theta_{13})$ en fonction du seuil en énergie. Toutes les figures sauf celle-ci ont été réalisées pour un seuil de détection de 500 keV. Celle-ci illustre que le bruit de fond accidentel des PM n'est pas rejeté en raison de sa composante à basse énergie en dessous du début du spectre $\bar{\nu}_e$.

Nous recherchons à présent l'influence des connaissances sur la norme et la forme du bruit de fond pour en déterminer l'impact sur la sensibilité limite en $\sin^2(2\theta_{13})$ (figure VII.9) pour différents taux de bruit de fond accidentel provenant des PM. Pour 1 % de bruit de fond, nous pouvons voir sur cette figure que la dégradation la plus rapide de la sensibilité se produit avant que σ_{bdf} n'atteigne 40 %. Cependant, même à $\sigma_{\text{bdf}} = 0,5$ la perte de sensibilité n'excède par 10 % ($\sin^2(2\theta_{13})$ en dessous de 0,031). Bien sûr les choses s'aggravent pour des taux de bruit de fond plus élevés. Pour 3 ou 5 % de bruit de fond, les pertes de sensibilité sont pratiquement identiques en dessous de 20 % d'incertitude. Afin de rester à un bon niveau de sensibilité, le bruit de fond des PM doit être mesuré avec une précision meilleure que 20 %. Pour montrer cela, nous avons illustré sur la figure VII.10 le comportement de la sensibilité en fonction du taux de bruit de fond attendu en pourcentage sur signal $\bar{\nu}_e$. La perte n'est pas si lourde : même à 3 % de taux de bruit de fond accidentel, et une médiocre connaissance de ce taux aux alentours de 50 %, la sensibilité limite ne se dégrade que de 20 % par rapport au cas sans bruit de fond. Nous pouvons également observer sur cette figure que les pentes des courbes verte et rouge sont différentes, et qu'avec une mauvaise détermination du taux et de la forme du bruit de fond, la sensibilité se dégrade bien plus vite lorsque le taux de bruit de fond augmente. Afin de rester à un bon niveau de sensibilité en $\sin^2(2\theta_{13})$, nous aboutissons à la même conclusion que pour la figure VII.9 : le bruit de fond associé aux PM doit être mesuré avec une précision meilleure que 20 % afin de conserver son influence sous contrôle.

Les informations contenues dans les figures VII.9 et VII.10 peuvent être rassemblées en une seule illustrant les contours de perte de sensibilité (figure VII.11). Cet abaque illustre la sensibilité limite en $\sin^2(2\theta_{13})$ en fonction du taux d'accidentels des PM et

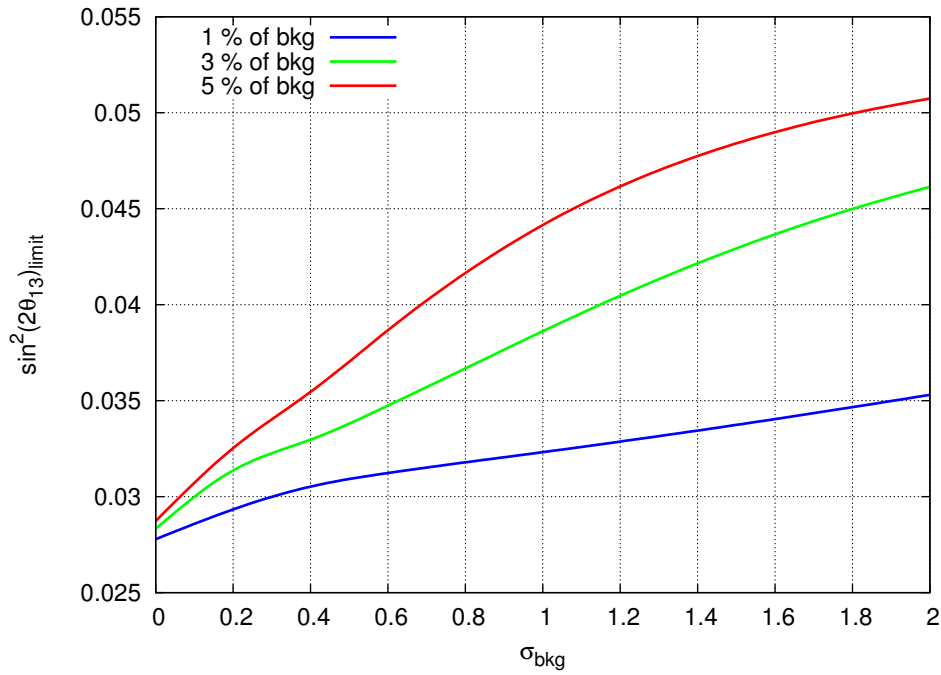


FIG. VII.9 : Sensibilité limite en fonction de la connaissance du bruit de fond pour 40 intervalles et un rapport bruit sur signal de 1 % (en bleu), 3 % (en vert) et 5 % (en rouge).

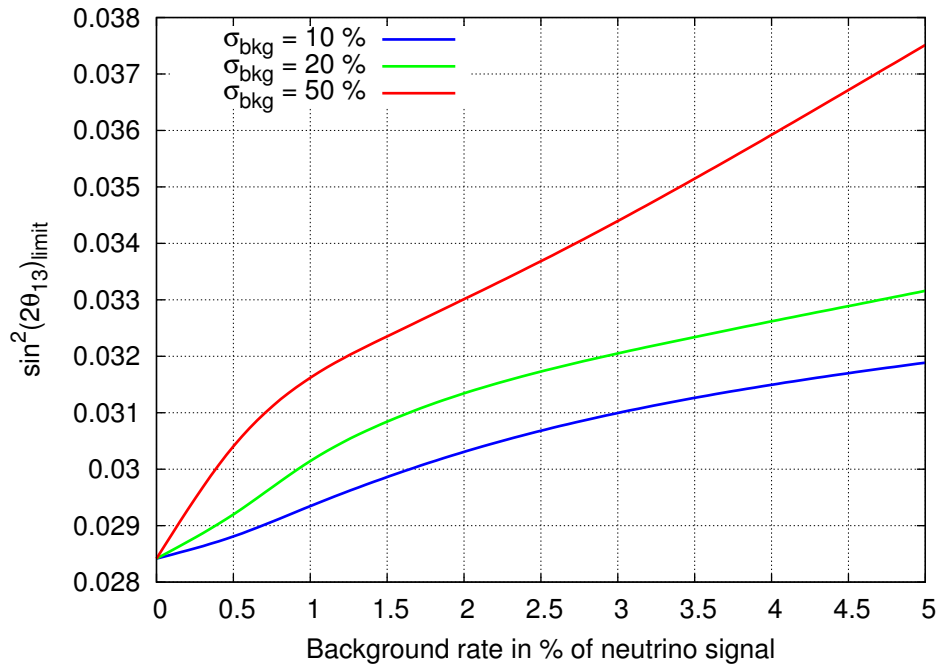


FIG. VII.10 : Sensibilité limite en fonction du taux de bruit de fond pour $\sigma_{\text{bdf}} = 0,1$ (bleu), $0,2$ (vert), $0,5$ (rouge).

de l'incertitude (σ_{bdf}). Dans l'hypothèse sans bruit de fond, la sensibilité en $\sin^2(2\theta_{13})$ (à 90 % de confiance) est de 0,027. Les courbes illustrées ici sont les *iso-limites* en $\sin^2(2\theta_{13})$. Elles indiquent la perte de sensibilité en fonction de la connaissance et du taux du bruit de fond. Par exemple, pour 4 % d'accidentels et une incertitude sur la norme et sur la forme de 20 %, la limite est dégradée seulement de 20 % par rapport au cas sans bruit de fond, passant ainsi d'une limite de 0,027 à 0,032. Grâce à cet abaque nous pouvons évaluer l'impact de nombreuses configurations de connaissance et de taux de bruit de fond. L'information importante de cette figure est qu'elle n'est pas « symétrique ». Nous voulons dire par là que nous pouvons tolérer des taux de bruits de fond importants tant que nous connaissons avec une bonne précision la norme et la forme de ceux-ci (typiquement en dessous de 10 à 20 % de précision), alors que pour nous perdons moins rapidement de sensibilité $\sin^2(2\theta_{13})$ pour des faibles taux de bruits de fond et des connaissances médiocres de ces taux et formes.

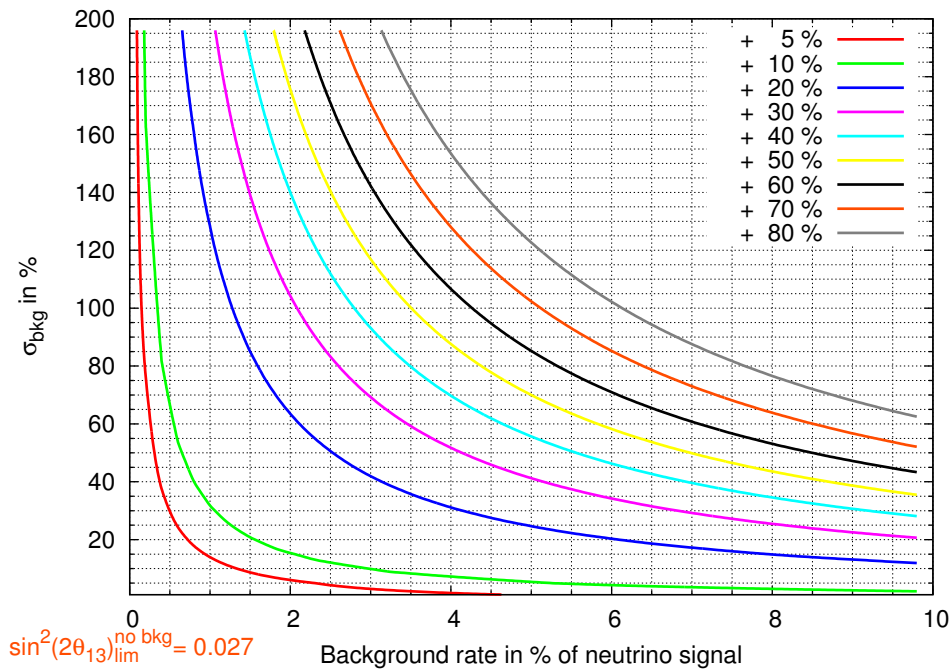


FIG. VII.11 : Abaque de perte de sensibilité en $\sin^2(2\theta_{13})$ en fonction des taux et connaissances du bruit de fond accidentel des PM.

5 Impact du bruit de fond corrélé des neutrons rapides

Les mesures effectuées dans Chooz [89] et dans KARMEN [123] indiquent que les neutrons rapides produits par les muons cosmiques ont un spectre plat en énergie pour des énergies entre 10 MeV et 50 MeV. En dessous, le spectre n'a pas pu être déterminé directement en raison des autres composantes de bruits de fond et des interactions des $\bar{\nu}_e$. *A priori*, nous ne nous attendons pas à de nouveaux comportements physiques pour des énergies entre 1 et 10 MeV. Par extrapolation aux plus basses énergies, nous avons donc considéré ici que le spectre des protons de recul produits par les interactions des neutrons rapides dans le détecteur est plat. Nous avons donc repris l'étude précédente dans ce cas et nous résumons sur la figure VII.12 l'impact d'un tel bruit de fond sur la sensibilité

limite en $\sin^2(2\theta_{13})$ selon le même principe que dans l'abaque VII.11. L'incertitude sur la forme du spectre des protons de recul revient à prendre une incertitude sur la forme élevée (supérieure à 100 %). Les courbes présentées sur la figure VII.12 illustrent la même

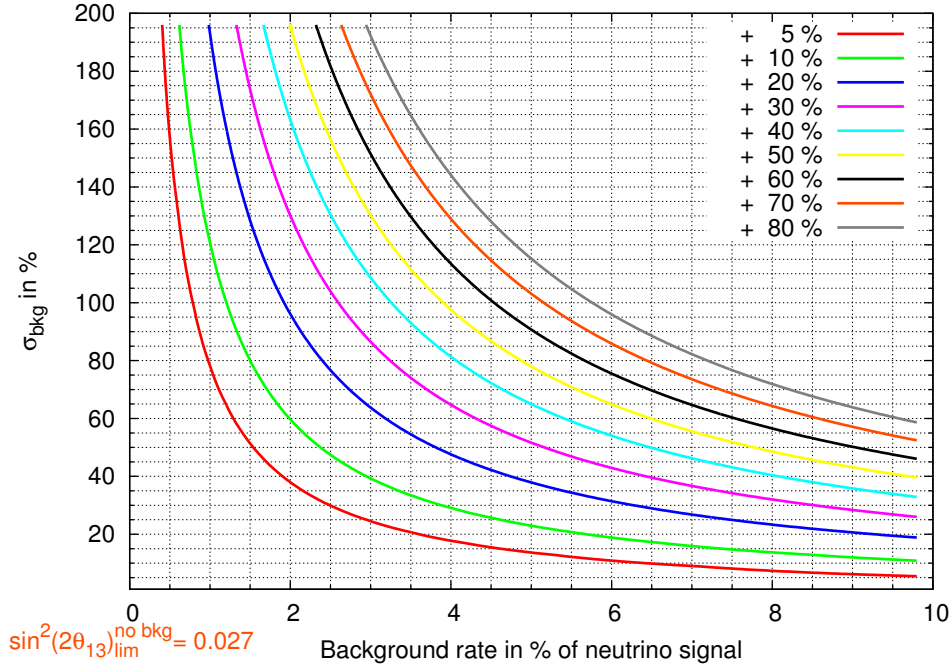


FIG. VII.12 : Abaque de perte de sensibilité en $\sin^2(2\theta_{13})$ en fonction des taux et connaissances du bruit de fond corrélé des neutrons rapides produisant des protons de recul dont le spectre en énergie est a priori plat.

dégradation de la sensibilité limite en $\sin^2(2\theta_{13})$ que pour la figure VII.11 mais en prenant en compte ici un bruit de fond plat. Nous voyons sur cette figure que tant que le taux de bruit de fond des protons de recul reste bas (inférieur à 2 %), nous pouvons tolérer une médiocre connaissance de la forme et de la norme de ce bruit de fond (de l'ordre de 100 %). Pour un taux de 1 % de bruit de fond des protons de recul inférieur au pourcent (il était de 1 événement/jour dans Chooz, des simulations Monte Carlo semblent montrer que nous pouvons nous attendre à un taux de 0,5 événement/jour dans Double Chooz). Le taux d'interactions $\bar{\nu}_e$ dans le détecteur lointain est de 2,7 événements/heure. Dans l'hypothèse où nous aurions effectivement 0,5 événements de protons de recul par jour, nous avons un taux de bruit de fond inférieur au pourcent. L'abaque VII.12 montre ainsi que nous pouvons tolérer une méconnaissance de ce taux de bruit de fond supérieure à 200 % à 1σ de confiance (ici prise en compte à la fois sur la norme et sur la forme).

6 Impact du bruit de fond de forme dangereuse

Nous terminons avec cette section sur l'analyse de l'impact du bruit de fond introduit à la fin du chapitre V. Ce bruit de fond (figure VII.13), qui a la forme de l'oscillation sur le spectre $\bar{\nu}_e$, est celui qui dégrade le plus possible l'information spectrale sur le signal de l'oscillation de saveur. De même que dans les deux cas précédents, nous présentons sur la figure VII.14 un abaque illustrant la détérioration de la sensibilité limite en $\sin^2(2\theta_{13})$ en fonction du taux et de l'incertitude sur la norme et la forme de ce bruit de fond. Les

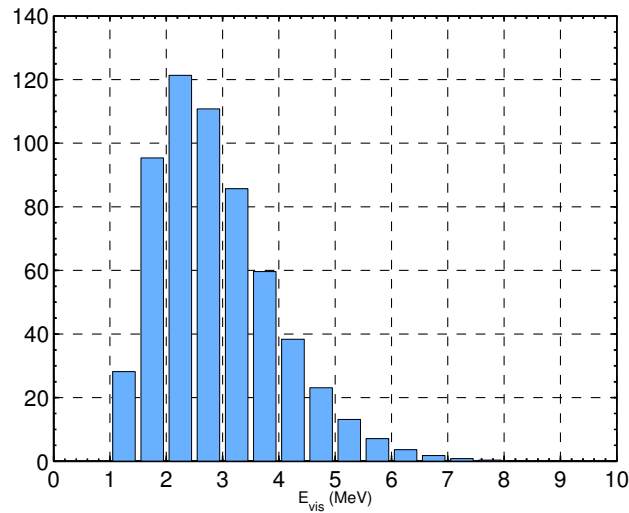


FIG. VII.13 : *Bruit de fond dangereux ayant la forme du signal d'oscillation sur le spectre des $\bar{\nu}_e$. Le taux de bruit de fond est illustré sur cette figure pour un rapport bruit sur signal de 1 %.*

courbes iso-sensibilités sont ici plus resserrées que dans les deux cas précédents illustrant l'impact très dangereux de ce type de bruit de fond. Un taux de bruit de fond de 2 % connu à 60 % dégrade ici la sensibilité limite de 50 % alors que dans le cas du bruit de fond accidentel des PM, il la détériore de 20 %, et dans le cas du bruit de fond plat des protons de recul, il l'altérerait de 10 %. Nous attirons l'attention sur le fait qu'une bonne connaissance (de l'ordre 10–20 %) du taux attendu de ce bruit de fond (tant qu'il ne dépasse pas les 2 %) peut contribuer à bien le maîtriser.

Nous avons réalisé dans ce qui précède des études préliminaires sur certains bruits de fond. Une meilleure évaluation de l'impact de ces bruits de fond passe par une simulation Monte Carlo plus complète de ceux-ci. Cette étude peut s'appliquer à toute autre forme de bruits de fond. En particulier nous n'avons pas abordé ici, par manque de temps, le cas particulier des cascades β -n (^9Li , ^8He , ^{11}Li), dangereuses, puisqu'elles imitent en tout point le signal d'identification des $\bar{\nu}_e$ (leur taux est de plus difficile à évaluer). Ce travail est également préliminaire dans le sens où nous n'avons analysé qu'au cas par cas l'impact de ces bruits de fond. Il paraît essentiel d'étudier également l'impact cumulé de ceux-ci sur la sensibilité de l'expérience.

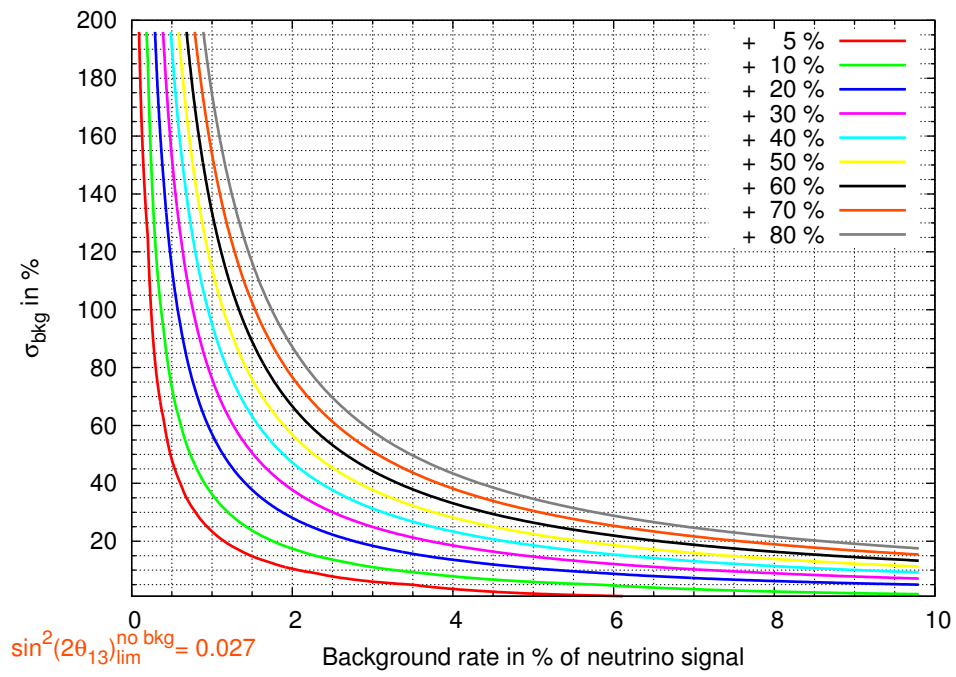


FIG. VII.14 : Abaque de perte de sensibilité en $\sin^2(2\theta_{13})$ en fonction des taux et connaissances d'un bruit de fond ayant la forme du signal d'oscillation de saveur recherché.

Conclusion

ES progrès substantiels ont été accomplis ces dernières années en physique des neutrinos avec les preuves retentissantes de l'oscillation des neutrinos dans les secteurs dits atmosphérique et solaire. Les données actuelles renseignent sur deux angles de mélange et deux écarts de masses carrées. Il subsiste un paramètre angulaire non encore déterminé, θ_{13} . Les véritables effets à trois saveurs ne peuvent apparaître que pour une valeur non nulle de θ_{13} , et la détermination de ce paramètre est une des priorités les plus notables en physique des neutrinos. La violation de CP leptonique est une autre conséquence de la physique à trois saveurs qui ne pourra être étudiée que si θ_{13} est différent de zéro.

Double Chooz a pour objectif la mesure des oscillations des antineutrinos électroniques produits par la centrale nucléaire de Chooz, située en France, dans les Ardennes. Cette expérience profitera des développements acquis pendant ces deux dernières décennies pour réaliser une mesure d'une précision encore jamais atteinte en absolu dans le domaine des paramètres de mélange leptoniques : l'objectif est la mesure du paramètre de mélange θ_{13} régissant les transitions à trois familles entre les deux secteurs déjà mis en évidence des neutrinos atmosphériques et des neutrinos solaires. Ce paramètre a déjà été contraint par la première expérience de Chooz (Chooz-I) ($\sin^2(2\theta_{13}) < 0,14 - 0,2$ à 90 % de confiance dépendant de la valeur exacte de Δm_{31}^2 entre 2 et 3 10^{-3} eV²). Pour améliorer ce résultat, il faut réduire à la fois les erreurs statistiques et systématiques, c'est à dire non seulement observer un échantillon de données conséquent, mais également maîtriser les incertitudes expérimentales intervenant dans la production et la détection des antineutrinos électroniques fournis par la centrale nucléaire, ainsi que les bruits de fond engendrés par la radioactivité naturelle et les interactions des rayons cosmiques. Double Chooz pourrait permettre de mesurer $\sin^2(2\theta_{13})$ à 0,02–0,03 près à 90 % de confiance, assurant une valeur non nulle de θ_{13} à 3σ pour $\sin^2(2\theta_{13}) > 0,05 - 0,06$. En l'absence de l'observation d'un signal d'oscillation, cette expérience pourrait apporter une limite supérieure sur la valeur de $\sin^2(2\theta_{13})$ de 0,02–0,03 à 90 % de confiance.

Améliorer le résultat apporté par l'expérience Chooz-I n'est pas aisé. Réduire l'incertitude statistique nécessite d'accroître la taille de la cible de détection et d'acquérir des données sur une période plus longue. Le liquide scintillant utilisé dans Chooz-I a montré des instabilités. Des campagnes de tests sont actuellement mises en œuvre par la collaboration pour assurer que le liquide scintillant qui sera employé dans Double Chooz conservera ses propriétés sur l'échelle de temps de l'expérience. Réduire les incertitudes systématiques est tout aussi délicat. Les connaissances actuelles sur le spectre des $\bar{\nu}_e$ produits par la centrale n'est pas mieux connu aujourd'hui que lors de la dernière analyse des résultats de Chooz-I [40]. Ces incertitudes de 2 % sur la norme et sur la forme du spectre

étaient les erreurs systématiques dominantes de Chooz-I, dont l'incertitude systématique globale s'élevait à 2,7 %. Double Chooz aura recours à deux détecteurs identiques pour s'affranchir autant que possible de ces incertitudes sur le spectre fourni par la source, mais également pour réduire un certain nombre des effets systématiques liés aux processus de détection des antineutrinos électroniques. Un contrôle très soigneux des systématiques est actuellement en cours.

Le travail présenté dans cette thèse met en œuvre une étude détaillée de l'impact des différentes systématiques recensées dans Double Chooz sur la sensibilité en $\sin^2(2\theta_{13})$. Nous avons en particulier démontré le rôle du détecteur proche dans la réduction de l'impact des systématiques sur la connaissance du spectre $\bar{\nu}_e$ fourni par la centrale sur la sensibilité limite. Ce cheminement montre toute l'importance qu'il faut accorder à la normalisation relative des deux détecteurs, clef de voûte du potentiel de l'expérience. Le deuxième point crucial de ce travail est l'étude de l'impact de certains bruits de fond caractéristiques. Un soin particulier est apporté dans la conception des détecteurs pour réduire ces bruits de fond, mais nous montrons qu'il est tout aussi important de connaître avec la meilleure précision possible les taux et les formes de ces bruits de fond attendus. Nous avons en particulier montré que même dans le cas du bruit de fond le plus dangereux pour la sensibilité en $\sin^2(2\theta_{13})$ (un bruit de fond qui a la forme du signal d'oscillation), celui-ci peut être relativement bien maîtrisé si le taux attendu est connu avec une bonne précision. Nous avons ainsi déterminé l'impact des bruits de fond accidentels de la radioactivité naturelle des photomultiplicateurs et des bruits de fond corrélés des neutrons rapides créés par les muons cosmiques interagissant dans la roche environnante du détecteur. Ces études sont préliminaires en ce sens qu'elles requièrent des simulations Monte Carlo plus approfondies pour quantifier plus précisément l'impact de ces bruits de fond sur la sensibilité de l'expérience. En particulier, ces bruits de fond ont été étudiés au cas par cas. Il serait donc souhaitable dans un avenir immédiat d'étudier l'impact cumulé des principaux bruits de fond de l'expérience.

Double Chooz est actuellement en phase de conception technique. La rédaction du *proposal* de l'expérience est en cours. L'installation du détecteur lointain devrait se faire dans le courant de l'année 2007 pendant la construction du site proche. Le détecteur proche serait installé 16 mois plus tard. Le détecteur lointain à lui seul pendant la première année de prise de données permettra de vérifier son bon fonctionnement et d'améliorer déjà la contrainte en $\sin^2(2\theta_{13})$ par rapport à Chooz-I, ou peut-être de commencer à observer un signal compatible avec l'oscillation de saveur. Dans tous les cas, la mise en place du détecteur proche permettra de s'assurer de la bonne compréhension du signal recueilli dans le détecteur lointain, d'améliorer la précision de l'expérience, et le cas échéant de démontrer effectivement l'observation du signal d'oscillation. Ce détecteur proche a également un rôle important à jouer dans l'étude de la faisabilité de l'inspection du suivi de la combustion nucléaire des réacteurs en vue de déceler un comportement anormal d'évolution du combustible à des fins d'armement nucléaire.

L'échéance de cette expérience devrait permettre d'apporter une information capitale sur θ_{13} dans les cinq ou six ans à venir et de mettre en place une stratégie plus ciblée pour la recherche de la violation CP dans le secteur leptonique, espoir potentiel de la compréhension de l'asymétrie observée entre la matière et l'antimatière dans l'Univers.

Bibliographie

- [1] K. S. Hirata et al. Observation in the Kamiokande-II detector of the neutrino burst burst from supernova SN1987a. *Phys. Rev.*, D38 :448–458, 1988.
- [2] G. G. Raffelt. Particle physics from stars. *Ann. Rev. Nucl. Part. Sci.*, 49 :163–216, 1999, hep-ph/9903472.
- [3] E. D. Church, K. Eitel, G. B. Mills, and M. Steidl. Statistical analysis of different $\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_e$ searches. *Phys. Rev.*, D66 :013001, 2002, hep-ex/0203023.
- [4] S. M. Bilenky, C. Giunti, J. A. Grifols, and E. Masso. Absolute values of neutrino masses : Status and prospects. *Phys. Rept.*, 379 :69–148, 2003, hep-ph/0211462.
- [5] S. Eidelman et al. Review of particle physics. *Phys. Lett.*, B592 :1, 2004.
- [6] S. M. Bilenky. A lecture on neutrinos. 2004, hep-ph/0402153.
- [7] Celebrating the neutrino. *Los Alamos Science, Issue number 25, LA-UR-97-2534*, 1997.
- [8] K. Hagiwara. Physics prospects of future neutrino oscillation experiments in Asia. 2004, hep-ph/0410229.
- [9] H. Harari and M. Leurer. Recommending a standard choice of Cabibbo angles and KM phases for any number of generations. *Phys. Lett.*, B181 :123, 1986.
- [10] S. T. Petcov and M. Piai. The LMA MSW solution of the solar neutrino problem, inverted neutrino mass hierarchy and reactor neutrino experiments. *Phys. Lett.*, B533 :94–106, 2002, hep-ph/0112074.
- [11] J. Schechter and J. W. F. Valle. Neutrinoless double- β decay in $SU(2) \times U(1)$ theories. *Phys. Rev.*, D25 :2951, 1982.
- [12] P. B. Pal and L. Wolfenstein. Radiative decays of massive neutrinos. *Phys. Rev.*, D25 :766, 1982.
- [13] S. Pakvasa and J. W. F. Valle. Neutrino properties before and after KamLAND. *Proc. Indian Natl. Sci. Acad.*, 70A :189–222, 2004, hep-ph/0301061.
- [14] C. Giunti and M. Laveder. Neutrino mixing. 2003, hep-ph/0310238.
- [15] C. Giunti. Neutrino wave packets in quantum field theory. *JHEP*, 11 :017, 2002, hep-ph/0205014.
- [16] C. Giunti and C. W. Kim. Quantum mechanics of neutrino oscillations. *Found. Phys. Lett.*, 14 :213–229, 2001, hep-ph/0011074.
- [17] C. Giunti. Theory of neutrino oscillations. 2004, hep-ph/0401244.

- [18] C. Giunti. Theory of neutrino oscillations. 2004, hep-ph/0409230.
- [19] V. Barger, D. Marfatia, and K. Whisnant. Progress in the physics of massive neutrinos. *Int. J. Mod. Phys.*, E12 :569–647, 2003, hep-ph/0308123.
- [20] E. K. Akhmedov, R. Johansson, M. Lindner, T. Ohlsson, and T. Schwetz. Series expansions for three-flavor neutrino oscillation probabilities in matter. *JHEP*, 04 :078, 2004, hep-ph/0402175.
- [21] C. Jarlskog. Matrix representation of symmetries in flavor space, invariant functions of mass matrices and applications. *Phys. Rev.*, D35 :1685, 1987.
- [22] L. Wolfenstein. Effects of matter on neutrino oscillations (Talk). In *West Lafayette 1978, Proceedings, Neutrinos '78*, West Lafayette 1978, C3-C6 and *Washington 1978, Proceedings, Long-distance Neutrino Detection*, 108-112.
- [23] E. Lisi, A. Marrone, D. Montanino, A. Palazzo, and S. T. Petcov. Analytical description of quasivacuum oscillations of solar neutrinos. *Phys. Rev.*, D63 :093002, 2001, hep-ph/0011306.
- [24] C. Giunti. Phenomenology of absolute neutrino masses. *Nucl. Phys. Proc. Suppl.*, 145 :231–236, 2005, hep-ph/0412148.
- [25] C. Weinheimer. The neutrino mass direct measurements. 2003, hep-ex/0306057.
- [26] L. Bornschein. KATRIN : Direct measurement of neutrino masses in the sub-eV region. *ECONF*, C030626 :FRAP14, 2003, hep-ex/0309007.
- [27] B. Kayser. Neutrino intrinsic properties : The neutrino antineutrino relation. 2005, hep-ph/0504052.
- [28] H. V. Klapdor-Kleingrothaus, I. V. Krivosheina, A. Dietz, and O. Chkvorets. Search for neutrinoless double beta decay with enriched ^{76}Ge in Gran Sasso 1990-2003. *Phys. Lett.*, B586 :198–212, 2004, hep-ph/0404088.
- [29] Scott Dodelson et al. The three-dimensional power spectrum from angular clustering of galaxies in early SDSS data. *Astrophys. J.*, 572 :140–156, 2001, astro-ph/0107421.
- [30] Uros Seljak et al. Cosmological parameter analysis including SDSS Ly-alpha forest and galaxy bias : Constraints on the primordial spectrum of fluctuations, neutrino mass, and dark energy. 2004, astro-ph/0407372.
- [31] C. Giunti. Status of neutrino fits. 2003, hep-ph/0305139.
- [32] J. Bahcall. <http://www.sns.ias.edu/~jnb/>, 2004.
- [33] E. Kh. Akhmedov, M. A. Tortola, and J. W. F. Valle. A simple analytic three-flavour description of the day- night effect in the solar neutrino flux. *JHEP*, 05 :057, 2004, hep-ph/0404083.
- [34] M. Maltoni, T. Schwetz, M. A. Tortola, and J. W. F. Valle. Status of global fits to neutrino oscillations. 2004, hep-ph/0405172.
- [35] Y. Ashie et al. A measurement of atmospheric neutrino oscillation parameters by Super-Kamiokande I. 2005, hep-ex/0501064.
- [36] E. Aliu et al. Evidence for muon neutrino oscillation in an accelerator- based experiment. 2004, hep-ex/0411038.
- [37] F. Reines and C. L. Cowan. Detection of the free neutrino. *Phys. Rev.*, 92 :830–831, 1953.

- [38] M. Apollonio et al. Limits on neutrino oscillations from the chooz experiment. *Phys. Lett.*, B466 :415–430, 1999, hep-ex/9907037.
- [39] M. Apollonio et al. Initial results from the chooz long baseline reactor neutrino oscillation experiment. *Phys. Lett.*, B420 :397–404, 1998, hep-ex/9711002.
- [40] M. Apollonio et al. Search for neutrino oscillations on a long base-line at the chooz nuclear power station. *Eur. Phys. J.*, C27 :331–374, 2003, hep-ex/0301017.
- [41] Y. Fukuda et al. Atmospheric ν_μ/ν_e ratio in the multiGeV energy range. *Phys. Lett.*, B335 :237–245, 1994.
- [42] F. Boehm et al. Final results from the Palo Verde neutrino oscillation experiment. *Phys. Rev.*, D64 :112001, 2001, hep-ex/0107009.
- [43] O. L. G. Peres and A. Yu. Smirnov. Atmospheric neutrinos : LMA oscillations, u_{e3} induced interference and CP-violation. *Nucl. Phys.*, B680 :479–509, 2004, hep-ph/0309312.
- [44] S. T. Petcov and S. Palomares-Ruiz. On the atmospheric neutrino oscillations, θ_{13} and neutrino mass hierarchy. 2004, hep-ph/0406106.
- [45] S. T. Petcov and W. Rodejohann. Flavor symmetry $l_e - l_\mu - l_\tau$, atmospheric neutrino mixing and CP violation in the lepton sector. *Phys. Rev.*, D71 :073002, 2005, hep-ph/0409135.
- [46] A. Yu. Smirnov. The MSW effect and matter effects in neutrino oscillations. 2004, hep-ph/0412391.
- [47] M. Blennow, T. Ohlsson, and H. Snellman. Day-night effect in solar neutrino oscillations with three flavors. *Phys. Rev.*, D69 :073006, 2004, hep-ph/0311098.
- [48] E. Akhmedov. Three-flavour effects and CP- and T-violation in neutrino oscillations. 2004, hep-ph/0412029.
- [49] M. B. Smy et al. Precise measurement of the solar neutrino day/night and seasonal variation in Super-Kamiokande-I. *Phys. Rev.*, D69 :011104, 2004, hep-ex/0309011.
- [50] M. Maltoni, T. Schwetz, M. A. Tortola, and J. W. F. Valle. Status of three-neutrino oscillations after the SNO-salt data. *Phys. Rev.*, D68 :113010, 2003, hep-ph/0309130.
- [51] T. Stolarczyk. <http://neutrino2004.in2p3.fr/>, 2004.
- [52] G. Altarelli. Neutrino 2004 : Concluding talk. *Nucl. Phys. Proc. Suppl.*, 143 :470–478, 2005, hep-ph/0410101.
- [53] E. Ables et al. P-875 : A Long baseline neutrino oscillation experiment at Fermilab. FERMILAB-PROPOSAL-0875.
- [54] D. Duchesneau. The CERN - Gran Sasso neutrino program. *eConf*, C0209101 :TH09, 2002, hep-ex/0209082.
- [55] P. Aprili et al. The ICARUS experiment : A second-generation proton decay experiment and neutrino observatory at the Gran Sasso laboratory. Cloning of T600 modules to reach the design sensitive mass. (Addendum). CERN-SPSC-2002-027.
- [56] F. A. Nezrick and F. Reines. Fission antineutrino interaction with protons. *Phys. Rev.*, 142 :852–870, 1966.
- [57] D. Verkindt. <http://wwwlapp.in2p3.fr/neutrinos/anhistory.html>, 1999.

- [58] Y. Declais et al. Search for neutrino oscillations at 15 m, 40 m, and 95 m from a nuclear power reactor at Bugey. *Nucl. Phys.*, B434 :503–534, 1995.
- [59] J. F. Cavaignac et al. Indication for neutrino oscillation from a high statistics experiment at the Bugey reactor. *Phys. Lett.*, B148 :387–394, 1984.
- [60] G. Zacek et al. Neutrino oscillation experiments at the gösgen nuclear power reactor. *Phys. Rev.*, D34 :2621–2636, 1986.
- [61] K. Eguchi et al. First results from KamLAND : Evidence for reactor antineutrino disappearance. *Phys. Rev. Lett.*, 90 :021802, 2003, hep-ex/0212021.
- [62] M. Freund, P. Huber, and M. Lindner. Systematic exploration of the neutrino factory parameter space including errors and correlations. *Nucl. Phys.*, B615 :331–357, 2001, hep-ph/0105071.
- [63] Takanobu Ishii. Recent K2K results. 2004, hep-ex/0406055.
- [64] M. Diwan et al. A study of $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$ sensitivity in MINOS toto. Technical report, MINOS Collaboration, NuMI-L-714, 2001.
- [65] P. Sala. <http://www.mi.infn.it/~psala/icarus/cngs.html>, 2004.
- [66] M. Komatsu, P. Migliozi, and F. Terranova. Sensitivity to θ_{13} of the CERN to Gran Sasso neutrino beam. *J. Phys.*, G29 :443, 2003, hep-ph/0210043.
- [67] P. Huber, M. Lindner, M. Rolinec, T. Schwetz, and W. Winter. Prospects of accelerator and reactor neutrino oscillation experiments for the coming ten years. *Phys. Rev.*, D70 :073014, 2004, hep-ph/0403068.
- [68] G. L. Fogli, E. Lisi, A. Marrone, and D. Montanino. Status of atmospheric $\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau$ oscillations and decoherence after the first K2K spectral data. *Phys. Rev.*, D67 :093006, 2003, hep-ph/0303064.
- [69] Y. Itow et al. The JHF-Kamioka neutrino project. 2001, hep-ex/0106019.
- [70] D. Ayres et al. Letter of intent to build an off-axis detector to study $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$ oscillations with the NuMI neutrino beam. 2002, hep-ex/0210005.
- [71] D. Beavis et al. Proposal of bnl ags e-889. Technical report, BNL, 1995.
- [72] P. Huber, M. Lindner, and W. Winter. Synergies between the first-generation JHF-SK and NuMI superbeam experiments. *Nucl. Phys.*, B654 :3–29, 2003, hep-ph/0211300.
- [73] V. Barger, D. Marfatia, and K. Whisnant. How two neutrino superbeam experiments do better than one. *Phys. Lett.*, B560 :75–86, 2003, hep-ph/0210428.
- [74] H. Minakata, H.i Nunokawa, and S. J. Parke. The complementarity of eastern and western hemisphere long- baseline neutrino oscillation experiments. *Phys. Rev.*, D68 :013010, 2003, hep-ph/0301210.
- [75] P. Huber, M. Lindner, T. Schwetz, and W. Winter. Reactor neutrino experiments compared to superbeams. *Nucl. Phys.*, B665 :487–519, 2003, hep-ph/0303232.
- [76] J. Burguet-Castell, M. B. Gavela, J. J. Gomez-Cadenas, P. Hernandez, and Olga Mena. On the measurement of leptonic CP violation. *Nucl. Phys.*, B608 :301–318, 2001, hep-ph/0103258.
- [77] H. Minakata and H. Nunokawa. Exploring neutrino mixing with low energy superbeams. *JHEP*, 10 :001, 2001, hep-ph/0108085.

- [78] G. L. Fogli and E. Lisi. Tests of three-flavor mixing in long-baseline neutrino oscillation experiments. *Phys. Rev.*, D54 :3667–3670, 1996, hep-ph/9604415.
- [79] V. Barger, D. Marfatia, and K. Whisnant. Breaking eight-fold degeneracies in neutrino CP violation, mixing, and mass hierarchy. *Phys. Rev.*, D65 :073023, 2002, hep-ph/0112119.
- [80] O. Yasuda. Parameter degeneracies and new plots in neutrino oscillations. 2004, hep-ph/0412404.
- [81] W. Winter. Resolving degeneracies for different values of θ_{13} . *AIP Conf. Proc.*, 721 :227–230, 2004, hep-ph/0308227.
- [82] O. Yasuda. New plots and parameter degeneracies in neutrino oscillations. *New J. Phys.*, 6 :83, 2004, hep-ph/0405005.
- [83] P. Huber, M. Maltoni, and T. Schwetz. Resolving parameter degeneracies in long-baseline experiments by atmospheric neutrino data. *Phys. Rev.*, D71 :053006, 2005, hep-ph/0501037.
- [84] L. A. Mikaelyan. CHOOZ, Palo Verde, Krasnoyarsk. *Nucl. Phys. Proc. Suppl.*, 87 :284–287, 2000, hep-ex/9910042.
- [85] Yu. V. Kozlov et al. Today and future neutrino experiments at Krasnoyarsk nuclear reactor. *Nucl. Phys. Proc. Suppl.*, 87 :514–516, 2000, hep-ex/9912046.
- [86] L. Mikaelyan. Future reactor neutrino oscillation experiments at Krasnoyarsk. *Nucl. Phys. Proc. Suppl.*, 91 :120–124, 2001, hep-ex/0008046.
- [87] V. Martemyanov, L. Mikaelyan, V. Sinev, V. Kopeikin, and Yu. Kozlov. The Kr2Det project : Search for mass-3 state contribution $|u_{e3}|^2$ to the electron neutrino using a one reactor - two detector oscillation experiment at Krasnoyarsk underground site. ((B)). *Phys. Atom. Nucl.*, 66 :1934–1939, 2003, hep-ex/0211070.
- [88] K. Anderson et al. White paper report on using nuclear reactors to search for a value of θ_{13} . 2004, hep-ex/0402041.
- [89] F. Ardellier et al. Letter of intent for Double Chooz : A search for the mixing angle θ_{13} . 2004, hep-ex/0405032.
- [90] P. Huber, M. Lindner, and W. Winter. Superbeams versus neutrino factories. *Nucl. Phys.*, B645 :3–48, 2002, hep-ph/0204352.
- [91] Electrabel. http://www.avn.be/uk/4_nucleaire/tecchp02.asp, 2005.
- [92] Encyclopædia Universalis. <http://www.universalis.fr/>, 2004.
- [93] P. Huber and T. Schwetz. Precision spectroscopy with reactor antineutrinos. *Phys. Rev.*, D70 :053011, 2004, hep-ph/0407026.
- [94] B. Achkar et al. Comparison of antineutrino reactor spectrum models with the Bugey-3 measurements. *Phys. Lett.*, B374 :243–248, 1996.
- [95] H. de Kerret. New results of the neutrino oscillation search at the Bugey reactor. Presented at Rencontres de Moriond Workshop on Neutrinos and Exotic Phenomena, Les Arcs, France, Jan 23-30, 1988.
- [96] O. Tengblad et al. Integral antineutrino spectra derived from experimental β spectra of individual fission products. *Nucl. Phys.*, A503 :136–160, 1989.
- [97] H. V. Klapdor and J. Metzinger. Calculation of the antineutrinos spectrum from thermal fission of ^{235}U . *Phys. Lett.*, B112 :22–26, 1982.

- [98] A. A. Borovoï et al. *Sov. J. Nucl. Phys.*, 37 :801, 1983.
- [99] F. Von Feilitzsch, A. A. Hahn, and K. Schreckenbach. Experimental β spectra from ^{239}Pu and ^{235}U thermal neutron fission products and their correlated antineutrinos spectra. *Phys. Lett.*, B118 :162–166, 1982.
- [100] K. Schreckenbach, G. Colvin, W. Gelletly, and F. Von Feilitzsch. Determination of the antineutrino spectrum from ^{235}U thermal neutron fission products up to 9.5-MeV. *Phys. Lett.*, B160 :325–330, 1985.
- [101] A. A. Hahn et al. Antineutrino spectra from ^{241}Pu and ^{239}Pu thermal neutron fission products. *Phys. Lett.*, B218 :365–368, 1989.
- [102] H. V. Klapdor and J. Metzinger. *Phys. Rev. Lett.*, 48 :127, 1982.
- [103] P. Vogel and John F. Beacom. The angular distribution of the neutron inverse β decay, $\bar{\nu}_e + p \rightarrow e^+ + n$. *Phys. Rev.*, D60 :053003, 1999, hep-ph/9903554.
- [104] Masataka Fukugita and Takahiro Kubota. Radiative corrections to neutrino nucleon quasielastic scattering. *Acta Phys. Polon.*, B35 :1687–1732, 2004, hep-ph/0403149.
- [105] C. Bemporad, G. Gratta, and P. Vogel. Reactor-based neutrino oscillation experiments. *Rev. Mod. Phys.*, 74 :297, 2002, hep-ph/0107277.
- [106] P. Vogel and J. Engel. Neutrino electromagnetic form factors. *Phys. Rev.*, D39 :3378, 1989.
- [107] Photothèque IN2P3. <http://phototheque.in2p3.fr/>, 2005.
- [108] H. O. Back et al. Phenylxylethane (PXE) : A high-density, high-flashpoint organic liquid scintillator for applications in low-energy particle and astrophysics experiments. 2004, physics/0408032.
- [109] M. Ishitsuka. *L/E analysis of the atmospheric neutrino data from Super-Kamiokande*. PhD thesis, University of Tokyo, 2004.
- [110] J. C. Collins and J. Pumplin. Tests of goodness of fit to multiple data sets. 2001, hep-ph/0105207.
- [111] J. Pumplin et al. New generation of parton distributions with uncertainties from global QCD analysis. *JHEP*, 07 :012, 2002, hep-ph/0201195.
- [112] J. Pumplin et al. Uncertainties of predictions from parton distribution functions. II : The Hessian method. *Phys. Rev.*, D65 :014013, 2002, hep-ph/0101032.
- [113] J. Pumplin, D. R. Stump, and W. K. Tung. Multivariate fitting and the error matrix in global analysis of data. *Phys. Rev.*, D65 :014011, 2002, hep-ph/0008191.
- [114] D. Stump et al. Uncertainties of predictions from parton distribution functions. I : The Lagrange multiplier method. *Phys. Rev.*, D65 :014012, 2002, hep-ph/0101051.
- [115] G. L. Fogli, E. Lisi, A. Marrone, D. Montanino, and A. Palazzo. Getting the most from the statistical analysis of solar neutrino oscillations. *Phys. Rev.*, D66 :053010, 2002, hep-ph/0206162.
- [116] S. L. Bridle et al. Analytic marginalization over CMB calibration and beam uncertainty. *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.*, 335 :1193, 2002, astro-ph/0112114.
- [117] R. Brun et al. <http://root.cern.ch/root/>, 2005.
- [118] F. James et al. <http://seal.web.cern.ch/seal/snapshot/work-packages/mathlibs/minuit/>, 2005.

- [119] OGE. <http://www.geometre-expert.fr>, 2005.
- [120] V. Blobel. Some comments on χ^2 minimization applications. *ECONF*, C030908 :MOET002, 2003.
- [121] Q. R. Ahmad et al. Direct evidence for neutrino flavor transformation from neutral-current interactions in the Sudbury Neutrino Observatory. *Phys. Rev. Lett.*, 89 :011301, 2002, nucl-ex/0204008.
- [122] A. Baldini, C. Bemporad, E. Caffau, F. Cei, P. Cristaudo, G. Giannini, M. Grassi, D. Nicolò, S. Parlati, R. Pazzi, G. Pieri, S. Stalio, and Y. M. Zhang. The photomultiplier test facility for the reactor neutrino oscillation experiment CHOOZ and the measurements of 250 8-in. emi 9356ka b53 photomultipliers. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A*, 372 :207–221, feb 1996.
- [123] J. Wolf. Measurement of muon induced neutron background at shallow sites. 2002, hep-ex/0211032.
- [124] G. Mention. Évaluation des variations journalières du flux de neutrinos dans l’expérience Borexino. Rapport de stage de DEA, septembre 2002.
- [125] S. T. Petcov. Describing analytically the matter-enhanced two-neutrino transitions in a medium. *Phys. Lett.*, B406 :355, 1997, hep-ph/9910335.
- [126] S. T. Petcov. Exact analytic description of two neutrino oscillations in matter with exponentially varying density. *Phys. Lett.*, B200 :373–379, 1988.
- [127] S. T. Petcov. On the oscillations of solar neutrinos in the Sun. *Phys. Lett.*, B214 :139–146, 1988.
- [128] G. L. Fogli, E. Lisi, D. Montanino, and A. Palazzo. Quasi-vacuum solar neutrino oscillations. *Phys. Rev.*, D62 :113004, 2000, hep-ph/0005261.
- [129] Stephen J. Parke. Nonadiabatic level crossing in resonant neutrino oscillations. *Phys. Rev. Lett.*, 57 :1275–1278, 1986.
- [130] F. D. Stacey. *Physics of the Earth, second edition*. 1977.
- [131] M. Chizhov, M. Maris, and S. T. Petcov. On the oscillation length resonance in the transitions of solar and atmospheric neutrinos crossing the earth core. 1998, hep-ph/9810501.
- [132] J. N. Bahcall and P. I. Krastev. Does the Sun appear brighter at night in neutrinos? *Phys. Rev.*, C56 :2839–2857, 1997, hep-ph/9706239.
- [133] A. M. Dziewonski and D. L. Anderson. Preliminary Reference Earth Model (PREM). *Phys. Earth. Planet. Interior*, 25 :207, 1981.
- [134] Q. Y. Liu, M. Maris, and S. T. Petcov. A study of the day-night effect for the Super-Kamiokande detector. I : Time averaged solar neutrino survival probability. *Phys. Rev.*, D56 :5991–6002, 1997, hep-ph/9702361.

Appendice

ETTE note présente l'ensemble des formules analytiques nécessaires pour la description des oscillations de neutrinos à deux saveurs en présence de matière (Soleil et Terre). Ce travail succède à celui commencé lors de mon stage de DEA [124]. L'implémentation des formules analytiques est ici utilisée en vue de réaliser une simulation de l'effet jour/nuit pour l'expérience Borexino de détection des neutrinos solaires issus de la désintégration du ${}^7\text{Be}$ ($E_{7\text{Be}} = 0,863 \text{ keV}$) mais reste largement extensible pour d'autres études.

1 Prolégomènes

Nous nous plaçons dans le cadre de deux familles de neutrinos. Les états de saveur de ces neutrinos seront notés $|\nu_e\rangle$ et $|\nu_x\rangle$ (où $|\nu_x\rangle$ est une combinaison linéaire des états $|\nu_\mu\rangle$ et $|\nu_\tau\rangle$). Les états propres de masses correspondants sont notés $|\nu_1\rangle$ et $|\nu_2\rangle$ (de masses respectives m_1 et m_2), et reliés aux états $|\nu_e\rangle$, $|\nu_x\rangle$ par une matrice de rotation $\hat{U}$:

$$\begin{pmatrix} |\nu_e\rangle \\ |\nu_x\rangle \end{pmatrix} = \hat{U} \begin{pmatrix} |\nu_1\rangle \\ |\nu_2\rangle \end{pmatrix} \quad \text{avec} \quad \hat{U} = \begin{pmatrix} \cos \theta & \sin \theta \\ -\sin \theta & \cos \theta \end{pmatrix}. \quad (9)$$

Les neutrinos produits dans les réactions nucléaires au sein du Soleil sont des ν_e ultra-relativistes. L'équation de DIRAC de propagation des neutrinos libres s'écrit donc

$$(i\gamma^\mu \partial_\mu - m_i) \nu_i = 0 \quad (10)$$

où ν_i est un bispineur à 4 composantes et,

$$\gamma_0 = \begin{pmatrix} 0 & \hat{\text{Id}}_2 \\ \hat{\text{Id}}_2 & 0 \end{pmatrix}, \quad \vec{\gamma} = \begin{pmatrix} 0 & -\vec{\sigma} \\ \vec{\sigma} & 0 \end{pmatrix} \quad (11)$$

avec $\vec{\sigma}$ les matrices de DIRAC,

$$\sigma_x = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & -1 \end{pmatrix}, \quad \sigma_y = \begin{pmatrix} 0 & 1 \\ 1 & 0 \end{pmatrix} \quad \text{et} \quad \sigma_z = \begin{pmatrix} 0 & -i \\ i & 0 \end{pmatrix} \quad (12)$$

On peut décomposer le bispineur ν_i en deux spineurs droit ν_{iL} et gauche ν_{iR}

$$\left[\begin{pmatrix} i\partial_0 + \vec{\sigma} \cdot \vec{p} & 0 \\ 0 & i\partial_0 - \vec{\sigma} \cdot \vec{p} \end{pmatrix} - \begin{pmatrix} 0 & m_i \\ m_i & 0 \end{pmatrix} \right] \begin{pmatrix} \nu_{iL} \\ \nu_{iR} \end{pmatrix} = 0. \quad (13)$$

Comme ces neutrinos sont ultra-relativistes, le mélange entre les états gauche et droit est très faible (un état gauche peut devenir droit avec une probabilité moyenne $\langle P_{L \rightarrow R} \rangle = \frac{1}{2} \left(\frac{m}{E} \right)^2$), et les équations sur ν_{iL} et ν_{iR} sont découplées. La chiralité est donc conservée avec une bonne approximation. Considérons donc un neutrino ν_{1L} avec un spin $\uparrow$, que l'on note donc $\nu_{1L\uparrow}$, se propageant suivant l'axe x : $\vec{p}_1 = p_1 \vec{u}_x$ (et donc d'hélicité $+1$) ainsi,

$$(i\partial_0 + p_1) \nu_{1L\uparrow} = 0 . \quad (14)$$

Considérons également un $\nu_{2L\uparrow}$ se propageant dans les mêmes conditions :

$$(i\partial_0 + p_2) \nu_{2L\uparrow} = 0 . \quad (15)$$

Nous supposons ici que ces deux neutrinos de même énergie, E , sont décrits par des ondes planes d'impulsions respectives p_1 et p_2 . Nous remplacerons dorénavant $\nu_{1L\uparrow}$ par ν_1 et $\nu_{2L\uparrow}$ par ν_2 . D'autre part, les neutrinos solaires se déplaçant à une vitesse proche de celle de la lumière, on a $x \simeq t$ ($c = 1$) et $\partial_0 \simeq \partial_x$. Il vient :

$$\begin{aligned} i\partial_x \begin{pmatrix} \nu_1 \\ \nu_2 \end{pmatrix} &\simeq - \begin{pmatrix} E - m_1^2/2E & 0 \\ 0 & E - m_2^2/2E \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \nu_1 \\ \nu_2 \end{pmatrix} \\ &= \left(-E + \frac{m_1^2 + m_2^2}{4E} \right) \hat{\text{Id}}_2 - \frac{\Delta m^2}{4E} \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & -1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \nu_1 \\ \nu_2 \end{pmatrix} . \end{aligned} \quad (16)$$

Le terme proportionnel à l'identité peut être absorbé dans une redéfinition de la phase globale des neutrinos et ne joue donc aucun rôle physique. Dans la base des états de saveur cette équation devient

$$i\partial_x \begin{pmatrix} \nu_e \\ \nu_x \end{pmatrix} = \hat{H}_v \begin{pmatrix} \nu_e \\ \nu_x \end{pmatrix} = \frac{\Delta m^2}{4E} \begin{pmatrix} -\cos(2\theta) & \sin(2\theta) \\ \sin(2\theta) & \cos(2\theta) \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \nu_e \\ \nu_x \end{pmatrix} . \quad (17)$$

Cette équation permet d'obtenir la formule de la probabilité d'oscillations dans le vide :

$$P_{\nu_e \rightarrow \nu_x}(L) = \sin^2(2\theta) \sin^2\left(\frac{k}{2}L\right) \quad (18)$$

où k est le nombre d'onde du neutrino dans le vide :

$$k = \frac{\Delta m^2}{2E} \quad (19)$$

Dans le cadre de la matière ordinaire (Soleil, Terre), les neutrinos peuvent interagir par échange des bosons vecteurs $W^\pm$ et Z^0 avec les protons, les neutrons ou les électrons du milieu. Les trois saveurs de neutrinos sont sensibles aux courants neutres. Ce ne sont donc pas ces interactions qui peuvent favoriser l'une ou l'autre des familles et produire des oscillations entre saveurs. En revanche, seuls les ν_e peuvent interagir par courant chargé, d'une part parce que les neutrinos produits n'ont pas assez d'énergie pour se transformer en μ^- ($m_\mu = 105$ MeV) ou τ^- ($m_\tau = 1777$ MeV), et d'autre part, dans la matière ordinaire, il n'y a pas de μ^- ou de τ^- avec lesquels les ν_μ et ν_τ peuvent interagir. Le potentiel effectif à basse énergie décrivant les interactions des neutrinos par courant chargé est donné par

$$V = \sqrt{2} G_F N_e . \quad (20)$$

Il n'affecte que la propagation des ν_e . Ainsi, l'équation d'évolution (16) doit être remplacée par l'équation suivante :

$$i\partial_x \begin{pmatrix} \nu_1 \\ \nu_2 \end{pmatrix} \simeq \left[\left(-E + \frac{m_1^2 + m_2^2}{4E} \right) \hat{\text{Id}}_2 - \frac{\Delta m^2}{4E} \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & -1 \end{pmatrix} + \hat{U}^\dagger \begin{pmatrix} V & 0 \\ 0 & 0 \end{pmatrix} \hat{U} \right] \begin{pmatrix} \nu_1 \\ \nu_2 \end{pmatrix}. \quad (21)$$

Dans la base des états de saveur,

$$\begin{aligned} i\partial_x \begin{pmatrix} \nu_e \\ \nu_x \end{pmatrix} &= \hat{H} \begin{pmatrix} \nu_e \\ \nu_x \end{pmatrix} \\ &= \left[\left(-E + \frac{m_1^2 + m_2^2}{4E} \right) \hat{\text{Id}}_2 - \frac{\Delta m^2}{4E} \hat{U} \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & -1 \end{pmatrix} \hat{U}^\dagger + \begin{pmatrix} V & 0 \\ 0 & 0 \end{pmatrix} \right] \begin{pmatrix} \nu_e \\ \nu_x \end{pmatrix} \\ &= \left[\left(-E + \frac{m_1^2 + m_2^2}{4E} + \frac{V}{2} \right) \hat{\text{Id}}_2 - \frac{\Delta m^2}{4E} \hat{U} \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & -1 \end{pmatrix} \hat{U}^\dagger + \frac{V}{2} \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & -1 \end{pmatrix} \right] \begin{pmatrix} \nu_e \\ \nu_x \end{pmatrix} \end{aligned}$$

La partie proportionnelle à l'identité, $\left(-E + \frac{m_1^2 + m_2^2}{4E} + \frac{V}{2} \right) \hat{\text{Id}}_2$, peut être absorbée dans une redéfinition de phase globale même si V dépend de t (ou de x). En redéfinissant la phase globale des neutrinos, on obtient

$$i\partial_x \begin{pmatrix} \nu_e \\ \nu_x \end{pmatrix} = \hat{H} \begin{pmatrix} \nu_e \\ \nu_x \end{pmatrix} = \left[-\frac{k}{2} \hat{U} \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & -1 \end{pmatrix} \hat{U}^\dagger + \frac{V}{2} \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & -1 \end{pmatrix} \right] \begin{pmatrix} \nu_e \\ \nu_x \end{pmatrix} \quad (22)$$

Le hamiltonien se réécrit donc sous la forme simplifiée suivante [23]

$$\hat{H} = \underbrace{\frac{k}{2} \begin{pmatrix} -\cos(2\theta) & \sin(2\theta) \\ \sin(2\theta) & \cos(2\theta) \end{pmatrix}}_{\hat{H}_v} + \underbrace{\frac{1}{2} \begin{pmatrix} V & 0 \\ 0 & -V \end{pmatrix}}_{\hat{H}_m}, \quad (23)$$

où $\hat{H}_v$ est la partie du hamiltonien associée au vide et $\hat{H}_m$ celle associée à la présence de matière. Ce hamiltonien peut être diagonalisé dans une nouvelle base $(|\nu_1^m\rangle, |\nu_2^m\rangle)$ définie par :

$$\begin{pmatrix} |\nu_e\rangle \\ |\nu_x\rangle \end{pmatrix} = \hat{U}_m \begin{pmatrix} |\nu_1^m\rangle \\ |\nu_2^m\rangle \end{pmatrix} \quad \text{avec} \quad \hat{U}_m = \begin{pmatrix} \cos \theta_m & \sin \theta_m \\ -\sin \theta_m & \cos \theta_m \end{pmatrix}. \quad (24)$$

Dans cette nouvelle base, le hamiltonien $\hat{H}$ se réécrit :

$$\hat{H} = \frac{k_m}{2} \begin{pmatrix} -\cos(2\theta_m) & \sin(2\theta_m) \\ \sin(2\theta_m) & \cos(2\theta_m) \end{pmatrix}. \quad (25)$$

En identifiant (23) et (25), on obtient les relations suivantes [23] :

$$k_m \sin(2\theta_m) = k \sin(2\theta) \quad (26)$$

$$k_m \cos(2\theta_m) = k \cos(2\theta) - V, \quad (27)$$

k_m étant le nombre d'onde du neutrino dans la matière,

$$k_m = k \sqrt{\left(\cos(2\theta) - \frac{V}{k} \right)^2 + \sin^2(2\theta)}. \quad (28)$$

Ces nouvelles quantités dépendent de la densité d'électrons $N_e(x)$ et donc de la position dans le Soleil x , c'est pourquoi on appelle ces états $(\mathbf{v}_1^m, \mathbf{v}_2^m)$ les états propres de propagation instantanés – ou locaux – dans la matière. Dans le cas d'une densité d'électrons constante sur la trajectoire du neutrino, on retrouve une formule analogue à (18) :

$$P_{\nu_e \rightarrow \nu_x}(L) = \sin^2(2\theta_m) \sin^2\left(\frac{k_m}{2}L\right) \quad (29)$$

Ce cas nous servira dans la modélisation des oscillations dans la Terre.

2 Forme générale de la probabilité $P_{\nu_e \rightarrow \nu_e}$

2.1 Probabilité de survie $P_{\nu_e \rightarrow \nu_e}$

La matrice d'évolution des neutrinos entre le cœur et la surface du Soleil est une matrice générique de $SU(2)$ [23, 125, 126] :

$$\begin{pmatrix} \mathbf{v}_1 \\ \mathbf{v}_2 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \sqrt{1-P_c}e^{-i\alpha} & -\sqrt{P_c}e^{-i\beta} \\ \sqrt{P_c}e^{i\beta} & \sqrt{1-P_c}e^{i\alpha} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \mathbf{v}_1^m(x_0) \\ \mathbf{v}_2^m(x_0) \end{pmatrix} \quad (30)$$

L'amplitude de probabilité qu'un ν_e produit en x_0 dans le Soleil soit un ν_e à la surface de la Terre, sans effet de régénération, s'écrit [23] :

$$\begin{aligned} A_{ee}(x_0, L) &= \begin{pmatrix} 1 & 0 \end{pmatrix} \hat{U}_\theta \hat{U}_v \hat{U}_m^t \hat{U}_{\theta_m^0} \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \end{pmatrix} \\ &= \begin{pmatrix} 1 & 0 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \cos \theta & \sin \theta \\ -\sin \theta & \cos \theta \end{pmatrix} \begin{pmatrix} e^{i\xi_v/2} & 0 \\ 0 & e^{-i\xi_v/2} \end{pmatrix} \\ &\quad \times \begin{pmatrix} \sqrt{1-P_c}e^{-i\alpha} & -\sqrt{P_c}e^{-i\beta} \\ \sqrt{P_c}e^{i\beta} & \sqrt{1-P_c}e^{i\alpha} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \cos \theta_m^0 & -\sin \theta_m^0 \\ \sin \theta_m^0 & \cos \theta_m^0 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \end{pmatrix} \quad (31) \end{aligned}$$

avec les matrices $\hat{U}$ qui agissent comme suit (de la droite vers la gauche) :

1. ${}^t\hat{U}_{\theta_m^0}$ décompose l'état initial ν_e dans la base des états propres de masse locaux en $x = x_0$;
2. $\hat{U}_m$ est une paramétrisation générique de $SU(2)$ pour l'évolution des états propres de masse dans la matière $(\mathbf{v}_1^m, \mathbf{v}_2^m)$ depuis le point de création dans le Soleil ($x = x_0$) jusqu'à sa surface ($x = R_\odot$) où $\mathbf{v}_i^m = \mathbf{v}_i$ en termes de la probabilité de croisement $P_c = P_{\nu_2^m \rightarrow \nu_1}$ et de 2 phases génériques α et β ;
3. $\hat{U}_v$ fait évoluer les états propres de masse dans le vide entre $R_\odot$ et $L = 1$ ua, avec $\xi_v = k(L - R_\odot)$;
4. $\hat{U}_\theta$ permet de repasser dans la base des états de saveur, base dans laquelle sont détectés les neutrinos ($x = L$).

$$\begin{aligned}
A_{ee}(x_0, L) = & \cos \theta e^{i\xi_v/2} \left[\sqrt{1 - P_c} e^{-i\alpha} \cos \theta_m^0 - \sqrt{P_c} e^{-i\beta} \sin \theta_m^0 \right] \\
& + \sin \theta e^{-i\xi_v/2} \left[\sqrt{P_c} e^{i\beta} \cos \theta_m^0 + \sqrt{1 - P_c} e^{i\alpha} \sin \theta_m^0 \right]
\end{aligned} \quad (32)$$

La probabilité de survie peut alors s'exprimer comme une somme d'un terme moyen et de quatre autres termes oscillants [127, 23] :

$$P_{\nu_e \rightarrow \nu_e} = |A_{\nu_e \rightarrow \nu_e}|^2 = \sum_{n=0}^4 P_n \quad (33)$$

avec

$$P_0 = \frac{1}{2} [1 + (1 - 2P_c) \cos(2\theta_m^0) \cos(2\theta)] \quad (34)$$

$$P_1 = -\cos(2\theta_m^0) \sin(2\theta) \sqrt{P_c(1 - P_c)} \cos(\xi_v + \pi - \alpha - \beta) \quad (35)$$

$$P_2 = -\sin(2\theta_m^0) \cos(2\theta) \sqrt{P_c(1 - P_c)} \cos(\alpha - \beta) \quad (36)$$

$$P_3 = -\frac{1}{2} \sin(2\theta_m^0) \sin(2\theta) P_c [\cos(\xi_v - 2\alpha) + \cos(\xi_v - 2\beta)] \quad (37)$$

$$P_4 = \frac{1}{2} \sin(2\theta_m^0) \sin(2\theta) \cos(\xi_v - 2\alpha) \quad (38)$$

Il a été démontré dans les articles [126, 127] que les trois derniers termes peuvent être négligés dans la plupart des cas. P_2 et P_3 sont toujours négligeables soit parce que $\sin(2\theta_m^0)$ est petit soit parce que P_c est voisin de 0. Enfin, le terme P_4 disparaît lorsque l'on moyenne sur le spectre en énergie des neutrinos produits.

L'équation (41) se ramène donc simplement à :

$$P_{\nu_e \rightarrow \nu_e} = P_0 + P_1 \quad (39)$$

On note ξ_s la phase acquise par les neutrinos lors de la propagation dans le Soleil :

$$\xi_s = \pi - \alpha - \beta \quad (40)$$

La probabilité de survie d'un ν_e sans effet de régénération dans la Terre se résume donc dans la formule suivante :

$$\begin{aligned}
P_{\nu_e \rightarrow \nu_e}(x_0, L) = & \frac{1}{2} [1 + (1 - 2P_c) \cos(2\theta_m^0) \cos(2\theta)] \\
& - \cos(2\theta_m^0) \cos(2\theta) \sqrt{P_c(1 - P_c)} \cos(\xi_v + \xi_s)
\end{aligned} \quad (41)$$

L'information sur le lieu de production est contenue dans le $\cos(2\theta_m^0)$, celle sur la propagation dans le Soleil dans P_c et ξ_s . Nous allons à présent déterminer ces nouvelles quantités.

2.2 Probabilité de croisement P_c et la phase ξ_s

Si un ν_2^m se propage « bien » dans la matière, à la surface du Soleil il se retrouve « continûment » dans un état ν_2 . Néanmoins, si la densité du milieu varie trop vite devant la propagation des neutrinos, ceux-ci vont se mélanger de manière complexe et il est ainsi possible d'obtenir à partir d'un ν_2^m initial un ν_1 à la surface du Soleil. Pour un profil de densité d'électrons exponentiel, il est possible de résoudre l'équation d'évolution (22) (consulter l'article [126]). Ainsi, pour déterminer la probabilité de croisement, *i.e.* la probabilité qu'un ν_2^m initial soit un ν_1 à la surface du Soleil, on peut utiliser un ajustement global par une exponentielle sur le profil de densité dans le Soleil (*cf.* figure 15). Les valeurs de cet ajustement sont [23] :

$$N_e(x) = N_e(0) \exp(-x/r_0) \quad \text{avec} \quad N_e(0) = 245 \text{ mol/cm}^3 \quad \text{et} \quad r_0 = \frac{R_\odot}{10,54} \quad (42)$$

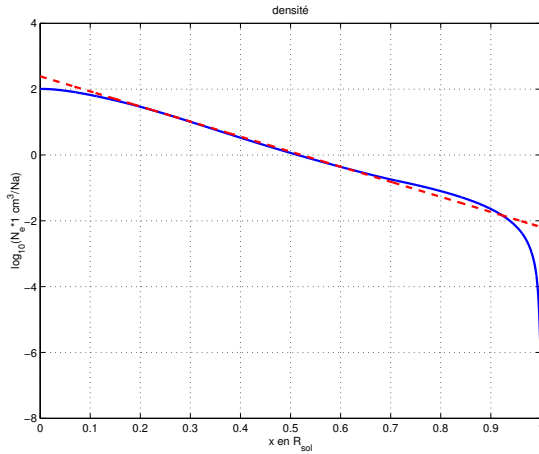


FIG. 15 : Densité électronique dans le Soleil, en échelle logarithmique, en fonction de la distance au centre (rapportée au rayon solaire). En tirets rouges c'est l'ajustement global avec une exponentielle. On peut voir que cet ajustement rend bien compte de la densité dans le Soleil pour un domaine s'étalant entre 0,2 et 0,7 $R_\odot$. En dehors, l'approximation en exponentielle par des paramètres globaux n'est pas tout à fait légitime.

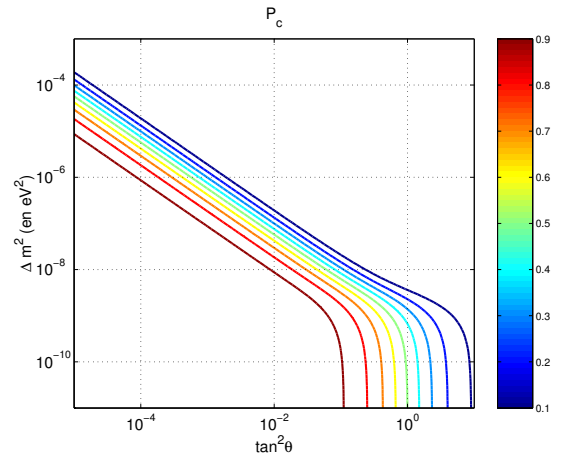


FIG. 16 : Contours de la probabilité P_c dans le plan des paramètres d'oscillations ($\tan^2 \theta, \Delta m^2$). Pour $\Delta m^2 \gtrsim 10^{-8} \text{ eV}^2$ et $\tan^2 \theta \ll \frac{\pi}{4}$, l'expression (43) se résume à $P_c \simeq 1 - \pi r_0 k \tan^2 \theta$ d'où les lignes diagonales qui apparaissent sur ce graphe. Au-dessus de ces contours, $P_c = 0$ et la propagation des neutrinos dans le Soleil est adiabatique, en-dessous, $P_c \neq 0$ et la propagation est non-adiabatique (un ν_2^m peut se transformer en ν_1 au cours de sa propagation).

D'après [126], il est possible de montrer que

$$P_c \hat{=} P_{\nu_2^m \rightarrow \nu_1} = \frac{\exp(2\pi r_0 k \cos^2 \theta) - 1}{\exp(2\pi r_0 k) - 1} \quad (43)$$

On peut noter que cette probabilité ne dépend pas de x_0 . Elle dépend cependant d'un

paramètre d'échelle r_0 qui d'après (42) vaut :

$$r_0 = -\frac{N_e}{\dot{N}_e} = \left| \frac{N_e}{\dot{N}_e} \right| \quad (44)$$

Cette formule donne les contours illustrés sur la figure 16 dans le plan $(\tan^2 \theta, \Delta m^2)$.

Comme il est signalé sur la figure 15, l'ajustement global ne prend pas bien en compte les variations de N_e au cœur et à la surface du Soleil. On peut noter également que dans l'expression de P_c (équation (43)) la seule quantité concernant la densité d'électrons qui intervient est le rapport $\frac{1}{r_0} = \left| \frac{\dot{N}_e}{N_e} \right| = \left| \frac{d}{dx} \ln(N_e(x)) \right|$

Néanmoins, on peut remarquer un désaccord entre ces contours et ceux produits par des codes de résolution numérique. En particulier cet ajustement global ne tient pas bien compte du profil de densité d'électrons au cœur ($x < 0,1$) et à la surface du Soleil ($x > 0,8$). Une méthode pour tenir compte de la forme de ce profil est la prescription de violation maximale d'adiabaticité [23]. Cette prescription consiste à choisir un r_0 qui dépend du neutrino produit (*i.e.* qui dépend des paramètres E , Δm^2 , $\tan^2 \theta$) de telle manière que l'ajustement fait sur le profil numérique rende compte de l'aspect local de la densité d'électron au voisinage du point où se trouve la violation d'adiabaticité maximale. La validité de cette prescription repose sur le fait que $P_c \neq 0$ sur une partie relativement courte de la trajectoire du neutrino où la propagation de celui-ci est localement non-adiabatique.

Revenons sur l'équation de propagation des neutrinos dans la matière (22). Cherchons à présent à expliciter cette équation d'évolution dans la base des états propres de propagation locaux (ν_1^m, ν_2^m) :

$$\begin{aligned} i\partial_x \begin{pmatrix} \nu_e \\ \nu_x \end{pmatrix} &= i\partial_x \left(\hat{U}_m \begin{pmatrix} \nu_1^m \\ \nu_2^m \end{pmatrix} \right) \\ &= \left(i\partial_x \hat{U}_m \right) \begin{pmatrix} \nu_1^m \\ \nu_2^m \end{pmatrix} + \hat{U}_m i\partial_x \begin{pmatrix} \nu_1^m \\ \nu_2^m \end{pmatrix} \\ &= \hat{H} \hat{U}_m \begin{pmatrix} \nu_1^m \\ \nu_2^m \end{pmatrix} \end{aligned}$$

donc,

$$\begin{aligned} i\partial_x \begin{pmatrix} \nu_1^m \\ \nu_2^m \end{pmatrix} &= \left[-\frac{k_m}{2} \hat{U}_m^\dagger \begin{pmatrix} -\cos(2\theta_m) & \sin(2\theta_m) \\ \sin(2\theta_m) & \cos(2\theta_m) \end{pmatrix} \hat{U}_m - \hat{U}_m^\dagger (i\partial_x \hat{U}_m) \right] \begin{pmatrix} \nu_1^m \\ \nu_2^m \end{pmatrix} \\ &= \left[-\frac{k_m}{2} \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & -1 \end{pmatrix} - i\dot{\theta}_m \begin{pmatrix} 0 & 1 \\ -1 & 0 \end{pmatrix} \right] \begin{pmatrix} \nu_1^m \\ \nu_2^m \end{pmatrix} \\ &= \begin{pmatrix} -k_m/2 & i\dot{\theta}_m \\ -i\dot{\theta}_m & k_m/2 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \nu_1^m \\ \nu_2^m \end{pmatrix}. \end{aligned} \quad (45)$$

D'après (26) et (27),

$$\dot{\theta}_m(x) = \frac{k \sin(2\theta)}{2k_m^2} \dot{V}(x). \quad (46)$$

L'équation (45) est en fait un système d'équations couplées : les états propres de propagation locaux, $\nu_i^m(x)$, se mélangent entre eux et ne sont donc pas des états propres

d'énergie définie. L'importance de cet effet est contrôlé par les termes non-diagonaux qui apparaissent dans l'équation (45), $i\dot{\theta}_m(x)$, par rapport aux termes diagonaux $k_m(x)/2$. Lorsque $k_m(x)/2 \gg |\dot{\theta}_m(x)|$, les états propres de propagation locaux, $\mathbf{v}_i^m(x)$, se comportent approximativement comme des états propres d'énergie du système et ne se mélangent pratiquement pas pendant leur évolution. Pour cette raison cette approximation est appelée la condition *adiabatique*, et on note $\gamma(x)$ le rapport entre les termes non-diagonaux et les termes diagonaux :

$$\gamma(x) \cong \frac{k_m(x)}{2|\dot{\theta}_m(x)|} \quad (47)$$

$$= \frac{k_m^3(x)}{|\dot{V}(x)| \sin(2\theta)} \quad (48)$$

$$= \frac{k^2 \sin^2(2\theta)}{|\dot{V}(x)|} \left(1 + \frac{(\cos(2\theta) - V(x)/k)^2}{\sin^2(2\theta)} \right)^{3/2}. \quad (49)$$

Plus γ est grand et moins les états $\mathbf{v}_1^m$ et $\mathbf{v}_2^m$ se mélangent entre eux et inversement. C'est donc au minimum de cette fonction que la condition d'adiabaticité est la moins respectée. La minimisation de cette fonction donne les contours illustrés sur la figure 17.

L'idée est d'utiliser ensuite ces points pour obtenir un profil mieux adapté de la variation de la densité d'électrons au voisinage du point de violation maximale d'adiabaticité. Pour cela, on utilise un paramètre d'échelle r_0 « variable », variable dans le sens où ce nouveau r_0 ne dépend pas de x mais de E , $\tan^2 \theta$ et Δm^2 par l'intermédiaire de x_{MVA} :

$$r_0(x) = \left| \frac{N_e(x)}{\dot{N}_e(x)} \right| \quad (50)$$

et,

$$r_0^{\text{MVA}} = \left| \frac{N_e(x_{\text{MVA}})}{\dot{N}_e(x_{\text{MVA}})} \right|. \quad (51)$$

Enfin pour compléter cette prescription, les contours de P_c ne sont plus corrects à bas Δm^2 , et il convient de prendre [23] :

$$r_0 = \begin{cases} r_0^{\text{MVA}} & \text{si } x_{\text{MVA}} \leq 0,904 R_\odot, \\ R_\odot/18,9 & \text{sinon} \end{cases} \quad (52)$$

On prend alors pour P_c le nouveau paramètre d'échelle défini dans (52) qui permet alors d'obtenir les nouveaux contours présentés sur la figure 18.

Tout ce qui précède est détaillé dans l'article [23], et on y trouve également que la phase ξ_s acquise par les neutrinos lors de leur propagation dans le Soleil peut s'écrire pour $\Delta m^2 \lesssim 10^{-8} \text{ eV}^2$:

$$\xi_s = 0,130(kR_\odot) + 1,67 \times 10^{-3}(kR_\odot)^2 \cos(2\theta). \quad (53)$$

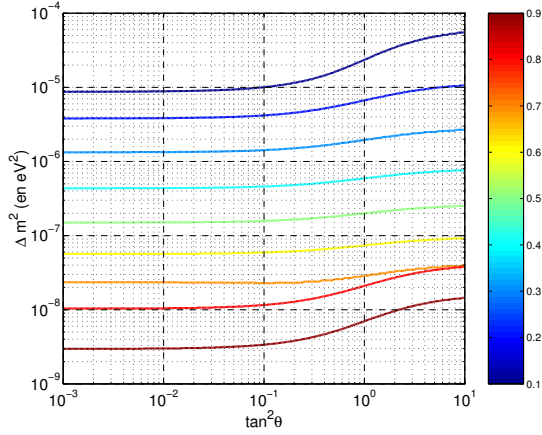


FIG. 17 : Contours des abscisses de violation maximale de l'adiabaticité $x_{MVA} = 0,1$ à $0,9 R_\odot$ dans le plan $(\tan^2 \theta, \Delta m^2)$.

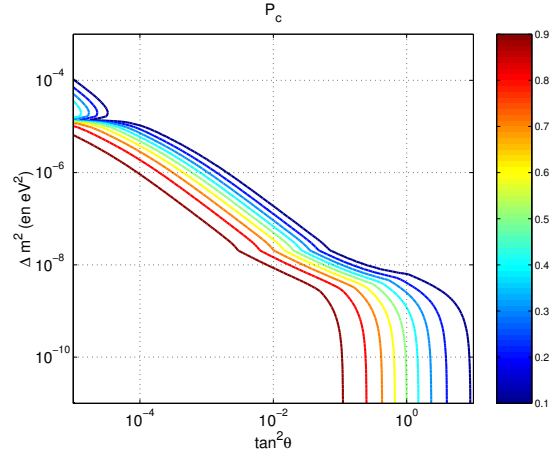


FIG. 18 : Les différences essentielles par rapport à la figure 16 sont pour $x_{MVA} \simeq 0,1$ et $x_{MVA} \simeq 0,9$. Il a été montré dans l'article [23] que la prescription MVA permettait d'atteindre une précision meilleure que 3 % par rapport aux contours obtenus à partir d'algorithmes de résolution numérique des équations d'évolution dans la matière.

2.3 Moyennes sur la production : position et énergie

Au-dessus de 10^{-8} eV^2 , les phases (vide ξ_v et matière solaire ξ_s) sont complètement moyennées et font disparaître le terme d'interférence en $\cos(\xi_v + \xi_s)$ [128] :

$$\langle \cos(\xi_v + \xi_s) \rangle_E = D \times \cos(\xi_v + \xi_s) \quad (54)$$

où D est un facteur d'atténuation représenté sur la figure 19.

La moyenne sur les lieux de production (figure 20) n'affecte quasiment pas les contours de probabilité dans le plan $(\tan^2 \theta, \Delta m^2)$ (figure 21).

Cette figure présente les isocontours de $\langle \cos^2 \theta_m(x_0) \rangle$, la moyenne portant sur les lieux de production des neutrinos. On remarque que tous ces contours se rejoignent lorsque $\theta \ll \frac{\pi}{4}$. Ceci vient de la définition de $\cos(2\theta_m)$ (équation (27)). Lorsque $\theta \ll \frac{\pi}{4}$,

$$\cos(2\theta_m(x_0)) \simeq \frac{k - V(x_0)}{|k - V(x_0)|} = \text{signe}(k - V(x_0)) = \text{signe}(\Delta m^2 - 2E\sqrt{2}G_F N_e(x_0)) \quad (55)$$

et comme $\cos^2 \theta = \frac{1+\cos(2\theta)}{2}$, $\cos^2 \theta_m(x_0)$ vaut 0 lorsque $\Delta m^2 < 2E\sqrt{2}G_F N_e(x_0)$ et 1 lorsque $\Delta m^2 > 2E\sqrt{2}G_F N_e(x_0)$. Il faut noter que si tous les neutrinos étaient produits au même point dans le Soleil, tous les contours de $\langle \cos^2 \theta_m(x_0) \rangle = \cos^2 \theta_m(x_0)$ se rejoindraient exactement lorsque θ devient très petit. Le fait qu'ils ne se rejoignent pas tout à fait sur la figure 21 est dû à la moyenne sur les lieux de production qui décale $2E\sqrt{2}G_F N_e(x_0)$ suivant la valeur de x_0 considérée. L'« épaisseur » à faibles θ est donc due à l'étendue spatiale des lieux de production des neutrinos dans le Soleil.

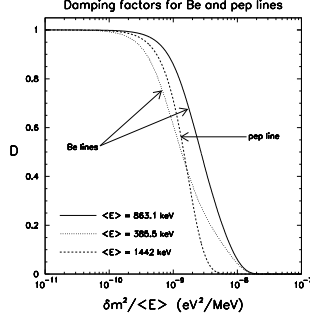


FIG. 19 : Facteur d'atténuation D des oscillations dans le vide et de la phase de propagation dans le Soleil. Figure extraite de [128].

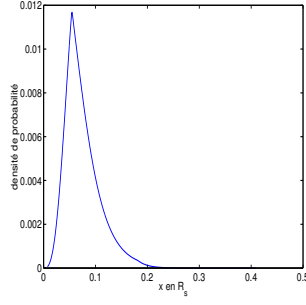


FIG. 20 : Lieux de production dans le Soleil des neutrinos issus de la désintégration du ${}^7\text{Be}$.

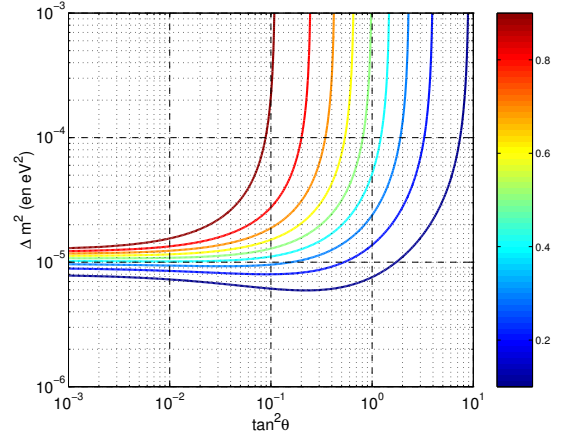


FIG. 21 : Contours de $\langle \cos^2 \theta_m^0 \rangle$ dans le plan $(\tan^2 \theta, \Delta m^2)$. On peut remarquer sur cette figure que l'angle de mélange effectif dans la matière varie très rapidement au voisinage de $\Delta m^2 \simeq 10^{-5} \text{ eV}^2$ du moment que $\theta < \frac{\pi}{4}$. C'est le phénomène de résonance. Cette variation est d'autant plus prononcée que l'angle de mélange dans le vide, θ , est faible. En-dessous de $\Delta m^2 \simeq 10^{-5} \text{ eV}^2$, on a en très bonne approximation $\theta_m(x_0) \simeq \frac{\pi}{2}$.

2.4 Contributions des propagations non radiales

Jusqu'à présent, nous avons considéré des neutrinos qui se propageaient radialement dans le Soleil (propagation unidimensionnelle). La prise en compte du volume dans les lieux de production des neutrinos ne joue pas de rôle. Reprenons l'équation (41), et en ne nous occupant que du terme constant (sans les oscillations dues au vide où à la phase du Soleil qui sont de toute façon atténuées par le facteur D vu dans la section précédente) :

$$P_{\nu_e \rightarrow \nu_e}(x_0, R_\odot) = P_0 = \frac{1}{2} [1 + (1 - 2P_c) \cos(2\theta_m(x_0)) \cos(2\theta)] . \quad (56)$$

Cette formule contient trois informations :

- le mélange entre les états propres de saveur et de masse dans le vide ;
- la densité d'électrons dans le Soleil au lieu de production, $N_e(x_0)$, contenue dans le $\cos(2\theta_m(x_0))$;
- la forme du profil de N_e dans tout le Soleil dans P_c .

Il faut bien noter que pour la solution LMA par exemple ($P_c = 0$, propagation adiabatique), la forme du profil de la densité d'électrons n'intervient pas dans la probabilité de survie :

$$P_{\nu_e \rightarrow \nu_e} = \frac{1}{2} [1 + \cos(2\theta_m(x_0)) \cos(2\theta)] . \quad (57)$$

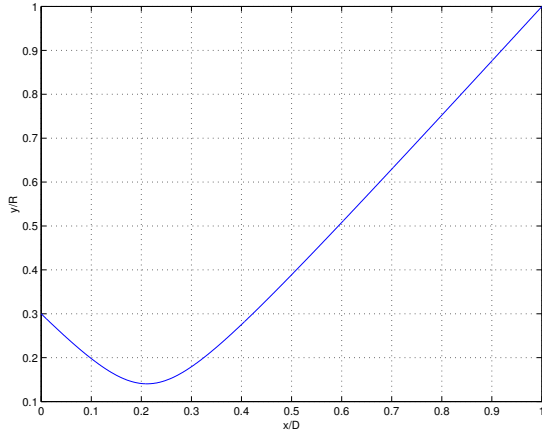


FIG. 22 : Distance au centre du Soleil pour une trajectoire non radiale. Ici, $x_0 = 0,3 R_\odot$ et $\alpha_0 = 4\pi/5$.

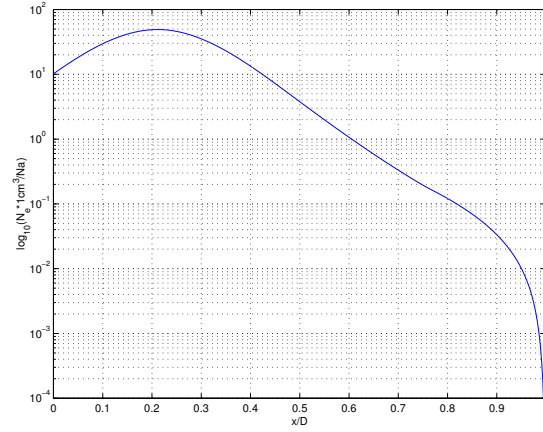


FIG. 23 : Profil de densité d'électrons pour une trajectoire non radiale des neutrinos dans le Soleil.

La distance au cœur du Soleil, ρ , en fonction du point de production, (x_0, α_0) (coordonnées polaires), et de sa distance parcourue, x est donnée par :

$$\rho(x) = \sqrt{x^2 + x_0^2 - 2x_0x \frac{x_0 - R_\odot}{D} \cos \alpha_0} \quad (58)$$

et,

$$D = \sqrt{x_0^2 + R_\odot^2 - 2x_0R_\odot \cos \alpha_0} . \quad (59)$$

Le nouveau profil de densité d'électrons vu par un neutrino sur une trajectoire non radiale est alors donné par :

$$N'_e(x) = N_e(\rho(x)) . \quad (60)$$

D'autre part, le fait de tenir compte des propagations non radiales, n'affecte que le profil de N_e vers le cœur du Soleil (la moyenne sur les lieux de production des neutrinos sur un rayon du Soleil tient déjà compte de tous les $N_e(x_0)$ possibles si l'on suppose que la densité dans le Soleil est à symétrie sphérique). Le profil de la densité d'électrons « vu » par le neutrino n'est pratiquement pas modifié lorsque le neutrino suivant une trajectoire excentrée se rapproche de la surface du Soleil, comme on peut le voir sur la figure ??.

En effet, si $P_c \simeq 0$ (LMA par exemple), la probabilité de survie ne dépend que de la position de production dans le Soleil et ne dépend pas du tout de la forme de N_e (puisque $P_c = 0$). En effectuant une moyenne radiale,

On peut montrer que la prise en compte des propagations non radiales, qui modifie la densité d'électrons vue par les neutrinos sur leur trajectoire n'altère que très peu les contours de probabilités de survies.

2.5 Bilan sur la propagation dans le Soleil vue dans l'espace des paramètres $\tan^2 \theta$ et Δm^2

Dans le cadre de l'effet jour/nuit ($\Delta m^2 \gtrsim 10^{-8} \text{ eV}^2$) les effets d'interférences entre les neutrinos au cours de la propagation jusqu'à la Terre sont inobservables (*cf.* équation (54)).

La formule (41) se réécrit alors simplement :

$$P_{\nu_e \rightarrow \nu_e}(x_0, R_\odot) = P_0 = \frac{1}{2} [1 + (1 - 2P_c) \cos(2\theta_m(x_0)) \cos(2\theta)] . \quad (61)$$

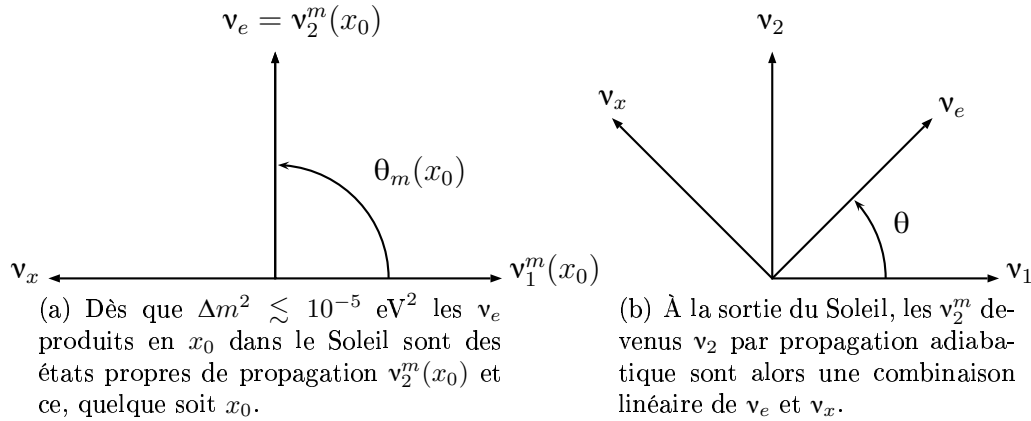
C'est la formule parfois appelée formule de Parke [129].

Dans cette équation, il y a trois régimes intéressants qui permettent de comprendre la construction du « triangle MSW » :

1. lorsque $\theta \sim \frac{\pi}{4}$: si $\Delta m^2 \lesssim 10^{-5} \text{ eV}^2$, alors $\cos(2\theta_m^0) \simeq -1$, et si $\Delta m^2 \gtrsim 10^{-8} \text{ eV}^2$, alors $P_c \simeq 0$. La formule de Parke se réduit alors à :

$$P_{ee} = \frac{1}{2}(1 - \cos(2\theta)) = \sin^2 \theta . \quad (62)$$

En effet, dans ce régime, lorsqu'un ν_e est produit dans le Soleil, il est dans l'état propre $\nu_2^m(x_0)$ puisque $\theta_m(x_0) \simeq \frac{\pi}{2}$. Comme l'évolution est adiabatique ($P_c = 0$), l'état $\nu_2^m(x_0)$ se propage « bien » et devient un ν_2 à la surface du Soleil. Donc la probabilité que ce neutrino soit un ν_e à la surface du Soleil est la probabilité qu'un ν_2 soit un ν_e : $P_{ee} = \sin^2 \theta$.



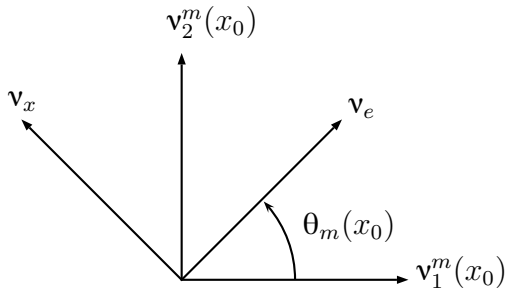
2. lorsque $\theta \ll \frac{\pi}{4}$: si $\Delta m^2 \simeq 10^{-5} \text{ eV}^2$, alors $\cos(2\theta) \simeq 1$ et $P_c \simeq 0$ donc la formule de Parke se réécrit :

$$P_{ee} = \frac{1}{2}(1 + \cos(2\theta_m^0)) = \cos^2 \theta_m^0 . \quad (63)$$

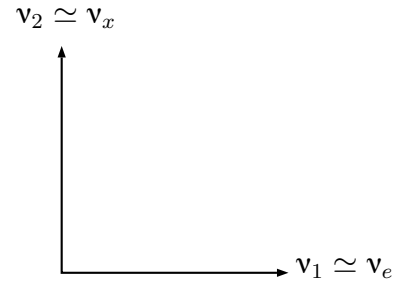
En effet, dans ce régime, lorsqu'un ν_e est produit dans le Soleil, il est dans une combinaison linéaire des états propres $\nu_1^m(x_0)$ et $\nu_2^m(x_0)$ dans une proportion $\cos(\theta_m(x_0))$ et $\sin(\theta_m(x_0))$. Comme l'évolution est adiabatique ($P_c = 0$), les états $\nu_1^m(x_0)$ et $\nu_2^m(x_0)$ se propagent « bien » et deviennent respectivement un ν_1 et un ν_2 à la surface du Soleil. Comme θ est très petit, $\nu_e = \nu_1$ et donc la probabilité que ce neutrino soit un ν_e à la surface du Soleil est la probabilité qu'un ν_e soit initialement dans l'état $\nu_1^m(x_0)$: $P_{ee} = \cos^2(\theta_m(x_0))$.

3. lorsque $\theta \ll \frac{\pi}{4}$ et $\Delta m^2 \ll 10^{-5} \text{ eV}^2$: on a comme dans le cas précédent $\cos(2\theta) \simeq 1$ mais cette fois-ci, $\cos(2\theta_m^0) \simeq -1$ et $P_c \neq 0$. La formule de Parke se réécrit alors :

$$P_{ee} = P_c . \quad (64)$$

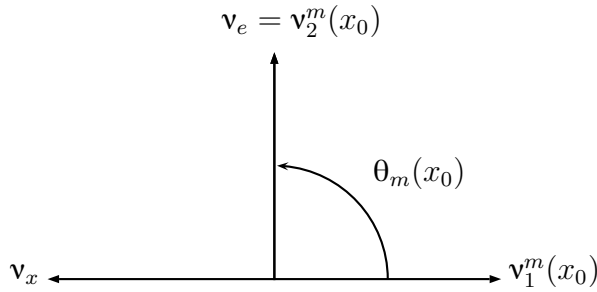


(c) Dans ce cas-ci, les ν_e sont produits dans la région de la résonance des oscillations, l'angle de mélange effectif dans la matière dépend fortement du lieu de production x_0 .

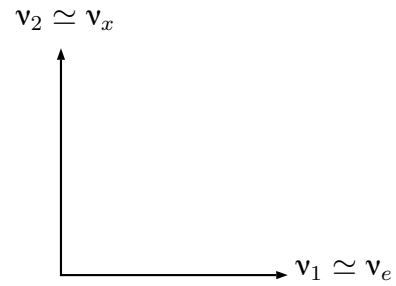


(d) Lorsque l'angle de mélange dans le vide est très petit, ν_e s'identifie à ν_1 et ν_x à ν_2 .

En effet, dans ce régime, lorsqu'un ν_e est produit dans le Soleil, il est dans l'état propre $\nu_2^m(x_0)$ puisque $\theta_m(x_0) \simeq \frac{\pi}{2}$. Comme l'évolution n'est pas adiabatique ($P_c \neq 0$), l'état $\nu_2^m(x_0)$ peut devenir un ν_1 à la surface du Soleil avec une probabilité P_c . Comme θ est très petit, $\nu_e = \nu_1$, et comme $\theta_m(x_0) \simeq \frac{\pi}{2}$, la probabilité que ce neutrino soit un ν_e à la surface du Soleil est la probabilité qu'un $\nu_2^m(x_0)$ se transforme en ν_1 au cours de sa propagation. Donc la probabilité que ce neutrino soit un ν_e à la surface du Soleil est : $P_{ee} = P_c$.



(e) Lorsque $\Delta m^2 \ll 10^{-5} \text{ eV}^2$ les ν_e produits en x_0 dans le Soleil sont des états propres de propagation $\nu_2^m(x_0)$ et ce, quelque soit x_0 .



(f) Si l'angle de mélange dans le vide est très petit, ν_e s'identifie à ν_1 et ν_x à ν_2 .

Ces trois régimes permettent alors de tracer les contours dans les régions associées comme illustré sur la figure 24, en bon accord avec la formule (61) dont les contours sont représentés sur la figure 25. L'effet MSW est donc dû à deux phénomènes : la résonance des oscillations dans la matière et un petit angle de mélange. À grand angle de mélange, on voit que la suppression de ν_e par effet de matière est nettement moins efficace. La probabilité P_c quantifie la remontée non-adiabatique.

Enfin, il est intéressant de noter que la probabilité de survie dans les cas extrêmement non-adiabatique (ENA) et adiabatique se rejoignent. On peut en effet remarquer sur la figure 24 que les contours de $\cos^2(\theta_m^0)$ et de P_c sont tangents aux lignes iso-angulaires $\sin^2 \theta$ et donc aussi à $\cos^2 \theta = 1 - \sin^2 \theta$. Ceci se comprend encore mieux sur les équations.

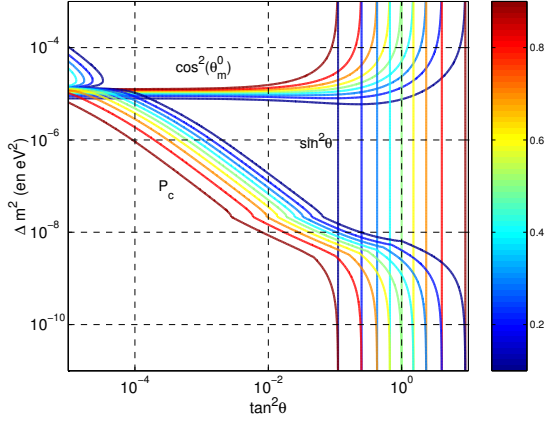


FIG. 24 : Construction du triangle MSW.

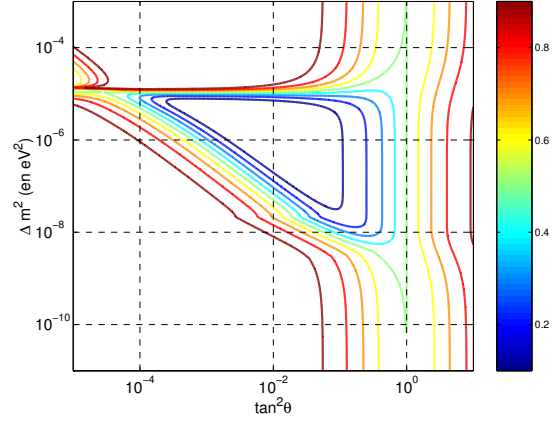


FIG. 25 : Formule de Parke.

Lorsque $\Delta m^2 \gg 10^{-5} \text{ eV}^2$, $\cos^2(\theta_m^0)$ tend vers la valeur dans le vide $\cos^2 \theta$ car alors $N_e(x_0) \ll N_e^{\text{rés}}$, et lorsque $\Delta m^2 \ll 10^{-9} \text{ eV}^2$, $N_e(x_0) \gg N_e^{\text{rés}}$ et $P_c \approx \cos^2 \theta$. Compte tenu des limites précédemment exposées sur P_{ee} dans ces deux régimes, la probabilité de survie P_{ee} présente donc le même plateau en Δm^2 à la fois dans le cas extrêmement non-adiabatique et dans le cas adiabatique, et « l'altitude » de ce plateau dépend uniquement de la valeur de θ .

$$P_c = \cos^2 \theta \quad \text{et} \quad \cos(2\theta_m^0) = -1, \quad (65)$$

ainsi

$$P_{ee} = \frac{1}{2} (1 + \cos^2 \theta) = 1 - \frac{1}{2} \sin^2(2\theta). \quad (66)$$

3 Prise en compte des effets de matière dans la Terre

Les états propres de propagation dans le vide sont les états ν_1 et ν_2 . On choisit alors de noter P_{2e} la probabilité qu'un ν_2 arrivant à la surface de la Terre éclairée par le Soleil soit détecté comme un ν_e dans le détecteur. Pendant la journée, la probabilité qu'un ν_2 soit détecté comme un ν_e est $P_{2e} = \sin^2 \theta$. Pendant la nuit, les neutrinos solaires atteignant le détecteur traversent la Terre, et ce P_{2e} tiendra compte des effets de matière dans le manteau et le cœur terrestre. Ainsi, l'équation (61) se réécrit :

$$P_{\nu_e \rightarrow \nu_e}(x_0, R_\odot) = \frac{1}{2} [1 + (1 - 2P_c)(1 - 2P_{2e}) \cos(2\theta_m(x_0))] \quad (67)$$

3.1 Modélisation des effets de matière dans la Terre

La densité de matière dans le manteau terrestre est relativement uniforme (entre 3,5 et 5 g.cm^{-3}). Néanmoins, elle diffère sensiblement de celle du noyau (entre 10 et 14 g.cm^{-3}). Pour tenir compte de cette structure en couches, on peut modéliser la densité d'électrons dans la Terre par deux couches de densité constante :

Avec ce modèle et un soupçon de ténacité, dans le principe de l'équation (31), on peut

région	profondeur	densité de matière	densité électronique relative
Terre	$R_\delta = 6371 \text{ km}$	$\bar{\rho}_\delta = 8,3 \text{ g cm}^{-3}$	$\bar{Y}_{e,\delta} = 47,7 \%$
cœur	$R_c = 3486 \text{ km}$	$\bar{\rho}_c = 11,5 \text{ g cm}^{-3}$	$\bar{Y}_{e,c} = 46,7 \%$
manteau	$R_m = 2885 \text{ km}$	$\bar{\rho}_m = 4,5 \text{ g cm}^{-3}$	$\bar{Y}_{e,m} = 49,0 \%$

TAB. 3 : Valeurs numériques de référence [130] pour le calcul de P_{2e} avec un modèle à deux couches.

calculer P_{2e}

$$\begin{aligned}
P_{2e}(X_m, X_c) &= \left| \begin{pmatrix} 1 & 0 \end{pmatrix} \hat{U}_{\theta_m} \hat{U}_m \hat{U}_{\theta_c - \theta_m} \hat{U}_c^t \hat{U}_{\theta_c - \theta_m} \hat{U}_m^t \hat{U}_{\theta_m - \theta} \begin{pmatrix} 0 \\ 1 \end{pmatrix} \right|^2 \\
&= \left| \begin{pmatrix} 1 & 0 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \cos \theta'_m & \sin \theta_m \\ -\sin \theta_m & \cos \theta_m \end{pmatrix} \begin{pmatrix} e^{ik_m X_m/2} & 0 \\ 0 & e^{-ik_m X_m/2} \end{pmatrix} \right. \\
&\quad \times \begin{pmatrix} \cos(\theta_c - \theta_m) & \sin(\theta_c - \theta_m) \\ -\sin(\theta_c - \theta_m) & \cos(\theta_c - \theta_m) \end{pmatrix} \begin{pmatrix} e^{ik_c X_c/2} & 0 \\ 0 & e^{-ik_c X_c/2} \end{pmatrix} \\
&\quad \times \begin{pmatrix} \cos(\theta_c - \theta_m) & -\sin(\theta_c - \theta_m) \\ \sin(\theta_c - \theta_m) & \cos(\theta_c - \theta_m) \end{pmatrix} \begin{pmatrix} e^{ik_m X_m/2} & 0 \\ 0 & e^{-ik_m X_m/2} \end{pmatrix} \\
&\quad \left. \times \begin{pmatrix} \cos(\theta_m - \theta) & -\sin(\theta_m - \theta) \\ \sin(\theta_m - \theta) & \cos(\theta_m - \theta) \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 0 \\ 1 \end{pmatrix} \right|^2 \quad (68)
\end{aligned}$$

et ainsi obtenir l'expression suivante [131]

$$\begin{aligned}
P_{2e} &= \sin^2 \theta + \frac{1}{2} [1 - \cos(k_c X_c)] [\sin^2(2\theta_m - \theta) - \sin^2 \theta] \\
&+ \frac{1}{4} [1 - \cos(k_c X_c)] [1 - \cos(k_m X_m)] [\sin^2(2\theta_c - 4\theta_m + \theta) - \sin^2(2\theta_c - \theta)] \\
&- \frac{1}{4} [1 - \cos(k_c X_c)] [1 - \cos(2k_m X_m)] [\sin^2(2\theta_m - \theta) - \sin^2 \theta] \cos^2(2\theta_c - 2\theta_m) \\
&+ \frac{1}{4} [1 + \cos(k_c X_c)] [1 - \cos(2k_m X_m)] [\sin^2(2\theta_m - \theta) - \sin^2 \theta] \\
&+ \frac{1}{2} \sin(k_c X_c) \sin(2k_m X_m) [\sin^2(2\theta_m - \theta) - \sin^2 \theta] \cos(2\theta_c - 2\theta_m) \\
&+ \frac{1}{4} [\cos(k_m X_m - k_c X_c) - \cos(k_m X_m + k_c X_c)] \sin(4\theta_m - 2\theta) \sin(2\theta_c - 2\theta_m) \quad (69)
\end{aligned}$$

avec X_m la moitié de la distance parcourue dans le manteau et X_c la distance parcourue dans le cœur (voir figure 26),

$$X_m = R_\delta \cos h - \sqrt{R_c^2 - R_\delta^2 \sin^2 h} \quad (70)$$

et,

$$X_c = 2\sqrt{R_c^2 - R_\delta^2 \sin^2 h} \quad (71)$$

D'autre part, les nombres d'ondes de propagation sont donnés par

$$k_{m,c} = k \sqrt{\left(1 - \frac{\bar{\rho}_{m,c}}{\rho_{m,c}^{\text{rés}}}\right)^2 \cos^2(2\theta) + \sin^2(2\theta)} , \quad (72)$$

où,

$$\rho_{m,c}^{\text{rés}} = \frac{k \cos(2\theta)}{\sqrt{2} G_F Y_e^{m,c}} \quad (73)$$

sont les densités respectivement dans le manteau et dans le cœur.

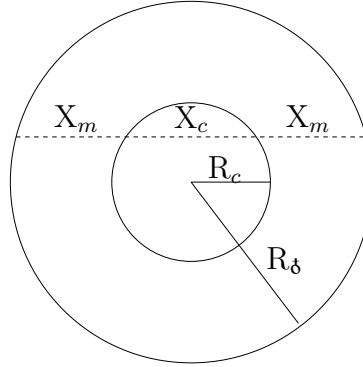


FIG. 26 : Ce schéma illustre la trajectoire d'un neutrino traversant la Terre.

La formule (69) donne les contours illustrés sur les figures 27 et 28. Il apparaît clairement sur ces graphiques que les effets de matière dans la Terre ne sont importants que pour des neutrinos dont le Δm^2 est de l'ordre de 10^{-6} eV^2 lorsque l'énergie de ceux-ci est de l'ordre du MeV.

Il est à noter que l'expression de P_{2e} se simplifie considérablement lorsque les neutrinos ne traversent que le manteau terrestre :

$$P_{2e} = \sin^2 \theta + \frac{1}{2} [1 - \cos(2k_m X_m)] [\sin^2(2\theta_m - \theta) - \sin^2 \theta] \quad (74)$$

En utilisant l'expression de P_{2e} (équation (69) ou (74)) dans la formule (67), on obtient alors les figures 29 et 30.

Enfin, notons que la formule analytique de P_{ee} (équation (67)) possède un autre grand intérêt. Dans le cas où $\Delta m_{\odot}^2 \ll \Delta m_{\text{atm}}^2$ (qui est la situation favorisée par les données), avec $\Delta m_{\odot}^2 = \Delta m_{21}^2$ et $\Delta m_{\text{atm}}^2 = \Delta m_{31}^2$, la probabilité de survie à trois neutrinos pour les ν_e solaires peut s'écrire simplement

$$P_{ee,\odot}^{3\nu} \approx |U_{e3}|^4 + (1 - |U_{e3}|^2)^2 P_{ee}^{2\nu}(\Delta m_{21}^2, \theta_{12}, \theta_{13}) , \quad (75)$$

mais où la seule dépendance en θ_{13} dans $P_{ee}^{2\nu}$ est dans la densité électronique qui doit être prise égale à $N_e \cos^2 \theta_{13}$ (au lieu de N_e dans le cas à deux neutrinos).

La formule analytique de P_{2e} (équation (69)) possède aussi un grand intérêt. En fixant θ à 0 dans (69), on obtient en fait la probabilité d'apparition à deux saveurs de neutrinos de ν_μ dans un flux initial de ν_e générés de l'autre côté de la Terre (la raison de ceci se comprend aisément sur (68)) :

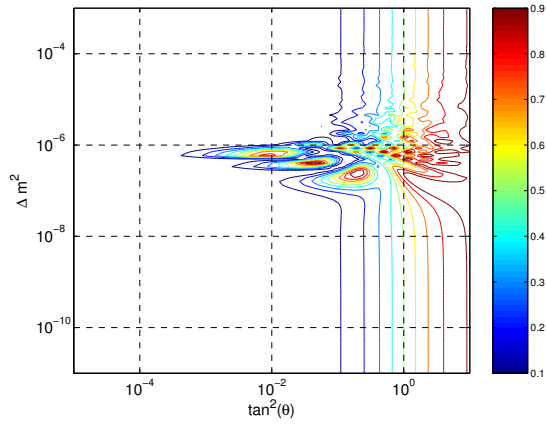


FIG. 27 : Contours de la probabilité P_{2e} dans le plan des paramètres d'oscillations ($\tan^2 \theta, \Delta m^2$) et pour une trajectoire passant par le centre de la Terre. La distance parcourue par les neutrinos dans le cœur est alors maximale.

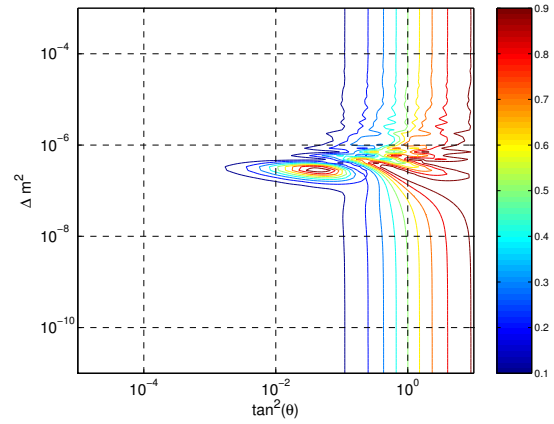


FIG. 28 : Même contours que pour la figure 27 mais avec cette fois-ci $h = \frac{\pi}{4}$. La trajectoire des neutrinos ne passe alors pas par le cœur, et seule la densité du manteau intervient (équation (74)).

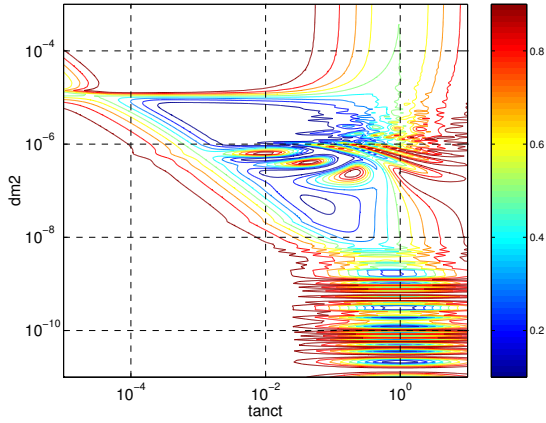


FIG. 29 : Contours de la probabilité P_{ee} dans le plan des paramètres d'oscillations ($\tan^2 \theta, \Delta m^2$) et pour une trajectoire passant par le centre de la Terre. La distance parcourue par les neutrinos dans le cœur est alors maximale.

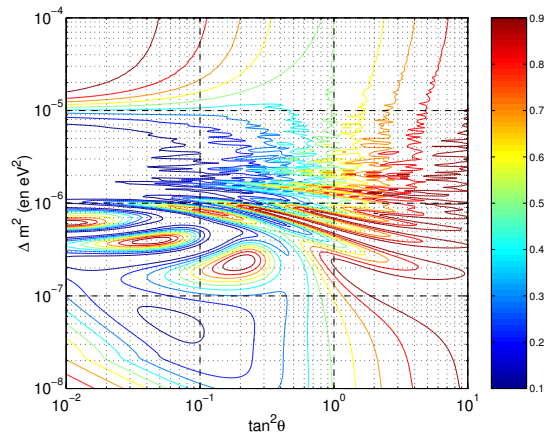


FIG. 30 : Même contours que pour la figure 29 mais cette fois-ci dans une région plus restreinte des paramètres d'oscillations.

$$\begin{aligned}
P_{e\mu, \delta}^{2\nu} &= \frac{1}{2} [1 - \cos(k_c X_c)] \sin^2(2\theta_m) \\
&+ \frac{1}{4} [1 - \cos(k_c X_c)] [1 - \cos(k_m X_m)] [\sin^2(2\theta_c - 4\theta_m) - \sin^2(2\theta_c)] \\
&- \frac{1}{4} [1 - \cos(k_c X_c)] [1 - \cos(2k_m X_m)] \sin^2(2\theta_m) \cos^2(2\theta_c - 2\theta_m) \\
&+ \frac{1}{4} [1 + \cos(k_c X_c)] [1 - \cos(2k_m X_m)] \sin^2(2\theta_m) \\
&+ \frac{1}{2} \sin(k_c X_c) \sin(2k_m X_m) \sin^2(2\theta_m) \cos(2\theta_c - 2\theta_m) \\
&+ \frac{1}{4} [\cos(k_m X_m - k_c X_c) - \cos(k_m X_m + k_c X_c)] \sin(4\theta_m) \sin(2\theta_c - 2\theta_m) . \quad (76)
\end{aligned}$$

Et enfin, dans le cas où $\frac{\Delta m_{21}^2 L}{2E} \ll 1$,

$$P_{e\mu, \delta}^{3\nu} = P_{\mu e, \delta}^{3\nu} = \sin^2 \theta_{23} P_{e\mu, \delta}^{2\nu}(\Delta m_{31}^2, \theta_{13}) \quad (77)$$

et l'angle θ_{13} est maximal, $\sin^2 \theta_{23} = \frac{1}{2}$. Cette expression peut servir pour les étudier la phénoménologie des oscillations dans le cas des expériences à longue portée (LBL ou *Long Baseline Experiment*) : typiquement $L_\delta \approx 7\,000$ km et $N_e \approx 2N_A \text{ cm}^{-3}$.

3.2 Dépendance en temps de l'angle zénithal

Nous allons à présent affiner ce modèle à deux couches en considérant des densités moyennes dans le manteau et dans le cœur qui peuvent varier au cours du temps. En effet, suivant l'heure de la nuit, la période de l'année considérée, les neutrinos provenant du Soleil ne traversent pas les mêmes régions de la Terre pour atteindre le détecteur. Un profil de densité de matière plus réaliste pour la Terre est présenté sur la figure 31. Pour prendre en compte ces sous-structures du modèle en couches, nous allons moyenner la densité de matière sur la trajectoire du neutrino dans le manteau et séparément dans le cœur.

Pour cela nous avons donc besoin de connaître les trajectoires que suivent neutrinos au cours de l'année pour atteindre le détecteur. La trajectoire exacte du Soleil est une fonction compliquée du temps qui dépend de la période considérée et également de la position géographique du détecteur. La position du point d'entrée sur Terre de la trajectoire du neutrino peut être décrite *a priori* par deux angles. Puisque le profil de densité de matière utilisé est à symétrie sphérique, un seul angle suffit pour décrire le point d'entrée du neutrino dans la Terre et donc sa trajectoire. L'angle que nous ferons intervenir est l'angle zénithal α . Les équations décrivant son évolution au cours du temps sont les suivantes [132] :

$$\cos \alpha = \sin \delta \sin \phi + \cos \delta \cos \phi \cos(2\pi H) \quad (78)$$

$$\sin \delta = \sin \epsilon \sin \lambda \quad (79)$$

$$L = 280,461\Sigma + 0,9856003\Sigma n \quad (80)$$

$$n = -1462,5 + D + H \quad (81)$$

$$g = 357,528\Sigma + 0,9856003n \quad (82)$$

$$\lambda = L + 1,915\Sigma \sin g + 0,020\Sigma \sin(2g) \quad (83)$$

$$\varepsilon = 23,439\Sigma - 0,0000004n \quad (84)$$

où ε est l'inclinaison de l'écliptique, H est la fraction horaire de la journée, D le jour de l'année à compter du 1^{er} janvier, n le nombre de jours écoulés depuis l'année julienne 2 000, λ la longitude de l'écliptique, L la longitude moyenne du Soleil (aberration corrigée), δ la déclinaison du Soleil, et g l'anomalie moyenne, ϕ la latitude du détecteur. La longitude du détecteur est prise en compte dans H qui est en fait l'heure locale à la position du détecteur. La distance de la Terre au Soleil, quant à elle, est donnée par la formule suivante en unités astronomiques ($1 \text{ ua} = 1,495978706 \times 10^{11} \text{ m}$) :

$$R = 1,0014 - 0,01671 \cos g - 0,00014 \cos(2g) \quad (85)$$

La précision dans les coordonnées apparentes du Soleil ainsi obtenues est de $0,01\Sigma$.

3.3 Améliorations du modèle à deux couches

Compte tenu des formules de la section 3.2, il est possible de calculer une densité moyenne effective sur la trajectoire du neutrino, moyenne prise séparément pour le cœur et pour le manteau. Le modèle *PREM* [133] est souvent utilisé. Le profil de densité électronique selon ce modèle est présenté sur la figure 31.

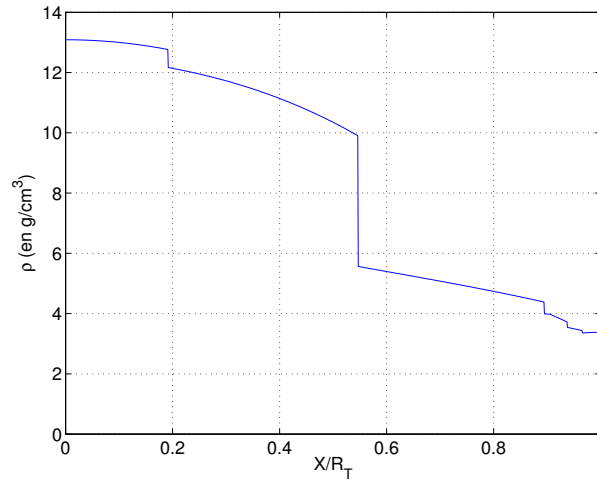


FIG. 31 : Profil de densité électronique dans la Terre. La structure en couches se dessine très nettement. Néanmoins, pour une meilleur précision des calculs, nous utiliserons les variations des densités au sein des couches pour calculer les densités moyennes séparément dans le cœur et dans le manteau suivant la trajectoire empruntée par les neutrinos au cours de l'année.

Afin de regrouper les différents événements de détection de neutrinos qui peuvent survenir au cours d'une année de prise de données, nous avons besoin de connaître la densité moyenne dans la Terre sur la trajectoire du neutrino (figures 32, 33, 34). Les densités moyennes dans le manteau et dans le cœur sont calculées à partir du profil de densité [133] (figure 31). La densité moyenne est donnée par :

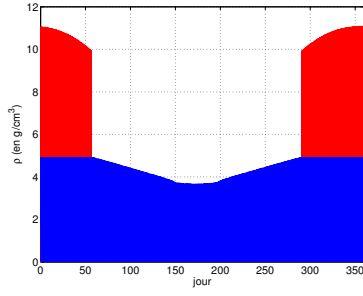


FIG. 32 : Densité moyenne sur l'année dans le cœur (rouge) et dans le manteau (bleu). Ce graphique contient de nombreuses fois les figures 33 et 34.

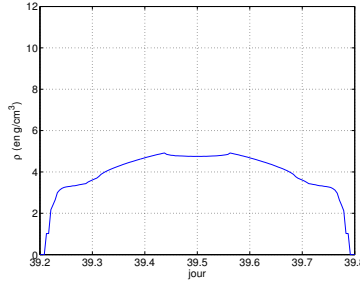


FIG. 33 : Densité moyennée dans le manteau sur la trajectoire du neutrino au cours d'une nuit de l'année.

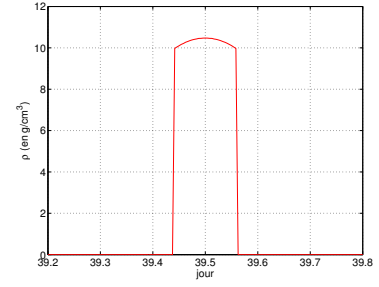


FIG. 34 : Densité moyennée dans le cœur sur la trajectoire du neutrino au cours d'une nuit de l'année.

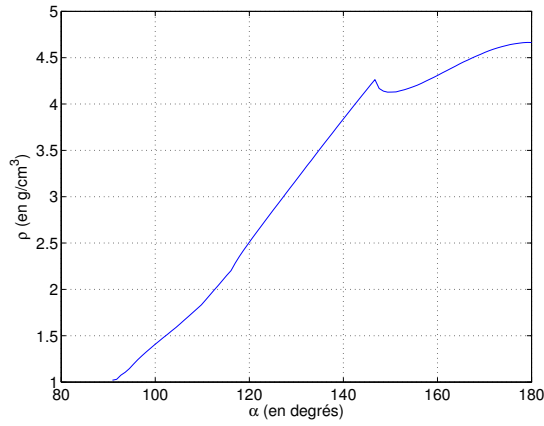


FIG. 35 : Densité du manteau moyennée sur la trajectoire du neutrino en fonction de l'angle zénithal α .

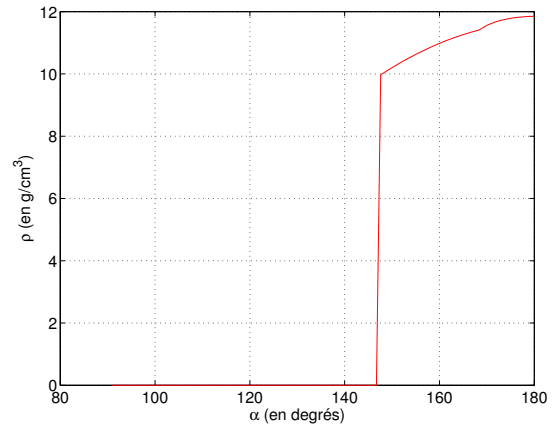


FIG. 36 : Densité du cœur moyennée sur la trajectoire du neutrino en fonction de l'angle zénithal α .

$$\bar{\rho} = \int_0^{|\cos \alpha|} \rho_\delta \left(\sqrt{x^2 + \sin^2 \alpha} \right) dx \quad (86)$$

où $\sin^2 \alpha$ est donné par (78). Cette formule permet d'obtenir les figures 35 et 36.

3.4 Temps de séjour

Au lieu d'intégrer directement sur une année complète la probabilité P_{2e} , comme les graphes de densités moyennes présentent de très nombreuses oscillations, on peut intégrer sur les densités et multiplier par le temps relatif passé pour chaque densité. Pour cela, on va introduire le temps de résidence des trajectoires de neutrinos dans un certain domaine d'angles zénithals [134, 132].

La durée de l'année passée pendant laquelle les trajectoires des neutrinos ont un angle zénithal compris entre α_k et α_{k+1} est donnée par :

$$Y'(\alpha_k) = \sum_{i=1}^N \Theta(\alpha(t_i) - \alpha_k) \Theta(\alpha_{k+1} - \alpha(t_i)) \times \left(\frac{1 \text{ AU}}{R(t_i)} \right)^2 \quad (87)$$

$R(t)$ intervient dans cette formule car le flux de neutrinos reçu sur Terre dépend bien évidemment de la distance Terre-Soleil au travers du facteur d'angle solide.

$$Y(\alpha_k) = \frac{N}{\alpha_{\max} - \alpha_{\min}} \frac{Y'(\alpha_k)}{\sum_{k=1}^N Y'(\alpha_k)} \quad (88)$$

Le facteur $\frac{N}{\alpha_{\max} - \alpha_{\min}}$ est ici présent pour que la fonction d'exposition Y soit en deg^{-1} .

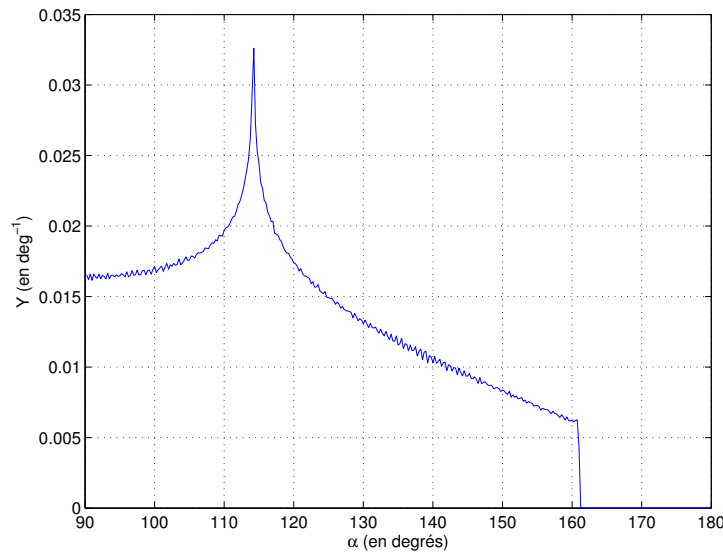


FIG. 37 : *Fonction d'exposition angulaire zénithale de Borexino. Cette figure montre le temps de séjour sur une année par degré angulaire en fonction de l'angle zénithal α . Cette distribution permet d'attribuer un poids statistique dans la moyenne sur les probabilités de détection*

3.5 Probabilités moyennées en temps

À présent nous sommes suffisamment armés pour calculer les moyennes en temps d'exposition du détecteur et calculer des asymétries attendues.

Nous allons à présent étudier l'asymétrie jour/nuit. Pour cela nous définissons deux quantités :

$$Q_{N,J} = 1 + \frac{\sigma_{\nu_e,e} - \sigma_{\nu_\mu(\nu_\tau),e}}{\sigma_{\nu_\mu(\nu_\tau),e}} \times \frac{\sum_{i=1}^N P_{ee}^{N,J}(\alpha_i) Y(\alpha_i)}{\sum_{i=1}^N Y(\alpha_i)} . \quad (89)$$

où $\sigma_{\nu_e,e}$ est la section efficace de diffusion élastique ν_e sur e^- , $\sigma_{\nu_\mu(\nu_\tau),e}$ celle ν_μ (ou ν_τ) sur e^- :

$$\sigma_{\nu_e,e} = 8 \times 10^{-45} \text{ cm}^2 \quad \text{et} \quad \sigma_{\nu_\mu(\nu_\tau),e} = 1,2 \times 10^{-45} \text{ cm}^2 \quad (90)$$

Et on définit l'asymétrie jour/nuit comme :

$$A_{J/N} = 2 \times \frac{Q_N - Q_J}{Q_N + Q_J} \quad (91)$$

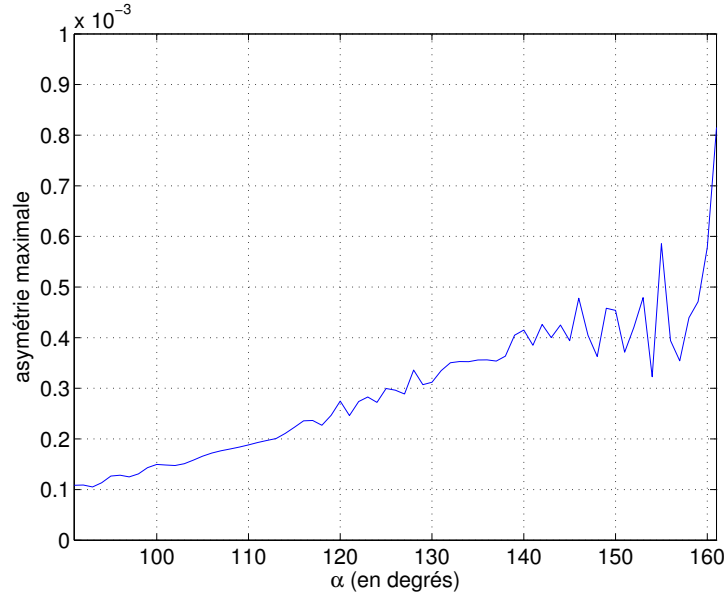


FIG. 38 : *Asymétrie maximale en fonction de l'angle zénithal pour la région LMA 1 avec $\tan^2 \theta \in [0, 31; 0, 72]$ et $\Delta m^2 \in [5 \cdot 10^{-5}; 10^{-4}] \text{ eV}^2$. Moyenne effectuée avec 100 points, degré par degré.*

Sur les figures 38 et 39 sont présentées les asymétries maximales des probabilités de survie entre le jour et la nuit pour une région de l'espace des paramètres comprise entre 0,31 et 0,72 pour $\tan^2 \theta$ et $5 \cdot 10^{-5} \text{ eV}^2$ et 10^{-4} eV^2 pour Δm^2 . Ces figures illustrent toutes deux le même comportement global : l'asymétrie jour/nuit augmente légèrement avec l'angle zénithal, atteignant les valeurs les plus grandes lorsque la trajectoire traverse une portion du cœur la plus importante de l'année. Néanmoins même une telle trajectoire des neutrinos ne permet pas d'atteindre une asymétrie jour/nuit mesurable dans Borexino.

Remerciements : Je tiens à remercier particulièrement S. T. Petcov pour son aide précieuse apportée dans le réalisation de ce travail.

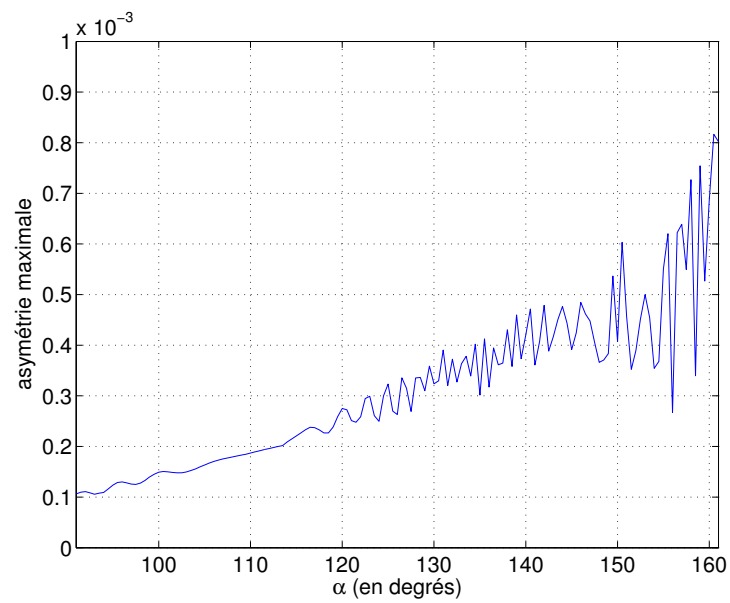


FIG. 39 : *Asymétrie maximale en fonction de l'angle zénithal pour la région LMA 1 avec $\tan^2 \theta \in [0, 31; 0, 72]$ et $\Delta m^2 \in [5 \cdot 10^{-5}; 10^{-4}] \text{ eV}^2$. Moyenne effectuée avec 50 points, demi degré par demi degré.*

Table des matières

Introduction	1
CHAPITRE I Le monde des neutrinos aujourd'hui	5
1. Les neutrinos et le Modèle Standard	6
1.1. Rappels historiques	6
1.2. Mélange de familles et origine de la masse	7
2. Extension du Modèle Standard	9
2.1. Secteur de Higgs et secteur des leptons	9
2.2. Mécanisme dit « de la balançoire »	12
2.3. Structure du secteur des neutrinos	14
3. Conséquences de la masse des neutrinos	19
3.1. Violation de la conservation des nombres leptoniques	19
3.2. Désintégration des neutrinos	20
3.3. Oscillation de saveur des neutrinos	20
4. Phénoménologie des oscillations de neutrinos	22
4.1. Formalisme à trois saveurs	22
4.2. Oscillations de saveurs	24
4.2.1. Dans le vide	24
4.2.2. Dans la matière	25
CHAPITRE II Aux confins du mesurable	27
1. Masses et paramètres de mélange tirés des expériences	27
1.1. Mesures de l'échelle absolue de la masse des neutrinos	28
1.2. Mesures de précision : les oscillations de saveur	33
1.3. Accéder expérimentalement aux paramètres de mélange et de masse	35
1.4. Neutrinos solaires : la petite différence de masses	36
1.5. Neutrinos atmosphériques : la grande différence de masses	43
1.6. Neutrinos issus de réacteurs	47
2. Bilan des analyses globales d'oscillations de saveur	48
3. Tirer le maximum d'information sur l'inconnu : θ_{13}	50

CHAPITRE III	Un angle de mélange pas comme les autres...	55
1.	Acquis sur θ_{13}	56
1.1.	Le succès difficilement gagné des expériences neutrinos auprès de réacteurs	56
1.2.	L'expérience de Chooz, Chooz-I	57
2.	Apport des expériences sur faisceaux	61
2.1.	Mesure de précision des paramètres « atmosphériques »	61
2.1.1.	La première expérience sur faisceau longue portée, K2K	62
2.1.2.	Les toutes prochaines expériences sur faisceaux	62
2.2.	Apport des faisceaux conventionnels sur θ_{13}	65
2.3.	Des faisceaux dédiés à la mesure de θ_{13} : T2K et NOvA	66
2.4.	Comment résoudre les dégénérescences ?	68
3.	Apport des expériences « réacteurs » sur θ_{13}	70
3.1.	Introduction aux expériences « réacteurs » à deux détecteurs	71
3.2.	Krasnoyarsk	72
3.3.	KASKA	72
3.4.	Braidwood	75
3.5.	Daya Bay	77
4.	Complémentarité accélérateurs/réacteurs	80
CHAPITRE IV	Double Chooz, site et détecteur	83
1.	Fonctionnement d'une centrale nucléaire	83
2.	La source de neutrinos	85
3.	Détection des antineutrinos	89
3.1.	Paramétrisation du spectre de $\bar{\nu}_e$	91
3.2.	Site de l'expérience	94
4.	Conception des détecteurs	97
5.	Les erreurs expérimentales et les bruits de fond	99
5.1.	Les incertitudes sur la production des $\bar{\nu}_e$	99
5.2.	L'incertitude sur le nombre de protons libres dans la cible	99
5.3.	Les incertitudes sur la détection des $\bar{\nu}_e$	100
5.3.1.	Les coupures d'analyse de Chooz-I	100
5.3.2.	Les coupures d'analyse de Double Chooz	101
5.4.	Bruits de fond	101
6.	L'effet des oscillations sur le spectre	102
CHAPITRE V	Statistiques et systématiques	107
1.	Mise au point sur les notations	107
1.1.	Rappels	107
2.	Introduction sur les contours d'exclusion et d'inclusion	108
3.	Mise au point sur les tests de χ^2	112
3.1.	Justification d'un « nouveau » χ^2	114
3.2.	Méthode « <i>paramétrique</i> »	115

4.	Vers un χ^2 adapté	118
4.1.	Sensibilité limite en $\sin^2(2\theta_{13})$ avec un unique détecteur	118
4.2.	Contraindre la normalisation globale	122
5.	Un avant-goût sur les bruits de fond	123
5.1.	Forme du bruit de fond	124
5.2.	Connaissance du taux de bruit de fond attendu	126
5.3.	Analyse complète en norme et forme du bruit de fond	127

CHAPITRE VI Impacts des effets systématiques 133

1.	Identifier les incertitudes	133
1.1.	Contributions à la normalisation globale	135
1.2.	Contributions à la normalisation relative	136
1.2.1.	Les contributions liées aux détecteurs	136
1.2.2.	Les contributions liées à l'analyse : les coupures de sélection d'événements	140
2.	Notations et systématiques introduites	143
2.1.	Les paramètres de la simulation	143
2.2.	Le χ^2	143
2.3.	La méthode numérique employée	146
2.4.	L'approche de l'étude de l'impact des systématiques	146
3.	Positions des détecteurs	147
3.1.	Position du détecteur proche	147
3.1.1.	Incertitude sur la normalisation absolue	147
3.1.2.	Incertitude sur la normalisation relative	147
3.1.3.	Incertitude sur la forme du spectre réacteur	150
3.1.4.	Impact de la méconnaissance de $\Delta m_{32}^2 = \Delta m_{\text{ATM}}^2$	153
3.1.5.	Optimisation de la position du détecteur proche	153
3.1.6.	Incertitude sur la position du détecteur proche	153
3.1.7.	Normalisation relative effective	154
3.2.	Position du détecteur lointain	155
3.2.1.	Impact de la valeur de Δm^2 sur la distance du détecteur lointain à la centrale	155
3.2.2.	Résumé des potentiels de quelques sites examinés	155
3.2.3.	Impact de la position angulaire du détecteur lointain	158
4.	Résolution en énergie, nombre d'intervalles	158
5.	Calibration de l'échelle d'énergie	159
6.	Potentiel de découverte	161
6.1.	Impact des systématiques pour différentes valeurs de $\sin^2(2\theta_{13})$ et potentiel de découverte	162
6.2.	Analyse croisée avec un Monte Carlo	162

CHAPITRE VII Étude préliminaire de l'impact de bruits de fond 167

1.	Sources de bruits de fond	168
1.1.	Les bruits de fond β/γ	168

1.1.1.	Sources internes de β et γ	168
1.1.2.	Sources externes de γ	169
1.2.	Les bruits de fond neutrons	170
1.2.1.	Sources internes de neutrons	170
1.2.2.	Sources externes de neutrons	170
2.	Caractéristiques des bruits de fond	171
2.1.	Accidentels	171
2.2.	Corrélés	171
3.	Introduction des bruits de fond dans le χ^2	172
4.	Impact du bruit de fond accidentel des PM	173
4.1.	Simulation du bruit de fond des PM	173
4.2.	Analyse de sensibilité	174
5.	Impact du bruit de fond corrélé des neutrons rapides	179
6.	Impact du bruit de fond de forme dangereuse	180

Conclusion

183

Appendice

193

1.	Prolégomènes	193
2.	Forme générale de la probabilité $P_{\nu_e \rightarrow \nu_e}$	196
2.1.	Probabilité de survie $P_{\nu_e \rightarrow \nu_e}$	196
2.2.	Probabilité de croisement P_c et la phase ξ_s	198
2.3.	Moyennes sur la production : position et énergie	201
2.4.	Contributions des propagations non radiales	202
2.5.	Bilan sur la propagation dans le Soleil	203
3.	Prise en compte des effets de matière dans la Terre	206
3.1.	Modélisation des effets de matière dans la Terre	206
3.2.	Dépendance en temps de l'angle zénithal	210
3.3.	Améliorations du modèle à deux couches	211
3.4.	Temps de séjour	212
3.5.	Probabilités moyennées en temps	213

Résumé :

L'expérience Double Chooz étudiera les oscillations des antineutrinos électroniques produits par la centrale nucléaire de Chooz pour mesurer l'angle de mélange θ_{13} . La connaissance actuelle sur ce paramètre, apportée par CHOOZ, peut être améliorée en réduisant les erreurs statistiques et systématiques. Afin de réduire la première de ces deux incertitudes, Double Chooz observera un échantillon de données conséquent. Cette expérience utilisera deux détecteurs identiques pour s'affranchir de la plupart des incertitudes expérimentales intervenant dans les processus de production et de détection. Une attention particulière sera portée sur les bruits de fond engendrés par la radioactivité naturelle et les interactions des rayons cosmiques.

Nous présentons, dans cette thèse, la simulation que nous avons mise en place pour calculer la sensibilité sur la mesure de θ_{13} et le potentiel de découverte de l'expérience. Nous nous sommes intéressé en particulier à quantifier les incertitudes liées aux détecteurs limitant la sensibilité sur θ_{13} . Nous avons également pris en compte certains bruits de fond tels que les événements accidentels engendrés par la radioactivité des PM, les événements corrélés produits par les neutrons de spallation ainsi qu'un bruit de fond hypothétique (celui ayant la forme du signal d'oscillation recherché).

Après trois années de prise de données, Double Chooz permettra d'observer un signal d'oscillation pour $\sin^2(2\theta_{13}) > 0,05$ (à 3σ) ou bien, si aucune oscillation n'est découverte, de mettre une limite de $\sin^2(2\theta_{13}) < 0,03$ à 90 % de confiance.

Mots-clefs : Double Chooz, Oscillations de neutrinos, angle de mélange θ_{13} , sensibilité, potentiel de découverte, bruits de fond.

Title : Double Chooz sensitivity and backgrounds studies to search for θ_{13} leptonic mixing angle.

Abstract :

The Double Chooz experiment will study the oscillations of electron antineutrinos produced by the Chooz nuclear power station to measure θ_{13} mixing angle. The current knowledge on this parameter, provided by the CHOOZ experiment, can be improved by reducing statistical and systematic errors. A large data sample will be collected to improve the former one. Two identical detectors will be built to cancel most of experimental systematic uncertainties involved in production and detection processes. Special care will be dedicated to backgrounds generated by natural radioactivity and cosmic ray interactions.

In the hereby thesis, we describe our simulation studies to compute θ_{13} sensitivity and assess the discovery potential of the experiment. We concentrated particularly on quantifying the detector related systematic errors that would limit the θ_{13} sensitivity. Background related systematic errors such as the accidental events produced by PMT radioactivity, correlated events from neutrons as well as a hypothetical background (mimicking the oscillation pattern) were taken into account.

After three years, Double Chooz will be able to disentangle an oscillation signal for $\sin^2(2\theta_{13}) > 0.05$ (at 3σ) or, if no oscillations were observed, to put a limit of $\sin^2(2\theta_{13}) < 0.03$ at 90 % C.L.

Keywords : Double Chooz, Neutrino oscillations, θ_{13} mixing angle, sensitivity, discovery potential, backgrounds.

Intitulé du laboratoire et adresse : laboratoire AstroParticule et Cosmologie (APC), UMR 7164, Collège de France, 11 place Marcelin BERTHELOT, 75005 Paris.