UNIVERSITE CHEIKH ANTA DIOP DE DAKAR





École doctorale Physique, Chimie, Sciences de l'Ingénieur et de l'Univers

FACULTÉ DES SCIENCE ET TECHNIQUES

Année: 2020 - N° d'ordre:

THESE DE DOCTORAT

Spécialité : PHYSIQUE NUCLEAIRE ET DES PARTICULES

Présentée par

Sokhna Bineta Lo Amar

Étude de la Photo-Production D'un Pion Sur Le Proton Dans La Gamme d'Energies Intermédiaires de JLab avec GEANT4

Soutenance le 11 Février 2020 devant le jury composé de :

Prof. Adams Tidjani UCAD Président Prof. Ndeye Arame Boye-Faye UCAD Rapporteur Prof. Mouhamadou Mansour Faye UCAD Rapporteur Prof. Diène Ndiaye UGB Rapporteur Dr. Rolf Ent Examinateur Jefferson Lab (USA) Dr. Ketevi Assamagan Brookhaven National Lab (USA) Examinateur Prof. Paul Gueye Michigan State University (USA) Co-Directeur de thèse Prof. Oumar Ka UCAD Directeur de thèse

UNIVERSITE CHEIKH ANTA DIOP DE DAKAR



École doctorale Physique, Chimie, Sciences de l'Ingénieur et de l'Univers

FACULTÉ DES SCIENCE ET TECHNIQUES

Année: 2020 - N° d'ordre:

THESE DE DOCTORAT

Spécialité : PHYSIQUE NUCLEAIRE ET DES PARTICULES

Présentée par

Sokhna Bineta Lo Amar

Étude de la Photo-Production D'un Pion Sur Le Proton Dans La Gamme d'Energies Intermédiaires de JLab avec **GEANT4**

Soutenance le 11 Février 2020 devant le jury composé de :

Prof. Adams Tidjani

UCAD

Président

Prof. Ndeye Arame Boye-Faye

UCAD

Rapporteur

Prof. Mouhamadou Mansour Faye UCAD

Rapporteur

Prof. Diène Ndiaye

UGB

Rapporteur

Dr. Rolf Ent

Jefferson Lab (USA)

Examinateur

Dr. Ketevi Assamagan

Prof. Paul Gueve

Brookhaven National Lab (USA) Examinateur

Michigan State University (USA) Co-Directeur de thèse

Prof. Oumar Ka

UCAD

Directeur de thèse

Vn, le Drectens de thèse Ouman KA

REMERCIEMENTS

Je voudrais tout d'abord remercier Professeur Oumar Ka et Dr. Paul Guèye, pour avoir accepté de diriger et d'encadrer ce travail. Je vous dis un grand merci pour la confiance que vous m'avez accordée ainsi que pour votre disponibilité à tout moment. J'ai énormément appris à vos côtés. MERCI !!!

Je remercie le Professeur Ndèye Arame Boye Faye, le Professeur Mansour Faye et le Professeur Diène Ndiaye d'avoir accepté d'être les rapporteurs de cette thèse et d'avoir bien voulu juger ce travail. Merci pour tous les efforts et tout le temps passés sur ce travail. Mes sincères remerciements au Professeur Adams Tidjani qui m'a fait l'honneur de bien vouloir présider le jury de soutenance.

Je remercie très chaleureusement Rolf Ent, Directeur de la « Nuclear Physics Division » de Jefferson Lab, pour sa disponibilité sans faille et sa confiance en moi. L'aboutissement et la réussite de cette thèse lui doivent beaucoup, notamment (mais pas seulement) pour avoir bien voulu financer ce travail pendant toutes ces années.

Je suis très reconnaissante à toutes les personnes de JLab pour leur gentillesse ainsi que leur disponibilité, qui ont tant contribué à l'aboutissement de ce travail : Igor Strakovsky, Pavel Degtiarenko, José Goity, Alberto Accardi, Maurizio Ungaro et Latifa Elouadrhiri. Je remercie également tous les membres du groupe «HU Nuclear Physics » de Hampton University, avec à la tête le Professeur Michael Kohl, de m'avoir accueillie dans leur équipe. Je n'oublie pas aussi tous les services que vous m'avez rendus en me faciliter mes déplacements et mes courses durant mes séjours.

Je voudrais maintenant remercier le Professeur Mikhail Kossov qui est l'auteur du code CHIPS Stand-alone. Je lui suis très reconnaissante pour ses explications et pour m'avoir initiée dans ce modèle.

Mention spéciale à mon époux, pour ta présence et ta compréhension sans faille. Merci pour tes conseils et de m'avoir fait profiter de tes connaissances et de ta grande expérience.

322/8000 732/65

Je remercie enfin mes parents qui m'ont toujours soutenue et ont toujours été présents dans les moments les plus durs de ma vie. J'adresse également mes remerciements et ma reconnaissance à toute ma famille, dont les encouragements ont été tellement importants.

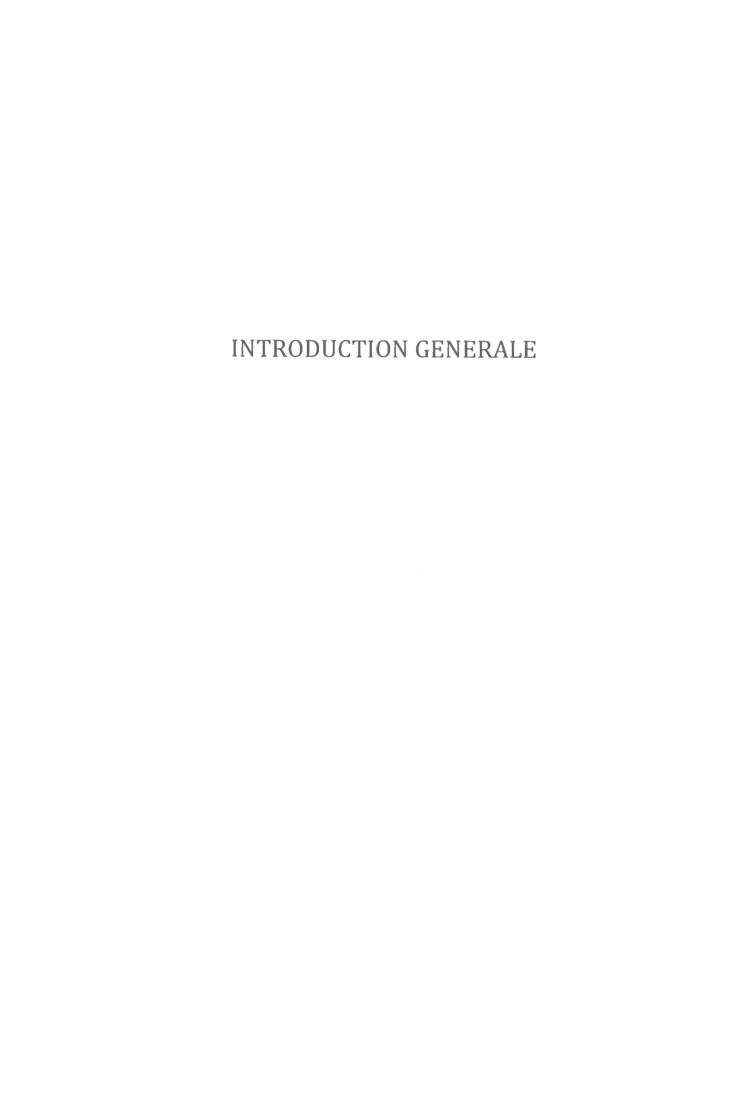
Ce travail a été rendu possible par le soutien de la Nuclear Physics Division de Jefferson Laboratory et celui de la coopération espagnole à travers l'AECDI.

TABLE DES MATIERES

INTRO	DUCT	ION GENERALE	1
CHAPI	TRE 1	- LA PHOTO-PRODUCTION DE PIONS	6
1.1.	Мот	IVATION	7
1.2.	Ети	DE THÉORIQUE DE LA PHOTO-PRODUCTION DE PIONS	9
1.3		Structure hadronique de la matière	
112	1.2.1.1		
	1.2.1.2	•	
	1.2.1.3	•	
1.2		Formalismes de la photo-production de pions	
212	1.2.2.1		
	1.2.2.2		
1.3	2.3.	Interaction photon-matière	
	1.2.3.1		
	1.2.3.2	•	
	1.2.3.3		
	1.2.3.4		
	1.2.3.5	5. Les réactions photo-nucléaires	25
1.3.	Рно	TO-PRODUCTION DE PIONS À JLAB	26
1	3.1.	Historique et description du laboratoire	26
1	3.2.	Dispositif expérimental de CLAS	28
	1.3.2.1	L. Généralités	28
	1.3.2.2	2. Les chambres à dérive (Drift Chamber : DC)	30
	1.3.2.3	3. Les compteurs à scintillation (SC)	32
	1.3.2.4	4. Les détecteurs ou compteurs Čerenkov (CC)	33
	1.3.2.5	5. Les calorimètres électromagnétiques (EC)	34
1	3.3.	Photo-production de pions avec CLAS	36
	1.3.3.	1. Technique d'analyse et d'identification des particules	36
	1.3.3.	2. Reconstitution des masses manquantes et détermination du rendement de	s neutrons
		Erreur ! Signet non défini.	
	1.3.3.	2. Acceptance et efficacité du spectromètre CLAS	39
	1.3.3.	4. Sections efficaces : présentation des résultats	40
1.	<i>3.4.</i>	Modèles de référence	47
	1.3.4.	1. Particle Data Group (PDG)	47
	134	2 Scattering Analysis Interactive Dial-in (SAID)	48

CHAPI'	TRE	2 - GEANT4 ET LA PHYSIQUE DES ENERGIES INTERMEDIAIRES	50
2.1.	L'O	UTIL DE SIMULATION GEANT4	51
2	1.1.	Définition et historique	51
2	1.2.	Description et structuration	52
2.2.	Ети	DE DE LA PHYSIQUE DANS GEANT4	57
2.2	2.1.	Généralités	57
2	2.2.	La physique électromagnétique	59
2.2	2.3.	Etude de la physique hadronique	60
	2.2.3.	1. Description	60
	2.2.3.		
2.3.	Рно	TO-PRODUCTION DE PIONS (MÉSONS) DANS GEANT4	65
2	3.1.	Introduction	65
2	3.2.	Physique intermédiaire dans GEANT4 pour la photo-production	66
	2.3.2.		
	2.3.2.	2. La physique hadronique : description des modèles	67
CHAPI	TRE	3 - PHOTO-PRODUCTION DE MESONS: IMPLEMENTATION DES	
SECTIO	ONS E	EFFICACES	71
3.1.	INT	RODUCTION	72
3.2.	IMP	LÉMENTATION DES SECTIONS EFFICACES DANS GEANT4	73
3	2.1.	Bertini cascade (BERT)	74
3	2.2.	Chiral Invariant Phase Space (CHIPS)	81
CHAPI	TRE	4 - RESULTATS4	87
4.1.	Inti	RODUCTION	88
4.2.	SEC	TIONS EFFICACES TOTALES DE CLAS	89
4.3.		TIONS EFFICACES DE PHOTO-PRODUCTION DE PIONS DANS GEANT4	
4.	3.1.	Modèle Bertini: description et comparaison avec CLAS	92
4.	3.2.	Modèle CHIPS	
4.	3.3.	Résumé	96
4.4.	Рн	OTO-PRODUCTION D'UN PION AVEC GEANT4	97
4.5.	An.	ALYSE DES DONNÉES	98
4.	5.1.	Technique	98
4.	5.2.	Calcul d'erreurs	
4.6.	RÉS	ULTATS ET DISCUSSION	100
4.	6.1.	Photo-production de π^0	100
	4.6.1	•	
	4.6.1	.2. Sections efficaces différentielles de CHIPS	107
4.	6.2.	Photo-production de π +	114
	4.6.2		
	4.6.2	.2. Sections efficaces différentielles du modèle CHIPS	120

CON	CLUSION GENERALE127
REF	ERENCES130
ANN	EXE A: NOTION DE SECTIONS EFFICACES138
1.	GÉNÉRALITÉS138
2.	Théorie de la diffusion et sections efficaces
3.	RÉFÉRENCE
ANN	EXE B: CINÉMATIQUE D'UNE RÉACTION141
1.	Variables de Mandelstam
2.	Systèmes de références
	2.1. Référentiel du laboratoire
	2.2. Référentiel du centre de masse
	2.3. Interconnexion entre le laboratoire et le centre de masse146
3.	REEFÉRENCES
ANN	EXE C: LE FAISCEAU DE PHOTONS RÉELS149
1.	Système d'étiquetage
2.	PRODUCTION DU FAISCEAU DE PHOTONS
3.	CARACTÉRISTIQUES DU FAISCEAU DE PHOTONS
4.	RÉFÉRENCES
ANN	EXE D: SECTIONS EFFICACES TOTALES DE CLAS151
1.	Photo-production de pions via le canal $~\Gamma~P \to P~\Pi 0$ 152
2.	Photo-production de pions via le canal Γ P $$ N Π +
3.	RÉFÉRENCES
ANN	IEXE E: SECTIONS EFFICACES DE PHOTO-PRODUCTION DE PIONS DANS
GEA	NT4
1.	BERTINI CASCADE (BERT)
2.	CHIRAL INVARIANT PHASE SPACE (CHIPS)154
3.	RÉFÉRENCES162



La complexité des constituants de la matière a toujours suscité beaucoup d'intérêt chez les scientifiques, conduisant à des hypothèses et théories pour tenter d'expliquer sa composition et sa structure. Ainsi, la physique nucléaire s'est fixée comme objectif principal, la compréhension de la structure des particules composées, appelées hadrons et des forces qui gouvernent leurs interactions. Ce travail d'étude du comportement de ces particules composées et/ou élémentaires a été facilité par l'arrivée de machines telles que les accélérateurs de particules, qui ont permis de faire un bond phénoménal dans la compréhension de la structure de la matière et des propriétés des constituants fondamentaux [1].

Toutes les formes de matière connues dans notre univers sont le produit de l'assemblage des constituants élémentaires constituant la matière Il s'avère que la grande famille des particules subatomiques possède plusieurs niveaux de particules; certaines se regroupant pour former d'autres particules. Il existe également des particules dites souches et des particules composées. Ces dernières sont réparties en groupes en fonction de leur constitution et de leurs propriétés [2]. Les théories sur les particules subatomiques de l'univers postulent l'existence de deux super-familles: les fermions et les bosons. La première famille représente toute les particules de matière (quarks et leptons) et la seconde, les particules intermédiaires qui sont responsables des interactions entre les particules de matière. L'appartenance d'une particule à une famille ou à une autre est liée à la nature de son moment angulaire: spin demi-entier ou entier. Le spin nous permet également de définir une autre classe de particules appelée hadrons, constituée de baryons et de mésons comme le montre le tableau 1 qui résume la classification de ces particules subatomiques [3, 4].

La photo-production de mésons, qui est la production de ces derniers à partir d'un faisceau de photons, se présente comme l'une des meilleures méthodes pour sonder la structure des nucléons. La sonde électromagnétique interagit avec la cible via un mécanisme exact et bien connu décrit par la théorie QED (Quantum

Tableau 1: Classification des particules subatomiques.

FERMI	ONS	BOSONS Particules de spin entier		
Particules de spi				
Statistique de I	·ermi-Dirac	Statistique de Bose-Ei	nstein	
Leptons: e^{\pm} , μ^{\pm} , τ^{\pm} . Quarks: u,d,s,c,b,t .	Baryons (3 quarks) <i>p,n,</i> \(\Lambda\),	Mésons (1 quark + 1 anti-quark): π^{\pm} , K^{\pm} ,	Photons, gluons, 7. g,	
	Particules			

ElectroDynamics) [5] et aussi, permet de s'affranchir des phénomènes d'interaction dans l'état initial. En plus de l'interaction électromagnétique, la photoproduction prend en compte l'interaction hadronique car le méson produit interagit avec le noyau cible s'il dispose de suffisamment d'énergie ou se désintègre tout simplement en d'autres particules plus stables. Ces processus permettent d'accéder aux zones de résonances [3, 4, 6] qui n'étaient pas visibles avec l'interaction nucléon-nucléon dans une gamme d'énergie intermédiaire [7].

La photo-production a eu et continu d'avoir la notoriété d'être une mine d'informations par rapport aux résonances baryoniques [8-9]. Durant les quarante (40) dernières années, des recherches approfondies ont été effectuées aussi bien dans les expériences que dans la théorie [7]. En particulier, l'existence d'intenses sources d'électrons et de photons comme celui de Thomas Jefferson National Laboratory [10], communément appelé Jefferson Lab (JLab), aux États-Unis, a amélioré de manière significative les mesures de précision des expériences d'électro et de photo-production [7, 9, 11].

Notre étude s'intéresse aux réactions de photo-production d'un pion sur le noyau d'hydrogène, en les traitant avec l'outil de simulation GEANT4 (GEometry ANd Tracking 4) [12]. Ces réactions constituent la partie la mieux développée dans le programme de photo-production de mésons dans GEANT4. D'autre part, elles sont les plus accessibles expérimentalement et de nombreuses données existent dans une large gamme d'énergie, en particulier dans celle d'énergie intermédiaire [7].

De nos jours, l'étude des interactions entre particules et matière dans les plus grands centres du monde travaillant sur la physique des particules comme le CERN (Conseil Européen pour la Recherche Nucléaire) [13], la NASA (National Aeronautics Air and Space Administration) [14], l'ESA (European Space Agency) [15],... se fait beaucoup en utilisant GEANT4. Dans le présent travail, GEANT4 est employé dans le but d'extraire les sections efficaces de photo-production de pions pour les expériences effectuées à JLab, aux Etats Unis, dans une gamme d'énergies intermédiaire située entre 0.150 et 3.0 GeV.

Jusqu'à aujourd'hui, il n'y a pas eu d'études systématiques de la physique des modèles de GEANT4 pour la photo-production de mésons dans l'intervalle des énergies intermédiaires. Ce qui montre l'importance de ce travail dans la mesure où il constitue un bon début pour l'étude de l'applicabilité et la validité de modèles de GEANT4 pour les réactions de photo-production de mésons autres que le pion dans cet intervalle d'énergie intermédiaire, en utilisant un faisceau de photons et de cibles non polarisés.

Les sections efficaces totale et différentielle de photo-production de pions, issues de simulations avec GEANT4, seront non seulement comparées avec les données expérimentales de JLab mais aussi avec celles de SAID (« Scattering Analysis Interactive Dial-in ») [16], un modèle phénoménologique d'analyse de données mondiales très couramment utilisé dans les laboratoires de recherche) afin de mettre encore plus en évidence la validité des résultats obtenus.

Ce travail de thèse est essentiellement divisé en quatre chapitres. Dans le premier chapitre, nous avons choisi d'énoncer tous les préalables permettant de comprendre mais aussi de prendre en considération tous les composants des processus d'interactions photo-nucléaires. Pour ce faire, nous commencerons tout d'abord par parler de la structure hadronique de la matière ainsi que la théorie de la physique des interactions entre les particules fondamentales. Cette sous-section nous permettra de situer la nature des mésons, donc des pions, par rapport à la composition de la matière et d'établir ensuite les différentes propriétés et caractéristiques relatives à ces particules mésoniques. Une deuxième sous-section est réservée aux différents formalismes des réactions de photo-production de pions. Ces formalismes permettent de comprendre les différentes possibilités

d'interactions et la physique régissant chaque processus. Enfin, la derrière soussection de cette partie est dédiée à la description des interactions entre le photon et la matière, permettant de situer les réactions de photo-production dans une gamme d'énergie donnée. Nous abordons ensuite dans un deuxième paragraphe la présentation de JLab et du détecteur CLAS (CEBAF Large Acceptance Spectrometer) [17], la photo-production d'un pion sur l'hydrogène, suivant le canal π^0 et celui de π^0 ainsi que la description des modèles de référence à savoir PDG (Particle Data Group) [18] et SAID (Scattering Analysis Interactive Dial-in). Le chapitre 2 est destiné à l'outil GEANT4 et la physique des énergies intermédiaires. Il sera question de décrire tout d'abord GEANT4 en tant qu'outil de simulation, ensuite l'implémentation de la physique dans cet outil et enfin la photo-production de pions. Nous aborderons dans le chapitre 3 l'implémentation des sections efficaces dans GEANT4 à travers les modèles potentiellement en mesure de décrire les réactions de photo-production. Enfin nous présenterons les résultats des simulations des différents canaux de photo-production d'un pion dans le chapitre 4, après avoir décrit le code GEANT4 que nous avons adopté pour simuler ces processus d'interaction. Les résultats seront comparés avec les données expérimentales de CLAS à JLab mais aussi avec celles de PDG et/ou de SAID.

CHAPITRE I

LA PHOTO-PRODUCTION DE PIONS

1.1. Motivation

La photo-production du pion a été, et est largement utilisée [7, 19], pour entre autres explorer les propriétés électromagnétiques des résonances nucléoniques (N*). En effet, la réaction qui a été le plus communément étudiée dans le cadre de l'étude de ces régions de résonances (N*) est la diffusion de pions: $\pi N \to N^* \to \pi N$. Cependant, ces réactions se heurtent à la difficulté de traiter à la fois les vertex forts des particules dans la voie d'entrée et dans la voie de sortie de la réaction, générant des difficultés pour extraire les paramètres relatifs aux résonances. L'utilisation de sondes électromagnétiques a permis de résoudre en grande partie ce problème, car l'interaction dans la voie d'entrée autorise un traitement au premier ordre du fait de la faible valeur du couplage

électromagnétique (proportionnel à la charge électrique)
$$\alpha = \frac{e^2}{4\pi\epsilon_0\hbar c} = \frac{1}{137}$$

comparée à celle du couplage de l'interaction hadronique [3]. Actuellement, la quasi-totalité des informations dont on dispose sur ces excitations et qui sont répertoriées dans le Particle Data Group (PDG) [20, 21] proviennent exclusivement de l'analyse des ondes partielles (PWA: Partial Wave Analysis) [22, 23] des données de diffusion πN de deux réactions: $\pi N \to \pi N$ et $\gamma N \to \pi N$. Ce qui montre la complémentarité souvent observée entre ces deux réactions de diffusion sur le nucléon, établissant ainsi la plupart des résonances baryoniques qui n'étaient pas connues ou visibles. En effet, il apparait que la liste des résonances reportées dans le PDG n'est pas exhaustive [21] et des modèles de quarks [8, 24] prédisent des résonances qui n'ont pas été observées via l'étude des réactions de production de pions.

L'étude de la structure du nucléon et de ses différents modes d'excitation constitue sans nul doute l'un des sujets les plus passionnants [19, 25] et les plus stimulants de la physique des particules. Pour une meilleure appréciation de ces états de résonances nucléoniques, il est nécessaire de se

focaliser sur des noyaux légers comme cibles et sur la production de mésons légers, le pion (le méson le plus léger en terme de masse) en l'occurrence. Un grand nombre de résonances prédit par les calculs physiques et qui n'ont toujours pas été observés expérimentalement peuvent présenter un couplage faible à l'état πN et par conséquent n'être suffisamment visible que dans des réactions avec un autre état final (par exemple $\gamma N \to N^* \to \eta N, KN, K\Sigma, \omega N, \ldots$). D'autre part, les formalismes à partir desquels les propriétés des résonances ont été extraites ne permettent pas de décrire de manière assez réaliste les mécanismes de réaction. Ainsi, il est indispensable pour extraire des propriétés des résonances nucléoniques (supposées connues) répertoriées dans le PDG [21] et celles des résonances manquantes, d'étudier des réactions de photo-production de mésons autres que le pion avec un formalisme permettant de décrire de manière la plus réaliste possible le mécanisme de réaction. Mais pour cela, il faut que l'étude de la photo-production de pions soit menée de façon minutieuse et méthodique pour en faire une référence pour ceux qui sont intéressés par ce domaine de recherche.

Des mesures effectuées à haute énergie ont permis de mettre en évidence la structure subatomique de la matière et de la modéliser par la théorie QCD [3, 26]. Cette théorie se caractérise par une constante de couplage qui varie entre deux régimes extrêmes selon l'énergie (voir sous section II.1.b.ii). A haute énergie, elle exhibe un comportement perturbatif [7, 11] (similaire à celui de l'électrodynamique quantique : QED [5]) car la valeur de la constante de couplage devient faible et tend vers 0 ; c'est le phénomène de liberté asymptotique (régime « dur »). Aux énergies faibles et intermédiaires, la constante devient forte, provoquant le confinement des quarks dans les hadrons (mésons et baryons). Les calculs QCD deviennent ainsi impossibles à l'heure actuelle et contraint l'utilisation des modèles phénoménologiques dont les degrés de libertés sont les baryons et les mésons (régime « mou »).

Naturellement, la question qui se pose est de comprendre la transition entre ces deux régimes. Une approche utilisée pour pallier ce problème consiste à s'intéresser à des processus qui s'approchent du régime dur tout en évitant la destruction de la composition des hadrons dans la réaction (comme les réactions

profondément inélastiques). Cependant, de tels processus sont rares car leurs sections efficaces sont très faibles.

C'est dans cette perspective que des projets d'accélérateurs d'électrons d'énergies intermédiaires ont été lancés. Ces accélérateurs de nouvelles générations à courants continus ont permis d'obtenir de grandes luminosités, permettant d'extraire de très faibles sections efficaces.

Sachant l'importance de ce domaine qui constitue un des axes privilégié de recherches et celle de l'outil GEANT4, le laboratoire Thomas Jefferson National Accelerator Facility (JLab) aux Etats Unis a saisi l'opportunité à travers ce travail de thèse pour tenter de valider dans GEANT4 sa physique des énergies intermédiaires pour les réactions de photo-production d'un pion sur une cible d'hydrogène (proton) non polarisée et utilisant un faisceau de photons également non polarisé.

1.2. Etude théorique de la photo-production de pions

1.2.1. Structure hadronique de la matière

1.2.1.1. Description

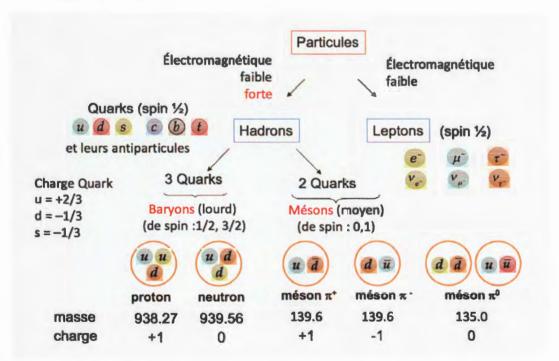


Figure 1: Classification des particules subatomiques.

Le *modèle standard* [3, 4], regroupe l'ensemble du savoir théorique, expérimentalement corroboré dans une théorie de référence qui détaille les différentes particules élémentaires et leurs interactions fondamentales (sauf celles gravitationnelles).

Dans le modèle standard, la matière est réduite en ses composants les plus élémentaires qui se distinguent de par leurs propriétés fondamentales comme la masse, la charge électrique, le spin ou encore les nombres baryoniques, léptoniques etc. Les particules élémentaires sont classées suivant la valeur de leur spin dans deux grandes catégories: les fermions de spin demi-entier, et les bosons de spin entier (0 ou 1) comme le montre la figure 1.

Les fermions possèdent un moment angulaire intrinsèque ou spin J = 1/2 et obéissent à la statistique de Fermi. Pour chaque fermion, il existe un anti-fermion ayant la même masse mais avec des nombres quantiques internes opposés. Les fermions sont rangés dans deux familles :

- les leptons, au nombre de 6 sont répartis en 3 doublets (familles ou saveurs). Dans chaque famille, se trouvent respectivement l'électron (e), le muon (μ^-) et le tau (τ^-), associés à leurs neutrinos (électronique v_e , muonique v_μ et tauique v_τ). Ils possèdent une charge électrique et un isospin faible, pouvant donc interagir via les interactions faible et électromagnétique. Chaque famille lépontique est associée à un nombre quantique, appelé nombre quantique leptonique leptonique
- les quarks, comme les leptons sont au nombre de six : up (u), down (d), étrange (s), charmé (c), beau (b) et top (t). Ils possèdent une charge électrique fractionnée, un isospin faible et une charge de couleur leur permettant d'interagir par interactions forte, faible et électromagnétique. Chaque famille est associée à un nombre quantique de saveur baryonique, B, qui est conservé. Pour chaque quark, un antiquark existe ayant la même masse, mais avec la charge et les autres nombres quantiques internes opposés.

Selon la théorie des interactions fortes QCD (voir sous section **b.**), aucun quark ne peut être observé individuellement : les quarks n'existent pas dans un état libre.

Les bosons sont les particules médiatrices des interactions fondamentales entre fermions. On rencontre les bosons dits « de jauge » (vecteur) de spin 1, et les bosons dit « scalaires » de spin 0. Parmi les bosons de jauge, on distingue le photon γ (sans masse), médiateur de l'interaction électromagnétique, les bosons Z^0 et W^\pm (massifs) responsables de l'interaction faible et les huit gluons g (de masse nulle), médiateurs de l'interaction forte. Le boson de Higgs [3, 4], seul boson scalaire du modèle standard, est responsable de la masse des fermions élémentaires et des bosons Z^0 et W^\pm .

1.2.1.2. Propriétés des interactions fondamentales

La physique des interactions entre les particules fondamentales a été établie à partir d'expériences, qui ont progressivement élargi les limites de validité de la théorie. Ces limites continueront à étendre, avec l'avènement de nouveaux accélérateurs, et avec le développement de l'instrumentation pour les détecteurs sophistiqués. Aujourd'hui, 4 forces sont connues : la force forte, la force faible, la force électromagnétique, et la force gravitationnelle (Tableau 2) [3, 27].

Pour toutes les forces (à l'exception « probablement » de la force de gravitation), l'interaction se porte sur la matière élémentaire (les fermions) par la transmission d'une particule de jauge (un boson).

Tableau 2: Forces connues et les particules d'interaction.

Force	Électromagnétique	Faible	Forte	Gravitation
Bosons de Jauge (particules médiatrices)	Photon g	W±, Z0	Gluons	Graviton
Source	Charge électrique	Charge faible	Charge de couleur (forte)	masse
Masse (GeV)	0	$M_w = 80,2$ $M_z = 91,2$	0	0
Couplage	$\alpha_{EM} = \frac{e^2}{4\pi\epsilon_0 \hbar c} = \frac{1}{137}$	$\alpha_W = \frac{g_W^2}{4\pi\hbar c} = \frac{G_F \left(Mc^2\right)^2}{(\hbar c)^3},$ $G_F = 10^{-5}$	α, ≤1	$\alpha_g = \frac{G_N M^2}{4\pi\hbar c}$ $= 5 \times 10^{-40}$
Portée (m)	000	10-15	10-15	00
Spin-parité (JP)	1	1-,11	1	2

a. L'interaction électromagnétique (EM) et l'électrodynamique quantique (QED)

La théorie décrivant l'interaction électromagnétique est appelée électrodynamique quantique [3, 5]. C'est une théorie quantique dans le sens où il y a une quantification du champ électromagnétique : les particules chargées interagissent par échange de quanta du champ, le photon. C'est aussi une théorie relativiste car elle prend en compte le temps de propagation des interactions c'est-à-dire du boson vecteur qui est ici le photon.

On peut représenter une interaction de manière simple et commode avec un diagramme de Feynman [3, 4, 28]. L'interaction entre deux électrons qui s'échangent un photon virtuel (on parle de photon virtuel car il ne peut pas être détecté) est représentée dans la figure 2. L'efficacité de cette méthode provient du fait que chaque vertex est associé à un facteur α proportionnel à une constante de couplage, caractérisé par une faible valeur. Le vertex est le lieu d'interaction où l'ensemble des lois de conservation est observé.

b. L'interaction forte et la chromodynamique quantique (QCD)

L'interaction forte est une interaction à courte distance entre les quarks par l'intermédiaire des gluons qui sont les bosons vecteurs de cette interaction. A la différence des photons, qui ne transportent pas de charge électrique, les gluons possèdent une charge de couleur et peuvent donc interagir entre eux.

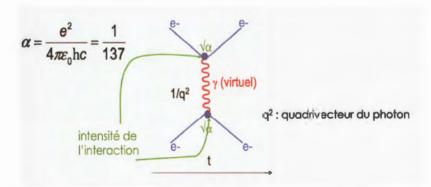


Figure 2: Diagramme de Feynman d'une interaction EM. Les lignes sont des particules qui se propagent dans l'espace-temps. Les nœuds symbolisent les vertex « lieux » de l'interaction. Pour chaque nœud, on a $\sqrt{\alpha}$ donc la probabilité que ce diagramme soit réalisé (section efficace) est $\sigma = (\sqrt{\alpha})^2 = \alpha$ puisqu'il y a 2 vertex. q^2 est le vecteur quadri-moment du photon donné par la différence entre les deux vecteurs quadri-moment des électrons entrants : $q^2 = (p_1 - p_2)^2 = t$.

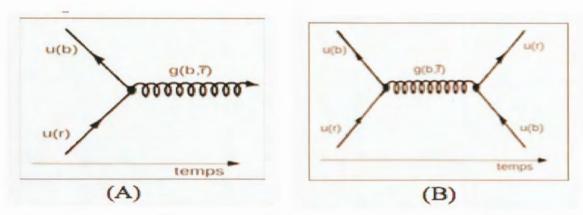


Figure 3: Exemple de diagramme de Feynman pour l'interaction forte: processus élémentaire (A) et interaction entre deux quarks up (B).

Pour expliquer l'interaction forte, il a été nécessaire d'utiliser ce nouveau type de charge, la charge de couleur. C'est la raison pour laquelle cette théorie est appelée *chromodynamique quantique* [3, 4, 26] avec chaque quark possédant une couleur : rouge (R), vert (V) ou bleu (B). Les anti-quarks ont une des couleurs complémentaires: complémentaire du rouge (R), complémentaire du vert (V) ou complémentaire du bleu (E). On peut aussi représenter ces interactions par des diagrammes de Feynman (Figure 3).

c. L'interaction faible

L'interaction faible est aussi une interaction à très courte portée et est responsable des désintégrations nucléaires. La théorie expliquant ces phénomènes trouvera sa justification par la découverte des bosons vecteurs de cette interaction, les bosons intermédiaires W^{\pm} et Z^0 . Ces trois bosons ont la particularité d'être très massifs alors que les autres bosons vecteurs sont de masse nulle (photons et gluons).

Le boson de Higgs [3, 4] a été introduit pour expliquer le caractère massif de ces bosons. Il a un spin 0, une masse de 125 GeV et n'a aucune charge, a été prédit théoriquement en 1960 et observé au Large Hadron Collider (LHC) [29] en 2012. Sa découverte a permis de compléter l'observation de toutes les particules élémentaires formant le modèle standard. On peut représenter sur un diagramme de Feynman décrivant l'interaction faible pour les leptons et celle impliquant les quarks comme indiqués sur les figures 4 et 5.

THS 2021-0001

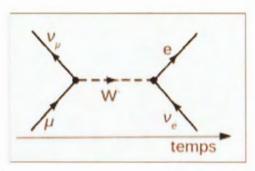


Figure 4 : Exemple de diagramme de Feynman pour l'interaction faible avec échange de boson **W** .

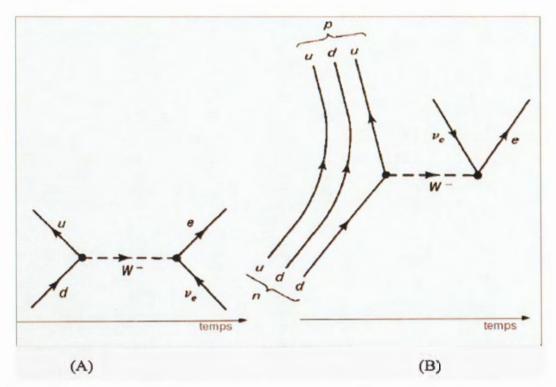


Figure 5 : Exemple de diagrammes de Feynman pour l'interaction faible impliquant les quarks : processus entre deux quarks (A), diagramme expliquant la radioactivité β (B).

1.2.1.3. Particules composites, les hadrons

Les particules composites sont bâties à partir de quarks. Ce sont les hadrons: systèmes constitués de plusieurs quarks liés par l'interaction forte. Ils sont de deux types : les baryons formés de trois quarks et les mésons qui comptent un quark et un antiquark [3, 27].

a. Les mésons

assemblés à partir des quarks u, d et s (et de leurs antiquarks), s'obtiennent en combinant selon leur produit tensoriel $3\otimes 3$. Ce produit se décompose en une

somme directe de représentations irréductibles (dont la somme des dimensions est égale à 9) : $3 \otimes 3 = 8 \oplus 1$, c'est-à-dire la représentation irréductible de dimension 8, ainsi que la représentation triviale de dimension 1 (Figure 6).

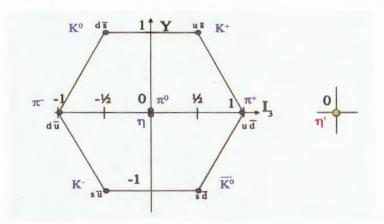


Figure 6: Octet (gauche) et singulet (droite) des mésons fondamentaux pseudoscalaires ($J^P = 0^-$) [3, 4, 27].

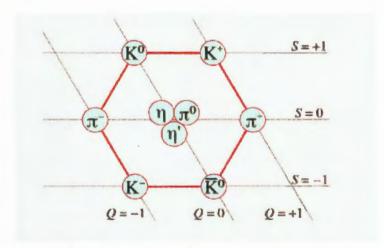


Figure 7: Nonet des mésons $J^{*} = 0$ (octet + singulet η') [27].

Il existe donc neuf mésons fondamentaux qui se rangent selon un octet et un singulet de la symétrie SU (3) [3]. Ces mésons sont représentés suivant deux axes : la troisième composante de l'isospin, I_3 et l'hypercharge forte Y, définie par la relation $Y = N_g + S$, où N_a est le nombre baryonique et S est l'étrangeté. Il existe également une relation entre ces deux nombres quantiques (I_3 et Y) et la charge électrique :

$$Q = I_3 + \frac{Y}{2} \tag{1}$$

L'octet est composé de 3 multiplets et d'un singlet d'isospin : un doublet de

kaons
$$\begin{pmatrix} K^+ \\ K^0 \end{pmatrix}$$
, un doublet d'anti-kaons $\begin{pmatrix} -K^0 \\ K^- \end{pmatrix}$, un triplet de pions $\begin{pmatrix} \pi^+ \\ \pi^0 \\ \pi^- \end{pmatrix}$ et un

singulet correspondant au méson n.

Le singulet est représenté par la particule η , que l'on pouvait superposer avec le η de l'octet pour obtenir un nonet. Il arrive également que l'on représente ces représentations suivant les axes S (étrangeté) et I_3 , comme le montre la figure 7.

Les mésons obéissent la statistique de Bose-Einstein, c'est-à-dire qu'ils ont un spin intégral J = 0,1,2,3,... et une parité définie.

Les hadrons peuvent ainsi être classés en fonction de critères comme le spin total et la parité. On parle de multiplet pour désigner un groupe de particules ayant même spin/parité, que l'on note J*.

b. Les pions : historique et généralités

Tableau 3 : Propriétés des pions.

	π'	π	Æ ⁰
Classe	Méson	Méson	Méson
Composition	ud	du	$\frac{1}{\sqrt{2}} \left(u \bar{u} - d \bar{d} \right)$
Masse (MeV/c²)	139,6	139,6	135,0
Charge électrique (C)	1 9	$-1 q_e $	0 q
Charge de couleur	0	0	0
Spin	0	0	0
Durée de vie (s)	2,6×10-8	2,6×10 ⁻⁸	8,5×10 ⁻¹⁷

 q_c : charge élémentaire de l'électron $(-1,6\times10^{-19}C)$

Les pions (x',x',x') sont les particules les plus légères de la famille des mésons [1]. Ils sont composés de pairs quarks-antiquarks de la première famille (up et down) dans la classification des particules élémentaires. Ainsi, le pion chargé positivement, x' est composé d'un quark up et d'un quark anti-down, le pion chargé négativement, x', d'un quark down et d'un anti-up et enfin le pion

neutre, π^0 , de la combinaison des états de π^+ et π^- . De fait, π^0 est sa propre antiparticule et π^- est l'anti-particule du π^+ [1, 3]. Le tableau 3 résume les différentes caractéristiques des pions.

Les pions jouent un rôle important dans l'explication des propriétés de l'interaction forte à énergie intermédiaire; notamment, la cohésion du noyau qui est assurée par l'échange de pions entre les nucléons. Il fut introduit théoriquement par Hideki Yukawa en 1935 [3, 4, 25] et découvert expérimentalement en 1947 (pion chargé) et en 1950 (pion neutre).

Après ses études, Yukawa prédit l'existence d'une particule ayant une masse d'environ 100 MeV/c². En 1936, Carl Anderson découvre dans le rayonnement cosmique une particule très similaire à l'électron mais avec une masse environ 200 fois plus grande. Cette particule sera plus tard baptisée « muon ». On l'a identifié au méson de Yukawa, mais à tort car à la différence de ce dernier, le muon ne subit pas l'interaction forte [3, 27]. En 1947, Cecil Powell et ses collaborateurs corrigent finalement cette erreur et découvrent les premiers pions à l'aide de plaques photographiques de bromure d'argent (Figure 8).



Figure 8: Chaîne de désintégration mettant en jeu le pion et le muon. Chaque ligne représente la trajectoire d'une particule, tandis que les coudes correspondent à des désintégrations. Le pion chargé négativement se désintègre en un muon et son antineutrino (qui n'est pas détecté).

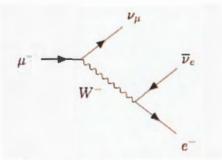


Figure 9: Diagramme de Feynman de la désintégration du muon par interaction faible, avec émission d'un neutrino muonique, d'un antineutrino électronique et d'un électron.

Un premier méson (π) arrivant sur l'émulsion, interagit avec celle-ci pour donner naissance à une seconde particule (un muon, μ) qui se propage ensuite. Les lignes correspondent aux trajectoires des particules, tandis que les coudes représentent les désintégrations. Grâce à cette expérience, les physiciens ont pu établir la masse de ce méson.

Le muon traverse l'émulsion et se désintègre en un neutrino muonique, un électron et son antineutrino. Le neutrino muonique et l'antineutrino électronique ne sont pas détectés [3, 27] (figure 9).

Le perfectionnement des accélérateurs de particules permet d'étudier un grand nombre de réactions nucléaires et de découvrir de nouvelles particules élémentaires, notamment le pion neutre (π°) en 1950.

A cause de sa charge électrique neutre, le π^0 ne laisse pas de trace sur une émulsion et n'a donc pas pu être observé directement; ce sont les produits finaux (photons et paires électron-positron) qui ont permis de déduire son existence.

Les pions chargés se désintègrent dans leur quasi-totalité (99,99%) [24, 25, 30] en un muon et un neutrino muonique par les processus d'interaction faible comme indiqué dans la figure 10.

$$\pi^{+} \rightarrow \mu^{+} + \nu_{\mu} \tag{2}$$

On obtient la désintégration du π [3, 30] en considérant les charges conjuguées de π suivant la réaction :

$$\pi^- \to \mu^- + \nu_{\mu} \tag{3}$$

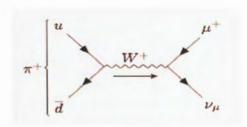


Figure 10: La désintégration du π + par interaction faible.

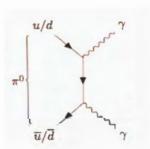


Figure 11: Désintégration du méson π° .

Pour ce qui reste (0,01% des cas) [30], la désintégration donne un électron (s'il s'agit de π) ou positron (π) et un neutrino électronique :

$$\pi' \to e' + v_e$$

$$\pi^- \to e^- + v_e \tag{4}$$

Le pion neutre π^0 a une durée de vie plus courte que les pions chargés et se désintègre dans 98,8% des cas [24, 30, 31] en deux photons gammas (Figure 11) suivant la réaction:

$$\pi^0 \to 2\gamma$$
 (5)

Dans 1,2% des cas [24], le pion neutre se désintègre en un photon et une paire électron-positron suivant la réaction:

$$\pi^0 \to \gamma + e^- + e^- \tag{6}$$

Dans la théorie QCD [3, 26], le pion est un quasi-boson de Goldstone associé à la brisure spontanée de symétrie chirale [32] (symétrie rompue sous certaines conditions avec des propriétés de la matière impliquant un non respect de la description des équations du mouvement de la particule). Le théorème de Goldstone [3, 32] prédit que pour chaque brisure spontanée de symétrie, un boson sans masse devrait apparaître. Ce qui fait que les pions devraient donc avoir une masse nulle. En fait, dans le cadre d'une symétrie locale, le boson de Goldstone est en quelque sorte absorbé par le boson de jauge, et acquiert ainsi une masse.

1.2.2. Formalismes de la photo-production de pions

Il n'est plus à démontrer que la photo-production de mésons et particulièrement de pions reste la meilleure alternative pour étudier et extraire les propriétés nucléoniques et prendre connaissance de leur spectroscopie. Ainsi, il est indispensable d'utiliser ou de concevoir une approche qui permettrait de prendre en compte les limites de l'interaction forte. En effet, la théorie de l'interaction forte (QCD) [3, 26] présente deux régimes distincts selon l'énergie à laquelle on l'étudie. Pour des énergies élevées, elle exhibe un comportement perturbatif similaire à celui de l'électrodynamique quantique (QED) [3, 5] car la valeur de la constante de couplage fort α_{EM} devient suffisamment faible pour autoriser un traitement perturbatif c'est à dire un développement en puissance de

α_{EM} ; c'est le phénomène de liberté asymptotique. Aux énergies faibles et intermédiaires, la valeur de la constante de couplage devient élevée, provoquant le confinement des quarks dans les hadrons (mésons et baryons). Cela empêche la théorie des perturbations d'être applicable et donc l'utilisation d'une résolution analytique.

La plupart des expériences qui vise à étudier ces résonances nucléoniques, utilise des modèles, inspirés de la QCD avec des degrés de liberté dans lesquels des résonances nucléoniques sont introduites explicitement. Le but final est de comparer les propriétés des résonances extraites (masses, largeurs, amplitudes d'hélicité, rapports de branchement ...) aux prédictions de la QCD sur réseau et/ou des modèles de quarks [8, 24, 33]. Nous pouvons distinguer deux grandes classes de formalismes à savoir les approches à base de Lagrangiens effectifs [8] avec les mésons et les baryons comme degrés de liberté et celles de quarks constituants [34] avec les quarks et les gluons comme degrés de liberté.

1.2.2.1. Formalismes à base de Lagrangiens effectifs

Lorsque les résonances apparaissent clairement dans les données, les interprétations théoriques sont généralement et naturellement développées dans le cadre de Lagrangiens effectifs à degrés de liberté hadroniques où les opérateurs champs correspondent à des particules « élémentaires » [3, 8, 24]. Les Lagrangiens effectifs ne sont pas renormalisables et seuls les diagrammes de premier ordre ont un sens [7, 11]. On justifie la dominance de ces diagrammes par la proximité de leur singularité (le pôle de la particule échangée). Ainsi, il est commode de définir les variables de Mandelstam s, t et u pour décrire les réactions aux énergies élevées comme illustré ci-dessous.

$$1(p_1)+2(p_2) \rightarrow 3(p_3)+4(p_4)$$
 (7)

- $s = (p_1 + p_2)^2$ est le carre de l'énergie totale dans le centre de masse ;
- $t = (p_1 p_3)^2$ est le carré du moment transféré entre les particules 1 et 3 ;
- $u = (p_1 p_2)^2$ est le carré du moment transféré entre les particules 1 et 4.

Les p_i sont les quadri-moments énergie-impulsion des particules.

On retrouve dans ces formalismes deux principales approches suivant l'existence ou non d'interactions dans les états intermédiaires.

a. Approches isobariques

Les modèles isobariques [11, 35] ont été largement utilisés pour traiter un grand nombre de réactions de production de mésons $(\pi,\eta,K,\rho,\omega,\varphi)$ et permettent d'extraire des propriétés sur des résonances de masses allant jusqu'à 2 GeV et parfois au-delà. Ils sont basés sur des échanges de mésons et baryons (échanges de pôles), et la formation de résonances (Breit-Wigner) [3, 6, 36]. Ces formalismes ne tiennent pas compte des diffusions multiples de couples méson-baryon virtuels qui peuvent avoir lieu dans le mécanisme de réaction et notamment du passage par un état πN ($\gamma N \to \pi N \to MN$ où MN désigne le couple méson-nucléon étudié). Le passage de cet état πN s'explique par le fait que la section efficace de production de pions est bien plus élevée que celle des autres mésons $(\eta,K,\varphi$ ou ω). Cette approche isobarique peut être illustrée par la réaction (voie directe):

$$\gamma + N \to MN \equiv \pi N \tag{8}$$

M, désigne le méson produit dans l'état final.

b. Approches de matrice K

À la différence des approches isobariques [11], les approches de matrice K tiennent compte des voies couplées méson-baryon dans l'état intermédiaire de la réaction. Cependant, le problème de ces approches est lié au fait qu'elles ne traitent pas la production des états mN dans les voies intermédiaires dont la section efficace de photo-production domine celle des autres couples méson-baryon à partir d'environ 1.4 GeV. Cela provoque ainsi une limitation en énergies des modèles issus de ces formalismes. Pour y remédier, il faut inclure explicitement les états mN ou des voies telles que $n\Delta$ (où Δ se désintègre en nN) ou nN et nN (où nN et nN ou des voies telles que nN (où nN et nN ou des voies telles que nN (où nN et nN ou nN et nN (où nN et nN ou des voies telles que nN (où nN et nN ou nN et nN (où nN et nN ou des voies telles que nN (où nN et nN ou nN et nN ou des voies telles que nN (où nN et nN ou nN et nN ou des voies telles que nN ou nN et nN ou nN et nN ou des voies telles que nN ou nN et nN ou nN et nN ou nN et nN (où nN et nN et nN ou des voies telles que nN ou nN et nN et nN ou nN et nN et

$$\gamma B(MB) \rightarrow M'B' \rightarrow M''B''$$
(9)

γB ou MB et (M'B') désignent respectivement les états, initial et final, tandis que M"B" désigne l'état intermédiaire de la réaction étudiée.

1.2.2.2. Formalismes de quarks constituants

Les formalismes de quarks constituants [11, 34] sont plus fondamentaux que ceux de Lagrangiens effectifs dans la mesure où les degrés de liberté sont les quarks et le potentiel de confinement est créé par les champs de gluons. Ces formalismes comprennent des paramètres effectifs tels que la masse des quarks constituants ou le couplage α , qui permettent de réaliser de nombreuses prédictions sur la spectroscopie des baryons.

1.2.3. Interaction photon-matière

Lorsqu'on étudie les interactions entre photons et matière, plusieurs situations se présentent en fonction de l'énergie du photon et du lieu d'interaction. Pour mieux comprendre et situer le domaine d'interaction des réactions de photoproduction, nous nous invitons à faire une brève revue des différents cas d'interactions possibles entre le photon et la matière [37, 38, 39].

Comme les électrons, les photons sont des rayonnements électromagnétiques mais diffèrent de ces derniers par leur charge et leur masse nulles. Les photons sont répartis en rayonnements $\mathbf{X}(R\mathbf{X})$ et en rayonnements $\mathbf{\gamma}(R\mathbf{\gamma})$, définis comme étant indirectement ionisants. Les $R\mathbf{X}$ ont une origine électronique et sont émis par Bremsstrahlung (freinage) d'un faisceau d'électrons accélérés ou lors du retour à l'état fondamental d'un atome excité. Les $R\mathbf{\gamma}$ possèdent une origine nucléaire puisqu'ils sont émis dans les accélérateurs par un noyau qui passe d'une transition d'un état excité à un état stable.

Les rayonnements γ ont en général une énergie plus élevée que les rayonnements X. Cependant, ils ont le même comportement vis-à-vis de la matière.

Lorsqu'un faisceau de photon pénètre dans un milieu matériel, il traverse un écran d'épaisseur x et subit une atténuation. Cette atténuation est liée à des phénomènes élémentaires entre le photon incident et les constituants du milieu. Ces interactions élémentaires conduisent à un état tel que certains photons sont absorbés, d'autres diffusés (changement de direction), le reste transmis (figure 12).

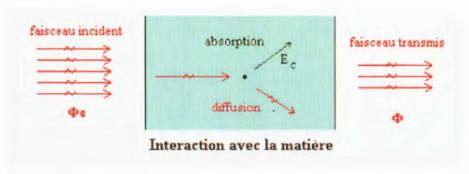


Figure 12: Mécanisme d'interaction photon-matière.

Lorsque le faisceau incident interagit avec des électrons, on assiste à des phénomènes :

- de diffusion simple ou diffusion Thomson-Rayleigh;
- d'effet Compton;
- d'effet photo-électrique.
- Lorsque les interactions se produisent entre le photon et le noyau, deux phénomènes se manifestent :
- l'effet de matérialisation ou phénomène de création de paires ;
- les réactions photo-nucléaires.

Cependant, l'absorption du photon par la matière se fait essentiellement par le biais de trois mécanismes qui prédominent : l'effet photo-électrique, l'effet Compton et l'effet de matérialisation.

1.2.3.1. Effet photo-électrique

Le phénomène est décrit à la figure 13. L'énergie hv du photon sert à communiquer à l'électron une énergie cinétique et à l'extraire de sa couche à condition que cette énergie soit supérieure à l'énergie de liaison et que l'électron soit lié (se trouve sur la couche K ou L). L'électron éjecté est appelé photoélectron et a pour énergie E.

Les photoélectrons épuisent leur énergie \boldsymbol{E}_{c} dans le milieu par de multiples ionisations et excitations des atomes voisins. Le cortège électronique est réorganisé avec une émission de rayonnement de fluorescence et d'électron Auger. Ces effets prédominent jusqu'à une énergie de 0,5 MeV sur des noyaux lourds.

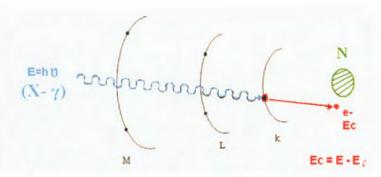


Figure 13: Processus des phénomènes de l'effet photo-électrique.

Par l'éjection de l'électron et par suite de l'émission du rayonnement de fluorescence, la totalité de l'énergie du photon est absorbée par la matière. L'effet photo-électrique est ainsi un phénomène d'absorption *vraie*.

1.2.3.2. Effet Compton

C'est une interaction entre un photon hv et un électron libre ou lié. L'électron est projeté suivant un angle φ et le photon est dévié suivant l'angle θ ($0 < \theta < \pi$) comme le montre la figure 14. L'électron Compton ainsi éjecté est appelé électron de recul et épuise son \boldsymbol{E} dans le milieu sous forme d'ionisations et d'excitations [32].

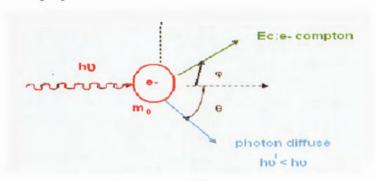


Figure 14: Effet Compton.

m₀: masse de l'électron au repos;

 $0 \le \varphi \le 90^{\circ}$;

 $0 \le \theta \le 180^{\circ}$.

1.2.3.3. Effet de matérialisation ou phénomènes de création de paires

Dans le champ électrique d'un noyau atomique, un photon peut matérialiser son énergie par formation d'une paire d'électrons : un électron positif (positron) et un électron négatif. Pour que le phénomène de matérialisation se manifeste, le photon doit posséder une énergie seuil, correspondant a la masse au repos de deux

électrons, soit $2 \times 0.511 = 1.02 \, MeV$. Si l'énergie du photon est supérieure à $1.02 \, MeV$, l'excédent d'énergie est partagé sous forme d'énergie cinétique entre le positron et l'électron, qui est ainsi mis en mouvement.

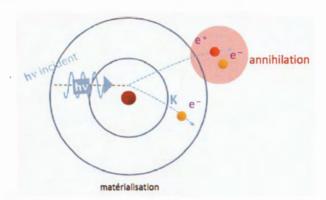


Figure 15: Interaction photon-matière conduisant aux phénomènes de matérialisation.

1.2.3.4. Zone de prédominance

L'effet photoélectrique prédomine à basse énergie et pour les matériaux lourds (Z élevé). L'effet Compton est prépondérant pour les énergies intermédiaires (imagerie) et pour les matériaux légers (faible Z). La matérialisation est le processus dominant pour les rayonnements d'énergie supérieure à quelques MeV et pour les matériaux lourds.

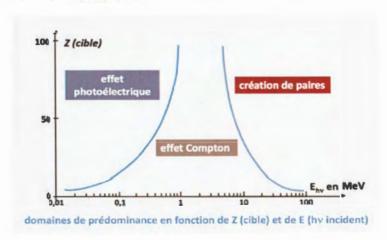


Figure 16: Domaine de prédominance des interactions photon-matière.

1.2.3.5. Les réactions photo-nucléaires

Un des mécanismes d'interaction entre le photon et le noyau est la réaction photo-nucléaire, caractérisée par un faisceau de photons incidents d'énergie supérieure à 10 MeV. Le photon incident est absorbé par le noyau suivi d'une

émission d'un ou de plusieurs nucléons $((\gamma,n),(\gamma,p))$ par exemple). Le noyau se trouve ainsi dans un état excité; il est généralement radioactif. Un photon γ est enfin émis permettant le retour à l'état fondamental. Sans nul doute, les réactions de photo-production d'énergie intermédiaire à haute rentrent dans cette gamme d'interaction et vont se caractériser suivant la nature de l'état final et de l'énergie du faisceau de photons incidents.

1.3. Photo-production de pions à JLab

1.3.1. Historique et description du laboratoire

Le laboratoire Thomas Jefferson National Accelerator Facility, plus communément appelé JLab [40], situé en Virginie aux Etats Unis est l'un des 17 laboratoires nationaux américains. Il a été fondé par le Département à l'Energie des Etats-Unis en 1984, avec comme mission première de conduire la recherche fondamentale sur le noyau atomique. Ces recherches sont essentiellement basées sur l'utilisation d'un accélérateur d'électrons connu sous le nom de « Continuous Electron Beam Accelerator Facility (CEBAF) » [41]. Le site comprend également un groupe dédié à l'imagerie médicale et un laboratoire de développement d'un laser à électrons libres (FEL, Free Electron Laser). Le centre emploie environ 700 personnes et près de 2000 scientifiques à travers le monde participent aux expériences menées sur le site.

L'accélérateur CEBAF produit un faisceau d'électrons continu, de haute intensité, allant de quelques *MeV* à 12*GeV* [40, 42, 43], qui permet de sonder avec précision la structure interne des nucléons. Cette large plage d'énergies incidentes constitue un atout dans la mesure où elle permet de diversifier les expériences qui ont eu et qui peuvent avoir lieu à basse et/ou à énergie intermédiaire mais aussi, de faire la jonction entre elles afin de s'assurer de la continuité des recherches menées. Ce faisceau permet d'augmenter considérablement jusqu'à 100% [41] le « cycle utile », qui est le rapport entre le temps pendant lequel un électron frappe efficacement la cible et l'intervalle de temps qui sépare chaque pulse (moment d'interaction) ; cette structure en pulses est celle des faisceaux classiques.

L'accélérateur CEBAF est basé sur le principe de recirculation. En effet, un canon à électrons produit un faisceau stable et est accéléré dans l'injecteur à la

vitesse de la lumière. Le faisceau est ensuite injecté dans l'accélérateur, constitué de 2 accélérateurs linéaires appelés LINACs (LINear Accelerator) et longs de 240 m) [7] par le premier LINAC où il gagne en énergie. Il est ensuite transporté jusqu'au second où il gagne de nouveau la même quantité d'énergie. Ce processus est répété 5 fois et de façon simultanée dans chaque linac pour atteindre une énergie appropriée [43, 44]. Le faisceau est ainsi extrait et délivré aux différents halls lorsque l'énergie désirée (par rapport au hall expérimental) est atteinte. La configuration de l'accélérateur est illustrée à la figure 17.

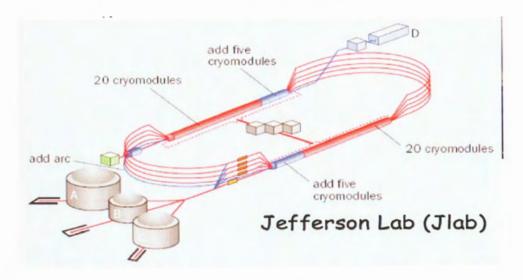


Figure 17: Description de l'accélérateur Thomas Jefferson National Accelerator Facility (JLab).

CEBAF produisait un faisceau continu d'électrons polarisés avec un haut cycle utile. La production de faisceaux polarisés (la polarisation maximale obtenue étant de 83% en 2005) est une particularité de CEBAF et donne accès à une large gamme d'observables. L'énergie du faisceau était modulable et pouvait atteindre une valeur maximale de 6 GeV. Il était possible de délivrer simultanément trois faisceaux d'énergie et d'intensités différentes dans 3 halls expérimentaux A, B et C. Ainsi, plusieurs expériences pouvaient être effectués parallèlement, augmentant ainsi la productivité et la flexibilité du laboratoire.

Les premiers faisceaux de l'accélérateur CEBAF ont été délivrés en 1994. L'énergie visée lors de la conception était de 4 GeV et a été atteinte au courant de l'année 2015. L'énergie de 6 GeV a été atteinte pour la première fois en 2000, après une amélioration de l'accélérateur. Le programme expérimental à 6 GeV a pris fin

au cours de l'année 2012, au profit d'une montée en énergie du faisceau d'électrons de CEBAF allant jusqu'à 12 GeV pour le nouveau hall D, et 11 GeV pour les autres halls. Cette énergie a été atteinte à la fin de l'année 2015 [42].

Le hall A est le plus grand des quatre et a pour rôle d'explorer la structure du noyau et la composition des nucléons. Il se focalise surtout sur l'étude des facteurs de forme à grand Q^2 (quadri-moment de transfert) et la structure des quarks étranges dans le proton et la rotation des nucléons [44].

Le hall B est le plus petit en terme d'espace mais ses travaux sont tout aussi importants que pour les trois autres. Il comprend le détecteur CLAS et les expériences sont effectuées à partir de faisceau d'électrons ou de photons. Les programmes de recherches les plus importantes menés dans le hall B sont la mesure des excitations électromagnétiques des hadrons pour comprendre le confinement, l'amélioration de la formation de l'image tridimensionnelle de la structure nucléon-quark, l'étude des interactions quark-gluon dans le nucléon et la recherche de l'existence de photons lourds. Dans le cadre du projet 12GeV, CLAS est mis à jour et est maintenant appelé CLAS12, impliquant un nouvel objectif qui est d'étudier et de comprendre la structure nucléaire via les distributions généralisées de parton (GPD) [45].

Le hall C englobe un grand spectromètre de masse qui est utilisé pour étudier la charge du proton, les facteurs de forme des systèmes simples de quarks et les transitions quarks-hadrons.

Le hall D a comme mission principale, l'exploration des origines du confinement tout en étudiant les mésons exotiques. GlueX [46] est le spectromètre dédié à ce hall. Il est conçu pour rechercher des mésons hybrides prédits par la QCD en utilisant la photo-production via des photons polarisés linéairement [45].

1.3.2. Dispositif expérimental de CLAS

1.3.2.1. Généralités

CLAS [41, 47] (CEBAF Large Acceptance Spectrometer) est le détecteur à grande acceptance de JLab couvrant un angle solide de 4π et situé dans le hall B. Le dispositif est divisé en six secteurs comme on le voit sur la figure 18, incorporant des coupes géométriques qui guident la trajectoire des particules en fonction de leur charge. Les secteurs sont constitués d'un enroulement supraconducteur qui génère

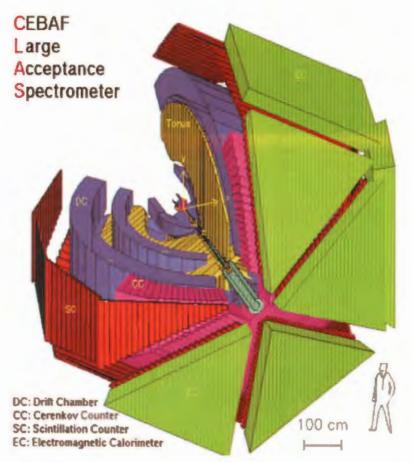


Figure 18: Vue en coupe d'un secteur du détecteur CLAS - [41, 42].

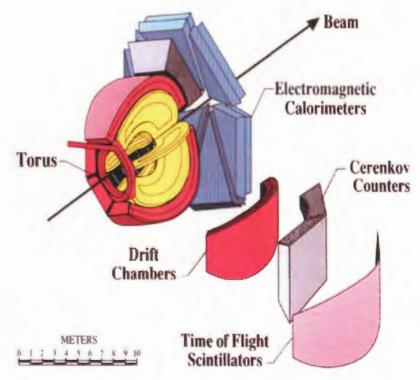


Figure 19 : Vue « éclatée » du détecteur CLAS avec ses différents composants [44].

un champ magnétique toroïdal. En partant de la cible, chaque secteur se comporte comme un système de détection à part entière (figure 19) et possède une chambre à dérive (Drift Chamber ou DC), un compteur Čerenkov (Čerenkov Counters ou CC), un compteur à scintillation (Scintillation Counter ou SC) et un calorimètre électromagnétique (Electromagnetic Calorimeter: EC). Ces composants, regroupés, permettent d'identifier les particules manquantes qui n'ont pas été identifiées par CLAS à travers le spectre de masse.

Le détecteur CLAS a été particulièrement conçu pour l'étude des réactions exclusives. Pour cela, il répond à un certain nombre d'exigences [44] comme :

- une bonne couverture angulaire qui se situe entre 5º-140º pour les particules chargées et entre 8º- 45º pour celles neutres;
- de bonnes résolutions en impulsion $(0.5\% \le \frac{\delta p}{p} \le 2\%)$, en angles $(1 \le \delta\theta \le 1.5mrad; 2 \le \delta\phi \le 3mrad)$, en temps $(100 \le \delta t \le 250 \ ps)$ et en énergie du photon $(\frac{\delta E}{E} = \frac{10\%}{\sqrt{E}})$;
- une bonne capacité d'identification des particules ;
- une contamination des pions chargés négativement (π) au signal des $e \le 10^{-1}$;
- une acquisition de données rapide.

Nous détaillons dans les sections suivantes les éléments de CLAS cités ci-après.

1.3.2.2. Les chambres à dérive (Drift Chamber : DC)

Les chambres à dérive [48, 49], en forme de « quartiers d'orange » comme le montre la figure 20, déterminent la trajectoire de toutes les particules chargées depuis le vertex. A partir des champs magnétiques générés par le supraconducteur, les moments angulaires p (les impulsions) de ces particules est déterminé par la courbure des trajectoires : $p = R_c qB$, où R_c est le rayon de courbure de la trajectoire de la particule de charge q. Chaque DC est constituée de plusieurs fils repartis en couches. Ces couches sont disposées selon deux supercouches. Les fils de la première super-couche sont parallèles au champ magnétique, tandis que ceux de la seconde forment un angle de 6° par rapport à ceux de la première afin de permettre la mesure de l'angle azimutal ϕ .

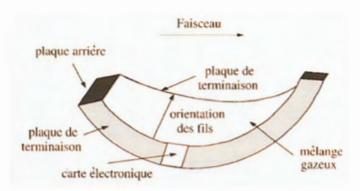


Figure 20 : Illustration d'une chambre à dérive de CLAS [44].

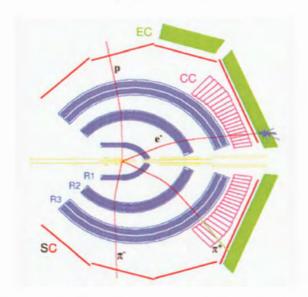


Figure 21: CLAS coupé le long de l'axe du faisceau montrant les trajectoires typiques des particules produites (e, p, π', π') après bombardement de la cible avec le faisceau d'électrons [41].

Pour chacun des six secteurs de CLAS, les chambres à dérive sont disposées en trois régions radiales par rapport à la cible (figure 21). La première région R_1 se situe à environ 70 cm de la cible, dans une zone ou le champ magnétique est faible. La deuxième région R_2 se trouve au milieu des bobines, à 2 cm de la cible, dans la zone ou le champ magnétique est la plus intense. La troisième et dernière région R_3 se situe au delà des bobines à une distance de 4 cm de la cible. Cette disposition de ces trois régions permet de mesurer la courbure des trajectoires sur une grande distance, nécessaire pour les particules de haute impulsion qui sont déviées par le champ magnétique. Pour chacune de ces trois régions, les DC assurent une couverture en angle polaire θ située entre 8° et 142° , permettant de détecter aussi bien les particules qui vont aux angles avant que celles qui vont aux angles arrière.

1.3.2.3. Les compteurs à scintillation (SC)

Les compteurs à scintillation ont essentiellement pour mission d'identifier des particules par la technique de la mesure du temps de vol ou de parcours (time-of-flight:TOF) [50] entre les instants de production et de détection. En effet, la longueur d'une trajectoire mesurée par les DC, divisée par le temps de vol donné par les SC détermine la vitesse de la particule $\beta = \frac{v}{c}$. Ce résultat, combiné avec l'impulsion reconstruite permet d'identifier définitivement la particule à travers la détermination de leurs masses.

Les scintillateurs (figure 22), au nombre de 57 par secteur sont situés entre les compteurs Čerenkov et les calorimètres électromagnétiques. Ils couvrent un domaine angulaire en de 8º à 142º et tout le domaine en de des six secteur de CLAS. Ils sont constitués d'un plastique scintillant. La lumière de scintillation résultant du passage d'une particule chargée est collectée par deux photomultiplicateurs placés à chaque extrémité du scintillateur. Le temps de vol est obtenu en moyennant sur les temps mesurés par les deux TDC (Time to Digital Converter). La résolution en temps est d'environ 120 ps et 250 ps pour les angles avant et arrière respectivement. Cette dégradation de la résolution aux angles arrière est due, d'une part, à la longueur des scintillateurs qui augmentent. D'autre part, les particules aux angles arrière ont des impulsions plus faibles et par conséquent des temps de vol plus longs, comparés aux particules qui vont aux angles avant.

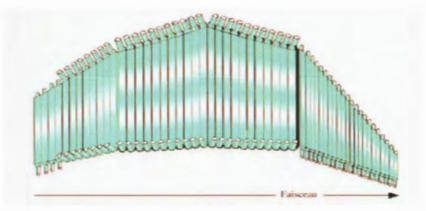


Figure 22 : Vue des scintillateurs de temps de vol (avec leurs photo-multiplicateurs : PM) d'un des 6 secteurs de CLAS [42, 44].

1.3.2.4. Les détecteurs ou compteurs Čerenkov (CC)

Les compteurs ou détecteur Čerenkov, placés aux angles avant entre la dernière région des chambres à dérive et les scintillateurs de temps de vol, permettent essentiellement d'identifier l'électron, de séparer les pions qui sont pris pour des électrons et qui sont responsables des bruits de fond, de rejeter ces mêmes particules d'impulsion inferieure à l'impulsion seuil et de donner le signal de déclenchement des évènements.

La lumière dite Čerenkov est créée par le passage d'une particule chargée dans un milieu donné si sa vitesse dans ce milieu est supérieure à celle de la lumière dans ce même milieu, qui est la valeur seuil c/n. Les photons sont alors produits sous forme d'un cône et leur angle d'émission est donné par :

$$\cos\theta = \frac{1}{\beta n} = \frac{1}{n} \sqrt{1 + \frac{m_0 c^2}{p^2}}$$
 (10)

n est l'indice de réfraction, β la vitesse de la particule dans le milieu, m_0 sa masse au repos et p son impulsion.

Cette équation permet de définir l'impulsion seuil p_{x} à partir de laquelle la particule va produire la lumière de Čerenkov:

$$p_{s} = \frac{m_{0}c}{\sqrt{1-n^{2}}} \tag{11}$$

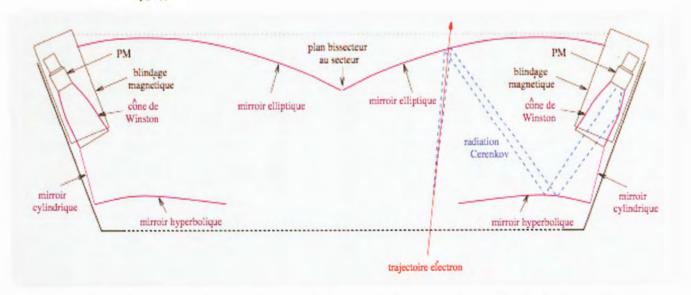


Figure 23: Réflexion et collection de la lumière Čerenkov dans un des modules des compteurs Čerenkov [41].

La lumière de Čerenkov va ensuite être réfléchie respectivement par des miroirs elliptiques, hyperboliques et cylindriques, qui sont arrangés d'une manière à optimiser la procédure de réflexion. A la fin, la lumière est collectée par les Photo-MulTiplicateurs (PMTs) montés derrière les cônes de « Winston », qui sont les cônes où la lumière est collectée et ensuite dirigée vers les PMTs (figure 23).

Les compteurs Čerenkov de CLAS sont composés d'un gaz (perfluoro-butane - C_4F_{10}) d'indice de réfraction n=1,00153, légèrement supérieur à celui de l'air. Compte tenu de cela, les pions d'impulsions inferieures à 2,5 GeV/c n'émettent pas de lumière Čerenkov, alors que les électrons, quelque soit leur impulsion, en émettent.

Ainsi, on peur discriminer les électrons des pions jusqu'à 2,5 GeV/c. Au delà de ce seuil, la discrimination π -/e est assurée par les calorimètres électromagnétiques.

1.3.2.5. Les calorimètres électromagnétiques (EC)

Les calorimètres électromagnétiques (EC) sont situés dans la région avant de CLAS, juste derrière les scintillateurs de temps de vol, à environ 5m de la cible. Ils sont au nombre de six, soit un par secteur et couvrent une zone angulaire en θ entre 8º et 45º. Chaque calorimètre est conçu comme un « sandwich » à la forme d'un triangle équilatéral et composé de super-couches de scintillateurs en plastique, alternées par des plaques en plomb. Cette structure est illustrée sur la figure 24. Un calorimètre représente 16 longueurs de radiation. Une longueur de radiation correspond à la longueur moyenne devant être parcourue par un électron pour que son énergie initiale soit divisée par un facteur e. Ainsi, l'énergie d'un électron est quasiment totalement absorbée dans un calorimètre de CLAS.

Chaque super-couche de scintillateurs est composée de 36 bandes en plastique de 10 cm de largeur, parallèles à un côté du triangle. La direction de bandes de scintillateurs diffère de 120° d'une couche à une autre. Les trois orientations de ces bandes définissent trois axes ou « vues » appelées U, V, W. Cette configuration permet d'avoir une information stéréo sur la position du coup, ainsi que l'énergie déposée qui est visualisée par la propagation des gerbes électromagnétiques à l'intérieur du calorimètre comme illustré sur la figure 25.

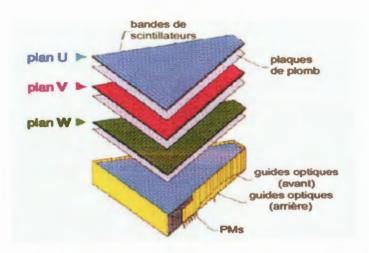


Figure 24 : Vue « éclatée » d'un des six calorimètre électromagnétique de CLAS [41].

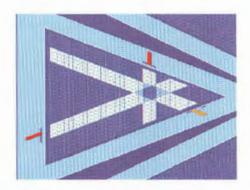


Figure 25: Vue de face du calorimètre et visualisation transversale d'une gerbe électromagnétique localisée par l'intersection des signaux provenant des trois « Vues » U,V,W [41].

Afin d'améliorer la discrimination pion/électron, le calorimètre est divisé en deux parties : la partie avant (« Inner ») qui contient les 15 premières couches (dont 5 pour chaque « Vue »)) et la partie arrière (« Outer ») qui contient les 24 dernières couches (dont 8 pour chaque « Vue »). Les 5 premières et 8 dernières couches de chacune des trois « Vues » sont connectées à un seul Photo-MulTiplicateur (PMT). Cette configuration permet de déterminer grossièrement la perte d'énergie d'une particule dans le calorimètre. Ce qui constitue une méthode efficace pour identifier les électrons et les discriminer des pions.

Comme nous l'avons précisé dans la section précédente, pour des impulsions supérieures à 2,5 GeV/c, la discrimination entre électrons et pions ne peut se faire qu'avec le calorimètre. Aussi, nous avons vu que les calorimètres permettent de détecter la position et l'énergie des photons; ce qui permet particulièrement de reconstruire la cinématique des mésons neutres comme les properties qui se

désintègrent principalement en 2 photons. Ils permettent également de détecter les neutrons avec une efficacité de plus de 50%. Enfin, ils participent aussi au système de déclenchement des évènements.

La résolution attendue est de l'ordre de $\frac{\Delta E}{E} \le \frac{10\%}{\sqrt{E(GeV)}}$ et 300 ps en énergie et en temps respectivement.

1.3.3. Photo-production de pions avec CLAS

La photo-production de pions à partir d'un faisceau de photons non polarisé sur une cible également non polarisée, en l'occurrence le proton, constitue l'objet de ce travail. Comme nous l'avons évoqué précédemment, le programme expérimental de CLAS est large et varié. Ainsi, l'appareillage permet aussi d'opérer avec des cibles et/ou faisceaux polarisés pour étudier la structure et les interactions des mésons, des nucléons, et des noyaux. La très bonne résolution en impulsion $\left(\frac{\delta p}{p}\right)$ et sa grande acceptance (angle solide $\approx 4~\pi$) font de CLAS, un outil unique pour l'étude de la matière nucléaire particulièrement dans le domaine des énergies intermédiaires.

1.3.3.1. Technique d'analyse et d'identification des particules

Dans l'analyse des données de "g1c" [51] obtenue dans CLAS, ce sont les particules chargées qui sont détectées. Ainsi, pour la réaction $\gamma p \to n\pi^+$, le π^+ photo-produit a été détecté. En supposant la réaction à deux corps $\gamma p \to \pi + X$, où X était le neutron non détecté, les rendements ont été déterminés dans les spectres de masse manquants pour le neutron reconstruit. Cependant, alors que le proton et le π^+ sont des particules chargées positivement, la réponse du détecteur CLAS aux pions et aux protons de recul était différente (par exemple, par la quantité d'énergie déposée dans les scintillateurs dans le détecteur).

Les rendements du neutron ont été déterminés de la façon suivante:

- identifier le π' dans CLAS, en déterminant l'angle de diffusion et la quantité de mouvement;
- trier les événements dans les spectres de masse manquants résultants dans les « bins » cinématiques suivant l'énergie des photons incidentes E_{γ} et l'angle de diffusion $\theta_{\pi^{'}}^{CM}$, où $\theta_{\pi^{'}}^{CM}$ est l'angle du $\pi^{'}$ dans le centre de masse ;

- identifier le pic de masse manquante pour le neutron dans chaque « bin » cinématique et de déterminer son rendement en soustrayant le fond sous le pic;
- corriger le rendement en mésons dans chaque « bin » cinématique pour l'acceptation du spectromètre en utilisant une simulation Monte Carlo;
- normaliser le rendement mesuré dans chaque « bin » cinématique en utilisant une procédure de normalisation du flux de photons absolus mesurée, déterminant ainsi la section efficace différentielle pour ce bin.

La détermination de la vitesse et la quantité de mouvement des particules à partir des informations sur le temps de vol et le «start counter» (scintillateurs) ont permis l'identification des particules en utilisant l'algorithme, appelé GPID [51, 52]. La méthode utilise la quantité de mouvement de la particule détectée et calcule séquentiellement les valeurs d'essai de la vitesse β pour toutes les identités de particules possibles. Chacune des identités possibles est testée en comparant la valeur d'essai de β pour un type de particule donné à la valeur réellement mesurée de β (déterminée par CLAS). On attribue à la particule l'identité qui fournit la valeur d'essai la plus proche de la valeur réellement mesurée de β .

La figure 26 montre la distribution des particules chargées qui sont identifiées dans la réaction $\gamma p \rightarrow n\pi'$.

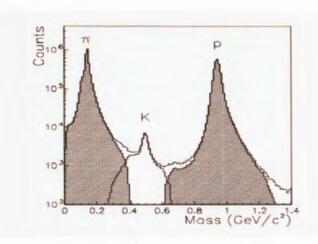


Figure 26: Spectre d'identification des particules obtenu avec CLAS, montrant les identifications fournies par l'algorithme GPID [51, 52] pour toutes les particules chargées.

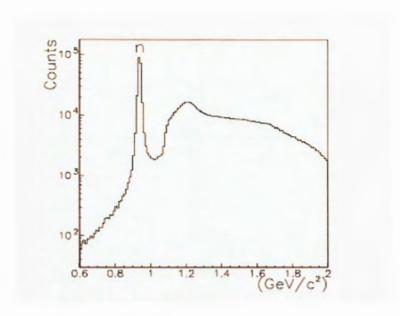


Figure 27: Spectres de masse manquants pour la réaction $\gamma p \to \pi' X$.

Chaque particule chargée détectée dans CLAS doit être apparié à un et un seul photon dans l'étiqueteur de photons selon l'algorithme. Ainsi, les particules qui ont été déterminées et qui n'ont pas un photon correspondant sont considérées comme une mesure d'accidents.

1.3.3.2. Reconstitution des masses manquantes et détermination du rendement des neutrons

La quantité de mouvement du pion chargé, π a été déterminée par le système de chambre de dérive. Cette quantité de mouvement a été corrigée à cause de la perte d'énergie subie, aussi bien dans la cellule de la cible que dans le «start counter» [53, 54]. L'angle de diffusion et la quantité de mouvement ont été utilisés pour calculer la masse manquante en supposant que le produit de la réaction observée est π X. Sur la base de cette hypothèse, le spectre de masse manquant dans la totalité de l'acceptance du spectromètre pour toutes les énergies de photons est montré sur la figure 27. Le pic de neutrons est clairement vu.

Le rendement en neutrons pour chaque « bin » cinématique a été extrait en enlevant le bruit de fond sous le pic.

Il a été supposé que ce bruit de fond des spectres de masse manquants provient d'une part, des évènements qui viennent des coïncidences accidentelles entre CLAS et le photon étiqueté. Et d'autre part, des évènements qui viennent de la photo-production de deux pions via la réaction $\gamma p \to \pi' X$, où $X = p\pi$ ou $n\pi^{\circ}$.

Le spectre des coıncidences accidentelles est déterminé en examinant les événements qui se situent en dehors de la fenêtre de déclenchement (trigger) désignée.

1.3.3.3. Acceptance et efficacité du spectromètre CLAS

L'acceptance du spectromètre pour les pions chargés a été déterminée à partir des résultats de simulations Monte Carlo de la réponse du détecteur CLAS aux pions positifs. Une comparaison des événements simulés par Monte Carlo avec les données réelles pour la réaction $\gamma p \to p\pi \pi^+$ (ré-binning comme si le π^+ provenait du canal de réaction $\gamma p \to n\pi^+$ a été effectuée.

Dans les « bins » cinématiques où l'acceptance était inférieure à 10%, l'accord entre les acceptances empirique et simulée était faible. Ainsi, une coupure a été appliquée de sorte que seuls les « bins » cinématiques dont les acceptances étaient supérieures à 10% et qui n'avaient pas de « bins » voisins avec des acceptances inférieures à 10%, ont été conservés. En plus de ce "critère de 10%", les intervalles de $\cos\theta_{\rm CM} > 0.9$ et de $\cos\theta_{\rm CM} < -0.9$ ont été supprimés, car une partie de ces segments aurait eu des acceptances nulles en raison de la géométrie de CLAS. Les acceptances empiriquement mesurées et simulées par Monte-Carlo concordaient bien lorsque ces conditions étaient appliquées. Aussi, une incertitude de 0,1% a été rajoutée à l'efficacité de Monte Carlo pour avoir des résultats optimaux [51, 52].

Etant donné que CLAS est construit à partir de six secteurs, les sections efficaces différentielles secteur par secteur devraient être identiques. Cependant, sur le plan opérationnel, la réponse de chaque secteur est différente pour diverses raisons. Les résultats de cette comparaison ont indiqué que les variations attribuables aux variations secteur par secteur étaient inférieures à 0,4% et beaucoup plus faibles que l'incertitude dans les sections efficaces, confirmant ainsi la validité de la réponse secteur par secteur simulée.

Remarque: l'analyse des données pour la réaction $\gamma p \rightarrow n\pi^0$ est exactement similaire à celle effectuée sur la photo-production de π^+ . Ainsi, pour cette réaction,

c'est le proton qui a été détecté en considérant la réaction à deux corps $\gamma p \to p + X$, où X est le proton non détecté.

Le rendement du pion neutre, π^0 dans chaque « bin » cinématique a été déterminé en soustrayant le bruit de fond sous le pic du spectre de masse manquante (Figure 28). Pour ce faire, comme avec le pion chargé positivement π^+ , il a été supposé que ce bruit de fond vient de deux situations. D'une part, des coïncidences accidentelles entre CLAS et le photon issu de l'étiqueteur, et d'autre part, de la photo-production de deux pions de la réaction :

$$\gamma p \rightarrow p + X$$
, avec $X = \pi' \pi$.

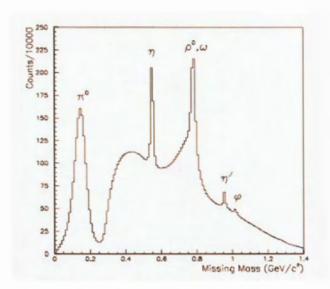


Figure 28: Spectre de masse manquante considérant la réaction $\gamma p \rightarrow p + X$.

1.3.3.4. Sections efficaces : présentation des résultats

Pour bien comprendre la structure interne des nucléons, il est nécessaire de se focaliser sur l'étude des réactions exclusives qui permettent de mettre en évidence les états excités [21, 34], conduisant ainsi à la détermination entre autres, du spin, de la parité, de l'isospin et des sections efficaces.

Dans le spectromètre de grande acceptance CLAS, les sections efficaces différentielles pour les réactions $\gamma p \to n\pi^{\circ}$ et $\gamma p \to n\pi^{\circ}$ qui font l'objet de ce travail ont été mesurées en utilisant des faisceaux de photons étiquetés (voir annexe A) et non polarisés, obtenus par Bremsstrahlung, d'énergies couvrant la

quasi-totalité des zones de résonance sur une cible d'hydrogène, également non polarisée. Ces expériences ont été réalisées dans le cadre d'un ensemble d'expériences exécutées en même temps avec la même configuration expérimentale (cible cryogénique, photon tagger et CLAS), appelée période d'exécution "g1c" [51, 52]. Elles fourniront des contraintes plus précises et plus fiables des propriétés des nucléons excités pour les futures analyses.

Ces expériences de photo-production consistent à envoyer ces photons étiquetés produits sur une cible d'hydrogène liquide de 18 cm de long, placée au centre de CLAS. Cette cible est entourée par un ensemble de scintillateurs appelé «start counter» [53, 54] qui permet de détecter le passage des particules chargées dans CLAS à partir de la cible. Le déclencheur d'événement nécessitait la coïncidence d'un électron post-Bremsstrahlung passant par le plan focal du photon « tagger » et au moins une particule chargée détectée dans CLAS et le compteur de départ (scintillateurs). Le suivi des particules chargées à travers le champ magnétique de l'aimant toroïdal englobant CLAS par des chambres de dérive [48, 49] a permis de déterminer leurs charges, leurs quantités de mouvement et leur angle de diffusion. Ces informations, combinées à la vitesse des particules mesurée par le système de temps de vol [49] et le «start counter» [53, 54], ont permis de déterminer l'identification pour chaque particule détectée dans CLAS et leur quadri-vecteur quantité de mouvement correspondant.

Les valeurs de sections efficaces différentielles de photo-production utilisées pour notre travail concernant les canaux $\gamma p \to n\pi^{\circ}$ et $\gamma p \to n\pi^{\circ}$ ont été extraites de la base de données de CLAS [55].

a. Photo-production de π^{\dagger} sur l'hydrogène

Les sections efficaces différentielles pour la réaction $\gamma p \to n\pi^+$ ont été mesurées avec un faisceau de photons étiquetés, non polarisé d'énergies comprises entre 0,725 à 2,875 GeV.

Les résultats obtenus se comparent bien avec les résultats précédemment publiés pour cette réaction. L'accord avec les analyses SAID (décrit dans la sous section 4.b) est noté jusqu'à 2,7 GeV. L'ensemble des sections efficaces a été incorporé dans la base de données de SAID et des ajustements ont été effectués au

delà de 1 GeV [51]. En conséquence, toutes les amplitudes de photo décroissance pour les états supérieurs à ceux des résonances nucléoniques (N*) ont une incertitude inhérente au-delà de toute dépendance du modèle, due au processus d'extraction du bruit de fond de chaque résonance.

Les sections efficaces différentielles obtenues dans cette expérience sont comparées à l'ensemble des données mondiales (figure 29), avec un certain nombre d'ajustements représentatifs. Elles constituent les premières mesures de n π^+ issues de photons étiquetés au-dessus de 780 MeV. Les courbes montrent que les données expérimentales actuelles de CLAS sont toutes en bon accord avec les données de la solution FA08 de SAID [51]. Les prédictions du modèle MAID [56] s'ajuste correctement avec les mesures en dessous de 2000 MeV.

b. Photo-production de π^0 sur l'hydrogène

L'étude du canal des pions neutres [52] est particulièrement intéressante. Les termes correspondant aux bruits de fond (provenant d'une part, des évènements qui viennent des coïncidences accidentelles entre CLAS et le photon étiqueté, et, d'autre part, des évènements qui viennent de la photo-production de deux pions via la réaction $\gamma p \to \pi^+ X$, où $X = p\pi^-$ ou $n\pi^0$) sont nettement moins importants car le photon ne se couple pas directement au pion neutre [52, 58]. Cependant, une complication supplémentaire se produit car ces pions neutres peuvent être produits dans trois types de réaction différents avec des caractéristiques très différentes résumés ci-dessous [58].

Dans le premier cas où on assiste à des réactions *de rupture* (breakup), au moins un nucléon est retiré du noyau cible. Ce type de processus comprend des réactions de production de pions « quasi- libres », où le pion est produit sur un nucléon «participant», tandis que le reste du noyau agit comme «spectateur». Ce simple processus est principalement utilisé pour les noyaux légers, en *particulier sur le deutéron*, où les effets d'interaction de l'état final (Final State Interaction, FSI) [58] jouent un rôle mineur. L'étude de la photo-production de mésons à partir du neutron ne peut être réalisée que de cette manière. Cependant, des réactions de *rupture* sont également utilisées dans le cas de noyaux plus lourds pour étudier les propriétés en milieu des hadrons et les effets FSI, pour explorer le comportement

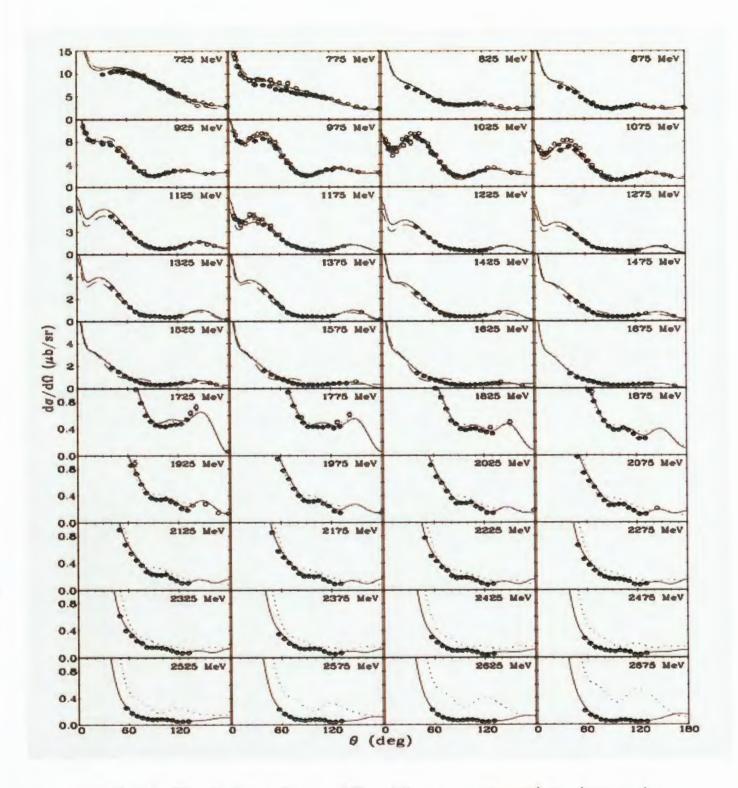


Figure 29: Section efficace différentielle pour $\gamma p \to n\pi'$ en dessous de $E_{\gamma} = 2.7 \, \text{GeV}$ en fonction de l'angle de diffusion du pion dans le centre de masse. Les lignes continues correspondent à la solution SAID FA08 (FA07) [51]. Les lignes en pointillées donnent les prédictions du modèle MAID07 [56, 57]. Les données expérimentales actuelles sont représentées par les cercles pleins tandis que les mesures précédentes correspondent aux cercles ouverts.

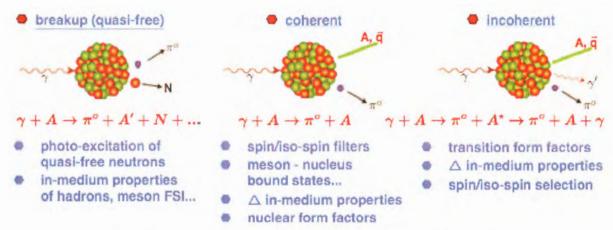


Figure 30: Différents processus de photo-production de pion neutre.

d'échelle des sections efficaces de réaction en fonction du nombre de masse nucléaire par exemple.

La photo-production de pion (mésons) « cohérents » [58, 59] est caractérisée par la présence du nucléon initial dans l'état final dans son état fondamental. L'exploration des nombres quantiques de spin et d'isospin du noyau peut être utilisée pour projeter des parties spécifiques des amplitudes réactionnelles élémentaires. Cependant, à quelques exceptions près, les sections efficaces typiques sont petites et les expériences sont si exigeantes que seuls quelques résultats sont disponibles jusqu'à présent. La photo-production cohérente de mésons π^0 a également été utilisée pour l'étude des propriétés en milieu de la résonance Δ (1232), et dans un contexte complètement différent, pour l'extraction de facteurs de forme de masse nucléaire.

La photo-production *«incohérente»* [58, 59] de mésons (π^0) désigne le processus où le noyau de l'état final est excité (mais par ailleurs identique au noyau d'état initial) et se désexcite typiquement par émission de rayonnement gamma. De tels processus fournissent des possibilités de sélection supplémentaires en tant que filtres de spin et d'isospin (en sélectionnant les nombres quantiques dans l'état final), mais ils sont encore presque inexplorés en raison des petites sections efficaces de réaction. La production de pions *«incohérente»* peut également contribuer à l'étude des propriétés en milieu du Δ et donner ainsi accès à des facteurs de forme de transition nucléaire. La première étude expérimentale précise pour la photo-production *incohérente* de mésons π^0

à l'état excité de 4,4 MeV du carbone 12 a été rapportée par Tarbert et al. de la collaboration Crystal Ball / TAPS [60, 61] au MAMI [56, 60].

Les sections efficaces de photo-production de pions neutres ont été mesurées dans CLAS en utilisant un faisceau de photon compris entre 0,675 et 2,875 GeV. Comme le pion chargé, les résultats obtenus présentent un bon accord avec les données mondiales, en l'occurrence SAID et MAID. L'ensemble de sections efficaces a été incorporé dans la base de données de SAID et des ajustements d'extrapolations ont été étendus à 3 GeV.

Les sections efficaces différentielles obtenues ici ont été comparées avec les données expérimentales précédentes de MAMI-B [61], GRAAL [62], CB-ELSA [56, 58, 59, 60, 61, 62, 63] et naturellement de SAID, en tenant compte de toutes les incertitudes décrites dans le tableau 4. L'ensemble de ces incertitudes est additionné de façon quadratique et est de l'ordre de moins de 5%. Puisque l'erreur estimée n'est jamais supérieure à 5%, l'incertitude systématique globale de la normalisation absolue est estimée comme ayant une valeur limite supérieure (prudente) de 5%.

Tableau 4: Incertitudes systématiques après une normalisation absolue [52].

Faisceaux incidents	Entre 2 « Run »	Densité de la cible	Long. cible	
2,445 GeV 0,98% 0,14%		0,14%	0,28%	
3,115 GeV	1,25%	0,28%		
Faisceaux incidents	Entre 2 champs	Etiqueteur	Statistique	
2,445 GeV		< 1%	< 1%	
3,115 GeV	< 1%	< 1%	< 1%	

Ainsi, les distributions angulaire issues de CLAS, sont comparées avec les données de référence (Figure 31).

Les lignes pleines et les traits discontinus courts correspondent respectivement à la solution FA06 [52] et celle SM02 [57] de SAID respectivement. Les lignes en pointillés et les traits discontinus longs donnent les prédictions MAID05 [64] et de MAID03 [64]. Les données expérimentales des mesures actuelles sont représentées en cercles pleins, MAMI-B [61] en triangles ouverts, GRAAL [65] en carrés vides et CB-ELSA [56, 58, 59, 60, 61, 62, 63] en cercles vides.

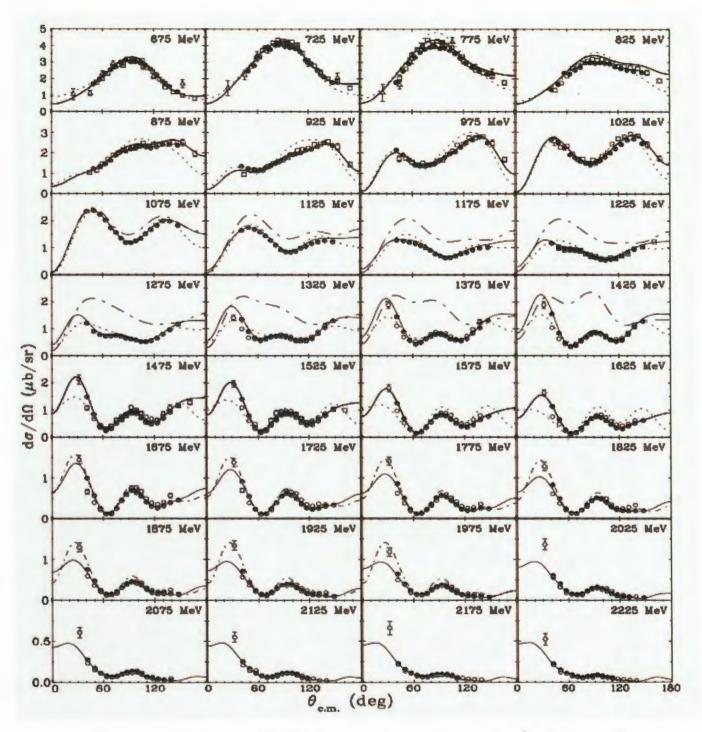


Figure 31: Section efficace différentielle de photo-production de ⁸⁰ en fonction de l'angle de diffusion dans le centre de masse.

Les lignes pleines et les traits discontinus courts correspondent respectivement à la solution FA06 [52] et celle SM02 [57] de SAID respectivement. Les lignes en pointillés et les traits discontinus longs donnent les prédictions MAID05 [64] et de MAID03 [64]. Les données expérimentales des mesures

actuelles sont représentées en cercles pleins, MAMI-B [61] en triangles ouverts, GRAAL [65] en carrés vides et CB-ELSA [56, 58, 59, 60, 61, 62, 63] en cercles vides.

Les mesures des données expérimentales actuelles de CLAS sont toutes en bon accord avec les données de la solution FA06 [52] de SAID. Les données issues de la solution SM02 [57] et comprises dans l'intervalle 1650 et 2000 MeV, s'ajustent relativement bien même si on observe un écart de l'amplitude au niveau du premier pic, qui se prononce avec l'énergie. Egalement, les données de MAID05 les décrivent correctement jusqu'à 1600 MeV. Les prédictions MAID03 doivent être revues.

1.3.4. Modèles de référence

1.3.4.1. Particle Data Group (PDG)

Le Particle Data Group (PDG) [18, 20] est une collaboration internationale chargée de résumer la physique des particules (dans le cadre théorique et expérimental), ainsi que les domaines connexes tels que la cosmologie et l'astrophysique. Les résumés sont publiés dans un document appelé dans un premier temps, *livret de la physique des particules* et ensuite au fil des années, le document prend le nom de *bible de la physique des particules*, qui est cité dans 30.000 écrits.

PDG englobe des compilations et des évaluations des propriétés des particules élémentaires ainsi que des mesures de plus de 10000 documents. En 2008, il se composait de 170 auteurs provenant de 108 institutions de 20 pays. Dans cette révision de 2008, les listes comprennent 2.778 nouvelles mesures de 645 documents, en plus de 24.559 mesures de 7.104 articles parus dans les éditions antérieures. Les évaluations de ces propriétés sont résumées dans les tableaux récapitulatifs [20].

Une compilation de données de sections efficaces [69-70] de photo-production de pions sur la cible d'hydrogène est disponible et couvre une large plage d'énergie incidente du photon. Contrairement aux données expérimentales, les sections efficaces de PDG sont issues de réactions inclusives, c'est à dire tous les canaux de production de pions sur la cible de proton sont ouverts (figure 32).

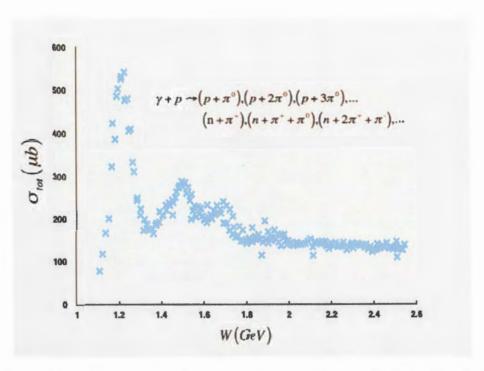


Figure 32: Sections efficaces de photo-production de pions issues de PDG en fonction de la masse invariante des photons incidents (faisceau et cible non-polarisés).

1.3.4.2. Scattering Analysis Interactive Dial-in (SAID)

L'université Georges Washington (GWU), aux Etats Unis a mis en place un centre d'analyse de données (CAD) [67] dans le but d'exécuter son projet, visant à améliorer et à étendre les analyses partielles et multipolaires des réactions fondamentales, tout en maintenant et en développant chaque base de données associée. Ces efforts orientent ceux expérimentaux et théoriques nationaux et internationaux et constituent un véritable lien entre théorie et expérience. L'un des principaux objectifs de ce centre est le développement de la plateforme SAID [16], qui passe par la création d'un espace en ligne, comprenant des données et des représentations graphiques pour diffuser leurs résultats (et les résultats d'analyses concurrentes utilisant souvent différentes méthodes).

La majorité des recherches du CAD a pour but de soutenir directement des programmes expérimentaux existants, en cours ou planifiés dans un futur plus ou moins proche. Le CAD met à jour de façon continue les bases de données de SAID, développe et étudie des analyses par ondes partielles et conserve de nombreuses versions de modèles phénoménologiques et théoriques, à la fois ceux du GWINS / DAC et d'autres groupes de recherche, concernant les réactions d'intérêt à deux et

à trois corps. Celles-ci sont mises à la disposition des communautés de la physique nucléaire et de la physique des particules via l'installation une interface Web, SAID [16]. Le CAD [67] est très actif à JLab car il a contribué à l'analyse et la mise à niveau des équipements du hall B et est largement impliqué dans la physique des halls C et D.

SAID est ainsi un modèle phénoménologique, constituant une référence de données expérimentales et une fonction d'analyse interactive, permettant de comparer et d'extraire des données et des solutions d'analyse d'ondes partielles (PWA) [6, 22, 23, 68]. Nous présentons à la figure 33, les sections efficaces des réactions exclusives de photo-production de π^* et de π^0 , de multiplicité 2, sur la cible d'hydrogène entre CLAS et SAID.

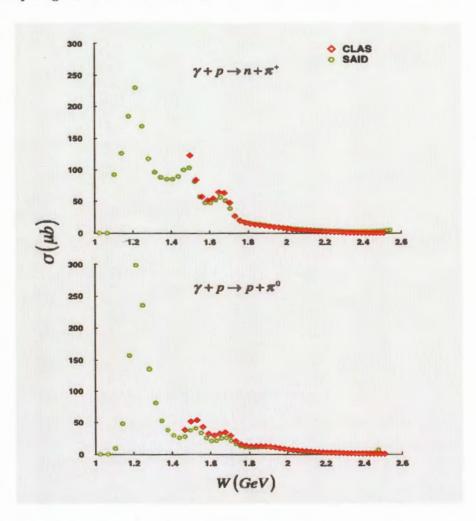


Figure 33: Sections efficaces de photo-production de pions en fonction de la masse invariante des photons incidents entre les données expérimentales (CLAS) et celles du modèle phénoménologique SAID. Il s'agit de réactions exclusives à deux corps de production d'un pion chargé (π^*) et d'un pion neutre (π^0) .

CHAPITRE II

GEANT4 ET LA PHYSIQUE DES ENERGIES INTERMEDIAIRES

2.1. L'outil de simulation GEANT4

2.1.1. Définition et historique

GEANT4, GEometry ANd Tracking version 4 [69, 70] est un outil constitué de modules permettant de simuler de façon précise le passage des particules à travers la matière. Il fait usage d'un grand nombre de modèles physiques qui permettent de simuler les interactions entre particules et matière sur un large éventail d'énergie, de l'électron-volt (eV) au Téra électron-volt (TeV). Il est écrit en langage orienté objet, C++ [72].

GEANT4 a été crée en 1993 [73] à la suite d'études faites au CERN (Centre Européen pour la Recherche Nucléaire) [10] et au KEK (centre de recherche japonais qui évolue dans le domaine des accélérateurs à haute énergie) [73, 74] et une volonté de mettre en place des techniques de calculs modernes pour améliorer le programme de simulation GEANT3 qui était basé sur le langage FORTRAN. Le but visé était également de pouvoir écrire un programme de simulation qui aurait les fonctionnalités et flexibilités nécessaires pour répondre aux exigences des expériences subatomiques de physique en gestation. Ainsi, l'initiative s'est élargie et est devenue une grande collaboration internationale, avec la participation de physiciens et programmeurs d'instituts et d'universités à travers le monde (figure 34). La portée initiale s'est rapidement développée quand il est devenu évident qu'un tel outil apporterait également un bénéfice dans le domaine du nucléaire, celui des accélérateurs, la science de l'espace ou la physique médicale. Ainsi, plusieurs spécialistes dans ces domaines se sont joints à la collaboration qui s'est scellée en 1999 [73] mais la première version est apparue en 1998 comme la montre la figure 35. Comme tout outil de recherche qui aspire à rester en phase avec les progrès techniques et technologiques du moment, il nécessite un suivi régulier afin d'améliorer ses performances pour répondre aux diverses besoins de ses utilisateurs. Ainsi, plusieurs versions se sont succédées depuis la première et au moment où cette thèse est écrite, nous en sommes à la version 9.11.p02.



Figure 34: Collaboration internationale de GEANT4.

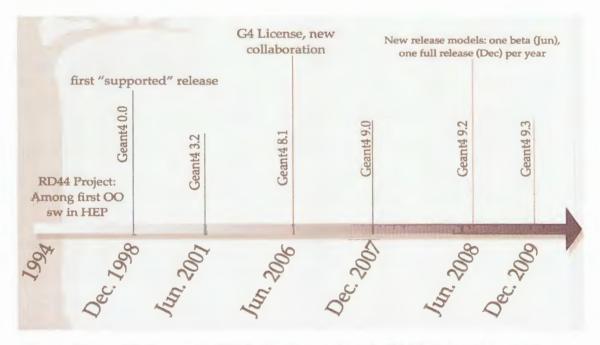


Figure 35: Processus d'évolution des versions de GEANT4 de 1994 à 2009.

2.1.2. Description et structuration

GEANT4 pourrait bien être le plus grand et le plus ambitieux des projets de simulation en terme de taille, de portée du code ou encore du nombre de participants. Par exemple, chaque section de l'outil est assimilée à une

bibliothèque et est minutieusement contrôlée par un groupe d'experts. Des groupes de travail sont crées pour chaque activité dans le but de tester et de garantir la qualité des résultats ou données, d'assurer la gestion de l'outil et la documentation entre autres. Cette organisation quasi-parfaite dans la délégation des responsabilités permet aux utilisateurs extérieurs de pouvoir disposer facilement des informations et outils nécessaires pour mener à bien leurs travaux de recherches.

GEANT4 fonctionne comme une expérience de physique des particules qui nécessite principalement un faisceau, une cible, un détecteur, des champs électromagnétiques et la physique des interactions au sein de la cible. Comme illustré à la figure 36, ces différentes parties suscitées et qui permettent de simuler les interactions entre particules et matière, sont contrôlées par GEANT4 à travers ses constituants fondamentaux appelés «catégories». Elles sont au nombre de 17 (figure 37) et chacune d'entre elle est développée et mise à jour indépendamment par un groupe de travail ; ce qui montre encore une fois la fiabilité de cet outil. Les catégories au bas du diagramme constituent le fondement de la « boîte à outils » car elles sont utilisées par pratiquement toutes les catégories supérieures [71].

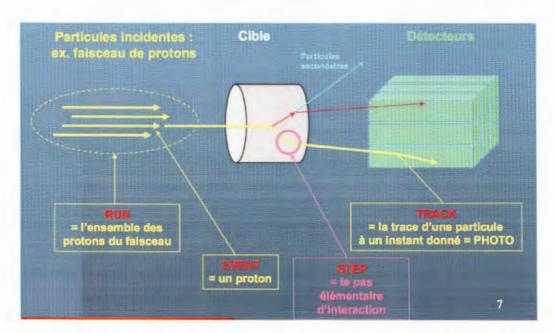


Figure 36: Modélisation d'une expérience de physique des particules par GEANT4.

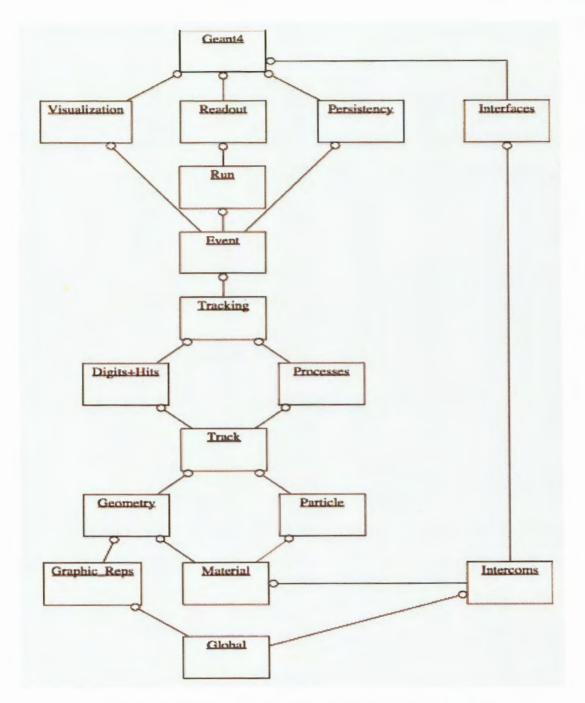
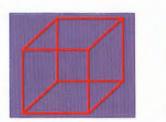
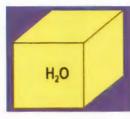


Figure 37: Structuration des différentes classes dans GEANT4.

- « Global », englobe les systèmes d'unités, les constantes ainsi que les nombres aléatoires. Il faut noter que GEANT4 n'a pas d'unités par défaut; tout nombre doit être multiplié par son unité.
- « Materials » permet de définir les paramètres nécessaires pour décrire les propriétés physiques des matériaux du faisceau, des cibles, des détecteurs etc.

« Geometry » offre la capacité de décrire une structure géométrique et de faire propager des particules en son sein. Pour définir une quelconque géométrie, il faut d'abord décrire le « Solid Volume » où il est précisé la forme et la taille de la coquille par l'intermédiaire de G4Box (boîte), G4Tubs (cylindre) ou encore G4Orb (Sphère). L'étape suivante est de définir le matériaux avec le « Logical Volume » à travers la classe G4LogicalVolume. Enfin, les propriétés de la rotation et translation sont décrites grâce à la classe G4PVPlacement dans le « Physical Volume » (figure 38).





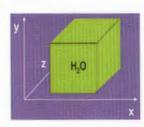


Figure 38: Illustration du « Solid Volume » (gauche), du « Logical Volume » (milieu) et du « Physical Volume » (droite).

Ces catégories ci-dessus exigent une description du cheminement des particules et les processus physiques qu'elles subissent [71, 73, 74].

- «Track » (trace d'une particule) est la photographie d'une particule dynamique dans son environnement. Il permet de suivre la trajectoire des particules et contient les différents processus d'interactions physiques. La durée de vie de la trace commence entre le moment où elle est créée par un générateur ou un processus physique et se termine lorsque la particule disparaît (quitte le monde). Son énergie devient alors nulle et aucun processus physique au repos n'est défini. L'utilisateur doit alors enregistrer la trace dans une trajectoire (« trajectory ») car aucune trace ne survit après la fin d'un événement. La classe qui représente cette catégorie est appelée G4Track.
- « Step » (pas) est défini comme étant l'unité de base de la simulation. Il est quasiment présent dans chaque étape du début à la fin. Il est représenté par la classe G4Step.
- « Processes » (processus) englobent toutes les interactions physiques ainsi que le transport des particules. Chaque particule possède sa propre liste de

processus auxquels elle est sensible. Au début de chaque « pas », tous les processus présents sont interrogés afin d'obtenir une longueur d'onde d'interaction physique adéquate. Le processus qui propose la plus petite longueur d'onde est celui qui est choisi et qui se produit.

- Tous ces processus physiques sont développés par le « tracking » (ou suivi des particules). Contrairement au « track », il contrôle le suivi de tous les types de particules (primaires comme secondaires) et donc de tous les processus physiques assignés à ces particules. Il permet aussi aux processus de contribuer aux changements dans les quantités physiques de la trace mais aussi de suggérer leurs changements d'états comme le fait de suspendre, de remettre à plus tard ou tout simplement de tuer la trace.
- « Event » (événement) supervise l'itinéraire des évènements en terme de trajectoire; donc le « tracking ». Initialement, un évènement contient les particules primaires émises par un projectile (« particle gun »). Ces particules sont ensuite poussées vers une pile « stack». Le traitement consiste à récupérer chaque particule de la pile qui sera ensuite suivie. Ce processus se termine lorsque la pile devient vide. La classe correspondant à cette catégorie est G4Event.
- « Run » est la classe qui contrôle la collecte des évènements issus du même faisceau et détectés par le même appareillage. Autrement dit, les événements d'un « run » sont produits dans des mêmes conditions car dès que le faisceau est en position ON, plus aucun changement n'est possible. La classe *G4Run* représente un « run ».
- « Readout » permet de contrôler et de manipuler toutes les autres classes.

Grâce à la connexion de toutes ces classes, GEANT4 fournit un large support de géométrie et de visualisation à l'aide de systèmes d'interfaces multiformes tels que OpenGL [80-81], OpenInventor [71, 74], DAWN [80-81], HepRep [71, 74], VRML [71, 74] etc. permettant de suivre la trajectoire et la structure des particules.

GEANT4 s'adresse principalement à trois types d'utilisateurs [73]:

- les utilisateurs de base qu'on appelle couramment « end users » qui peuvent lancer le programme de simulation en contrôlant les paramètres

- d'exécutions. Ils doivent connaître les outils de base pour faire tourner leurs programmes mais ne sont pas tenu de maitriser le langage C++;
- les développeurs d'applications, appelés « application developers » sont au cœur de toutes les simulations et doivent avoir des connaissances poussées en C++;
- les développeurs de code ou encore « framework provider » qui ont pour rôle d'ajouter des interfaces externes comme, par exemple, les programmes de conception assistée par ordinateur ou les systèmes de base de données orientée objet. Ces programmes exigent de nouvelles classes, surchargeant la fonctionnalité des outils standard de GEANT4. Par conséquent, il devient obligatoire aux développeurs d'avoir une parfaite maitrise de la programmation orientée objet et particulièrement du C++.

2.2. Etude de la physique dans GEANT4

2.2.1. Généralités

Les interactions physiques dans GEANT4 sont implémentées comme suit : chaque physique est assignée à une ou des particule(s) à travers un ensemble de processus d'interactions électromagnétique et hadronique allant de l'électron-Volt (eV) au Téra électron-Volt (TeV). Un processus correspond à la manière dont un type spécifique d'interaction se produit au cours de la réaction. Chaque processus est à son tour attribué à un ou une combinaison de modèles ainsi que des sections efficaces d'interactions. Un modèle est une classe où sont implémentés les détails d'une interaction tels que sa cinématique. Une particule donnée est généralement associée à plusieurs processus et un où plusieurs modèles peuvent être affectés à chaque processus comme le montre la figure 39.

Les particules dans GEANT4 sont définies dans trois (3) sous classes à savoir le *G4ParticleDefinition* [73, 74], le *G4DynamicParticle* [71, 74] et le *G4Track* [71, 73]. Dans la première, la particule est définie par son nom, sa masse, son spin, son nombre dans le PDG (Particle Data Group) [18] etc. Dans la deuxième, l'état dynamique de la particule est défini en terme d'énergie, de quantité de mouvement, polarisation etc. Enfin dans la dernière, toutes les informations

concernant le suivi des particules depuis le début de l'interaction entre le projectile et la cible jusqu'à la fin de ce processus.

Les processus physiques sont eux, définis dans une classe appelée *G4VProcess*. Cette classe a la responsabilité de décider quand et où une interaction se produit par l'intermédiaire de *GetPhysicalInteractionLenght*.

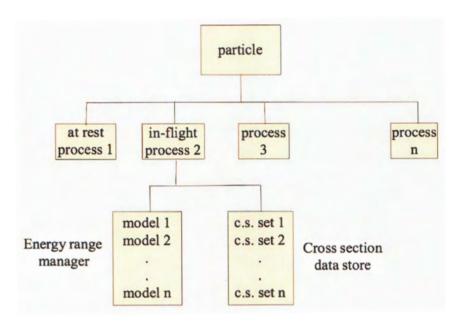


Figure 39: Organigramme des particules dans GEANT4 en fonction de leurs processus physiques et des modèles et sections efficaces correspondants.

En raison de cette pléthore de particules, de processus et de modèles, GEANT4 adopte une approche atomistique plutôt qu'une approche intégrale permettant à l'utilisateur de choisir ses composants selon son application avec beaucoup de flexibilité. Ainsi un catalogue appelé « PhysicsLists » a été conçu spécialement dans le but de :

- contenir toutes les particules, les processus physiques associés ainsi que les seuils de production nécessaires à une application bien déterminée;
- fournir un cadre général permettant l'implémentation de modèles alternatifs (qui n'existent pas dans le catalogue) pour décrire le même processus;
- fournir des processus contenant de nombreux modèles et sections efficaces possibles;
- fournir des processus contenant des sections efficaces par défaut (tabulée) pour chaque modèle mais aussi des listes de physiques qui sont prêtes à l'emploi.

Malgré toutes ces facilités, l'utilisateur est tenu de bien assimiler la physique requise car l'omission d'une particule ou d'une physique par exemple peut provoquer des erreurs ou de mauvais résultats. Ce catalogue est tout simplement un point de départ qui sert de repère à l'utilisateur et lui permet de bien définir ses paramètres de simulation destinés à son application. Dés lors, l'utilisateur est responsable de la validation de la physique pour sa propre application, d'ajouter (ou de soustraire) pour obtenir une physique appropriée.

Ce catalogue « *PhysicsLists* » est défini dans une classe appelée « *G4VUserPhysicsList* » et enregistré dans le « *Run Manager* ». Il indique à ce dernier comment et quand invoquer une physique.

L'étude des interactions physiques dans GEANT4 passe inéluctablement par la compréhension de ses différents processus qui couvrent essentiellement la physique électromagnétique et celle hadronique.

2.2.2. La physique électromagnétique

La physique électromagnétique (EM) [69, 71, 73, 75] dans GEANT4 est essentiellement caractérisée par les processus EM « standard » qui couvre toutes les particules chargées ainsi que les photons. Le projectile est supposé avoir une énergie cinétique entre 1 keV et environ 100 GeV. Ce modèle dit « standard » possède ainsi une extension à « basse énergie » qui peut aller jusqu'à 250 eV, et une autre à « haute énergie », en particulier pour les muons, jusqu'à plusieurs centaines de GeV. Pendant de nombreuses années, la sous-catégorie « basse énergie » a été développée séparément de l'EM « standard » et utilisée en tant qu'une alternative dans le traitement avec précision de cascade EM et des interactions de l'ordre du keV. Elle est également utilisée dans les études liées aux effets atomiques tels que les rayons X de fluorescence, l'élargissement Doppler etc. Mais en 2008, il a été décidé de migrer la « basse énergie » EM vers une conception commune avec la physique «standard» EM. Des avantages significatifs de cette unification des interfaces EM sont notés, comme exemple la possibilité de combiner des modèles de « basse » et de « haute énergie », l'accès plus facile aux sections efficaces et les performances du processeur qui sont améliorées entre autres. Dans le tableau 5, nous avons résumé l'essentiel des processus physiques présents au niveau des différentes particules des interactions EM.

Tableau 5 : Processus d'interactions électromagnétiques des différentes particules chargées.

Particule	Processus d'interaction physique	
	Ionisation	
Toutes particules	Effet Tcherenkov	
chargées	Scintillation	
	Diffusion coulombienne	
	Rayonnement de transition	
	Conversion des photons en paire (e-, e+)	
Photons	Diffusion Compton	
	Diffusion Rayleigh	
	Effet photo-électrique	
	Réflexion et Réfraction	
Photons optiques	Absorption	
	Diffusion Rayleigh	
	ĭonisation	
Electrons et	Bremsstrahlung	
positrons (e-, e+)	Diffusion multiple	
	Annihilation (uniquement pour le positron)	
	Ionisation	
Muons (μ+, μ-)	Bremsstrahlung	
	Diffusion multiple	
	Production de paire (e-, e+)	

2.2.3. Etude de la physique hadronique

2.2.3.1. Description

La physique des interactions hadroniques [71, 73, 75] s'est simplifiée grâce à la manière dont elle est prise en charge par GEANT4. Elle est répartie suivant les processus hadroniques purs, composés d'interactions élastiques, inélastiques, de capture et de fission et définis dans la gamme d'énergie de 0 à ~100 TeV, les processus de désintégration radioactive au repos comme en mouvement et les processus photo-et lepto-nucléaires. Les interactions lepto-nucléaires sont caractérisées par les réactions électrons- et positrons-noyaux et celles Muonnoyaux dans la gamme d'énergie entre ~10 MeV et ~ TeV. Chaque processus physique est associé à un assemblage et une sélection de nombreux ensembles de données de sections efficaces et de modèles.

Des sections efficaces par défaut sont fournies pour chaque type de processus et peuvent être modifiées ou complètement remplacées par d'autres valeurs. Elles sont essentiellement axées sur la théorie, sur des modèles de paramétrisations ou bien sur de grandes bases de données. Les premiers sont basés sur la théorie telles que QCD (Quantum Chromo Dynamics) [3, 26]. Les données de ces modèles sont essentiellement utilisées pour la normalisation et la validation. Les modèles hadroniques de paramétrisations sont des ajustements aux données expérimentales et de certaines distributions théoriques. Assez de données sont généralement disponibles pour paramétrer les sections efficaces, les multiplicités et les distributions angulaires. Les lois de conservation sont utilisées pour obtenir des mesures correctes de la charge, de l'énergie, etc.

Les modèles hadroniques sont largement utilisés dans les simulations de calorimètre, basé sur des distributions inclusives expérimentales. Ceux axés sur des bases de données sont caractérisés par la présence d'importantes données quantifiées par des sections efficaces, des multiplicités ou des distributions angulaires. Par exemple, pour obtenir la longueur d'interaction et l'état final, les modèles procèdent à des interpolations linéaires des sections efficaces et des polynômes de Legendre.

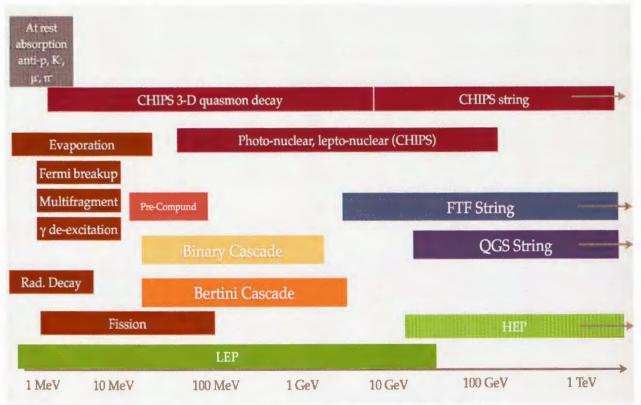


Figure 40: Inventaire des modèles hadroniques de GEANT4.

L'inventaire de l'essentiel des différents modèles hadroniques correspondant à un processus physique est répertorié dans la figure 40, en fonction de la gamme d'énergie des particules incidentes.

GEANT4 fournit un certain nombre de listes de physique adaptées à des applications spécifiques, appelées «package» de listes de physique [76]. Il existe actuellement, avec la version 10.5, une quarantaine (40) de « packages » de listes de physique, mais l'utilisateur ne serait probablement intéressé que par quelquesunes « de référence » testés régulièrement et validées par GEANT4. Ainsi, nous avons établi dans les tableaux 6 à 8 les caractéristiques des différents modèles hadroniques et de ces « packages » en fonction des particules incidentes et de leurs énergies, des applications et des processus physiques associés.

Tableau 6: Modèles hadroniques et « packages » de listes de physique dans GEANT4.9.6.p02, en fonction des particules et énergie incidentes et de leurs domaines d'applications.

Modèle	Particules incidentes	Energies incidentes	Applications
String models: Quark-Gluon-String (QGS) Fritiof (FTF)	p, n, K, π.	>~20 GeV >~5 GeV	Radio-protection et Haute énergie
Cascade models: Bertini (BERT) Binary Invariant Cascade (BIC)	p, n, π, K, Λ, Σ+, Σ- L, Ω-, Ξ-, Ξ ⁰ , γ p, n, γ p, n, π+, π-	<~10 GeV	Energies intermédiaires
Chiral Invariant Phase Space (CHIPS)	μ, π, Κ, anti-p, anti-baryon, γ	~1 MeV → ~10 GeV	Energies hautes et intermédiaires Processus de capture au repos, d'annihilation anti-baryon, d'interactions gamma et lepto- nucléaire et d'excitation nucléaire.
Pre-compound model (P ou PRECO)	p, n.	< 20 MeV	Interaction noyau-nucléon à basse énergie Dés-excitation nucléaire
High Precision Neutron (HP)	Neutrons	0→170 MeV	Transport de neutrons Radio-protection

Tableau 7: Liste de physique en fonction du domaine d'application

Applications	Modèles à utiliser	
	Utiliser une liste de physique comprenant l'abréviation «BERT»	
Si E< 5 GeV	ou «BIC»	
	Par exemple : QGSP_BERT, FTFP_BERT, QGSP_BIC	
Nécessité d'un	Utiliser une liste de physique contenant l'abréviation «HP»	
transport de neutrons détaillé	Par exemple : QGSP_BERT_HP, QGSP_BIC_HP	
Intérêt porté sur la	Utiliser une liste de physique se terminant par "EMV" ou "EMX'	
physique des courbes de Bragg	Par exemple. QGSP_BERT_EMV, QGSP_EMV, QGSP_EMX	

Tableau 8: Quelques Exemples de Références de Listes de Physique.

QGSP_BERT	Liste de physique la plus recommandée pour la haute énergie ;
	Utilise le modèle BERT pour des hadrons d'énergie inférieure à ~ 10
	GeV;
	Utilise le modèle QGS pour les hautes énergies ~> 20 GeV;
	Contient des processus EM standard;
	Utilisé par ATLAS.
QGSP_BERT_HP	Identique à QGSP_BERT, mais avec un modèle neutronique de haut
	précision utilisé pour les neutrons inférieurs à 20 MeV;
	Peut être utilisé pour des applications de radioprotection et de blindage
QGSP_BERT_EMV	Identique à QGSP_BERT, mais avec des processus EM optimisés pour d
	meilleures performances du processeur;
	Recommandée pour la haute énergie.
QGSP_BIC	Utilise le modèle BIC, PRECO et différents modèles de désexcitatio
	pour les hadrons ;
	Contient des processus EM standard;
	Recommandé pour les énergies inférieures à 200 MeV (médical).
QGSP_BIC_HP	Identique à QGSP_BIC, mais avec un modèle neutronique de haut
	précision ;
	Utilisé pour la radioprotection, le blindage et les applications médicales
FTFP_BERT	Recommandé par Geant4 pour la haute énergie ;
	Contient des processus EM standard;
	Utilise BERT pour les hadrons <5 GeV et FTF pour les énergies > 4 GeV.
FTFP_BERT_HP	Identique à FTFP_BERT, mais avec un modèle neutronique de hau
	précision et utilisé pour les neutrons inférieurs à 20 MeV;
	Recommandé pour les applications de radioprotection et de blindage.

2.2.3.2. Implémentation de la physique dans GEANT4

Il existe principalement trois façons d'implémenter la physique dans GEANT4.

D'abord, il peut se faire de manière *manuelle* en spécifiant toutes les particules, tous les processus pouvant se produire dans une simulation par l'intermédiaire de la classe *G4VPhysicsList*. Cette méthode s'effectue à travers les sous classes.

ConstructParticle (): les particules choisies pour la simulation sont définies. Par exemple:

```
G4Electron::ElectronDefinition ();
G4Gamma::GammaDefinition ();
```

Cependant cette façon de définir les particules peut s'avérer inconfortable en raison du grand nombre de particules pouvant être nécessairement initialisé. Heureusement, il existe une autre méthode où les particules sont définies suivant leur appartenance à une catégorie bien déterminée.

Exemple:

```
// Construct all leptons

G4LeptoConstructor lConstructor;

lConstructor. ConstructParticle ();

// Construct all baryons

G4BaryonConstructor bConstructor;

bConstructor. ConstructParticle ();

//...
```

 ConstructProcess () où chaque particule est attribuée à un processus physique

```
G4ProcessManager*eManager =
G4Electron :: ElectronDefinition () ->GetProcessManager
Et tous les processus sont à leur tour décrit et enregistré comme suit:
eManager->AddProcess (new G4eMultipleScattering, -1, 1, 1);
eManager->AddProcess (new G4eIonisation, -1, 2, 2);
eManager->AddProcess (new G4eBremsstrahlung, -1, -1, 3);
eManager->AddDiscreteProcess (new G4StepLimiter);
AddTransportation ();
```

 SetCuts (): où sont définies toutes les coupures relatives à la production des particules secondaires. Le « SetCuts » est essentiellement la limite d'énergie en dessous de laquelle la production de particules secondaires est impossible.

La physique peut être aussi implémenté à travers les « Builders » ou les références de listes de physique. Avec la première méthode, la physique est obtenue par une combinaison d'un ensemble de particules et de processus prédéfinis. Tandis qu'avec la seconde, il suffit tout simplement de choisir une parmi celles qui sont dans les références.

2.3 Photo-production de pions (mésons) dans GEANT4

2.3.1. Introduction

La photo production de pions dans GEANT4 a été abordée grâce à l'étude des différents modèles de physique hadronique inclus dans cet outil. Ce type d'interaction défini entre un projectile, qui est un faisceau de photons, et une cible, le nucléon (proton), suivant une gamme d'énergie appropriée, est quantifié en terme de sections efficaces.

L'inventaire de l'essentiel des différents modèles hadroniques est répertorié sur la figure 39, en fonction de la gamme d'énergie des particules incidentes. La lecture de cette figure montre que les modèles Chiral Invariant Phase Space (CHIPS) [77, 78, 79], Bertini (BERT) [80, 81, 82] et Binary Invariant Cascade (BIC) [83] se sont révélés comme les seuls modèles potentiellement aptes pour la photo-production dans la plage d'énergie intermédiaire (0.1-10 GeV). Pour vérifier et confirmer ces résultats, nous nous sommes intéressés aux différentes caractéristiques de chaque modèle (environ au nombre de 40) définis dans la version 9.6.p02 que nous avons présenté dans le tableau 5.

D'une part, les modèles hadroniques sont classés en fonction de leurs particules incidentes, leur gamme d'énergie et leurs domaines d'applications. D'autres part, une liste de physique le plus souvent utilisée par les utilisateurs et appelée « référence de listes de physique » est établie en fonction de ses caractéristiques (tableau 7). Enfin, nous nous sommes permis de pointer sur quelques exemples de « packages » de modèles à utiliser selon le domaine d'application pour faciliter leur utilisation (tableau 6). A l'issue de cette étude

systématique, seuls deux d'entre eux à savoir CHIPS et BERT se sont montrés en mesure de décrire des interactions entre photons et nucléons dans le domaine de la physique intermédiaire de JLab et de permettre la production de mésons (pions) dans l'état final. Ainsi, pour valider ou non ces deux modèles, nous avons procédé à la simulation d'un faisceau de photons réels et non polarisés, envoyés sur un nucléon (proton) au repos non polarisé dans une gamme d'énergie intermédiaire (0.175-3 GeV). Les résultats sortis de cette étude de simulation sont comparés avec ceux des expériences effectuées à JLab et avec ceux du modèle phénoménologique SAID, en considérant uniquement la multiplicité d'ordre 2.

2.3.2. Physique intermédiaire dans GEANT4 pour la photo-production

La physique incluse dans l'outil de simulation Monte Carlo de GEANT4 contient deux ensembles distincts: la physique électromagnétique qui traite les interactions de toutes les particules chargées et des photons (y compris les photons optiques) et la physique hadronique qui traite l'excitation et la fragmentation des cibles nucléaires pour des noyaux avec $A \ge 1$.

Les réactions photo-nucléaires sont caractérisées par l'interaction directe des photons avec le noyau cible. Aux énergies basses, les photons sont absorbés et excitent le noyau dans son ensemble. Aux énergies élevées, ils agissent comme des hadrons (pions, ρ , δ , etc.) et forment des résonances avec les protons et les neutrons.

Les électrons et les muons quant à eux interagissent différemment des gammas avec le noyau. En effet, l'électron ou le muon passant, échange un photon virtuel qui à son tour interagit directement avec le noyau ou les nucléons [70].

La figure 41 illustre assez clairement ces deux ensembles de physiques ainsi que leur mode de traitement.

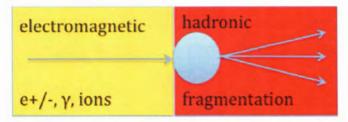


Figure 41: Interaction entre particule et matière dans la plage d'énergie intermédiaire selon GEANT4.

Les interactions photo-et lepto-nucléaires sous lesquelles fait partir notre étude de photo-production de mésons (pions), sont traitées comme des processus hybrides qui nécessitent généralement une combinaison des modèles électromagnétiques et hadroniques. Le schéma général (Fig. 41) montre une première partie purement électromagnétique qui se termine par la génération d'une particule virtuelle. La partie hadronique commence par une interaction de la particule virtuelle avec un noyau cible. Dans la plupart des cas, le vertex hadronique est mis en œuvre par un modèle de GEANT4 existant qui gère la propagation intra-nucléaire.

2.3.2.1. La physique électromagnétique : interactions photo-nucléaires

Les réactions de photo-production dans GEANT4 sont gérées par la classe *G4PhotoNuclearProcess*. Les particules produites dans l'état final sont générées à l'aide de deux modèles différents, notamment BERT et CHIPS.

- BERT (Bertini cascade) [84]: les photons incidents interagissent avec les nucléons en utilisant des sections efficaces différentielles partielles mesurées afin de déterminer la multiplicité ainsi que les types de particules de l'état final. Les particules secondaires produites dans cette interaction initiale sont ensuite propagées à travers le noyau afin de pouvoir interagir avec d'autres nucléons avant de quitter le noyau. Celui ci est ensuite désexcité pour produire des fragments de faibles énergies.
- CHIPS (Chiral Invariant Phase Space) [85]: les interactions basées sur ce modèle sont contrôlées par G4GammaNuclearReaction. Le photon incident est absorbé par un nucléon ou un groupe de nucléons dans le noyau cible. Il s'en suit une formation d'une sorte de sac de partons qui est excité, appelé « cloisement ». Plus tard, le contenu de ce cloisement fusionne pour donner les hadrons de l'état final. La fusion des partons se poursuit jusqu'à ce qu'il n'en reste plus, l'étape à laquelle l'évaporation nucléaire finale est appelée pour ramener le noyau à son état fondamental. Ce modèle est décrit plus en détail dans la section de la physique hadronique.

2.3.2.2. La physique hadronique : description des modèles

BERT

Le modèle Bertini de GEANT4 [80, 82, 84, 86] est une cascade intra-nucléaire classique. C'est une version repensée du code FORTRAN INUCL [80] et mis à

niveau pour inclure plusieurs fonctionnalités non trouvées dans le code d'origine, telles que les barrières Coulombiennes et les interactions induites par les kaons. Il comprend une collection de modèles basés sur la théorie avec des caractéristiques de paramétrisations. Ces composants inclus le modèle en cascade intra-nucléaire de Bertini (INC) avec des excitons, un modèle interne de pré-équilibre, un modèle d'explosion des noyaux, un modèle de fission et un modèle d'évaporation. Il traite des réactions nucléaires initiées par des hadrons à longue durée de vie $(p, n, \pi, K, \Lambda, \Sigma, \Xi, \Omega)$ et des photons d'énergie comprise entre 0 et 10 GeV.

Les collisions inélastiques entre particules et noyau sont caractérisées par des composants rapides et lents. La cascade intra-nucléaire très rapide (10-23 – 10-22 s) résulte en un noyau fortement excité qui peut se désintégrer par émission de fission ou émission pré-équilibrée. La phase de nuance de composé plus lente (10-18 – 10-16 s) suit l'évaporation. Une équation de Boltzmann doit être résolue pour traiter le processus de collision en détail. Le modèle en cascade intranucléaire (INC) développé par Bertini [75] résout l'équation de Boltzmann en moyenne.

Le noyau cible est modélisé par un ensemble de coquilles tridimensionnelles à densité constante, ce qui constitue une approximation de la distribution de densité en constante évolution de la matière nucléaire dans les noyaux.

Tous les types de cibles nucléaires sont autorisés. La condition de validité nécessaire du modèle INC est λ_B / $v \ll \Delta t$, où λ_B est la longueur d'onde de Broglie des nucléons, v est la vitesse moyenne relative entre deux nucléons et Δt est l'intervalle de temps entre les collisions. À des énergies inférieures à 200 MeV, cette condition n'est plus strictement valide et un modèle de pré-équilibre doit être invoqué. À des énergies supérieures à 10 GeV, la théorie du modèle INC n'est plus applicable. Ce modèle (BERT) a été testé et validé avec des données expérimentales à des énergies cinétiques incidentes comprises entre 100 MeV et 10 GeV.

La présentation schématique de l'INC de Bertini est illustrée à la figure 42. La cascade commence quand une particule frappe un nucléon dans le noyau cible et produit des particules secondaires. Ces dernières peuvent à leur tour interagir avec d'autres nucléons ou être absorbés. La cascade se termine lorsque toutes les particules pouvant échapper au noyau l'ont fait. A ce moment, la conservation de l'énergie est vérifiée. La cinématique relativiste est appliquée à toute la cascade.

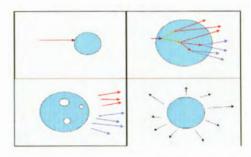


Figure 42: Séquence de modélisation en cascade. En haut à gauche: projectile qui vient interagir avec le noyau cible. En haut à droite: développement en cascade montrant des interactions au sein du milieu nucléaire et des hadrons secondaires. En bas à gauche: particules secondaires qui quittent le noyau et le laisse dans un état excité. En bas à droite: le noyau qui se désexcite pour retrouver un état stable.

CHIPS

CHIPS [77, 78, 79, 85] est un générateur d'événements tridimensionnels de quarks pour la fragmentation de systèmes hadroniques excités en hadrons. Contrairement à la plupart des autres modèles, CHIPS est non perturbatif et repose sur l'hypothèse d'une liberté asymptotique de la QCD qui suppose que la symétrie chirale est restaurée localement à l'intérieur des hadrons. La restauration de cette symétrie nous permet de considérer uniquement les quarks up (u), down (d) et strange (s) comme étant des particules sans masse et d'intégrer des processus complexes tels que la distribution invariante dans l'espace de phase des quarkpartons et les mécanismes d'hadronisation d'échange de quarks (fusion de quark). Les autres quarks peuvent crées grâce à la fusion gluon-gluon ou photon-gluon. Une caractéristique importante du modèle est son approche d'espace de phase universelle à différents types de systèmes hadroniques excités, y compris les excitations nucléoniques, les systèmes hadroniques produits à partir des interactions (e+, e-), les excitations nucléaires de haute énergie, etc. La quantité de mouvement et la charge donnent généralement une bonne description des multiplicités et spectres de particules dans les processus de fragmentation multihadrons. Tout ceci permet d'utiliser le générateur d'événements dans la modélisation exclusive de cascades de hadrons dans des matériaux.

L'idée de base du modèle, une hadronisation des quark-partons dans la matière nucléaire (un quark-parton dans un hadron sortant), est apparue en 1984 [85], lorsque le spectre secondaire des hadrons dans les réactions nucléaires à haute énergie (pions, protons, neutrons, deutons, etc.) s'est révélé être le reflet du spectre de quark-parton. Le modèle a par la suite été implémenté sous la forme

d'un programme informatique appelé « code Monte Carlo générateur d'événements » pour la fragmentation nucléaire c'est à dire la production de pions, de nucléons et de fragments nucléaires dans les processus d'interactions inélastiques entre différents projectiles avec des noyaux. Au Jefferson Lab, cette implémentation est largement utilisée pour déterminer le fond de rayonnement dans les interactions d'électrons de quelques GeV avec des cibles expérimentales.

Dans CHIPS, les interactions hadroniques ou nucléoniques résultent par la création d'un « sac de partons », répartis uniformément dans l'espace des phases. Ce sac est appelé est appelé $\it quasmon$ et se désintègre thermodynamiquement lorsque les partons fusionnent pour former des hadrons. Le quasmon est un état intermédiaire excité de la matière hadronique. Il est considéré comme une bulle de plasma de quark-partons dans lequel les quarks (u, d et s) sont sans masses. A la différence d'un hadron qui est une particule avec des nombres quantiques et une masse fixes, le quasmon est lui défini par sa teneur en quarks et de leur masse. Pour qu'il soit valide, le modèle possède un certain nombre des paramètres fondamentaux dont le principal est sa température critique T_C . L'hypothèse de la T_C suppose que le système hadronique quark-parton ne peut pas être chauffé au delà d'une certaine température. Autrement dit, lorsqu'on ajoute de l'énergie à partir de cette T_C , on augmente le nombre de constituants quark-partons dans le quasmon. Nous reviendrons avec plus de détails sur les caractéristiques de ces paramètres notamment de la T_C dans le chapitre suivant.

Lorsque les interactions hadroniques se produisent dans le vide, le quasmon dissipe de l'énergie par rayonnement de particules selon le mécanisme de fusion de quarks.

Lorsque les interactions se produisent dans la matière l'énergie est dissipée par le quasmon suivant les mécanismes de « clustérisation » des nucléons en plus des mécanismes qui se sont produits dans le vide. Ces mécanismes de « clustérisation » s'établissent à condition qu'il y ait la présence d'un nucléon voisin et dans ce cas un quark-parton peut être échangé entre le quasmon et le nucléon voisin.

Le modèle CHIPS utilise le photon et les hadrons comme projectiles envoyés sur des hadrons ou sur le noyau à des énergies allant jusqu'à 3,5 GeV. Pour des expériences utilisant des énergies au delà de celle-ci, CHIPS doit être associé au modèle QGS [88].

CHAPITRE III

IMPLEMENTATION DES SECTIONS EFFICACES IMPLEMENTATION DES SECTIONS EFFICACES

3.1 Introduction

L'étude de la photo-production de mésons avec l'outil GEANT4 a été effectuée en procédant tout d'abord à l'inventaire des différents modèles hadroniques de la version 9.4.p02. Ensuite, nous nous sommes focalisés sur les caractéristiques de chacun de ces modèles à travers leurs particules incidentes constituant le faisceau, leur gamme d'énergie et leurs domaines d'application. À l'issue de cette étude, deux modèles se sont révélés théoriquement aptes pour décrire la photoproduction de mésons, donc de pions. Il s'agit en l'occurrence des modèles Bertini cascade (BERT) [80, 81, 82] et Chiral Invariant Phase Space (CHIPS) [77, 78, 79].

Pour vérifier ces hypothèses, nous nous sommes intéressés à l'implémentation des sections efficaces correspondantes dans l'outil. Il faut noter que les interactions entre particules et matière dans ce dernier font appel à tous les processus physiques possibles de la réaction qui sont à leur tour interrogés et celui qui proposera la plus courte distance d'interaction aura lieu [73]. Ces processus sont assignés à un ou ensemble de modèles avec des sections efficaces correspondantes; chaque modèle est alors quantifié par des sections efficaces dont les valeurs sont tabulées dans le modèle suivant un chemin bien précis. L'accès à ces données nous permet d'effectuer une première étude comparative entre GEANT4 et les données de références à savoir PDG [18] et SAID [16] ainsi qu'avec les résultats provenant des expériences effectuées dans le détecteur CLAS, localisé dans le hall B à JLab. Au terme de cette analyse, un diagnostic relativement précis est établi par rapport à la validité ou non d'un ou des deux modèles.

Les écarts et les incohérences notées avec les modèles par rapport aux données expérimentales nous ont poussé à développer un code GEANT4 pour étudier la photo-production d'un seul pion sur la cible d'hydrogène (multiplicité d'ordre 2) entre l'énergie seuil de production et 3 GeV. L'objectif étant tout d'abord de vérifier la nature et le degré d'exactitude des valeurs tabulées. Par l'intermédiaire du code de simulation, les manquements et les gaps observés entre ces valeurs tabulées et

celles expérimentales pourraient être corrigés en rapprochant au mieux les conditions de simulation à celles expérimentales.

3.2 Implémentation des sections efficaces dans GEANT4

Dans GEANT4, des ensembles de sections efficaces par défaut sont fournis pour chaque type de processus d'interactions physiques entre particules et matière, permettant un accès plus facile à ces données [72, 73, 74]. Certaines sont purement théoriques, d'autres ne contiennent que quelques valeurs pour paramétrer les sections efficaces [74]; elles sont donc issues de modèles de paramétrisations et enfin les dernières sont issues de grandes bases de données.

Ces ensembles de sections efficaces par défaut peuvent être réécrits ou complètement remplacés selon l'évolution du modèle en fonction des résultats expérimentaux. Cela est possible grâce à un des atouts de cet outil qui, par l'intermédiaire de sa physique hadronique, permet à l'utilisateur de choisir comment un processus de physique doit être mis en œuvre. Ainsi, il peut décider à travers le package de la « liste de physique » comment mélanger, assortir ou assembler en fonction de l'application visée.

Dans GEANT4, le transport d'une particule à travers la matière s'effectue « étape par étape » [69, 71]. La longueur de « pas » (« step ») permettant de gérer les interactions physiques est prise de manière aléatoire en utilisant soit le libre parcours moyen de l'interaction, soit diverses limitations de pas établies par différents paramètres. La longueur d'interaction ou le libre parcours moyen pour un processus λ (E) [84] dépend de l'énergie des particules et est exprimé en fonction de la section efficace totale.

$$\lambda(E) = \left[\sum_{i} n_{i} * \sigma_{tot} \left(Z_{i}, E\right)\right]^{-1}$$
(12)

 n_i est le nombre d'atomes par volume du i-ème élément de numéro atomique Z_i , $\sigma_{tot}(Z_i,E)$ est la section efficace totale par atome du processus et recouvre tous les éléments composant le matériau ; $\sum_i n_i * \sigma_{tot}(Z_i,E)$ est appelée section efficace macroscopique.

Pour un processus de réaction donné, les valeurs de sections efficaces de photoproduction de pions sur le proton avec les modèles CHIPS et BERT sont incluses sous forme de tableaux en fonction des énergies de photons incidents. Lorsqu'une interaction se produit, la longueur de l'interaction est calculée en interpolant les données tabulées pour extraire la section efficace correspondante.

Les sections efficaces d'interactions photo-nucléaires (γ-nucléon) venant de la base de données de GEANT4 sont donc des approximations pour tous les nucléons et pour toutes les énergies, du seuil de production de pions à environ 50 GeV suivant le modèle (codes source). Ces approximations peuvent être issues de données théoriques comme c'est le cas avec le modèle CHIPS ou de paramétrisations avec BERT.

Dans cette section, nous allons présenter les différents outils et méthodes physiques utilisés permettant l'implémentation des sections efficaces dans les codes de calculs des deux modèles précités. La même procédure est utilisée pour étudier l'implémentation des sections efficaces dans les « modèles » de référence à savoir SAID et PDG. La troisième section sera consacrée à la comparaison de sections efficaces de Geant4 et celles de référence et des données expérimentales. A l'issu de cette étude comparative, une dernière section est créée pour décrire les différentes modifications effectuées dans le code de simulation de GEANT4 autorisant la photo-production de mésons et particulièrement de pions sur le nucléon (proton) dans la plage d'énergie intermédiaire.

3.2.1. Bertini cascade (BERT)

Les sections efficaces totales inélastiques hadron-noyau sont calculées dans les classes qui sont extérieures au code de Bertini et résultent généralement de données de paramétrisations. Ces sections efficaces déterminent en partie l'emplacement de l'interaction dans le détecteur.

Tableau 9 : Classes responsables du modèle Bertini de GEANT4 [84].

Responsabilités	Classe	
Interface, « Interface »	G4CascadeInterface	
Collision de particules, « Colliding particles »	G4ElementaryParticleCollider	
Gestion des sous-modèles, « Sub-model management »	G4InuclCollider	
Modèle de noyaux, « Nuclei model »	G4InuclNuclei	
Modèle de Cascade intra-nucléaire, « INC model »	G4IntraNucleiCoscader	
Modèle Exiton, « Exiton model »	G4NonEquilibriumEvaporator	
Modèle d'explosion, « Explosion model »	G4BigBanger	
Modèle de fission, « Fission model »	G4Fissioner	
Modèle d'évaporation, « Evaporation model »	G4EquilibriumEvaporator	

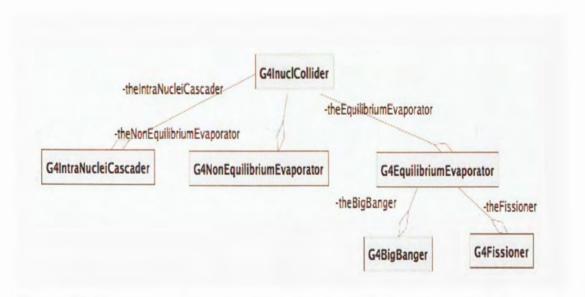


Figure 43 : Diagramme illustrant les relations entre les classes du modèle en cascade Bertini de GEANT4.

Le tableau 9 présente les classes clés responsables de la mise en œuvre et les relations avec les classes du modèle en cascade Bertini, illustrées à la figure 43.

Une fois la cascade invoquée, la section efficace totale hadron-nucléon est utilisée pour déterminer le lieu d'interaction entre le projectile et le noyau cible. Les sections efficaces partielles hadron-nucléon déterminent le type et la multiplicité des particules secondaires de cette interaction. Elles sont ainsi extraites des tableaux et des graphiques des compilations CERN-HERA [66, 89] de données. Celles-ci couvrent les sections efficaces totales et différentielles pour les photons, les protons, les antiprotons, les pions chargés, les kaons et les hypérons se produisant sur des cibles de protons dans la plupart des cas et sur celles de neutrons dans quelques cas. Les données couvrent toutes les énergies jusqu'à 30 GeV.

Pour chaque ensemble de données de réaction exclusif ($\gamma p \rightarrow \pi^0 p$ de multiplicité 2, par exemple), une courbe est dessinée à travers les points des données et les valeurs sont réparties suivant 30 intervalles en énergie de laboratoire. Les sections efficaces des multiplicités de l'état final sont ensuite accumulées en additionnant les canaux exclusifs de sections efficaces de toutes les multiplicités.

La section efficace totale mesurée est conditionnée par la somme de toutes les sections efficaces différentielles extraites pour le même type de particule incidente et de cible. L'erreur introduite est estimée à environ 10% et peut atteindre 20 à

30% [82] dans les régions énergétiques où les données sont rares. Un exemple de ce procédé est présenté à la figure 44 et affiche les sections efficaces totales des multiplicités de l'état final pour la réaction proton-proton [82].

Le nombre de particules dans l'état final (multiplicité) dépend de la plage de validité du modèle souhaitée. Lorsque l'énergie des particules incidentes est telle que E < 5 GeV, les sections efficaces d'états à multiplicité élevée représentent une part négligeable de celles totales. Mais lorsque $E \ge 10$ GeV, elles deviennent significatives et des états finaux comportant jusqu'à neuf (9) corps doivent être inclus afin de déterminer correctement la section efficace totale.

Une fois la multiplicité connue, l'état final exclusif doit maintenant être déterminé (type de particules produits). La même procédure utilisée pour trouver la multiplicité est utilisée pour échantillonner l'état final et ainsi déterminer le type de particules présent. La figure 45 montre la section efficace totale à trois corps pour la réaction proton-proton ainsi que les six sections efficaces exclusives de l'état final qui la composent.

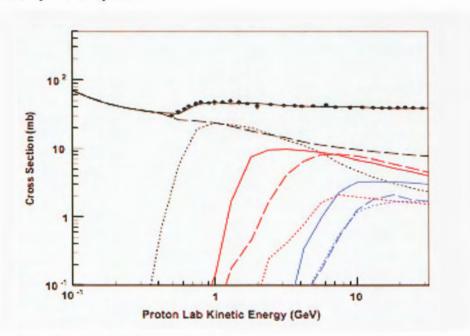


Figure 44: Sections efficaces totales de la multiplicité pour les états finaux à n corps de la réaction proton-proton. Les courbes noires représentent les sections efficaces totales (traits continus), à deux corps (traits discontinus) et à trois corps (en pointillés). Les courbes rouges représentent les sections efficaces à quatre corps (continues), à cinq corps (discontinues) et à six corps (en pointillés). Les courbes bleues représentent les sections efficaces à sept corps (continues), huit corps (discontinues) et neuf corps (en pointillés). Les cercles pleins représentent un sousensemble des données de section efficace totales proton-proton.

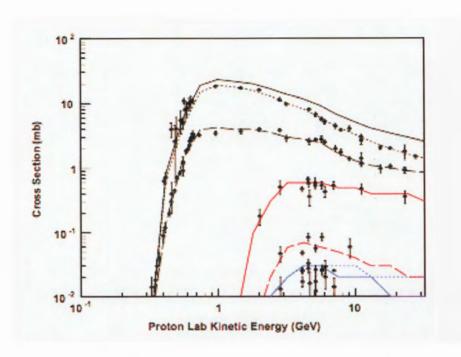


Figure 45: Sections efficaces exclusives finales et totales à trois corps pour la réaction de diffusion proton-proton. Les courbes noires représentent l'état final total à trois corps (continue), les sections efficaces $p p \rightarrow p n \pi^+$ (discontinue) et $p p \rightarrow p n \pi^0$ (en pointillé). La courbe rouge (continue) représente $p p \rightarrow p \Lambda$ K^+ qui a été multiplié par un facteur de 10, pour plus de clarté. La courbe (traits discontinus) rouge représente la réaction $p p \rightarrow n \Sigma^+ K^+$. Les courbes bleues représentent les sections efficaces $p p \rightarrow n \Sigma^0 K^+$ (continue) et $p p \rightarrow p \Sigma^+ K^0$ (discontinue). Les cercles pleins représentent des données expérimentales [82].

Dans la plupart des cas, il n'existe pas de données publiées pour un canal exclusif donné et peu de sections efficaces sont disponibles avec le neutron en tant que cible ou projectile. De même, le proton comme cible présente un nombre de sections efficaces partielles qui diminue avec l'augmentation de l'énergie incidente et donc de la multiplicité de l'état final. Néanmoins, l'invariance par l'isospin permet de construire certaines sections efficaces de neutrons à partir de celles de protons connues.

Les dépendances en énergie des sections efficaces non mesurées sont supposées suivre le comportement observé pour la plupart des sections efficaces mesurées: une forte augmentation à partir du seuil suivie d'une décroissance exponentielle lente lorsque l'énergie augmente. Ici encore, la section efficace totale mesurée est utile pour extrapoler les sections efficaces inconnues.

Pour paramétrer les distributions angulaires des particules produites des états finaux à 2 corps par exemple, les paramétrisations de déphasage SAID sont

utilisées chaque fois que possible. Ces paramétrisations couvrent les interactions nucléon-nucléon, pion-nucléon et gamma-nucléon ainsi que les réactions d'échange de charge jusqu'à environ 2,6 GeV [6] d'énergie dans le laboratoire. Pour les particules situées au-dessus de la plage d'énergie de SAID, les données existantes sont moyennées sur des intervalles de 10° et compilées pour une interpolation.

Pour ce qui concerne les réactions photo-nucléaires, il existe suffisamment de données γ -p [18] pour que l'approche de sections efficaces différentielles puisse être utilisée avec succès dans une cascade initiée par un photon. Une fois que le γ initial interagit de manière inélastique dans le noyau, les particules hadroniques secondaires subissent à leur tour une séquence de cascade.

Étant donné que la section efficace γ-p est inférieure environ de deux ordres de grandeur à celle hadron-nucléon, le libre parcours moyen du photon est ainsi plus long que le diamètre du noyau cible et une interaction est alors peu probable. Cependant, lorsque le processus de GEANT4 détermine qu'à partir de la section efficace totale, une interaction a eu lieu, le modèle est alors appelé pour produire un état final.

Les données des interactions γ-proton utilisées pour établir les sections efficaces différentielles couvrent des énergies incidentes comprises entre 0 et environ 20 GeV [88]. Cependant, il existe peu de détails dans la région en-dessous de 30 MeV où se produit la résonance dipolaire géante (GDR) [90]. La section efficace nucléaire totale y inclut cette caractéristique et elle est reproduite étonnamment bien par le modèle considérant que la GDR est un état nucléaire collectif alors que la cascade de Bertini ne traite que la diffusion incohérente.

Le modèle en cascade Bertini est implémenté dans la charpente (framework) de la physique hadronique de GEANT4. Le code source est situé dans le répertoire .../
source / process / hadronic / models / cascade / cascade qui englobe en son sein toutes les valeurs de sections efficaces possibles et disponibles pour ce modèle.

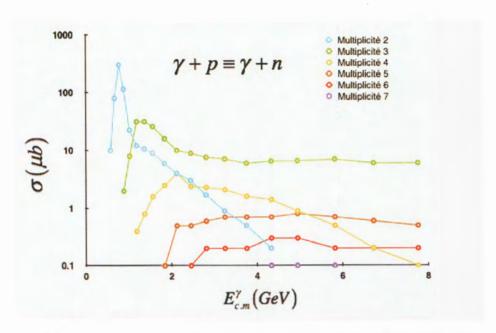


Figure 46 : Sections efficaces partielles de photo-production de pions neutres (π^0) suivant la multiplicité en fonction de l'énergie des photons dans le centre de masse. L'échelle semi-logarithmique est utilisée pour plus de clarté.

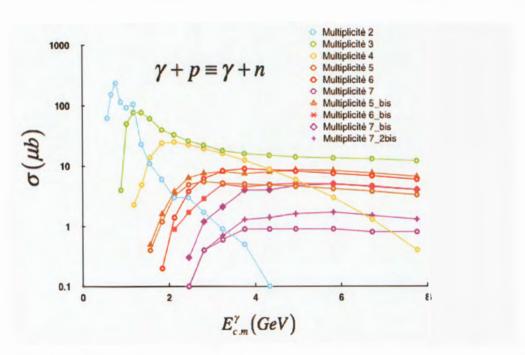


Figure 47 : Sections efficaces partielles de photo-production de pions chargés (π^+, π^-) suivant la multiplicité en fonction de l'énergie des photons dans le centre de masse. L'échelle semi-logarithmique est utilisée pour plus de clarté. Les extensions « bis » indiquent les différents états finaux possibles pour la même multiplicité.

Tableau 10: Processus de Photo-production de pions neutres et chargés suivant la multiplicité de l'état final dans le modèle BERT de GEANT4.

	te de l'état final dans le modèle BER	
Photo-production de n+ (n-) sur le proton	Photo-production de no sur le	Multiplicité
	proton $proton$ $0 + n + n = 0$	7
$ \begin{array}{c} -\pi + + \pi + q \leftarrow \eta \\ -\pi + + \pi + \eta \leftarrow \eta \end{array} + \gamma $	$\left. \begin{array}{c} 0_{\pi} + 0_{\pi} + q \leftarrow q \\ 0_{\pi} + 0_{\pi} + q \leftarrow q \end{array} \right\} + \gamma$	3
$0_{\pi^{+}-\pi^{+}+\pi^{+}q\leftarrow q} \\ 0_{\pi^{+}-\pi^{+}+\pi^{+}n\leftarrow n} + \gamma$	$\left\{\begin{array}{c} 0_{n+0} + 0_{n+q} + q + q \\ 0_{n+0} + 0_{n+q} + q + q \end{array}\right\} + \gamma$	₽
$ \begin{bmatrix} -x + -x + +x + +x + q \leftarrow q \\ -x + -x + +x + +x + q \leftarrow q \end{bmatrix} + \gamma $ $ \begin{bmatrix} 0x + 0x + -x + +x + q \leftarrow q \\ 0x + 0x + -x + +x + q \leftarrow q \end{bmatrix} + \gamma $	$ \left. \begin{array}{l} 0_{31} + 0_{31} + 0_{31} + 0_{31} + q \leftarrow q \\ 0_{31} + 0_{31} + 0_{31} + 0_{31} + q \leftarrow q \end{array} \right\} + \gamma $	S
$ \begin{vmatrix} 0_{x+} - x_{+} - x_{+} + x_{+} + x_{+} + q \leftarrow q \\ 0_{x+} - x_{+} - x_{+} + x_{+} + x_{+} + q \leftarrow q \\ 0_{x+} 0_{x+} 0_{x+} - x_{+} + x_{+} + q \leftarrow q \\ 0_{x+} 0_{x+} 0_{x+} - x_{+} + x_{+} + q \leftarrow q \end{vmatrix} + \gamma $	$ \left. \begin{array}{c} 0_{\pi +} 0_{\pi +} 0_{\pi +} 0_{\pi +} 0_{\pi +q \leftarrow q} \\ 0_{\pi +} 0_{\pi +} 0_{\pi +} 0_{\pi +} 0_{\pi +n \leftarrow \pi} \end{array} \right\} + \gamma $	9
	$ \left. \begin{array}{l} 0_{x+} 0_{x+} 0_{x+} 0_{x+} 0_{x+} 0_{x+} 0_{x+q \leftarrow q} \\ 0_{x+} 0_{x+} 0_{x+} 0_{x+} 0_{x+} 0_{x+} 0_{x+n \leftarrow r} \end{array} \right\} + \gamma $	L
$ \left. \begin{array}{c} 0\pi + 0\pi + 0\pi + -\pi + -\pi + +\pi + +\pi + q \leftarrow q \\ 0\pi + 0\pi + 0\pi + -\pi + -\pi + +\pi + +\pi + m \leftarrow n \\ 0\pi + 0\pi + 0\pi + -\pi + -\pi + +\pi + +\pi + +\pi +$	+ (Sections efficaces négligeables)	8
$ \begin{pmatrix} 0x + 0x + -x + -x + -x + + x + + x + + x + q \leftarrow q \\ 0x + 0x + -x + -x + -x + + x + + x + + x + q \leftarrow q \\ 0x + 0x + 0x + 0x + -x + -x + + x + + x + q \leftarrow q \\ 0x + 0x + 0x + 0x + -x + -x + + x + + x + q \leftarrow q \\ 0x + 0x + 0x + 0x + -x + -x + + x + + x + q \leftarrow q \\ -x + -x + -x + -x + + x + + x + + x + x $	$ \frac{0_{\pi+}0_{\pi+}0_{\pi+}0_{\pi+}0_{\pi+}0_{\pi+}0_{\pi+}0_{\pi+}0_{\pi+}q \leftarrow q}{0_{\pi+}0_{\pi+}0_{\pi+}0_{\pi+}0_{\pi+}0_{\pi+}0_{\pi+}0_{\pi+}n \leftarrow \pi} \right\} + \gamma $	6
0x+0x+0x+0x+0x+0x+0x+-x++x+x+x+x	(Sections efficaces négligeables)	

Les tableaux de données correspondantes consistent en des réactions de photoproduction sur le proton et le neutron, données en fonction de la multiplicité, allant de 1 à 9 particules dans l'état final (annexe E). Dans ce travail, nous nous concentrons uniquement sur les réactions de fragmentation à deux corps (multiplicité 2) : $\gamma + p \rightarrow p + \pi^0$ et $\gamma + p \rightarrow n + \pi^+$.

Nous avons représenté sur les figures 46 et 47 les sections efficaces de photoproduction de π^0 et π^+ respectivement pour toutes les multiplicités.

Il convient également de mentionner que :

les valeurs de sections efficaces de photo-production de pions pour une multiplicité donnée sur les cibles de proton et de neutron sont identiques dans le modèle BERT;

les valeurs de sections efficaces diminuent considérablement lorsque la multiplicité augmente et deviennent négligeables lorsque la multiplicité dépasse 7 pour les canaux exclusifs de production de pions neutres ;

tous les processus possible d'interactions entre le photon et le proton, incluant ceux donnant des mésons autre que le pion dans l'état final (comme exemple $\gamma + p \rightarrow \Sigma^0 + K^+$) sont donnés dans le modèle. Néanmoins, nous ne nous intéressons qu'aux canaux de production de pions comme la montre la tableau 10.

3.2.2. Chiral Invariant Phase Space (CHIPS)

Les sections efficaces photo-nucléaires approximées dans ce modèle couvrent toutes les énergies de photons incidents à partir du seuil de production de hadrons jusqu'au domaine de la haute énergie. L'énergie totale des réactions photo-nucléaires est subdivisée en cinq régions, chacune correspondant au processus physique dominant. Il s'agit de la région de résonance dipolaire géante (GDR: Giant Dipole Resonance) [90], de la région de « quasi-deutéron », de la région Δ isobarique caractérisée par le pic dominant de la section efficace qui s'étend du seuil de production du pion (~ 240 MeV) à environ 450 MeV, de la région de résonance dite « Ropper » d'environ 450 MeV à 1,2 GeV et la région de « Reggeon-Pomeron » supérieure à 1,2 GeV [83, 91].

Dans la base de données de GEANT4 concernant les réactions de photo-production sur des nucléons, il existe 50 noyaux pour lesquels les sections efficaces d'absorption photo-nucléaires ont été théoriquement étudiées. Cependant, seuls 14 noyaux sont à ce jour effectifs : ¹H, ²H, ⁴He, ⁶Li, ¬Li, ⁶Be, ¹²C, ¹6O, ²¬Al, ⁴⁰Ca, ⁶⁴Cu, ¹¹⁰Sn, ²⁰¬Pb et ²³⁰U. Pour toutes les régions énergétiques, l'échelle e = log (Eγ), où Eγ est l'énergie du photon incident est utilisée. La section efficace totale est ainsi donnée par la somme des composants qui paramètrent chaque région d'énergie donnée.

La section efficace dans la région GDR est décrite comme la somme de deux contributions,

$$GDR(e) = th(e,b_1,s_1) * exp(c_1 - p_1 \cdot e) + th(e,b_2,s_2) * exp(c_2 - p_2 \cdot e).$$
 (13)

La fonction seuil $th(e,b_i,s_i)$, universelle pour toutes les régions est sous la forme :

$$th(eb_{i},s_{i}) = \frac{1}{1 + \exp\left(\frac{b_{i} - e}{s_{i}}\right)}$$
(14)

Elle décrit la partie ascendante de la résonance. C'est aussi une fonction de réflexion de la barrière nucléaire et se comporte comme un seuil, se distinguant ainsi de la fonction exponentielle qui elle, décrit la partie descendante de la résonance. Les coefficients de puissances p_1 et p_2 qui interviennent dans les fonctions exponentielles sont tels que :

$$p_1 = 1, p_2 = 2 lorsque A < 4;$$
 $p_1 = 3, p_2 = 6 lorsque A < 12;$ $p_1 = 2, p_2 = 3 lorsque A < 8;$ $p_1 = 4, p_2 = 8 lorsque A > 12.$

La $région \Delta isobarique$ a été approximée suivant la relation :

$$\Delta(e \neq f, g, r, q) = \frac{d * th(e, f, g)}{1 + r * (e - q)^2}$$
(15)

d est un facteur de normalisation global donné par la relation :
 d = 0,41*A (pour ¹H, d = 0,55; pour ²H, d = 0,88); ce qui signifie que la contribution du Δ est proportionnelle au nombre de masse A.

- Le paramètre f est défini par la relation : f = 5,13 0,00075*A.
 Le terme exp(f) montre le degré de dépendance du seuil de production de pions par rapport à A.
- Le paramètre g est tel que g = 0.04 pour A < 7 et g = 0.09 pour A ≥ 7.
- Le paramètre r est donné par : r = 11,9 1,24*log (A) et r = 18 pour ¹H.
- q peut être interprété comme l'énergie de la résonance isobarique Δ et r comme l'inverse de la largeur de la résonance Δ . Il est donné par la relation

$$q=5.84-\frac{0,09}{1+0,003*A^2}$$
.

La dépendance suivant A des paramètres f, q et r est due à la réaction :

 $\Delta +$ N \rightarrow N + N, qui peut avoir lieu dans le milieu nucléaire en dessous du seuil de production du pion.

La contribution de *la région du « quasi-deutéron »* a la même forme que celle du Δ mais sans la fonction seuil comme l'indique l'équation (16) ci-dessous.

$$QD(e,v,w,u) = \frac{v}{1+w(e-u)^2}$$
 (16)

Pour les noyaux ¹H et ²H, la contribution du « quasi-deutéron » est presque nulle. La troisième résonance baryonique a été utilisée pour ces noyaux. Les valeurs de ces paramètres sont données par :

$$v = \frac{\exp(-1.7 + a*0.84)}{1 + \exp(7*(2.38 - a))}$$
 où $a = \log(A)$.

Dans cette région, la dépendance en A du quasi-deutéron est supérieure à A^{0.84}. Elle ne contribue alors que très peu pour les noyaux légers. Par exemple, pour ¹H, elle est égale à 0,078 et pour ²H elle est de 0,08.

$$u=3.7$$
 et $w=0.4$.

La contribution du *« Ropper »* a été donnée en utilisant la même équation que celle précédente du *«* quasi-deutéron ».

$$R(e,v,w,u) = \frac{v}{1+w*(e-u)^2}$$
 (17)

Utilisant a = log(A), les paramètres sont définis par:

$$v = \exp(-2+a*0.84)$$
. Pour ¹H et ²H, $v = 0.22$ et 0.34 respectivement.
 $u=6.46+a*0.061$. Pour ¹H et ²H, $u=6.57$.

$$w = 0.1 + a * 1.65$$
. Pour ¹H et ²H, $w = 20$ et 15 respectivement.

La contribution du « Reggeon-Pomeron » est donnée en fonction de deux exponentiels décrivant les contributions du « Pomeron » et du « Reggeon » respectivement.

$$RP(e,h) = h * th(7;0,2) * \left(0,0116 * e^{(e*0,16)}\right) + 0,4 * e^{(-e*0,2)},$$

$$avec h = A * exp(-a*(0,885+0,0048)). \tag{18}$$

Les sections efficaces de photo-production de mésons sont indirectement implémentées dans le répertoire *geant4.9.6.p02 / source / process / hadronic / models / CHIPS /.* Contrairement au modèle Bertini, les valeurs de sections efficaces ne sont pas tabulées mais néanmoins, tous les outils (et/ou données) permettant de les déterminer sont accessibles. Les tables de données correspondantes sont fournies pour deux régimes d'énergie différents sous forme de distributions en log (E) et sont illustrées à la figure 48.

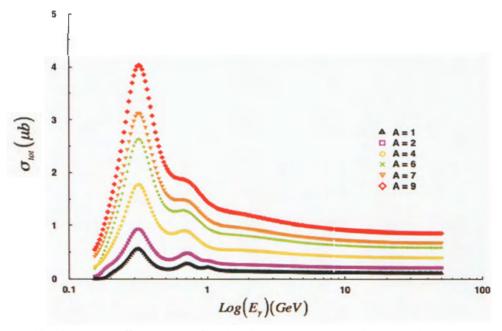


Figure 48: Sections efficaces totales de photo-production de pions à partir du seuil, telles que présentée dans la version 9.6p02 de GEANT4 pour les noyaux compris entre A = 1 (proton) et A = 9 (béryllium). Les valeurs de sections efficaces totales augmentent avec le nombre de masse A.

Le régime à basse énergie contient 49 noyaux et 105 points de données pour chaque noyau et pour des énergies comprises entre 2 et 106 MeV. Cependant, nous ne nous intéressons pas à cette plage d'énergie qui est en dessous du seuil de production de pions.

Le régime à « haute énergie » contient 14 noyaux et 224 points de données pour chaque noyau entre 106 MeV et 50 GeV.

Il convient de remarquer que cette partie du travail a été facilitée par l'utilisation du code générateur d'évènements CHIPS [85] (que nous appelons code CHIPS « stand-alone » et que nous allons décrire plus en détail dans le chapitre 4). Ce code nous a permis d'une part, de comprendre la physique du modèle mais aussi de vérifier les sections efficaces calculées à partir des paramètres donnés dans GEANT4. D'autre part, nous avons utilisé ce code pour simuler les sections efficaces totales de photo-production de pions sur le proton, multiplicité par multiplicité, mais aussi en spécifiant le canal (comme exemple le canal de production de π^0). Les résultats obtenus nous ont montré que quelque soit la multiplicité

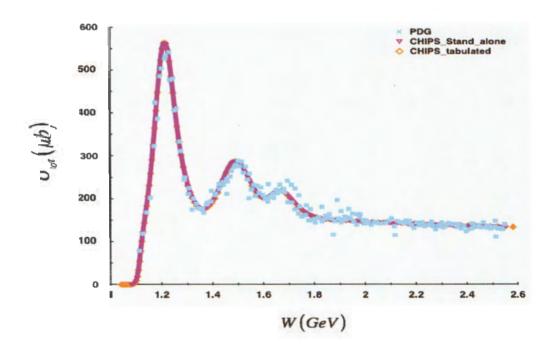


Figure 49 : Comparaison de la section efficace totale de photo-production de pions pour l'hydrogène A = 1 de PDG (Particle Data Group), du modèle CHIPS présenté dans GEANT4, version 9.6.p02 (CHIPS_tabulé) et du code générateur d'événements CHIPS (CHIPS « stand-alone).

et le canal considéré, les sections efficaces restaient inchangées. Ce qui montre ainsi que dans ce modèle, les réactions sont inclusives et donc tous les canaux pour un processus donné sont ouverts ; les sections efficaces sont totales.

La figure 49 montre la comparaison de la section efficace totale de photoproduction de pions sur le proton issue de PDG, du modèle CHIPS présenté dans la version 9.6p02 de GEANT4 et du code générateur d'événements (code CHIPS « stand-alone ») utilisé pour comparer la version mise en œuvre dans GEANT4.

Le très bon accord entre les sections efficaces nous a permis de valider définitivement la physique du modèle CHIPS pour la photo-production de pions pour les réactions inclusives.

CHAPITRE IV

KESULTATS

4.1 Introduction

Dans cette dernière partie de ce travail, il est essentiellement question de montrer la capacité de GEANT4 [69, 70] (à travers ses modèles BERT et CHIPS) à décrire la physique intermédiaire de JLab pour la photo-production de pions sur une cible de proton.

Comme nous l'avons largement évoqué dans le chapitre 1, les sections efficaces différentielles de photo-production de pions sur l'hydrogène ont été mesurées dans le spectromètre CLAS de grande acceptance du Hall B [41, 47] à JLab [40]. Les sections efficaces totales ont été déterminées par intégration. L'intégration a été réalisée en additionnant les sections efficaces différentielles des figures 29 et 31 du chapitre 1 pour la photo-production de π^+ et de π^0 , respectivement. D'un autre côté, nous avons aussi montré dans le chapitre 3 que le modèle BERT [80, 81, 82], contrairement à CHIPS [77, 78, 79], présente des sections efficaces totales de réactions exclusives, directement comparables à celles provenant de CLAS. Cependant, CHIPS quant à lui, dispose de données inclusives qui tiennent compte de tous les états finaux de la réaction, comme le montre la figure 49, où il est comparé à PDG (Particle Data Group) [18] et est parfaitement en accord avec ces données.

Pour rester dans l'optique de montrer la validité de la physique de JLab dans GEANT4, nous avons adopté un exemple de code de GEANT4 à notre besoin. En effet, les sections efficaces de CHIPS ne peuvent pas être confrontées directement aux données de CLAS à cause de la différence qui existe entre leurs deux états finaux. De plus, BERT ne dispose pas de données de sections efficaces différentielles, qui sont très importantes dans une telle étude. En effet, elles permettent entre autres de déterminer la physique du modèle dans des énergies ou des angles bien déterminés mais aussi, de pouvoir les comparer avec les données expérimentales non intégrées. Nous projetons également dans un futur très proche d'étudier la photo-production de pions sur une cible de neutron ainsi

que la photo-production d'autres mésons comme le η (éta) et le ρ (rho) qui sont particulièrement intéressantes dans le régime des énergies intermédiaires de JLab.

Dans la première section de ce chapitre, nous parlerons des sections efficaces totales de CLAS, obtenues après intégration et nous montrerons que SAID les décrit assez bien et est utilisé par CLAS pour extrapoler des données inexistantes à basse énergie. Nous aborderons ensuite les sections efficaces tabulées dans GEANT4 à travers les deux modèles concernés. L'exemple du code source pour simuler la production de pions à partir des réactions γ p \rightarrow p π^0 et γ p \rightarrow n π^+ sera décrite dans la troisième section ainsi que les modifications que nous avons apportées afin de se rapprocher au mieux des conditions expérimentales de CLAS. Nous décrirons dans la section suivante les techniques d'analyses des données utilisées ainsi que les calculs d'erreurs. Enfin, dans la dernière section, les résultats de simulation des réactions γ p \rightarrow p π^0 et γ p \rightarrow n π^+ seront présentés, puis comparés avec les données expérimentales de CLAS et le modèle phénoménologique SAID. Les discussions de ces résultats ont permis de donner une conclusion sur la validité de la physique intermédiaire de JLab pour la photoproduction de pions à travers les deux modèles de GEANT4, BERT et CHIPS.

4.2. Sections efficaces totales de CLAS

Les valeurs de sections efficaces totales de CLAS issues des réactions γ p \rightarrow p π^0 et γ p \rightarrow n π^+ sont données dans l'annexe D. En effet, nous disposons dans la référence [55], 619 et 620 valeurs de sections efficaces différentielles pour la production de π^0 et π^+ , respectivement, reparties sur 44 pas d'énergie (44 « bins »), soit en moyenne de 13 valeurs par énergie. Ces 13 valeurs ont par la suite été intégrées (sommées) afin d'obtenir une valeur correspondant à la section efficace totale pour une énergie donnée comme les montrent les tableaux 18 et 19 de l'annexe D.

Ces données ont été utilisées pour représenter les sections efficaces totales expérimentales, en comparaison avec les données de SAID, en fonction de l'énergie du photon dans le référentiel du centre de masse (CM), W en GeV. Le résultat est illustré sur la figure 50 et il montre une description suffisamment correcte des résonances expérimentales par SAID.

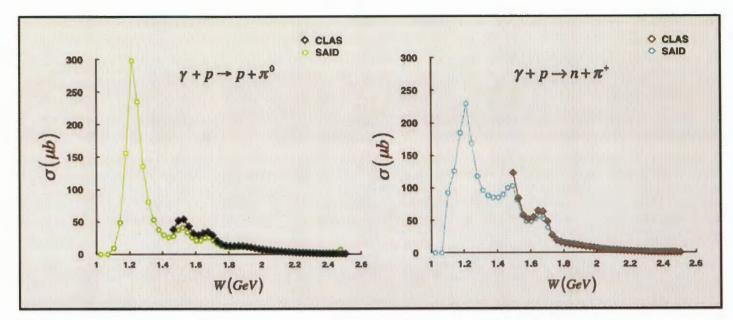


Figure 50: Comparaison des sections efficaces totales des réactions $\gamma p \to n \pi^0$ (gauche) et $\gamma p \to n \pi^+$ (droite) en fonction de l'énergie des photons dans le centre de masse W (GeV) (masse invariante) entre les données de CLAS et de SAID.

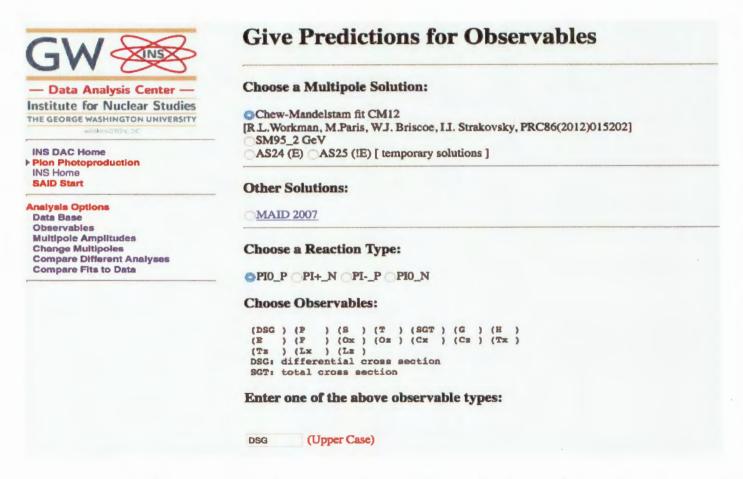


Figure 51: Compilation de sections efficaces différentielles de la solution Chew-Mandelstam [92] de SAID pour le canal π^+ n [16].

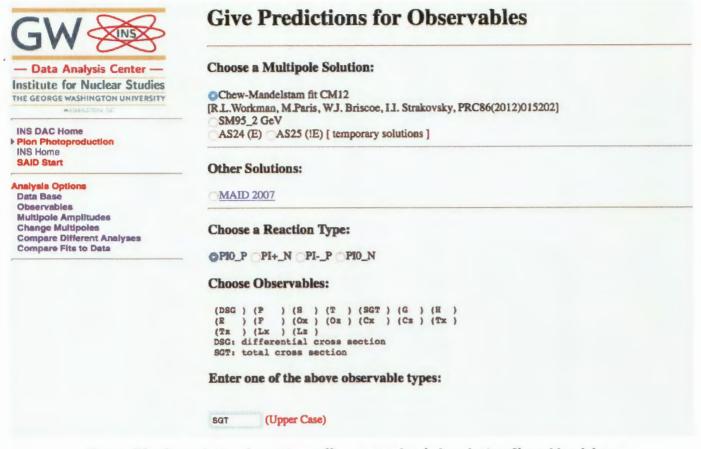


Figure 52 : Compilation de sections efficaces totales de la solution Chew-Mandelstam [92] de SAID pour le canal $\pi^{o}p$ [16].

Cela conforte bien entendu nos attentes car SAID est fortement utilisé dans plusieurs expériences effectuées à JLab [67] et particulièrement dans le Hall B. CLAS utilise en effet les données de SAID pour extrapoler et calculer les sections efficaces inexistantes expérimentalement dans ses expériences de photoproduction de pions (pour des raisons liées à la technologie et aux besoins de CLAS, certaines données décrivant essentiellement la première résonance sont inexistantes à basse énergie).

Il faut noter également que le modèle phénoménologique SAID dispose aussi bien des valeurs de sections efficaces différentielles que totales pour ces deux canaux de production de pions sur le proton. Pour accéder aux unes ou aux autres, il suffit tout simplement de choisir correctement les options qui sont proposées dans le site en ligne [16] comme les illustrent les figures 51 et 52. En effet, dans la première, la photo-production de π^0 p (Pi0_P) est choisie avec la solution Chew Mandelstam [16, 92] pour obtenir les sections efficaces différentielles (DSG). Dans

la deuxième et pour le même canal $(\pi^0 p)$, l'option section efficace totale (SGT) est choisie. Après avoir validé une option, une courbe est fournie ainsi que toutes les données correspondantes.

4.3 Sections efficaces de photo-production de pions dans GEANT4

Dans GEANT4, les interactions entre particules et matière sont définies en terme de sections efficaces totales inclusives (CHIPS et BERT) et exclusives (BERT). Comme nous l'avons évoqué dans le chapitre 3, ces valeurs de sections efficaces sont explicitement incluses dans le code source du modèle en fonction de l'énergie incidente des photons.

Il s'avère nécessaire de rappeler que tout au long de ce travail, nous avons utilisé la version 9.p02 de GEANT4 pour deux raisons. Premièrement, l'installation d'une nouvelle version de GEANT4 peut amener des perturbations dans le système de fonctionnement de nos outils de travail impliquant des modifications conséquentes sur les résultats déjà obtenus avec la v.9.p02. Deuxièmement, jusqu'à aujourd'hui, il n'y a pas eu d'évolution majeure de GEANT4 vis a vis des réactions de photo-production, qui nous obligerait à installer une nouvelle version.

Les données tabulées sont ainsi extraites et représentées dans les tableaux 20 et 21 de l'annexe E en fonction de leurs énergies, permettant de les comparer avec les données expérimentales et du modèle phénoménologique. Nous avons appelé ces sections efficaces issues des modèles de GEANT4, BERT_tabulé et CHIPS tabulé.

4.3.1. Modèle Bertini: description et comparaison avec CLAS

Les sections efficaces de photo-production de pions sur la cible de proton sont tabulées dans le code source du modèle. Elles sont données en fonction du nombre de particules dans l'état final allant de 2 à 9, appelé multiplicité (voir tableau 11) mais également en fonction de l'énergie incidente des photons, allant de 0 à 32 GeV. Ainsi, les sections efficaces inclusives peuvent être déterminées en intégrant sur toutes les multiplicités. Les tableaux de valeurs peuvent être retrouvés dans l'annexe E.

Il faut remarquer que dans ce modèle, les valeurs de sections efficaces pour la photo-production de particules chargées sur les cibles de proton et de neutron sont identiques. D'autre part, la photo-production de particules neutres sur ces mêmes cibles fournit également des valeurs similaires.

La multiplicité d'ordre 2 fait l'objet de ce travail, donc :

$$\gamma p \rightarrow p \pi^0 \equiv \gamma n \rightarrow n \pi^0$$
 et $\gamma p \rightarrow n \pi^+ \equiv \gamma n \rightarrow p \pi^-$

Tableau 11 : Processus des réactions de photo-production en fonction de la multiplicité, modélisés dans le modèle BERT de GEANT4.

Multiplicité 2	2	Multiplicité 3		Multiplicité	9
$\gamma + \begin{cases} p \to \gamma \\ n \to \gamma \end{cases}$	$\gamma + \begin{cases} p \to p + \\ n \to n + 1 \end{cases}$	$\gamma + \begin{cases} p \to p + \pi^- \\ n \to n + \pi^+ \end{cases}$	$\gamma + \begin{cases} p \to p + \pi^0 \\ n \to n + \pi^0 \end{cases}$	$ \gamma + p \rightarrow p + 3\pi^{-} + 3\pi^{-} $	$ \gamma + n \rightarrow n + 3 \\ + 3\pi^{-} + 3 $
$\gamma + \begin{cases} p \to n \\ n \to p \end{cases}$	$\gamma + \begin{cases} p \to \Lambda + \\ n \to \Lambda + \end{cases}$	$\gamma + \begin{cases} p \to n + \pi^* \\ n \to p + \pi^- \end{cases}$	$\gamma + \begin{cases} p \to p + K^- \\ n \to n + K^0 \end{cases}$		
$\gamma + \begin{cases} p \to \Sigma^{1} \\ n \to \Sigma^{0} \end{cases}$	$\gamma + \begin{cases} p \to \Sigma^- \\ n \to \Sigma^- \end{cases}$				

Une de nos perspectives à très court terme est l'étude de la photo-production de pions sur une cible de neutron. Ainsi, nous saisirons cette opportunité pour éclaircir ce « semblant » d'incohérence de la part de BERT par rapport à ces deux différentes cibles.

Nous avons ainsi représenté sur la figure 53, les sections efficaces totales de photo-production de $p\pi^0$ ($n\pi^0$) d'une part et celles de $n\pi^+$ ($p\pi^-$) d'autre part pour les différentes multiplicités en fonction de l'énergie dans le centre de masse W, des photons incidents.

Les valeurs de sections efficaces décroissent avec la multiplicité. Plus le nombre de particules produit dans l'état final est élevé, plus les sections efficaces deviennent faibles à cause de la présence des plusieurs et différentes contributions.

Les extensions « bis » de la photo-production de pions chargés indiquent une répétition d'un état de même multiplicité mais diffère par la nature des particules qui sont présentes dans l'état final.

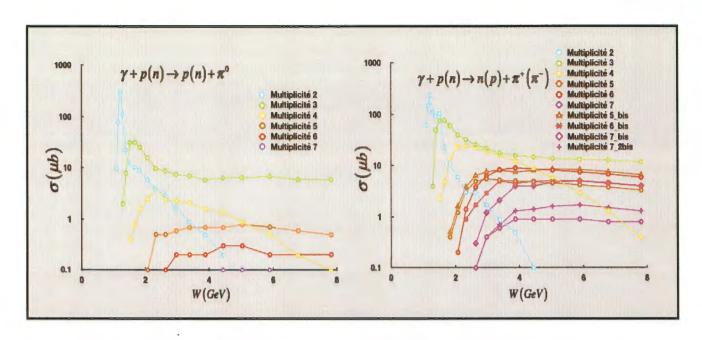


Figure 53 : Sections efficaces de photo-production de π^0 (gauche) et π^+ (droite) sur le proton en fonction de la masse invariante du photon pour toutes les multiplicités, issues du modèle BERT, GEANT4 version 9.6.p02.

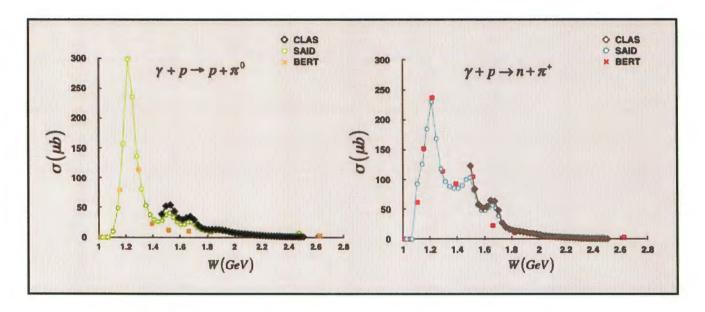


Figure 54: Sections efficaces de photo-production de pions des réactions $\gamma p \to p\pi^0$ (gauche) et $\gamma p \to n\pi^+$ (droite) du modèle BERT en fonction de l'énergie des photons dans le centre de masse, considérant la multiplicité de 2. Ces dernières sont comparées aux données de CLAS et du modèle phénoménologique, SAID.

En considérant la multiplicité 2, nous avons montré sur la figure 54 les sections efficaces des deux canaux de production de pions sur le proton en fonction de l'énergie des photons dans le centre de masse. Cette distribution en

masse invariante est comparée avec les données de CLAS et celles du modèle phénoménologique SAID.

La $1^{\text{ère}}$ résonance de SAID (Δ) est parfaitement décrite par le modèle pour les deux canaux de production de pions sur la cible de proton tandis que la $3^{\text{ème}}$ est absente :

La $2^{\grave{e}me}$ résonance est absente pour le canal $p\pi^0$ tandis qu'elle est bien décrite pour le canal $n\pi^{*}.$

4.3.2. Modèle CHIPS

Les tableaux de données correspondants aux sections efficaces totales sont fournis pour deux régimes d'énergie différents sous forme de distributions énergétiques en Log (E_v) .

À basse énergie, le régime fournit 49 noyaux et 105 points de données pour chaque noyau cible et pour des énergies comprises entre 2 et 106 MeV, incluant ainsi les données de la région de la résonance dipolaire géante (GDR) [90];

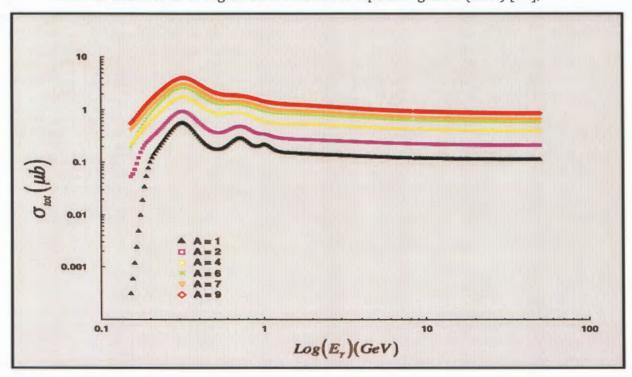


Figure 55: Sections efficaces totales de photo-production au delà du seuil de production de pions issue de CHIPS, GEANT4 version 9.6.p02 pour les noyaux de A = 1 (proton) à A = 9 (Béryllium).

Le régime à haute énergie contient lui, 14 noyaux (dont les masses atomiques relatives sont 1; 2; 4; 6; 7; 9; 12; 16; 27; 40; 63,5; 118,7; 207,2 et 238) [83]

et 224 points de données pour chaque noyau cible entre 0,106 GeV et 50 GeV [85] en énergie du photon.

Nous avons choisis quelques noyaux pour illustrer sur la figure 55 les données tabulées dans le modèle en fonction du logarithme de l'énergie des photons (Log E_{ν}).

Avec CHIPS, les réactions de photo-production sont inclusives ; tous les canaux possibles de production de particules dans l'état final sont ouverts et les sections efficaces sont alors totales.

Contrairement à BERT, la physique de CHIPS décrit dans le code « Standalone » ne permet pas d'étudier les réactions de photo-production pour un canal donné. Ainsi, nous avons représenté et comparé à la figure 49 les sections efficaces totales de photo-production sur le proton entre le Particle Data Group (PDG), CHIPS_tabulé de la version 9.6.p02 et CHIPS_Stand-alone. Ce dernier a été utilisé pour vérifier les tableaux de données inclus dans GEANT4 mais il nous a permis également de mieux comprendre la physique derrière le modèle et les diverses paramètres qui lui sont associés.

Les données expérimentales étant issues de réactions exclusives, ne peuvent donc pas être comparées avec celles de CHIPS.

4.3.3 Résumé

Les deux modèles de GEANT4, BERT et CHIPS, potentiellement corrects pour décrire la photo-production de mésons, se présentent de façon différente à cause du caractère perturbative et non perturbative, respectivement, de la physique sur laquelle ils s'appuient.

Le modèle BERT reproduit correctement la résonance Δ (1ère résonance) de SAID aussi bien pour le canal π^0 que pour celui π^* . La deuxième résonance elle, est décrite de façon correcte par le canal π^0 et est absente dans le canal π^0 . La troisième est absente pour les deux canaux.

Le très bon accord entre les sections efficaces de CHIPS et PDG valide définitivement ce modèle de GEANT4 pour la photo-production de mésons, donc de pions pour des réactions avec plusieurs particules dans l'état final. A cause de

ces nombreuses contributions de la part des particules produites, les sections efficaces du modèle surestiment celles expérimentales même si la physique est correctement décrite du fait que les trois résonances sont parfaitement reproduites (0,3 GeV, 0,7 GeV et 1 GeV en énergie du photon pour la première, deuxième et troisième résonance respectivement).

Les résultats de cette étude comparative entre les modèles de GEANT4, PDG et les données expérimentales montrent la nécessité d'employer l'outil GEANT4 à travers les deux modèles, pour prévoir les sections efficaces de photo-production d'un pion sur la cible de proton afin d'espérer :

- une meilleure description des résonances manquantes du modèle BERT :
- de pouvoir d'écrire des réactions exclusives des canaux γ p \rightarrow p π^0 et γ p \rightarrow n π^+ . Cela permettrait probablement et logiquement une superposition correcte du spectre des distributions énergétiques entre les données de CHIPS et celles expérimentales.

4.4. Photo-production d'un pion avec GEANT4

La base de données de GEANT4 donne accès à une série d'exemples pouvant servir de base pour de nombreuses applications et pouvant ainsi être modifiés pour mettre en œuvre une utilisation spécifique. Pour ce travail, le dispositif expérimental utilisé pour extraire les sections efficaces de nos modèles est basé sur l'exemple de physique hadronique *Hadr03* qui, a priori, permet d'étudier la photo-production de mésons.

Le dispositif expérimental consiste en un faisceau incident de 3 GeV contenant 5×10^9 photons sur une cible d'hydrogène de $50 \text{ cm} \times 50 \text{ cm} \times 50 \text{ cm}$. La longueur de la cible est plus grande que celle utilisée à JLab pour cette étude (18 cm): le choix de 50 cm a été fait, après plusieurs tests, pour trouver une longueur de cible suffisamment réaliste pouvant fournir des statistiques suffisantes dans un temps de calcul raisonnable. Nous avons illustré à la figure 56 les processus d'interaction entre le photon et le proton permettant la production d'un pion et d'un nucléon dans l'état final, caractérisée par les angles de diffusion Θ_{π} et Θ_{N} , respectivement. Le pion est neutre avec un proton comme nucléon ou chargé positivement avec le neutron comme nucléon.

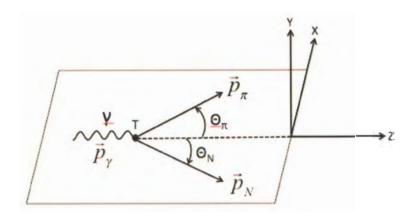


Figure 56 : Cinématique d'une réaction $\gamma p \rightarrow N\pi$

La classe « RunAction » a été modifiée afin de fournir, pour chaque énergie donnée, de 0,175 GeV à 3 GeV par pas de 0,25 GeV, le nombre total de pions produits aux différents angles de diffusion θ , allant de 0° à 180° par pas de 10° pour chacun des deux canaux de réactions γ p \rightarrow p π^{0} et γ p \rightarrow n π^{+} . Le nombre de pions diffusés est ensuite utilisé pour calculer la section efficace totale de la photoproduction de pions décrite comme suit:

$$\sigma_{tot} = \frac{N_{prod} \times A}{N_{inc} \times N_A \times t \times \rho}$$
(19)

 N_{prod} est le nombre de pions produits, A la masse atomique du noyau cible, N_{inc} le nombre de photons incidents, N_A le nombre d'Avogadro, I l'épaisseur du noyau cible et I sa densité.

4.5. Analyse des données

Les prédictions des modèles BERT [80, 81, 82] et CHIPS [77, 78, 79] sont comparées aux données de PDG [18], SAID [16] et CLAS [41] pour la production de π^0 et π^+ sur le proton à partir d'un faisceau de photons. Les données utilisées sont mentionnées dans le tableau 12.

4.5.1. Technique

Pour extraire les masses et les largeurs à mi-hauteur caractérisant les résonances individuelles de SAID, CLAS et CHIPS, nous avons fait recours à deux

« ajustements du χ^2 », utilisant des fonctions relativistes de Breit-Wigner [36] et le package MINUIT du logiciel d'analyse ROOT [93] :

$$\sigma_{BW} = \frac{\sigma_0}{(W - M)^2 + M^2 \Gamma^2} \tag{20}$$

M et Γ sont la masse et la largeur de la résonance, respectivement, σ_0 est le facteur de normalisation de l'amplitude de la section efficace et W est la masse invariante. Une distribution de Maxwell a été utilisée pour décrire le bruit de fond et la queue à haute énergie suivant l'équation :

$$\sigma_{Maxwell} = \frac{2\pi}{(\pi kT)^{3/2}} \sqrt{E - E_0} e^{-\frac{E - E_0}{kT}}$$
(21)

Avec $k=1,381\times10^{-23}$ $J.K^{-1}$, la constante de Boltzmann et T, la température moyenne du système. E_0 est une compensation pour tenir en compte le seuil en énergie des processus de photo-production de pions.

Tableau 12 : Base de données expérimentales et issues de GEANT4, utilisée dans les calculs de sections efficaces.

Base de données	Entrées	Références
Données expérimentales		
CEBAF Large Acceptance Spectrometer (CLAS)	46	[42]
Scattering Analysis Interactive Dial-in (SAID)	64	[57]
Modèles de GEANT4		
Chiral Invariant Phase Space (CHIPS)	123 (tabulé)	[73-75]
	58 (simulé)	
Bertini Cascade (BERT)	30	[71,72]

4.5.2. Calcul d'erreurs

Pour chaque point de données simulé, correspondant à une énergie incidente des photons, des erreurs aléatoires caractérisées par une approche statistiques ont été calculées. Afin de maximiser le caractère aléatoire de la simulation, nous avons modifié la façon dont le nombre d'évènements de photons contenu dans le faisceau est envoyé sur la cible. En effet, pour chaque simulation (chaque pas d'énergie), un

total de 5×10^9 photons incidents a été utilisé mais répartis dans 50 simulations dont 10^8 événements chacun: $5 \times 10^9 = 10^8$ [photons incidents] $\times 50$ [à répéter].

Pour n mesurages indépendants, la dispersion des mesures se caractérise par l'estimateur de son écart type donné par la relation :

$$\sigma = \sqrt{\frac{\sum_{i=1}^{n} (N_i - \overline{N})^2}{(N_{tot} - 1)}}$$
(22)

 \overline{N} et N_{tot} correspondent respectivement au nombre moyen et total d'événements de pions produits pour une énergie incidente E_v donnée.

L'erreur relative associée à la mesure est alors:

$$\left(\frac{\Delta\sigma}{\sigma}\right)_{err tot} = \sqrt{\frac{1}{n}} \cdot \sqrt{\frac{1}{N_{tot}-1}} \cdot \sum_{i} \left(N_{i} - \overline{N}\right)^{2}$$
(23)

Les erreurs totales $\Delta\sigma_{tot}$ ont été prises en compte dans les « fits » ou ajustements Breit-Wigner des résonances décrites dans la section des résultats.

4.6 Résultats et Discussion

4.6.1. Photo-production de π^0

4.6.1.1. Sections efficaces totales

Les figures 57 à 59 et les tableaux 13 et 15 montrent les résultats de l'ajustement Breit-Wigner pour les données de CLAS, SAID et celles du modèle CHIPS. Les courbes jaunes des figures 57 et 58 représentent les distributions de Maxwell. CHIPS_simulé correspond aux données issues de la simulation.

a. Identification des résonances

Quatre résonances peuvent être identifiées pour des masses invariantes allant jusqu'à 3 GeV, à savoir le Δ (1232), le N*(1520), le N*(1650) et le N*(1875). Il convient de rappeler que la plupart des informations et des données accessibles sur les états de résonance des nucléons répertoriées dans PDG (tableau 14), ont été obtenues à partir de l'analyse des réactions $\pi N \to \pi N$ et $\gamma N \to \pi N$ [70, 97].

Le décalage de 2,5% du N*(1520) observé dans le modèle CHIPS peut être expliqué par le fait que les excitations baryoniques extraites des données de CLAS et prédites par le modèle phénoménologique SAID, sont extrêmement sensibles à la quantité de mouvement du pion et du nucléon (état final) mesurée expérimentalement. De plus, SAID est basé sur l'analyse d'ondes partielles de données expérimentales: la couverture angulaire limitée du détecteur CLAS $(8^{\circ} \le 0 \text{ "} \le 140^{\circ})$ peut entrainer des décalages non identifiables dans les forces de couplage de chaque résonance, induisant ainsi un décalage supplémentaire possible des masses et largeurs à mi-hauteur des états nucléoniques qui sont extraits des mesures expérimentales.

Nous avons défini l'accord entre deux modèles ou entre un modèle et les données expérimentales par le rapport entre la différence des masses (largeurs) rapporté à la masse (largeur) du modèle ou des données de référence.

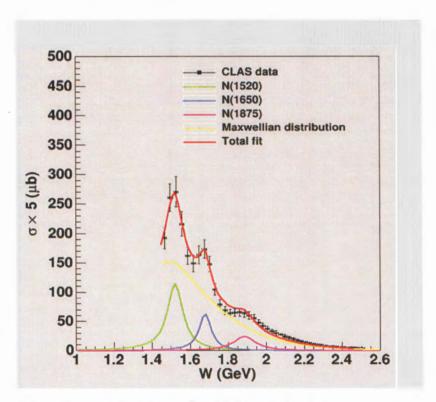


Figure 57: « Fits » relativistes Breit-Wigner de la section efficace de photoproduction de π^0 pour la réaction $\gamma p \to p \pi^0$ issue des données de CLAS.

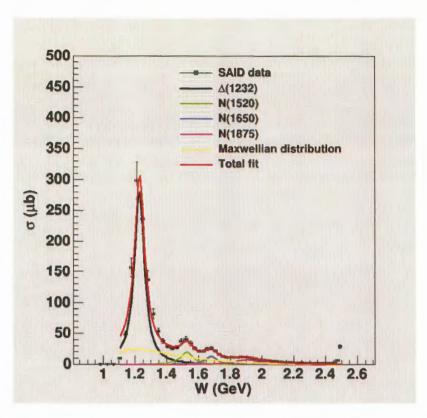


Figure 58: « Fits » relativistes Breit-Wigner de la section efficace de photoproduction de π^0 pour la réaction $\gamma p \to p \pi^0$ issue du modèle phénoménologique SAID.

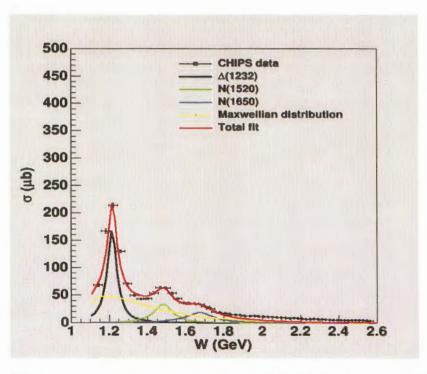


Figure 59: « Fits » relativistes Breit-Wigner de la section efficace de photoproduction de π^0 pour la réaction $\gamma p \to p \pi^0$ issue des données simulées de CHIPS.

Tableau 13 : « Fits » relativistes Breit-Wigner des 4 résonances issus de la distribution énergétique (en masse invariante) des données de CLAS, tabulées (CHIPS_tabulé), simulées (CHIPS_simulé) et issues du modèle phénoménologique (SAID).

	Paramètres	1 ^{ère} résonance	2ème résonance	3ème	4ème
		∆(1232)	N*(1520)	résonance	résonance
				N*(1650)	N*(1875)
	σ ₀ (μb)	-	1,771 ± 2,833	7,618 ± 2,169	5,338 ± 1,975
CLAS	M (GeV)	-	1,519 ± 0,008	1,676 ± 0,012	1,885 ± 0,037
	G (GeV)	-	0,099 ± 0,021	0,077 ± 0,025	0,140 ± 0,053
SAID	σ ₀ (μb)	33,086 ± 4,301	2,940 ± 0,551	1,935 ± 0,759	2,380 ± 1,027
	M (GeV)	1,228 ± 0,005	1,525 ± 0,008	1,679 ± 0,016	1,909 ± 0,016
	G (GeV)	0,074 ± 0,020	0,092 ± 0,022	0,094 ± 0,041	0,192 ± 0,041
CHIPS_simulé	σ ₀ (μb)	15,786 ± 4,136	6,299 ± 1,129	5,179 ± 1,053	-
	M (GeV)	1,213 ± 0,008	1,481 ± 0,011	1,671 ± 0,020	-
	G (GeV)	0,084 ± 0,023	0,117 ± 0,023	$0,178 \pm 0,038$	-

Tableau 14 : Paramètres de la distribution de Maxwell.

	CLAS	SAID	CLAS/SAID
σ ₀ (μb)	15,434 ± 0.779	14,610 ± 0,573	1,056
kT (GeV)	0,186 ± 0,003	0,242 ± 0,003	0,769
E ₀ (GeV)	1,393 ± 0,017	1,072 ± 0,015	1,299

Tableau 15 : « Fits » Breit-Wigner des résonances au dessus du Δ jusqu'à 2,6 GeV issus de PDG [18]. **** : L'existence est certaine et les propriétés sont assez bien explorées. *** : L'existence est très probable, mais une confirmation supplémentaire des modes de désintégration est nécessaire.

	rincegrae	tion est necessuire.				
N*(Masse)	JP	Masse (MeV)	G (MeV)	% Existence	Νπ	Νππ
N#(4.4.40)	4 (0)	4440 4450 (4420)	250 450 (250)	****	-	25 500/
N*(1440)	1/2+	1410-1450 (≈1430)	250-450 (≈350)	****	55-	25-50%
					57%	
N*(1520)	3/2+	1510-1520 (≈1515)	100-125 (≈115)	****	55-	23-35%
					65%	
N*(1535)	1/2-	1525-1545 (≈1535)	125-175 (≈150)	****	35-	-
					55%	
N*(1650)	1/2-	1645-1680 (≈1655)	110-170 (≈140)	****	50-	8-36%
					70%	
N*(1675)	5/2 ⁻	1670-1680 (≈1655)	130-165 (≈150)	***	35-	25-45%
					45%	
N*(1680)	5/2+	1680-1690 (≈1685)	120-140 (≈130)	****	65-	20-40%
					70%	
N*(1700)	3/2-	1650-1750 (≈1700)	100-250 (≈150)	***	7-17%	60-90%
N*(1710)	1/2+	1680-1740 (≈1710)	50-250 (≈100)	****	5-20%	-
N*(1720)	3/2+	1700-1750 (≈1720)	150-400 (≈250)	****	8-14%	50-90%
N*(1875)	3/2-	1820-1920 (≈1875)	250±70 (≈350)	***	_	_
N*(1900)	3/2+	1900±30 (≈1900)	200±50 (≈350)	***	_	40-80%
N*(2190)	7/2-	2100-2200 (≈2190)	300-700 (≈500)	***	10-	22-80%
					20%	
N*(2220)	9/2+	2200-2300 (≈2250)	350-500 (≈400)	****	15-	-
					25%	
N*(2250)	9/2-	2250-2320 (≈2280)	300-600 (≈500)	****	5-15%	_
N*(2600)	13/2	2550-2750 (≈2600)	500-800 (≈650)	***	5-10%	-

b. Comparaison des modèles

• Comparaison des « fits » Breit-Wigner

Les rapports des masses et largeurs extraites des « fits » Breit-Wigner représentées dans le tableau 13 conduisent aux résultats suivants :

- \circ CLAS-SAID: l'accord entre les masses (largeurs) est estimé à 0,4% (7,07%), 0,2% (22,08%) et 1,27% (37,14%) pour le N*(1520), N*(1650) et N*(1875), respectivement ; il n'y a pas de données de la résonance Δ en raison de l'acceptance cinématique du détecteur CLAS ;
- \circ SAID-CHIPS_simulé: les rapports des masses (largeurs) sont inférieures à 1,22% (13,51%) pour le Δ , 2,88% (27,17%) pour N*(1520) et 0,48% (89,36%) pour N*(1650), respectivement.

Les seuils de température (kT) et d'énergie du pion (E_0) obtenus pour les distributions Maxwellienne à partir des « fits » des données de CLAS et de SAID sont répertoriés dans le tableau 14. Comme prévu, ils concordent assez bien. Ce résultat fournit une validation supplémentaire de la technique d'ajustement ou des « fits » utilisée pour extraire les masses et les largeurs des résonances des spectres.

• Distributions en masse invariante

La distribution énergétique (en masse invariante) des sections efficaces totales pour la réaction $\gamma + p \rightarrow p + \pi^0$, issue des simulations avec l'outil GEANT4 v9.6.p02 pour les modèles CHIPS et BERT est comparée aux données expérimentales du détecteur CLAS de Jefferson Lab (JLab) et du modèle phénoménologique SAID sur la figure 60 dans laquelle, pour plus de clarté, les courbes sont représentées sans barres d'erreur. SAID utilise une extraction par l'analyse d'ondes partielles [23] sur les données mondiales qui inclut les données de CLAS, d'où le très bon accord entre les deux.

Le modèle CHIPS reproduit correctement le comportement des résonances de SAID/CLAS. Les sections efficaces sont sous estimées au niveau de la résonance Δ alors qu'elles sont quasi superposées à celles de CLAS pour la $2^{\rm ème}$ et $3^{\rm ème}$ résonance. Cependant, un léger décalage est observé au niveau de la position du pic de la deuxième résonance.

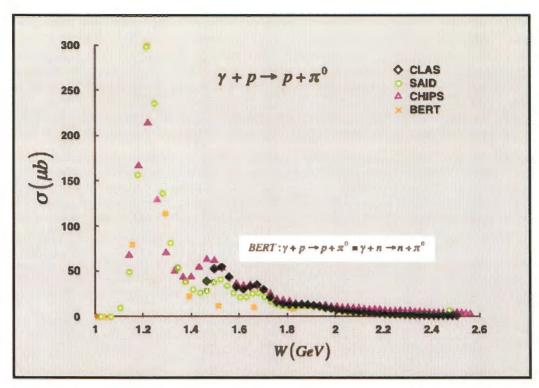


Figure 60 : Sections efficaces de photo-production de π^0 via la réaction γ + p issues des données simulées de CHIPS et BERT, comparées aux données de CLAS et SAID.

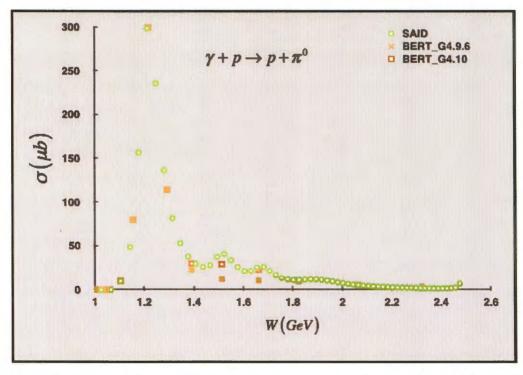


Figure 61: Sections efficaces de la réaction $\gamma + p \rightarrow N + \pi^0$ issues du modèle BERT de GEANT4, v9.6.p02 et v10.0.p02, comparées aux sections efficaces de photo-production de π^0 de la réaction $\gamma + p$ issues de SAID.

Comme indiqué dans le tableau 15 extrait de PDG, la région autour de la deuxième résonance comprend trois résonances très proches, N*(1440), N*(1520) et N*(1535). Par conséquent, le décalage observé de la résonance pourrait résulter de deux effets fortement corrélés:

les produits de la réaction γp mesurés expérimentalement dépendent fortement de la cinématique et peuvent donc reposer sur une résonance très spécifique ;

les rapports de branchement relatifs des résonances pour des considérations cinématiques particulières contribuent de façon notoire.

Les données simulées du modèle BERT révèlent une description suffisamment correcte de la première résonance (Δ) de SAID tandis que la deuxième et troisième résonance sont complètement absentes (c'est exactement le cas des données tabulées dans le code source de la version 9.6.p02).

Dans la version 10.0.p02 où le modèle BERT a été révisé vis-à-vis des réactions de photo-production de pions, les données présentent un accord parfait avec le Δ comme le montre la figure 61. Aussi, nous notons la présence de deux points supplémentaires dont un sur la $2^{\rm ème}$ et $3^{\rm ème}$ résonance. Ces améliorations observées dans cette version de GEANT4 contribuent de façon notoire à la validité de ce modèle à décrire ces réactions entre le photon et le proton mais restent cependant insuffisantes. De plus, la similarité entre la photo-production de π^0 sur le proton et le neutron complique l'interprétation des résultats obtenus.

4.6.1.2. Sections efficaces différentielles de CHIPS

Pour mieux comprendre l'origine des divergences observées entre CHIPS et SAID/CLAS, nous avons élargi notre étude aux sections efficaces différentielles, qui sont plus sensibles au traitement détaillé de la dynamique de la réaction.

a. Comparaison des sections efficaces totales et intégrées

Nous avons d'abord effectué un test de validation en comparant les sections efficaces totales décrites dans la section V.1 et celles obtenues après intégration des sections efficaces différentielles angulaires $d\sigma(\theta)/d\Omega$. Pour obtenir les sections efficaces intégrées, nous avons utilisé l'équation 24 qui permet de sommer les sections efficaces différentielles angulaires sur tous les angles de diffusion entre $[\theta_{min}, \theta_{max}]$ par pas de 10° .

$$\sigma_{\text{int}} = \int_{\theta_{\text{min}}}^{\theta_{\text{max}}} \frac{d\sigma(\theta)}{d\Omega} d\theta = \sum_{i=1}^{i=N} \frac{d\sigma(\theta_i)}{d\Omega} \Delta\theta$$
 (24)

Lorsque l'intervalle $[\theta_{min}, \theta_{max}]$ correspond à l'acceptance de CLAS $[8^{\circ}, 140^{\circ}]$, la distribution est labélisée CLAS_acc-in et lorsqu'il correspond à $[0^{\circ}, 180^{\circ}]$ elle est labélisée CLAS_acc-out. La comparaison est illustrée sur la figure 62.

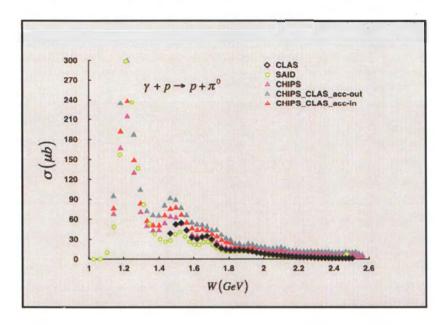


Figure 62: Sections efficaces différentielles intégrées de CHIPS, SAID et CLAS comparées aux sections efficaces totales de CHIPS et SAID pour la réaction $\gamma + p \rightarrow p + \pi^0$.

Globalement, toutes les distributions des sections efficaces différentielles intégrées concordent assez bien avec celles issues des sections efficaces totales. Cependant, certaines différences méritent d'être soulignées.

Les sections efficaces totales obtenues à partir de l'intégrale des sections efficaces différentielles angulaires dans l'acceptance angulaire du spectromètre de CLAS [8º, 140º], CHIPS_CLAS_acc-in, sont inférieures à celles obtenue en utilisant la plage complète [0º, 180º], CHIPS_CLAS_acc-out avec un coefficient de normalisation estimé à environ 1,22 (figure 63a). D'un autre coté, elles sont supérieures à la distribution issue des sections efficaces totales (CHIPS) avec un coefficient légèrement plus petit, de l'ordre de 1,15 (figure 63b). Ces deux valeurs proches et relativement basses indiquent une description assez bien correcte des résonances et montrent que les valeurs manquantes aux angles avant (compris entre 0º et

8º) et arrière (compris entre 140º et 180º) du spectromètre ont une contribution négligeable dans la distribution globale en masse invariante. Ce qui justifie ainsi l'utilisation de ces données malgré les coupures angulaires par différentes bases de données internationales dont SAID.

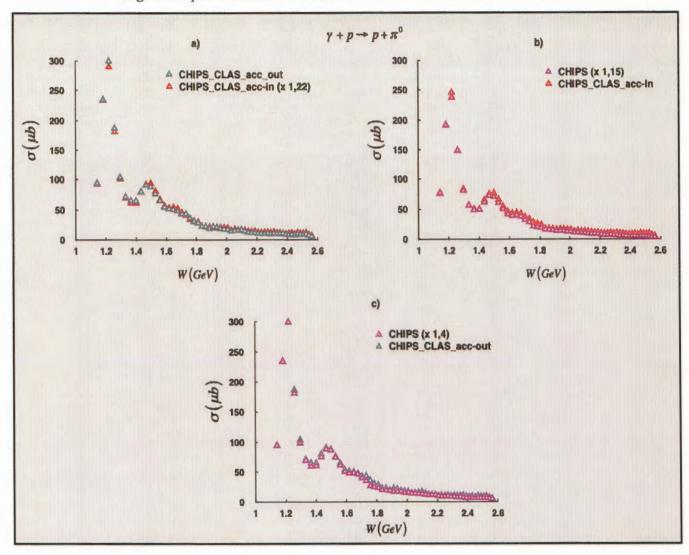


Figure 63: Comparaison de sections efficaces différentielles intégrées entre CHIPS_CLAS_acc-in et CHIPS_CLAS_acc-out d'une part (a), entre CHIPS et CHIPS_CLAS_acc-in (b) et enfin entre CHIPS et CHIPS_CLAS_acc-out (c).

De plus, CHIPS et CHIPS_CLAS_acc-out se superposent parfaitement à un coefficient près de 1,4 comme le montre la figure 63c. Cette différence linéaire au niveau de l'amplitude peut être expliquée par le même nombre de photons incidents que nous avons envoyé sur le proton pour extraire aussi bien les sections efficaces différentielles angulaires que celles totales. En effet, pour obtenir ces dernières, une statistique plus importante devrait être utilisée afin d'avoir des

spectres identiques. En raison des temps de calculs énormes, nous ne pouvions pas dépasser 5.109 événements.

Les sections efficaces intégrées de CHIPS pour CLAS_acc-out se superposent à celles de SAID au niveau de la résonance Δ et les surestiment largement au delà. Ce décalage s'explique par les différentes et nombreuses contributions apportées par chacun des angles de diffusion surtout au niveau des résonances, qui deviennent significatives lorsque les sections efficaces sont intégrées sur toute l'acceptance du spectromètre. D'un autre coté, comme la résonance Δ (1,232 GeV) est bien définie et isolée par rapport aux autres, les sections efficaces intégrées sont par conséquent plus exactes à ce niveau ;

Les données de CLAS semblent mieux s'accorder avec les sections efficaces totales non intégrées du modèle CHIPS pour les 2ème et 3ème résonances, comme le montre le tracé de la figure 62 (CLAS ne dispose pas de données à basse énergie). Le seul hic est le décalage du pic au niveau de la 2ème résonance. Ce résultat est quelque peu surprenant car on devrait s'attendre à ce que CHIPS soit en meilleur accord avec SAID (à cause de l'acceptance limité de CLAS).

b. Distribution angulaire des sections efficaces différentielles

Les distributions angulaires des sections efficaces différentielles $d\sigma(\theta)/d\Omega$ sont illustrées sur la figure 64 à partir du seuil jusqu'à 2,875 GeV. Trois observations :

- les distributions angulaires entre CHIPS et SAID/CLAS sont complètement différentes pour toutes les énergies : ce qui confirme les remarques soulignées entre les distributions intégrées et celles totales ;
- les distributions de CLAS et de SAID commencent à ne plus s'accorder à partir de 2,775 GeV: la physique de SAID n'est pas valide pour les réactions de photo-production de mésons au delà de 2,8 GeV en énergie du photon dans le référentiel du laboratoire;
- nous nous sommes arrêtés à 2,875 GeV parce qu'en plus de la raison (ii),
 il n'y a pas de données issues de CLAS au delà de cette énergie pour ce canal de réaction.

Comme les distributions en masse invariante de tous les modèles issus de CHIPS (intégrées et non intégrées) sont très similaires entre elles mais aussi avec les autres données SAID/CLAS (figure 62), le traitement global de la physique sous-jacente est donc validé. Cependant, les contributions relatives des résonances individuelles (par exemple, les constantes de couplage, les facteurs de branchement etc.) ne sont probablement pas traitées correctement, comme indiqué dans les distributions des sections efficaces différentielles (figure 64).

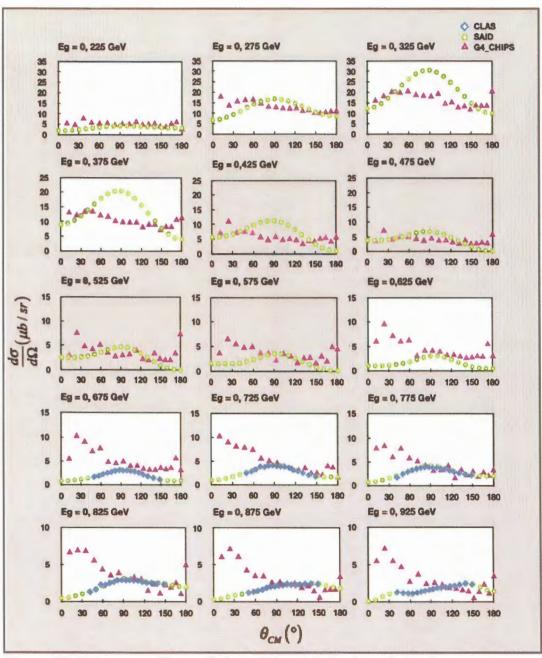


Figure 64.1: Sections efficaces de la distribution angulaire de la réaction $\gamma + p \rightarrow p + \pi^0$ du seuil de production du pion à $E_{\tau} = 2,875$ GeV.

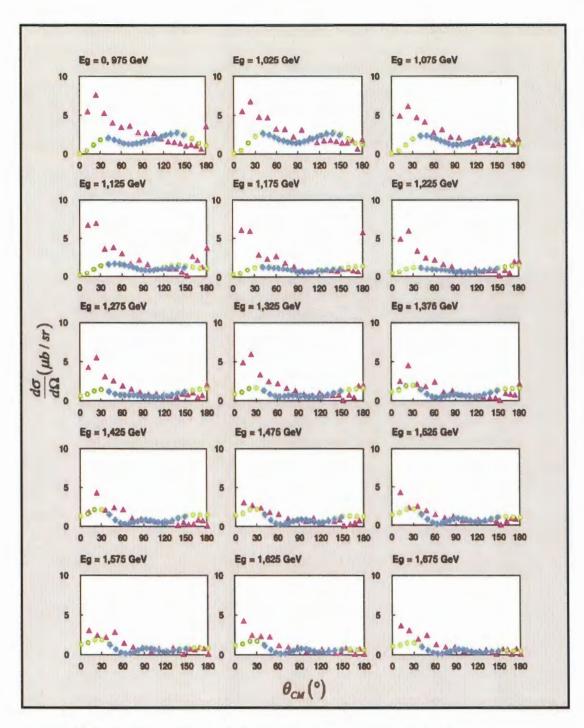


Figure 64.2 : Sections efficaces de la distribution angulaire de la réaction $\gamma + p \rightarrow p + \pi^0$ du seuil de production du pion à $E_{\gamma} = 2,875$ GeV.

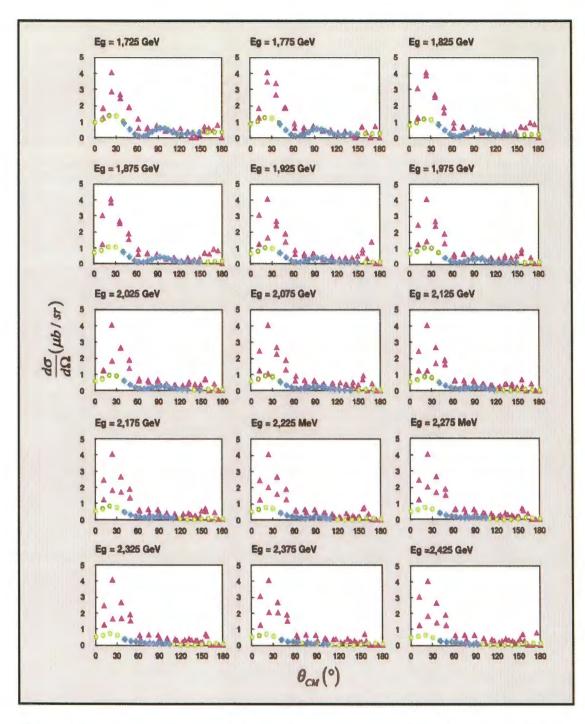


Figure 64.3: Sections efficaces de la distribution angulaire de la réaction $\gamma + p \rightarrow p + \pi^0$ du seuil de production du pion à $E_{\gamma} = 2,875$ GeV.

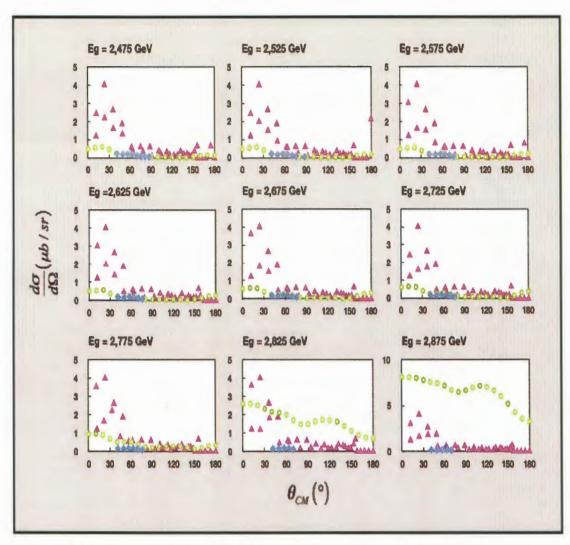


Figure 64.4: Sections efficaces de la distribution angulaire de la réaction $\gamma + p \rightarrow p + \pi^0$ du seuil de production du pion à $E_{\gamma} = 2,875$ GeV.

4.6.2. Photo-production de π +

Pour exposer les résultats qui découlent de la photo-production de π^* , à travers la réaction $\gamma p \to n\pi^*$, nous avons procédé de la même façon qu'avec le canal $p\pi^0$.

4.6.2.1. Sections efficaces totales

Les figures 65 à 67 et les tableaux 16 et 17 montrent les résultats de l'ajustement Breit-Wigner [36] pour les données de CLAS, SAID et celles du modèle CHIPS.

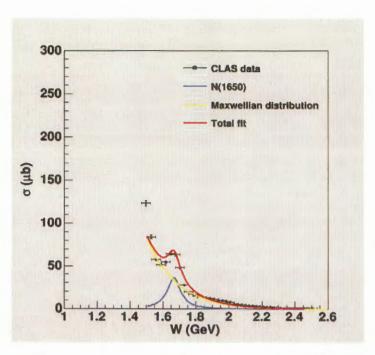


Figure 65: « Fits » relativistes Breit-Wigner de la section efficace de photoproduction de π^+ pour la réaction $\gamma p \to n\pi^+$ issue des données de CLAS.

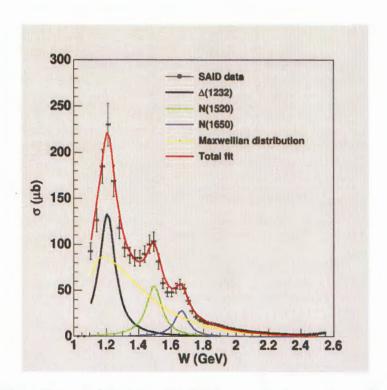


Figure 66: « Fits » relativistes Breit-Wigner de la section efficace de photoproduction de π^+ pour la réaction $\gamma p \to n\pi^+$ issue du modèle phénoménologique SAID.

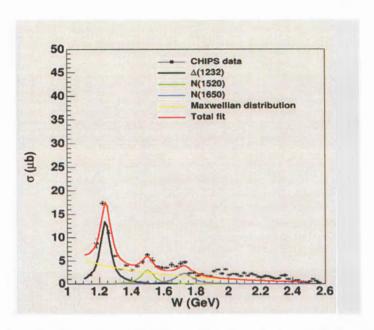


Figure 67: « Fits » relativistes Breit-Wigner de la section efficace de photoproduction de π^+ pour la réaction $\gamma p \to n\pi^+$ issue des données simulées de CHIPS.

a. Identification des résonances

Les résultats des fits ont permis d'identifier trois résonances pour des masses invariantes allant jusqu'à 3 GeV: le Δ (1232), le N*(1520) et le N*(1650). Cependant, le tableau 15 fournissant les informations nécessaires sur les états de résonance des nucléons répertoriées dans PDG a révélé des écarts entre ces dernières et les résonances issues des fits. Nous avons ainsi résumé ces écarts dans le tableau 16.

Tableau 16 : Ecarts entre les états des résonances issus des fits et ceux répertoriés dans PDG.

		1ère résonance	2ème	3ème
		△(1232)	résonance	résonance
			N*(1520)	N*(1650)
	Masse (MeV)	-	-	1666
CLAS	Ecart (%)	-	-	0.97
	Masse (MeV)	1208	1494	1664
SAID	Ecart (%)	1,95	1,71	0,85
CHIPS_simulé	Masse (MeV)	1237	1496	1724
	Ecart (%)	0,4'1	1,58	4,48

Les données simulées (CHIPS_simulé) et celles expérimentales (CLAS/SAID) s'accordent correctement avec les résonances extraites de PDG. Les raisons de ces décalages non significatifs (< 5% globalement) sont les mêmes que celles avancées pour le canal $p\pi^0$ dans la sous section **A.1.a.**

b. Comparaison des modèles

· Comparaison des « fits » Breit-Wigner

Les figures 65 et 66 montrent les « fits » Breit-Wigner effeuées. Les paramètres des résonances extraits sont représentées dans le tableau 17.

CLAS-SAID: l'accord entre les masses (largeurs) est inferieur à 0,12% (5,15%) pour le N*(1650). En raison de l'acceptation cinématique du détecteur CLAS, les données sont absentes pour la résonance Δ et incomplètes pour celle N*(1520).

SAID-CHIPS_simulé: l'accord entre les masses (largeurs à mi-hauteur) est de 2,4% (36,13%) pour le Δ , 0,13% (24,35%) pour N*(1520) et 3,6% (17,65%) pour N*(1650), respectivement. Ces résultats montrent que CHIPS est correctement ajusté aux données expérimentales et les résonances sont normalement décrites.

CLAS-CHIPS_simulé: l'accord entre les masses (largeurs à mi-hauteur) est de 3,48% (23,71%) pour N*(1650).

Tableau 17: Paramètres des « Fits » relativistes Breit-Wigner des 3 résonances issus de la distribution énergétique (en masse invariante) des données de CLAS, du modèle phénoménologique (SAID) et des données simulées (CHIPS_simulé).

	Paramètres	1ère résonance	2ème résonance	3ème résonance
		Δ(1232)	N*(1520)	N*(1650)
	σ ₀ (μb)	-	-	5,442 ± 4,324
CLAS	M (GeV)	-	-	1,666 ± 0,019
	G (GeV)	-	-	0,097 ± 0,083
	σ ₀ (μb)	24,817 ±	10,026 ± 2,755	4,574 ± 0,825
SAID		2,498		
	M (Ge'v')	1,208 ± 0,007	1,494 ± 0,019	1,664 ± 0,010
	G (GeV)	0,119 ± 0,002	0,115 ± 0,035	0,102 ± 0,023
	σ ₀ (μb)	1,602 ± 0,113	0,429 ± 0,091	0,430 ± 0,043
CHIPS_simulé	M (GeV)	1,237 ± 0,005	1,496 ± 0,009	1,724 ± 0,006
	G (GeV)	0,076 ± 0,007	0,087 ± 0,020	0,120 ± 0,016

Distribution en masse invariante

La distribution énergétique (en masse invariante) des sections efficaces totales pour la réaction $\gamma + p \rightarrow n + \pi^+$, issue des simulations avec l'outil GEANT4 v9.6.p02 pour les modèles CHIPS et BERT est comparée aux données expérimentales de CLAS (JLab) et du modèle phénoménologique SAID et représentée sur les figures 68 et 69, respectivement. Pour plus de clarté, les courbes sont représentées sans barres d'erreur.

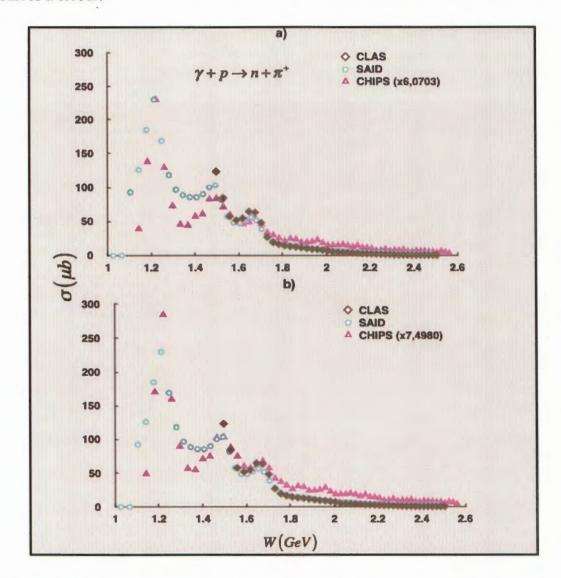


Figure 68: Sections efficaces de photo-production de π^+ via la réaction γ + p issues des données simulées de CHIPS de GEANT4, va9.6.p02, comparées aux données de CLAS et SAID. Les courbes a) et b) sont normalisées sur la résonances Δ et à la $2^{\text{ème}}$ résonance de SAID, respectivement.

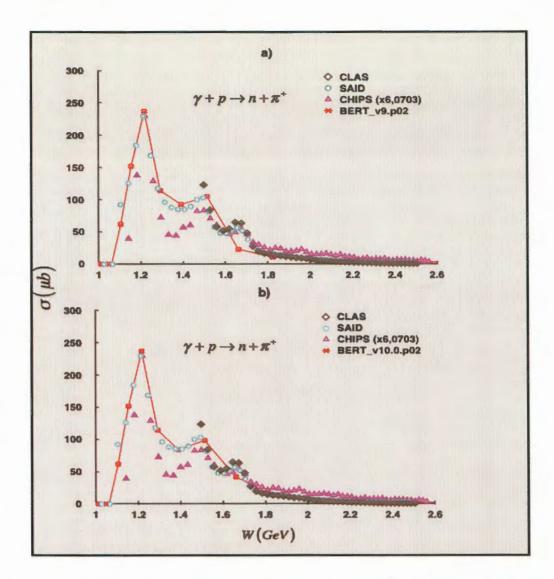


Figure 69: Sections efficaces de la réaction $\gamma + p \rightarrow n + \pi^+ (p + \pi^-)$ issues du modèle BERT de GEANT4, v9.6.p02 (a) et v10.0.p02 (b), comparées aux sections efficaces de photo-production de π^+ de la réaction $\gamma + p$ issues de SAID, CLAS et CHIPS.

Les données de CHIPS sont normalisées sur la 1ère (Δ) et la 2ème résonances de SAID avec des facteurs égaux à 6,0703 et 7,4980 respectivement (figures 68a et 68b). Ces coefficients de normalisation permettent de mettre en évidence la description quasi-parfaite des données expérimentales et spécialement le comportement des résonances par le modèle CHIPS.

CHIPS décrit correctement les résonances des données représentées par CLAS/SAID même si ses sections efficaces surestiment légèrement celles expérimentales. De plus, le décalage du pic de la $2^{\text{ème}}$ résonance observé avec le canal $p\pi^0$ est absent pour celui ci. La queue est légèrement au dessus mais suit parfaitement le comportement linéaire de celle des données. Après toutes ces

observations, nous pouvons dire que la production de pions neutres par le canal γ + $p \rightarrow n$ + π^+ décrit correctement la physique de JLab pour la photo-production d'un pion sur une cible de proton.

La distribution en masse invariante du modèle BERT v9.p02 de GEANT4 se superpose parfaitement à celle du modèle phénoménologique SAID. Cependant, la troisième résonance est absente (figure 69a).

BERT a été révisé dans la version 10.0.p02 pour ce qui concerne les réactions de photo-production de pions. Comme pour la version 9.6.p02, les données présentent un accord parfait avec la 1ère et la 2ème résonances. La 3ème résonance est toujours absente mais l'allure est mieux décrite à ce niveau comme le montre la figure 69b.

Ces améliorations non moins importantes, qui sont notées dans cette version de GEANT4, montrent l'importance de ces réactions de photo-production de mésons au sein de cet outil. Ainsi, des efforts notoires sont entrain d'être menés pour valider la physique de ce modèle dans les interactions entre le photon et le proton (neutron). Cependant, les résultats obtenus à ce jour restent limités et comme nous l'avons évoqué précédemment avec le canal $p\pi^0$, la similarité entre la photo-production de π^+ et de π^- sur le proton et le neutron respectivement, ce qui indique que BERT ne peut pas encore être adopté pour décrire ces réactions de photo-production de pions.

4.6.2.2 Sections efficaces différentielles du modèle CHIPS

Nous avons étudié les sections efficaces différentielles du modèle CHIPS pour tous les angles de diffusion $(0^{\circ} \le \theta \le 180^{\circ})$ et pour toutes les énergies, de 0,175 GeV à 3 GeV. Leur intégration a été effectuée par la suite pour obtenir une distribution énergétique en masse invariante qui sera comparée à celle obtenue directement avec le calcul de sections efficaces totales pour ce canal de production de pions.

a. Comparaison entre les sections efficaces totales et intégrées

La formule 24 est utilisée pour déterminer les sections efficaces totales du canal $n\pi^{+}$, en intégrant les sections efficaces différentielles angulaires entre 0° et 180° .

Toutes les observations que nous avions soulignées avec le canal $p\pi^0$ semblent être validé pour le canal $n\pi^+$. En effet, les distributions des sections efficaces

différentielles intégrées (CHIPS_CLAS_acc-out et CHIPS_CLAS_acc-in) se superposent pratiquement et s'ajustent assez bien à la distribution de sections efficaces totales (CHIPS) avec des coefficients de 13,2871 et 13,5095 pour CHIPS dans l'acceptance totale (0º-180º) et CHIPS dans celle de CLAS (8º-140º) respectivement. Ces mêmes coefficients ont également permis de normaliser les spectres à la résonance de SAID permettant de réaliser une comparaison assez claire et exacte entre les modèles et distributions. Une singularité mérite cependant d'être précisée : la troisième résonance n'est pas bien décrite par les données issues des sections efficaces intégrées ; elle est décalée vers les énergies élevées (1,7296 GeV au lieu de 1,6745 GeV dans le centre de masse) et on observe un saut entre le point du pic et son suivant. Cette situation d'instabilité de la 3ème résonance confirme les conclusions que nous avons avancées avec le canal $p\pi^0$: d'autres contributions de résonances très proches sont probablement présentes.

b. Distributions angulaires des sections efficaces

Les sections efficaces différentielles angulaires sont représentées sur la figure 71. Les mêmes remarques observées avec le canal de production de $p\pi^0$ sont notées avec le canal de production de $n\pi^*$. Ces résultats confirment les similarités ainsi que les divergences observées entre les distributions de la figure 70.

CHIPS ne permet pas encore de bien décrire les distributions angulaires des réactions de photo-production d'un pion sur le proton, même si les distributions intégrées son ten accord avec les données expérimentales. Le modèle nécessite donc d'être amélioré à ce niveau mais cela n'entâche en rien son aptitude à décrire les réactions de photo-production dans la physique intermédiaire de JLab.

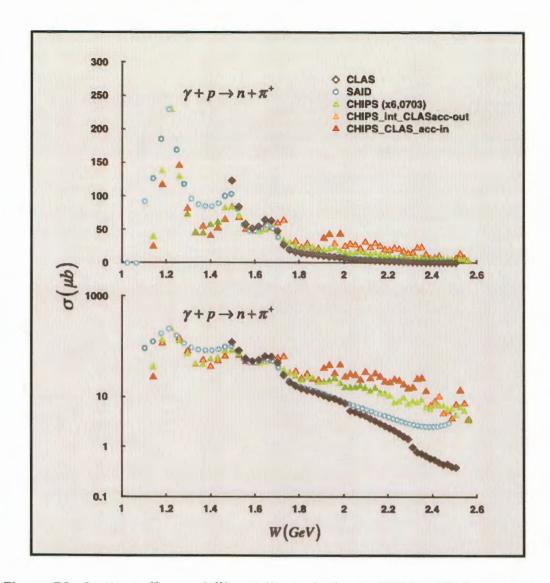


Figure 70: Sections efficaces différentielles intégrées de CHIPS et CLAS, comparées aux sections efficaces totales de CHIPS et SAID pour la réaction $\gamma + p \rightarrow n + \pi^+$. Toutes les distributions ont été normalisées à la résonance Δ de SAID à l'exception de celles de CLAS (courbe d'en haut). Les mêmes distributions sont reprises (courbe du bas) en considérant une échelle semi-logarithmique afin de montrer les différences très subtiles entre les spectres.

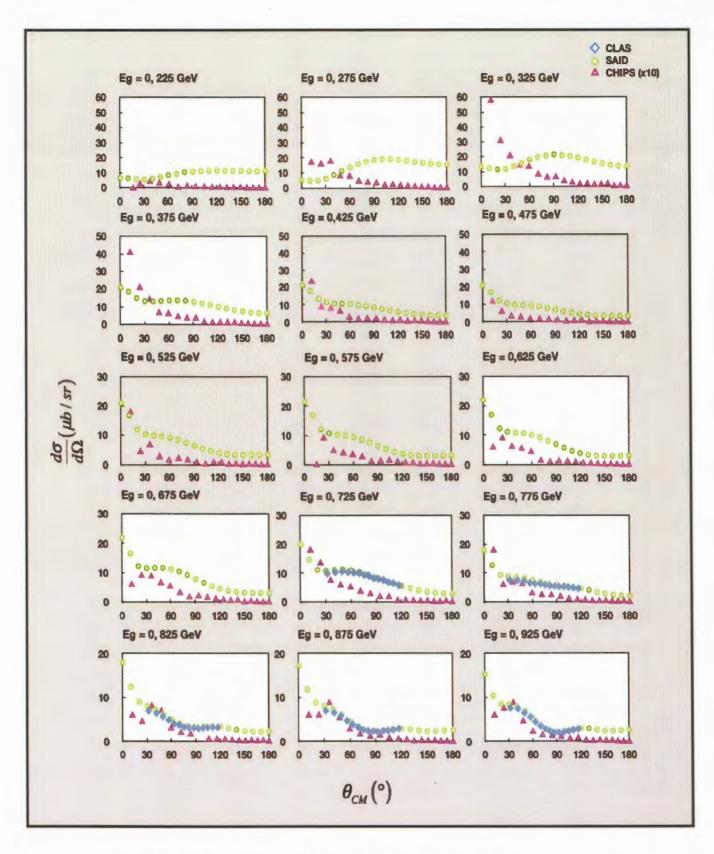


Figure 71.1 : Sections efficaces de la distribution angulaire de la réaction $\gamma + p \rightarrow n + \pi^+$ du seuil de production du pion à $E_{\gamma} = 2,875$ GeV.

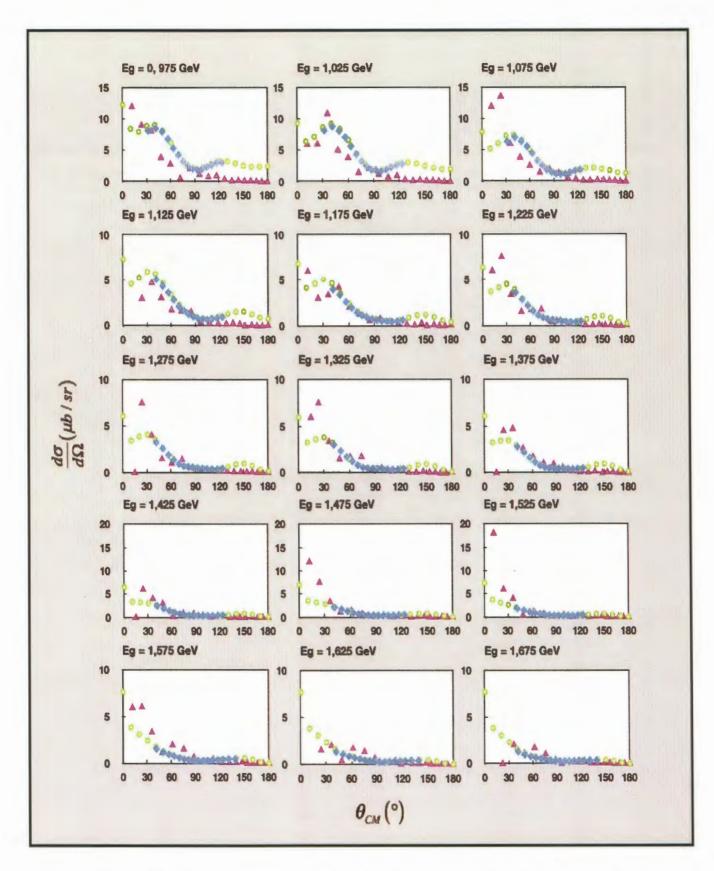


Figure 71.2 : Sections efficaces de la distribution angulaire de la réaction $\gamma + p \rightarrow n + \pi^+$ du seuil de production du pion à $E_{\gamma} = 2,875$ GeV.

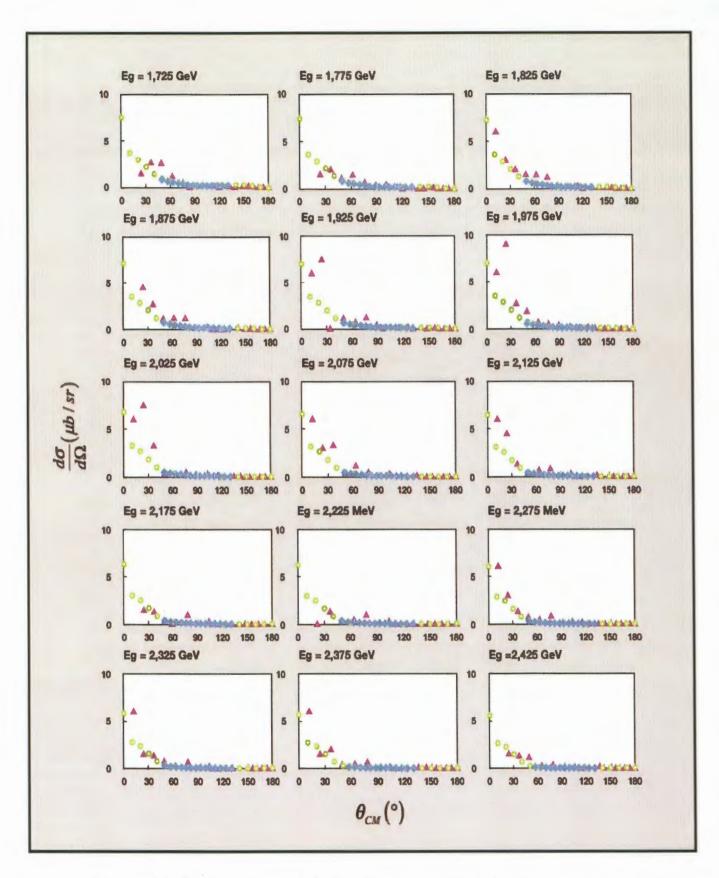


Figure 71.3 : Sections efficaces de la distribution angulaire de la réaction $\gamma + p \rightarrow n + \pi^+$ du seuil de production du pion à $E_{\gamma} = 2,875$ GeV.

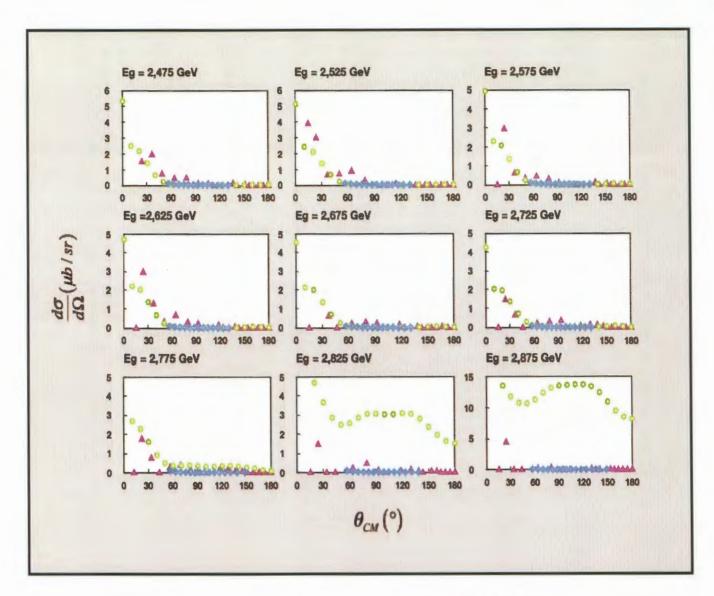


Figure 71.4: Sections efficaces de la distribution angulaire de la réaction $\gamma + p \rightarrow n + \pi^+$ du seuil de production du pion à $E_{\gamma} = 2,875$ GeV.

CONCLUSION GENERALE

Ce travail a permis de valider pour la première fois dans l'outil GEANT4, dans sa version 9.6.p02, la physique mise en jeu dans les expériences effectuées à Jefferson Lab pour les réactions de photo-production de pions sur le proton, considérant la multiplicité d'ordre 2 via les réactions $\gamma + p \rightarrow p + \pi^0$ et $\gamma + p \rightarrow n + \pi^+$. Deux modèles de photo-production de GEANT4, BERT et CHIPS, sont utilisés pour décrire ces interactions entre le photon et la matière dans le domaine de la physique intermédiaire de JLab, avec la production de mésons et particulièrement des pions dans l'état final. Après des études de comparaison et de simulation effectuées sur ces deux modèles, nous avons montré les insuffisances de BERT et la validité de CHIPS pour ces processus d'interactions.

Nous avons utilisé les données expérimentales de CLAS, mesurées avec un faisceau de photons étiquetés, non polarize, d'énergies comprises entre 0,675 à 2,875 GeV et 0,725 à 2,875 GeV pour les canaux π 0 et π^+ , respectivement. Ces résultats sont en très bon accord avec le modèle phénoménologique SAID jusqu'à 2,6 GeV. Ceci nous a permis d'utiliser SAID particulièrement à basse énergie dans la mesure où CLAS ne dispose pas de données en dessous de 0,6 GeV.

BERT s'est montré comme le candidat ideal, a priori, pour la photo-production de pions (et généralement de mésons). En effet, le modèle se caractérise par sa validité dans la gamme d'énergies intermédiaires qui se situe entre 0 et 10 GeV et la présence de photons comme particules incidentes dans sa base de données. De plus, il constitue un des rares modèles physiques de GEANT4 à disposer des données de sections efficaces des réactions en fonction du nombre de particules dans l'état final (multiplicité). Cela lui confère la possibilité de décrire aussi bien des réactions inclusives qu'exclusives.

Les simulations effectuées avec le modèle BERT ont montré une description parfaitement correcte de la première résonance (Δ) de SAID et la deuxième de CLAS pour le canal $n\pi^+$ tandis que les deuxième et troisième résonances sont complètement absentes pour le canal $p\pi^0$. Ces résultats sont très insuffisants pour valider BERT malgré une révision de l'outil dans la version 10 de GEANT4 visant à

améliorer les performances du modèle. De plus, la non-discrimination constatée des sections efficaces entre la photo-production de π^0 sur le proton et le neutron, d'une part, et entre celle de π^+ et π sur le proton et le neutron respectivement, d'autre part, vient impacter encore plus négativement l'utilité du modèle BERT dans le contexte de ce travail.

La comparaison que nous avons effectuée entre CHIPS et les données tabulées, celles de CLAS/SAID et PDG puis confirmé avec le code de « générateur d'événement chips » que nous avons nommé code « Stand-alone », a révélé une superposition parfaite avec PDG. Cela veut dire que les réactions inclusives de photo-production sont parfaitement décrites par le modèle.

Pour montrer la validité de ce modèle pour les réactions exclusives qui fait l'objet de ce travail de thèse, nous avons simulé les sections efficaces totales des réactions entre le photon et le proton à partir d'un faisceau de photons incidents pour produire un seul pion dans l'état final (multiplicité 2) suivant les canaux $\gamma + p \rightarrow p + \pi^0$ et $\gamma + p \rightarrow p + \pi^+$. Les résultats ont révélés une très bonne description de la physique de CLAS, avec une reproduction parfait des résonances pour les deux canaux de production d'un pion.

Nous avons également étudié avec CHIPS les sections efficaces différentielles de photo-production, qui sont très sensibles au traitement de la dynamique des réactions et peuvent fournir des informations qui ne sont pas accessibles avec les sections efficaces totales. Les distributions angulaires pour les deux canaux sont complètement différentes des valeurs expérimentales et du modèle SAID. Cependant, leur intégration conduit à un spectre de sections efficaces qui décrit assez bien les données expérimentales et de SAID. L'amélioration de CHIPS sur ce plan-là est bien sûr visé.

La validation du modèle CHIPS nous permet de poursuivre ce travail en nous intéressant à la production de mésons autres que le pion dans la physique des énergies intermédiaires avec des cibles plus lourdes que le proton, afin d'élargir davantage la spectroscopie nucléaire.

REFERENCES

- [1] S.B.L. Amar, « GEANT4 et la Photo-production de pions dans la gamme d'énergies intermédiaires », Facuté des Sciences et Techniques, Université Cheikh Anta Diop de Dakar, Sénégal, (2011).
- [2] D. Calvet: http://voyage.in2p3.fr/standard.html W.J.
- [3] L. Marleau, « Introduction à la physique des particules », Univ. Laval Québec (Canada)
- [4] D. Sénéchal, « Physique Subatomique», Notes de Cours (PHQ-636), Univ. de Sherbrooke (2005).
- [5] M.Srednicki, « Quantum Field Theory », Univ. of California, Santa Barbara (2006): http://www.physics.ucsb.edu/~mark/qft.html.
- [6] D. Rebreyend, « Le nucléon dans tous ses états : Étude de la spectroscopie du nucléon via la photoproduction de mésons », Diplôme d'Habilitation à Diriger des Recherches (2006).
- [7] M.Guidal, « Photoproduction de mésons sur le nucléon aux énergies intermédiaires », Thèse de Doctorat, Univ. Paris XI Orsay, (1996).
- [8] Q. Zhao, J.S. A-Khalili, Z. -P. Li, and L. Workman, « Pion photoproduction on the nucléon in the quark model ».
- [9] C. Fayard et G-H. Lamot, « Production électromagnétique des mésons pseudo-scalaires ».
- [10] https://www.jlab.org/about.
- [11] J. Durand, « Recherche des résonnances manquantes via un formalisme de quarks et des équations couplées », Thèse de Doctorat, Univ. Paris Sud XI, 2009.
- [12] https://geant4.web.cern.ch.

- [13] https://home.cern/fr/about.
- [14] https://www.nasa.gov.
- [15] http://www.esa.int/ESA.
- [16] http://gwdac.phys.gwu.edu.
- [17] https://www.jlab.org/Hall-B/clas12-web/.
- [18] http://pdg.lbl.gov.
- [19] B. Krusche, « Photoproduction of Mesons off Nuclei: Electromagnetic excitation of the neutron and méson-nucleus interactions », Univ. of Basel, Switzerland.
- [20] http://pdg.lbl.gov/2018/reviews/rpp2018-rev-rpp-intro.pdf.
- [21] http://pdg.lbl.gov/2019/tables/rpp2019-tab-baryons-N.pdf.
- [22] A. Tsipenyuk, « Fundamentals of Partial Wave Analysis and an Application to Heavy Meson Decay using the No-U-Turn Sampler », Technische Universität München (E18 Group), (2016).
- [23] A. V. Anisovich, E. Klempt, A. V. Sarantsev et U.Thoma, « Partial wave decomposition of pion and photoproduction amplitudes: arXiv:hep-ph/0407211v3 (2005).
- [24] F. Cividini, « Measurement of the charged pion photoproduction cross section close to threshold », Università Degli Studi Di Pavia, (2010-2011).
- [25] E. Pasyuk and the CLAS Collaboration, «Meson photoproduction Experiments with CLAS », Thomas Jefferson National Acceleartor Facility, Newport News, VA,USA, EPJ Web of Conferences 37, 06013 (2012).
- [26] P. Z. Skands, « Introduction to QCD »: arXiv: 1207.2389v5 [hep-ph] (2017).
- [27] R. G. De Cassagnac et H. Bachacou, « Particules élémentaires: entre relativité restreinte et mécanique quantique, (2011).
- [28] http://lpsc.in2p3.fr/atlas/bclement/M2Particules/Feynman.pdf.

- [29] https://cds.cern.ch/record/1164451/files/CERN-Brochure-2009-003-Fre.pdf.
- [30] http://pdg.lbl.gov/2019/tables/rpp2019-sum-mesons.pdf.
- [31] M. C. Kunkel et al. (CLAS collaboration), « Exclusive photoproduction of π^0 up to large values of Mandelstam variables s, t and u with CLAS », Phys. Review C 98, 015207 (2018).
- [32] A. Deandrea, «Interactions électrofaibles et introduction à la supersymétrie», HAL Id: cel-00171836 (2007): https://cel.archives-ouvertes.fr/cel-00171836.
- [33] R. Baron, « Chromodynamique quantique sur réseau et propriétés du nucléon », Thèse de Doctorat, Univ Paris-Sud XI, (2009).
- [34] G. Colin, « Les Hadrons Exotiques », Univ. De Liège (2007-2008).
- [35] J. Nys, «Amplitude extraction in pseudoscalar-meson photoproduction towards a situation of complete information», Ghent Univ. De Liège (2013-2014).
- [36] V. Petkov et M. Zworski, « Breit Wigner Approximation and the Distribution of Resonances », Vienna, Preprint ESI 600 (1998) http://www.esi.ac.at.
- [37] O. Caudrelier, « Interaction des rayonnements ionisants avec la matière », POLY-PREPAS.
- [38] K. El Guermai, « Interactions des rayonnements ionisants avec la matière », Univ. Hassan II AIN CHOK.
- [39] L. Dusseau, « Interaction des rayonnements-Matière », (2009).
- [40] https://www.jlab.org.
- [41] B.A. Mecking et al., « The CEBAF large acceptance spectrometer (CLAS) », Nucl. Inst. And Meth. A 503, 513 (2003).
- [42] G. Brice, « Electroproduction exclusive des mésons f₀ (980) et f₂ (1270) sur le proton à JLab avec le détecteur CLAS », Thèse de Doctorat, CNRS – Univ. Paris Sud (2015).

- [43] S.K. Chandavar, « Photoproduction of Scalar Mesons Using the CEBAF Large Acceptance Spectrometer (CLAS) », College of Arts and Sciences of Ohio University, (2015).
- [44] A. Fradi, « Electroproduction exclusive du méson ρ⁺ sur le proton à JLab avec le détecteur CLAS », Thèse de Doctorat, Univ. Paris-Sud XI, Orsay, (2009).
- [45] G. Charles, « Mise au point de détecteurs Micromegas pour le spectromètre CLAS12 au laboratoire Jefferson », Thèse de Doctorat, Univ. Paris Sud Paris XI, HAL Id: tel-00873381 (2014): https://tel.archives-ouvertes.fr/tel-00873381.
- [46] B. D. Leverington et al., « Performance of the prototype module of the GlueX electromagnetic barrel calorimeter », , Nucl. Inst. and Meth. A 596, 327 (2008).
- [47] https://www.jlab.org/Hall-B/clas12-web/.
- [48] D.S. Carman et al., «The Region One Drift Chamber for the CLAS Spectrometer», Nucl. Inst. and Meth. A 419, 315 (1998).
- [49] M.D. Mestayer et al., «The CLAS Drift Chamber System», Nucl. Inst. and Meth. A 449, 81 (2000).
- [50] E.S. Smith et al., «The Time-of-Flight System for CLAS», Nucl. Inst. and Meth. A 432, 265 (1999).
- [51] M. Dugger et al., « π^+ photoproduction on the proton for photon énergies from 0.725 to 2.875 GeV » (The CLAS Collaboration), arXiv:0903.1110v2 [hep-ex] (2009).
- [52] M. Dugger et al., « π^0 photoproduction on the proton for photon énergies from 0.675 to 2.875 GeV » (The CLAS Collaboration), arXiv:0705.0816v2 [hep-ex] (2007).
- [53] Y.G. Sharabian et al., « A New Highly Segmented Start Counter for the CLAS Detector », Nucl. Inst. And Meth. A 556, 246 (2006).

- [54] S. Taylor et al., « The CLAS Start Counter », Nucl. Inst. and Meth. A 462, 246 (2001).
- [55] https://clasweb.jlab.org/physicsdb/intro.html.
- [56] P. Adlarson et al., « Measurement of π^0 photoproduction on the proton at MAMI C », Physical Review C 92, 024617 (2015).
- [57] R. A. Arndt, W. J. Briscoe, I. I. Straskovski et R. L. Workman, « Analysis of Pion Photoproduction Data », arXiv: nucl-th/0205067v1 (2002).
- [58] B. Krusche, « Photoproduction of mésons off nuclei : Electromagnetic excitations of the neutron and méson-nucleus interactions», Univ. Of Basel, Switzerland.
- [59] S. Gevorkyan, A. Gasparian, L. Gan, «Photoproduction of π^0 off nuclei», (2007).
- [60] B. Krusche (The CBELSA/TAPS and Crystal Barrel/TAPS Collaboration 2012), « Photoproduction of Mesons off Nuclei – The Photonuclear Programs at ELSA and MAMI », J. Phys. Conf. Ser. 349 012 003.
- [61] V. D. Burkert, « Electromagnetic Meson Production in The Nucleon Resonance Region », arXiv:nucl-ex/0407020v1 (2004).
- [62] V. Kouznetsov et al., « Meson Photoproduction at GRAAL », (2001).
- [63] I. Jaegle et al., (The CBELSA/TAPS Collaboration), « Photoproduction of η '-Mesons off the Deuteron », Eur. Phys. J. A 47 (2011).
- [64] https://maid.kph.uni-mainz.de.
- [65] http://pdg.lbl.gov/2018/reviews/rpp2018-rev-cross-section-plots.pdf.
- [66] S. I. Alekhin et al. (HERA and COMPAS Groups), « Compilation Of Cross-Sections, IV: $\gamma, \nu, \Lambda, \Sigma, \Xi$, And K_L^0 Induced Reactions », CERN-HERA 87-01 (1987).
- [67] W. J. Briscoe, I. I. Strakovsky, R. L. Workman, D. M. Schott, « Data Analysis Center for Electromagnetic and Hadronic Scattering Processes », GWU (1999-2015).

- [68] K. Peters, «A Primer on Partial Wave Analysis», Institut für Experimentalphysik, Ruhr-Universität Bochum, D-44780 Bochum, Germany, arXiv: hep-ph/0412069v1 (2004).
- [69] http://geant4.cern.ch.
- [70] « Physics Reference Manual », Version: geant 49.6.0 (2012).
- [71] «Introduction to GEANT4» (GEANT4 Collaboration), Version: geant4 9.4, (2010).
- [72] G. Cosmo et al., « GEANT 4: an Object-Oriented toolkit for simulation in HEP », CERN/LHCC/95-70 (1995).
- [73] S. Agostinelli et al., « GEANT4-a simulation toolkit », Nucl. Inst. and Meth. A 506, 250 (2003).
- [74] K. Amako et al., « Activity report of the GEANT4 Collaboration for 1999 and 2000 » (GEANT4 Collaboration), (2001).
- [75] M. Asai, « GEANT4 at SLAC », Physics Seminar @ KEK, (2003).
- [76] A. Ribon, J. Apostolakis, A. Dotti, G. Folger, V. Ivanchenko, M. Kossov, V. Uzhinsky et D. H. Wright, «Status of GEANT4 hadronic physics for the simulation of LHC experiments at the start of LHC physics program », CERN-LCGAPP-2010-02.
- [77] M. Kossov, Eur.Phys. J. A 14, 265-269 (2002).
- [78] P. V. Degtyarenko, M. Kossov, and H.-P. Wellisch, Eur.Phys. J. A 9, 411- 420 (2000).
- [79] P. V. Degtyarenko, M. V. Kossov, and H. P. Wellisch, Eur. Phys. J. A9, 421 (2000).
- [80] M. P. Guthrie, R. G. Alsmiller, and H. W. Bertini, Nucl. Instrum. Meth. 66, 29 (1968).
- [81] H. W. Bertini and M. P. Guthrie, Nucl. Phys. A 169, 670 (1971).
- [82] D. H. Wright, M. H. Kelsey (GEANT4 Hadronics Working Group), «The GEANT4 Bertini Cascade », Nucl. Inst. and Meth. A 804 175 (2015).

- [83] J. P. Wellisch, M. Kossov, and P. Degtyarenko, « Electro and gamma nuclear physics in GEANT4 », arXiv: nucl-th/0306012 v1 (2003).
- [84] A. Heikkinen, N. Stepanov, and J. P. Wellisch, « Bertini Intra-nuclear Cascade Implementation in GEANT4 », Computing in High Energy and Nuclear Physics, (2003), La Jolla, California.
- [85] « Manual for the CHIPS event generator in GEANT4 », (2001).
- [86] A. Heikkinen, A. Hektor, V. Karimäki, and T. Lindén, «The Performance of a New GEANT4 Bertini Intra-Nuclear Cascade Model in a High Throughput Computing (HTC) Cluster Architecture ».
- [87] Yu. E. Titarenko et al., « 3rd Topical Meeting on Nuclear Applications of Accelerator Technology (AccApp 99). Long Beach, (1999), arXiv:nuclex/9908012 [nucl-ex].
- [88] D. H. Wright, T. Koi, G. Folger, V. Ivanchenko, M. Kossov, N. Starkov, A. Heikkinen and H. P. Wellisch, «Low and High Energy Modeling in GEANT4».
- [89] V. Flaminio, W. G. Moorhead, D. R. O. Morrison, and N. Rivoire (High-Energy Reactions Analysis Group), « Compilation Of Cross-Sections III: p And p Induced Reactions », CERN-HERA 84-01 (1984).
- [90] U. Garg, « The Isoscalar Giant Dipole Resonance : A Status Report », Nucl. Phys. A 731, 3 (2004).
- [91] M. V. Kossov, « Approximation of Photonuclear Interaction Cross-sections », Eur. Phys. J. A 14, 377-392 (2002).
- [92] Ron L. Workman, M. W. Paris, W. J. Briscoe, and I. I. Strakovsky, « Unified Chew-Mandelstam SAID Analysis of Pion Photoproduction Data », arXiv: 1202.0845v1 [hep-ph] (2012).
- [93] https://root.cern.ch/root/html534/guides/users-guide/ROOTUsersGuideA4.pdf.

VUNEXES

Annexe A: Notion de Sections efficaces

1. Généralités

Pour explorer les propriétés de la matière et plus particulièrement du noyau, des expériences de diffusion (ou de collision) de particules, issues d'un faisceau envoyé sur une cible sont généralement effectuées. Des réactions de diffusion sont ainsi observées « derrière » la cible. L'intérêt du physicien dans ces genres d'interaction est en réalité la probabilité qu'une particule interagisse avec une cible d'épaisseur donnée. Cette probabilité est définie comme le rapport entre le taux d'interaction T et le taux de particules incidentes ΦS (flux incident) et est proportionnelle à la densité surfacique de particules dans le milieu de la cible. Le coefficient de proportionnalité est la **section efficace** σ . C'est pour cette raison que cette probabilité d'interaction entre les particules du faisceau incident et la cible est tout simplement assimilée à la **section efficace**.

Le taux d'interaction T est donné par le nombre de particules diffusées par unité de temps tel que :

$$T = \sigma \phi N_{cible} \tag{A1}$$

Apres l'interaction, certaines particules sont diffusées et mesurées suivant une direction angulaire par un détecteur d'angle solide élémentaire d Ω comme le montre la figure A1. D'autres sont transmises sans être déviées.

Il est bon de préciser que la section efficace est indépendante des variables qui caractérisent le faisceau et la cible, c'est-à-dire l'intensité du faisceau, la géométrie et la densité de la cible.

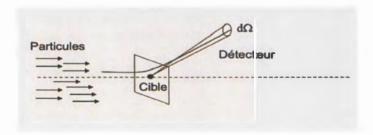


Figure A1 : Diffusion de particules sur une cible fixe. Les particules diffusées sont détectées par un détecteur d'angle solide élémentaire $d\Omega$.

2. Théorie de la diffusion et sections efficaces

La distribution angulaire des particules diffusées [A1] peut apporter des informations qui n'étaient pas accessibles sur l'interaction qui a eu lieu entre le faisceau et le noyau cible : par exemple sur la forme du potentiel d'interaction. De plus, les détecteurs possèdent en général une certaine granularité et sont donc capables de mesurer le nombre de particules diffusées dans une direction définie par (θ,ϕ) dans un angle solide élémentaire $d\Omega$ (coordonnées sphériques).

Considérons un faisceau de particules monoénergétiques diffusé par une cible située à x=0 et caractérisé par une onde plane de vecteur d'onde $\vec{k}=\vec{ke_z}$, suivant une direction que nous prenons parallèlement à l'axe z. Nous choisissons un système de coordonnées suivant :

$$\vec{x} = (r\sin\theta\cos\varphi, r\sin\theta\sin\varphi, r\cos\theta)$$
 et $\vec{k}_{inc} = \frac{\sqrt{2mE}}{\hbar}\vec{e}_z$

Le faisceau entrant se déplace le long de l'axe z comme le montre la figure A2 et est caractérisé par sa densité de courant, supposée uniforme J_i le long de l'axe z, telle que :

$$\vec{J}_i = n \vec{v}_i \tag{A2}$$

n = dN / dV est la densité en nombre de particules caractérisant le faisceau. Le courant de particules incident à travers une surface spécifique S est alors l'intégrale de surface :

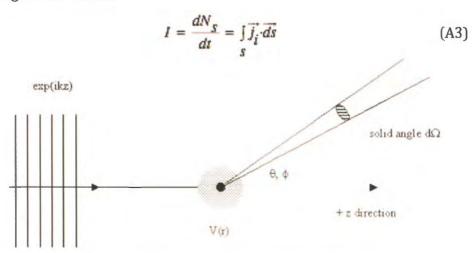


Figure A2: Diffusion d'un faisceau de particules par une cible suivant une direction angulaire (θ, ϕ) dans un détecteur d'angle solide élémentaire $d\Omega[A1]$.

Le courant de particules diffusées $d\mathbf{I}_{\mathbf{S}}$ dans un détecteur éloigné sous-tendant l'angle solide $d\Omega$ le long de (θ, ϕ) est proportionnel à la densité de flux incidente \mathbf{J}_{ϵ} et l'angle solide $d\Omega$ sous-tendu par le détecteur.

$$dI_{s} = \frac{d\sigma(\theta, \varphi)}{d\Omega} I_{i} d\Omega \tag{A4}$$

La constante de proportionnalité $d\sigma(\theta,\phi)/d\Omega$ est appelée section efficace différentielle de la diffusion dans la direction (θ,ϕ) . Cette quantité contient toutes les informations expérimentalement disponibles concernant l'interaction entre les particules diffusées et le centre de diffusion.

$$I_{s} = \int dI_{s} = J_{i} \int \frac{d\sigma(\theta, \varphi)}{d\Omega} d\Omega = J_{i} \cdot \sigma_{tot}$$
(A5)

Ainsi, la section efficace totale est tout simplement l'intégrale sur tout l'angle solide de la section efficace différentielle de telle sorte que :

$$\sigma_{tot} = \frac{I_s}{J_i} = \int \left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right) d\Omega = \int_0^{2\pi} d\phi \int_0^{\pi} d\theta \sin\theta \frac{d\sigma}{d\Omega}$$
(A6)

 $d\sigma(\theta, p)/d\Omega$ et σ_{tot} ont tous deux des unités de surface et représentent physiquement la section efficace de l'atome cible « vu » par la particule incidente. Il contient en principe des informations sur les tailles relatives des particules impliquées dans la réaction ainsi que sur la plage effective du potentiel d'interaction V (r) sans lequel il n'y aurait pas de diffusion. Les sections efficaces sont souvent mesurées en « barns», où par définition 1 barn = 10^{-24} cm², ce qui correspond à la section efficace d'un objet d'étendue linéaire de l'ordre de l'barn = 10^{-24} cm² = 10^{-24} cm².

3. Référence

[A1] F. Faure, « Note de cours sur la Mécanique quantique », Univ. Joseph Fourier, Grenoble (2015).

Annexe B: Cinématique d'une réaction

Dans les réactions nucléaires impliquant des processus subatomiques, il est nécessaire de connaître les énergies et les vitesses (ou impulsions) des différents noyaux ou particules qui interviennent. Ces réactions sont soumises aux lois de conservation de ces deux grandeurs précitées. Ainsi, il s'avère utile de comprendre comment décrire la cinématique de ces interactions. Pour ce faire, le physicien doit définir un système de référence et le plus naturel est celui du laboratoire. En revanche, un autre système, dit centre de masse, est utilisé pour simplifier les calculs.

Dans un processus subatomique les propriétés suivantes sont respectées :

on peut toujours décrire un ou des invariant(s) de Lorentz (c'est à dire une quantité indépendante du système référentiel) ;

la quadri-impulsion est conservée dans une réaction.

On peut ainsi définir le quadri-vecteur énergie-impulsion p^* car en relativité restreinte, les notions d'énergie et d'impulsion sont intimement liées [B1].

$$p^{\mu} := (E, p_x, p_y, p_z), \mu \text{ est un indice } \in \hat{a} \mathbb{N}.$$
 (B1)

 $E = \gamma m_0$ est l'énergie totale et $p_i = \gamma m_0 v_i (i = x, y, z \text{ ou } 1, 2, 3)$ sont les impulsions

avec
$$\gamma = \frac{1}{\sqrt{1-\beta^2}}$$
 et $\beta = \frac{v}{c}$ (vitesse relativiste).

L'énergie cinétique de la particule est donnée par :

$$K = E - m_0 = (\gamma - 1)m_0. \tag{B2}$$

La grandeur pest un invariant de Lorentz et s'écrit comme:

$$p^{2} = (p^{0})^{2} - (p^{1})^{2} - (p^{2})^{2} - (p^{3})^{2} = E^{2} - P^{2} = m_{0}^{2}$$
(B3)

Donc pour une particule, la quantité $E^2 - P^2$ est un invariant relativiste (sa valeur est la même dans tous les repères galiléens) de même que sa masse au repo; m_0 .

Dans le cas où il y a plusieurs particules, l'invariant devient $(\sum_i E_i)^2 - (\sum_i P_i)^2$ et est souvent utilisé pour calculer les constantes cinématiques entre deux systèmes de références différents. Cependant, cette quantité n'est pas tout le temps égale à $(\sum_i m_i)^2$.

1. Variables de Mandelstam

Mandelstam a défini des variables cinématiques qui combinent les deux propriétés énoncées ci-dessus.

Considérons une réaction à quatre corps impliquant deux particules initiales (1 et 2) et deux particules finales (3 et 4) [B1].

$$1+2 \rightarrow 3+4 \tag{B4}$$

A partir des quadri-impulsions des particules p_i , nous avons :

$$p_i^2 = \left(E_i, P_i\right) = \left(E_i, p_{ix}, p_{iy}, p_{iz}\right)$$

Comme tout produit scalaire de deux vecteurs de Lorentz est aussi un invariant de Lorentz,

$$p_i^2 = \vec{p}_i \cdot \vec{p}_i = E_i^2 - P^2 = m_i^2$$
 (B5)

Ainsi, on peut définir les trois variables de Mandelstam s, t et u :

$$s = (p_1 + p_2)^2 = (p_3 + p_4)^2 ; (B6)$$

$$t = (p_3 - p_1)^2 = (p_4 - p_2)^2; (B7)$$

$$u = (p_3 - p_2)^2 = (p_4 - p_1)^2.$$
 (B8)

s et sont respectivement le carré de la somme des énergies initiales ou finales dans le centre de masse (CM) et le carré du transfert d'énergie-impulsion.

Ainsi, nous avons:

$$s = (p_1 + p_2)^2 = p_1^2 + p_2^2 + 2p_1 \cdot p_2$$

$$= m_1^2 + m_2^2 + 2(E_1, P_{1x}, P_{1y}, P_{1x}) \cdot (E_2, P_{2x}, P_{2y}, P_{2z})$$

$$= m_1^2 + m_2^2 + 2(E_1, P_1) \cdot (E_2, P_2)$$

$$\Rightarrow s = m_1^2 + m_2^2 + 2(E_1E_2 - P_1 \cdot P_2)$$

$$s = m_3^2 + m_4^2 + 2(E_3E_4 - P_3 \cdot P_4)$$
(B9)

s peut également être calculé de la manière suivante :

$$S = (E_1 + E_2, P_1 + P_2)^2 = (P_1 + P_2)^2$$

$$= (E_1 + E_2)^2 - (P_1 + P_2)^2$$

$$= (E_1^2 + E_2^2 + 2E_1 \cdot E_2) - (P_1^2 + P_2^2 + 2P_1 \cdot P_2)$$

$$= (E_1^2 - P_1^2) + 2E_1 \cdot E_2 - 2P_1 \cdot P_2 + (E_2^2 - P_2^2)$$

$$\Rightarrow S = m_1^2 + m_2^2 + 2(E_1 \cdot E_2 - P_1 \cdot P_2)$$

De la même façon que s, nous obtenons les relations de r et u :

$$\Rightarrow t = m_1^2 + m_2^2 - 2(E_1 \cdot E_3 - P_1 \cdot P_3)$$

$$= m_2^2 + m_4^2 - 2(E_2 \cdot E_4 - P_2 \cdot P_4)$$
(B10)

et

$$u = m_2^2 + m_1^2 - 2(E_2 \cdot E_3 - P_2 \cdot P_1)$$

= $m_1^2 + m_2^2 - 2(E_1 \cdot E_2 - P_1 \cdot P_2)$ (B11)

I. Ces invariants de Lorentz tels que les variables de Mandelstam sont très pratiques puisque nous pouvons toujours les utiliser pour décrire les quantités cinématiques de n'importe quel système de référence.

2. Systèmes de références

2.1 Référentiel du laboratoire

Considérons la configuration à quatre corps $(1+2 \rightarrow 3+4)$ définie précédemment dans le repère de la cible, souvent appelé repère du laboratoire.

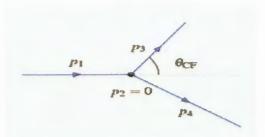


Figure B1: Interaction des particules (1 et 2) dans le référentiel du laboratoire. L'indice (CF) signifie cible fixe.

Comme le montre la figure B1, la cible (particule 2) est au repos et les impulsions sont telles que [3, 104] :

$$p_{1} = (E_{1CF}, 0, 0, p_{1CF})$$

$$p_{2} = (m_{2}, 0, 0, 0)$$

$$p_{3} = (E_{3CF}, p_{3CF})$$

$$p_{4} = (E_{4CF}, p_{4CF})$$
(B12)

Le calcul des variables de Mandelstam dans ce repère fixe mène à :

$$s = (p_1 + p_2)^2$$

$$= p_1^2 + p_2^2 + 2p_1 \cdot p_2$$

$$\Rightarrow s = m_1^2 + m_2^2 + 2m_2 E_{1CF}$$
(B13)

$$t = (p_3 - p_1)^2$$

$$= m_1^2 + m_3^2 - 2E_{1CF}E_{3CF} + 2p_{1CF}p_{3CF}\cos\theta_{CF}$$
(B14)

$$u = \sum_{i=1}^{4} m_i^2 - s - t \tag{B15}$$

Une fois de plus, $E_{iCF}^2 = P_{iCF}^2 + m_i^2$, i = 1, 2, 3, 4.

Ces relations peuvent être exprimés en faveur des énergies et impulsions dans le repère du laboratoire :

$$E_{1CF} = \frac{s - m_1^2 - m_2^2}{2m_2} \tag{B16}$$

$$p_{1CF} = \frac{\sqrt{\lambda(s, m_1^2, m_2^2)}}{2m_2},$$

$$\lambda(x, y, z) = x^2 + y^2 + z^2 - 2xy - 2xz - 2yz$$
(B17)

$$E_{2CF} = m_2 \tag{B18}$$

$$p_{\gamma_{CF}} = 0. (B19)$$

2.2. Référentiel du centre de masse

De la même façon que le référentiel du laboratoire, on peut écrire des relations semblables dans le repère du centre de masse, appelé repère d'impulsion nulle (CM). Nous considérons la figure B2 pour établir ces relations [B1-B2].



Figure B2 : Collision dans le centre de masse. Les particules initiales 1 et 2 ont des impulsions égales mais opposées. Puisqu'il ya conservation d'énergie, l'impulsion totale finale est aussi nulle.

En combinant les relations B17, B18 et B19 avec $E_{iCM}^2 = p_{iCM}^2 + m_i^2$, i = 1,2,3,4., les quantités dynamiques en fonction des variables de Mandelstam s'écrivent :

$$E_{1CM} = \frac{s + m_1^2 + m_2^2}{2\sqrt{s}} \tag{B20}$$

$$E_{2CM} = \frac{s + m_2^2 - m_1^2}{2\sqrt{s}} \tag{B21}$$

$$p_{CM} \equiv |P_{1CM}| = |P_{2CM}| = \frac{\sqrt{\lambda(s, m_1^2, m_2^2)}}{2\sqrt{s}}$$
 (B22)

$$E_{3CM} = \frac{s + m_3^2 - m_4^2}{2\sqrt{s}} \tag{B23}$$

$$E_{LCM} = \frac{s + m_{\perp}^2 - m_{\perp}^2}{2\sqrt{s}}$$
 (B24)

$$p_{CM} = |P_{3CM}| = |P_{4CM}| = \frac{\sqrt{\lambda(s, m_3^2, m_a^2)}}{2\sqrt{s}}$$
 (B25)

2.3 Interconnexion entre le laboratoire et le centre de masse

Les résultats expérimentaux sont toujours obtenus ou donnés dans le système du laboratoire.

Le système du centre de masse est un référentiel pour lequel la somme des quantités de mouvement des particules dans l'état initial (1+2) ou dans l'état final (3+4) est nulle. L'interprétation théorique des résultats se fait le plus simplement dans ce système.

Les résultats expérimentaux devront donc être transportés dans le système de centre de masse pour interprétation. Ce dernier a l'avantage de permettre une simplification des calculs de cinématique, la résolution des équations de conservation qui est souvent très fastidieuse avec le système du laboratoire.

Considérons la figure B3 illustrant des réactions de diffusion dans les deux systèmes de références [B1, B3].

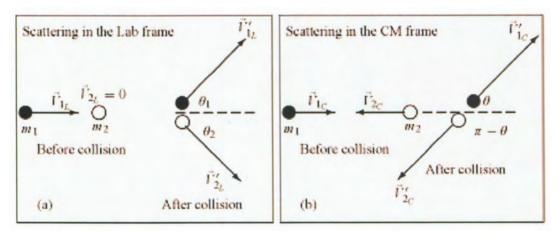


Figure B3 : Diffusions de particules dans le laboratoire et dans le centre de masse.

La section efficace totale d'un processus, quantité indépendante du référentiel est :

$$\sigma_{sol} = \int \left(\frac{d\sigma(\theta, \varphi)}{d\Omega_1}\right)_{loo} d\Omega_1 = \int \left(\frac{d\sigma(\theta, \varphi)}{d\Omega}\right)_{CM} d\Omega$$

$$d\Omega_1 = \sin\theta_1 d\theta_1 d\varphi_1 \text{ et } d\Omega = \sin\theta d\theta d\varphi$$
(B26)

$$\Rightarrow \left(\frac{d\sigma(\theta, \varphi)}{d\Omega_1}\right) = \left(\frac{d\sigma(\theta, \varphi)}{d\Omega}\right) \frac{\sin\theta}{\sin\theta_1} \frac{d\theta}{d\theta_1} \frac{d\varphi}{d\varphi_1}$$
(B27)

φ étant égale à φ, on a alors:

$$\left(\frac{d\sigma(\theta,\varphi)}{d\Omega_1}\right)_{lob} = \left(\frac{d\sigma(\theta,\varphi)}{d\Omega}\right)_{CM} \frac{\sin\theta}{\sin\theta_1} \frac{d\theta}{d\theta_1} = \left(\frac{d\sigma(\theta,\varphi)}{d\Omega}\right)_{CM} \frac{d(\cos\theta)}{d(\cos\theta_1)}$$

Pour une diffusion élastique, il est facile de montrer à partir des équations des vitesses et impulsions des particules que :

$$\cos\theta_{1} = \frac{\cos\theta + \frac{m_{1}}{m_{2}}}{\sqrt{1 + \frac{m_{1}^{2}}{m_{1}} + 2\frac{m_{1}}{m_{2}}\cos\theta}}$$

$$D'où \qquad \frac{d(\cos\theta_{1})}{d(\cos\theta)} = \frac{1 + \frac{m_{1}}{m_{2}}\cos\theta}{1 + \frac{m_{1}^{2}}{m_{2}^{2}} + 2\frac{m_{1}}{m_{2}}\cos\theta}$$

Ainsi,

$$\frac{d\sigma(\theta,\varphi)}{d\Omega_1} = \frac{\left[1 + \frac{m_1^2}{m_2^2} + 2\frac{m_1}{m_2}\cos\theta\right]^{\frac{3}{2}}}{1 + \frac{m_1}{m_2}\cos\theta} \cdot \frac{d\sigma(\theta,\varphi)}{d\Omega}$$
(B29)

On peut également montrer la relation entre les sections efficaces différentielles dans le laboratoire pour la diffusion de la deuxième particule sous un angle solide $d\Omega_2$ et celles du centre de masse:

$$\left(\frac{d\sigma(\theta,\varphi)}{d\Omega_1}\right)_{lob} = 4\sin\left(\frac{\theta}{2}\right) \cdot \left(\frac{d\sigma(\theta,\varphi)}{d\Omega}\right)_{low}$$
Lorsque $m_2 \gg m_1$ ou $\frac{m_1}{m_2} \to 0$ alors $\theta_1 = \theta$ et $\left(\frac{d\sigma}{d\Omega_1}\right)_{lob} = \left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{low}$. (B30)

Lorsque $m_1 = m_1$ alors $\theta_1 = \frac{\theta}{2}$ et dans ce cas,

$$\left(\frac{d\sigma(\theta,\varphi)}{d\Omega_1}\right)_{\omega} = 4\cos\left(\frac{\theta}{2}\right) \cdot \left(\frac{d\sigma(\theta,\varphi)}{d\Omega}\right)_{CM}$$

3. Reeférences

- [B1] L. Marleau, « Introduction à la physique des particules », Univ. Laval Québec (Canada).
- [B2] http://pdg.lbl.gov/2019/reviews/rpp2019-rev-kinematics.pdf.
- [B3] http://pdg.lbl.gov.

Annexe C: Le faisceau de photons réels

1. Système d'étiquetage

Le faisceau de photons réel du hall B est produit à partir du faisceau primaire d'électrons par une technique de rayonnement de freinage. Les électrons de CEBAF d'énergie initiale \boldsymbol{E}_0 frappent une cible mince (le radiateur) en perdant une partie de leur énergie par interaction avec le champ électromagnétique des noyaux du radiateur. Un spectre de photons continu et énergétique (le rayonnement gamma) est émis d'énergie se situant entre 0 et \boldsymbol{E}_0 . L'énergie transférée au noyau (l'impulsion de recul) est négligeable, de sorte que l'énergie du photon émis \boldsymbol{E}_0 peut être déduite de la réaction de conservation de l'énergie [C1-C2]:

$$E_{v} = E_{0} - E_{d} \tag{C1}$$

E, est l'énergie de l'électron diffusé.

Connaissant l'énergie du faisceau incident, l'énergie du photon est déterminée grâce à la mesure de celle de l'électron diffusé par un spectromètre magnétique appelé l'étiqueteur. C'est le principe d'étiquetage car chaque événement hadronique induit par un photon est associé à l'électron diffusé (ou étiqueté).

2. Production du faisceau de photons

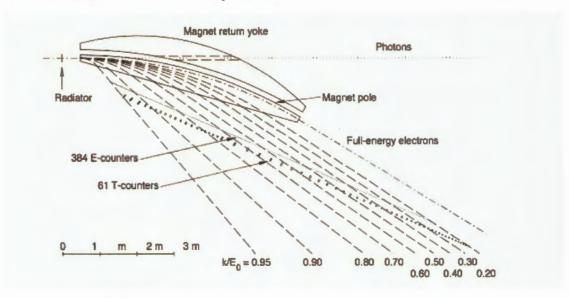


Figure C1 : Géométrie du système d'étiquetage.

Le faisceau de photons est produit à partir du faisceau d'électrons incidents dans un radiateur placé avant l'étiqueteur (figure C1). Les électrons issus du faisceau primaire et qui n'ont pas interagi dans le radiateur sont déviés vers le bas par le dipôle magnétique. Le faisceau secondaire de photons se propage en ligne droite jusqu'à la cible de CLAS.

Dans le Hall B, les faisceaux de photons réels fonctionnent en trois différents modes : non polarisés, polarisés circulairement et polarisés linéairement [C1, C2].

Les électrons qui ont produits les photons les plus énergétiques sont ceux qui ont l'impulsion la plus faible, leur trajectoire est fortement courbée par le champ magnétique du dipôle et ils se trouvent au dessus du plan focal (ou plan « E »). Les électrons correspondant aux photons de basse énergie sont déviés vers le bas du plan focal. Les électrons qui ne sont pas freinés sont conduits jusqu'à un arrêt de faisceau.

3. Caractéristiques du faisceau de photons

Le nombre de photons émis est donné par :

$$\frac{dN}{dk} = N_0 \times \frac{t}{t_0} \times \frac{1}{k} \tag{C2}$$

k est l'énergie des photons, N_0 est le nombre d'électrons incidents et $\frac{t}{t_0}$ est l'épaisseur du radiateur.

L'énergie maximale des photons émis est l'énergie des électrons du faisceau primaire et la production de photons de basse énergie est dominante.

4. Références

- [C1] B.A. Mecking *et al.*, « The CEBAF large acceptance spectrometer (CLAS) », Nucl. Inst. And Meth. A 503, 513 (2003).
- [C2] D. I. Sober *et al.*, « The Bremsstrahlung tagged photon beam in Hall B at JLab », Nucl. Inst. and Meth. A 440 263 (2000).

Annexe D: Sections efficaces totales de CLAS

La référence [D1] fournit toutes les données relatives aux expériences effectuées dans le détecteur de grande acceptance du Hall B, CLAS. Pour ce qui concerne notre étude correspondant aux réactions entre un faisceau de photon non polarisé et une cible de proton, également non polarisée, des sections efficaces angulaires sont fournies pour chaque énergie considérée ainsi que ses erreurs associées. Ces informations permettent de représenter les distributions angulaires pour une énergie donnée.

Pour obtenir la section efficace totale, nous avons intégré sur tous les angles polaires possibles, les sections efficaces partielles définies pour une même énergie incidente (Eq. D1).

$$\sigma_{int} = \int_{0}^{1} d\sigma \, d\theta \tag{D1}$$

Les valeurs obtenues sont données dans le tableau D1 ci-dessous en fonction de l'énergie incidente des photons dans le référentiel du laboratoire nais aussi dans celui du centre de masse. L'énergie des photons dans le centre de masse pour les deux canaux de production de pions neutre et chargée est donnée par l'équation D2.

$$E_{\gamma}^{CM} = \sqrt{2E_{\gamma}^{lab} \cdot m_{\rho} + m_{\rho}^2} \tag{D2}$$

 $E_{\cdot,\cdot}^{\text{lab}}$ est l'énergie des photons dans le référentiel du laboratoire et m_{p} est la masse de la cible qui est le proton.

L'erreur associée à chaque valeur de section efficace totale a été calculée à partir de la relation:

$$\sigma_{crr} = d\sigma \cdot \sqrt{\sum \left(\frac{\Delta(d\sigma)}{d\sigma}\right)^2}$$
 (D3)

 $\Delta(d\sigma)$ est l'erreur associée à chaque section efficace angulaire $d\sigma$..

1. Photo-production de pions via le canal $y p \rightarrow p \pi 0$

Tableau D1: Sections efficaces totales de photo-production de pions neutres sur le proton ($\gamma p \rightarrow p \pi^0$), en fonction de l'énergie incidente des photons entre 0,675 - 2,875 GeV (1,4653 – 2,2898 GeV) dans le référentiel du laboratoire et dans celui du centre de masse [D1].

E _γ (GeV)	Ec.m _γ (GeV)	σ _{tot} (μb)	Δσ _{tot} (μb)	E _γ (GeV)	Ec.m _γ (GeV)	σ _{tot} (μb)	Δσ _{tot} (μb)
0,675	1,465270	38,4553	3,5877	1,825	1,783006	13,7095	1,3273
0,725	1,496944	52,0878	4,7169	1,875	1,809127	12,8339	1,2570
0,775	1,527962	54,1066	5,1123	1,925	1,834875	12,9721	1,3361
0,825	1,558363	43,2812	4,1403	1,975	1,860267	13,0516	1,3597
0,875	1,588182	32,3304	2,9398	2,025	1,885317	12,7761	1,3496
0,925	1,617452	29,7326	2,8687	2,075	1,910039	12,0026	1,2797
0,975	1,646201	32,6832	3,1161	2,125	1,934444	11,0819	1,2140
1,025	1,674456	34,7054	3,1766	2,175	1,958546	9,382	0,9589
1,075	1,702243	29,4813	2,6655	2,225	1,982354	8,212	0,9085
1,125	1,729583	20,8702	1,8885	2,275	2,005880	7,128	0,8727
1,175	1,756498	15,7766	1,5327	2,325	2,029133	6,6355	0,7104
1,225	1,783006	13,7095	1,3273	2,375	2,310224	1,5124	0,1614
1,275	1,809127	12,8339	1,2570	2,425	2,330442	1,4035	0,1426
1,325	1,834875	12,9721	1,3361	2,475	2,350487	1,2491	0,1025
1,375	1,860267	13,0516	1,3597	2,525	2,370362	1,0992	0,0841
1,425	1,885317	12,7761	1,3496	2,575	2,390071	1,0196	0,0725
1,475	1,910039	12,0026	1,2797	2,625	2,409620	0,9699	0,0661
1,525	1,934444	11,0819	1,2140	2,675	2,429011	0,9149	0,0623
1,575	1,958546	9,5382	0,9589	2,725	2,448249	0,8812	0,0632
1,625	1,982354	8,5212	0,9085	2,775	2,467336	0,8290	0,0611
1,675	2,005880	7,4128	0,8727	2,825	2,486278	0,7261	0,0481
1,725	2,029133	6,6355	0,7104	2,875	2,505075	2,505075	0,0450
1,775	2,052123	6,0484	0,7977				

2. Photo-production de pions via le canal $\gamma p \rightarrow n \pi +$

Tableau D2: Sections efficaces totales de photo-production de pions chargés sur le proton ($\gamma p \rightarrow n \pi^+$), en fonction de l'énergie incidente des photons entre 0,725 - 2,875 GeV (1,4969 – 2,2898 GeV) dans le référentiel du laboratoire (dans le référentiel du centre de masse) [D1].

E _γ (GeV)	Ec.m _γ (GeV)	σ _{tot} (μb)	$\Delta\sigma_{tot}$	E _γ (GeV)	Ec.m (GeV)	σ _{tot} (μb)	Δσ _{tot} (μb)
			(μb)				
0,725	1,496944	123,0932	11,7501	1,825	1,783006	4,4754	0,5884
0,775	1,527962	84,1354	8,0808	1,875	1,809127	4,1582	0,4482
0,825	1,558363	57,6034	5,5566	1,925	1,834875	3,6598	0,3991
0,875	1,588182	51,729	4,9134	1,975	1,860267	3,2948	0,3600
0,925	1,617452	54,6997	5,1503	2,025	1,885317	2,9191	0,3414
0,975	1,646201	64,6999	6,3373	2,075	1,910039	2,6075	0,3119
1,025	1,674456	63,4428	6,6247	2,125	1,934444	2,3419	0,2883
1,075	1,702243	48,0816	4,9680	2,175	1,958546	2,1065	0,2881
1,125	1,729583	27,0287	2,7472	2,225	1,982354	1,852	0,2550
1,175	1,756498	19,4654	2,1637	2,275	2,005880	1,6148	0,2569
1,225	1,783006	16,5059	1,8415	2,325	2,029133	1,4391	0,2366
1,275	1,809127	14,5242	1,4420	2,375	2,310224	0,9800	0,2442
1,325	1,834875	13,3975	1,3934	2,425	2,330442	0,7857	0,1961
1,375	1,860267	12,6404	1,3053	2,475	2,350487	0,7372	0,1479
1,425	1,885317	11,5946	1,1972	2,525	2,370362	0,6607	0,1290
1,475	1,910039	10,5609	1,0900	2,575	2,390071	0,5898	0,1474
1,525	1,934444	9,4412	0,9910	2,625	2,409620	0,5540	0,1210
1,575	1,958546	9,1173	0,9993	2,675	2,429011	0,4910	0,1106
1,625	1,982354	8,1052	0,8916	2,725	2,448249	0,4464	0,1177
1,675	2,005880	7,3629	0,8107	2,775	2,467336	0,4545	0,1574
1,725	2,029133	5,2249	0,5307	2,825	2,486278	0,4038	0,1331
1,775	2,052123	4,9238	0,6115	2,875	2,505075	0,3876	0,1418

3. Références

[D1] https://clasweb.jlab.org/physicsdb/intro.html.

Annexe E : Sections efficaces de photo-production de pions dans Geant4

Dans l'outil Geant4, les interactions entre les particules et la matière sont définies en terme de sections efficaces. Une étude assez poussée concernant l'aptitude des modèles de Geant4 à décrire les réactions de photo-production a été effectuée au préalable [1]. Deux seuls modèles ont été jugés aptes pour ces genres d'interaction : *BERtini Cascade* et *CHIPS*. Chacun de ces deux modèles présente cependant, des processus physiques différents vis à vis de ces mêmes réactions entre le photon et la matière. Les données de sections efficaces sont tabulées dans leur code source en fonction de l'énergie incidente des photons pour différentes cibles et différentes multiplicités.

1. BERTini Cascade (BERT)

Dans le modèle BERT, 30 valeurs de sections efficaces sur les cibles de proton et de neutron sont données pour des multiplicités allant de 2 à 9.

La photo-production de mésons neutres fournit les mêmes valeurs de sections efficaces aussi bien sur la cible de proton que celle de neutron. On observe aussi le même phénomène entre les mésons chargés sur ces mêmes cibles.

Nous représentons ainsi dans le tableau E1 ci-dessous, les sections efficaces de photo-production de pions neutres et chargés sur la cible de proton, considérant la multiplicité d'ordre 2, comme l'illustrent les équations :

$$\gamma p \to p \pi^0$$
 et $\gamma p \to p \pi^0$

2. Chiral Invariant Phase Space (CHIPS)

CHIPS fournit ses données de sections efficaces suivant deux régimes : la basse énergie et la haute énergie. Le régime de la basse énergie concerne essentiellement la région en dessous du seuil de photo-production de pions, incluant celle du GDR. Pour rester dans l'objectif de notre étude, nous nous focalisons uniquement sur le régime de la haute énergie qui prend en compte les processus d'interaction entre le photon et la matière.

Dans ce régime de la haute énergie, 224 valeurs de sections efficaces totales de 14 cibles sont données en fonction du logarithme népérien de l'énergie des photons, lnE. Chaque point est multiplié par un coefficient correctif de 2.75%.

En revanche, l'énergie des photons n'est pas explicitement tabulée dans le code source de CHIPS comme c'est le cas dans BERT. L'énergie est calculée en utilisant les expressions ci-dessous.

$$E = E_{\min} + (i+1) * \Delta E \tag{E1}$$

Avec

$$E_{\min} = TH_{\min} + (nL - 1) * dE;$$

TH = 2GeV est l'énergie seuil minimal;

dE = 1 MeV.

Le pas « bin » d'énergie AE est donné par :

$$\Delta E = \frac{\left(E_{\text{max}} * \frac{0}{0} correctif\right) - E_{\text{man}}}{nH - 1}$$
 (E2)

Nous avons ainsi choisis et extrait du code source un échantillon correspondant aux données de 6 cibles que nous avons représenté dans le tableau E2 en fonction de l'énergie incidente des photons, décrite par les formules E1 et E2.

Tableau E1: Sections efficaces de photo-production des réactions $\gamma p \to p\pi^0 (n\pi^0)$ et $\gamma p \to p\pi^0 (n\pi^0)$. Ces données sont extraites du code source du modèle BERT.

		$\gamma p \to p \pi^{\circ}$	$\gamma p \rightarrow n\pi$
E _y (GeV)	$E_{\gamma}^{CM}(GeV)$	$\sigma(\mu b)$	$\sigma(\mu b)$
0,000	0,93827	0,000	0,000
0,010	0,94822	0,000	0,000
0,013	0,95118	0,000	0,000
0,018	0,95610	0,000	0,000
0,024	0,96197	0,000	0,000
0,032	0,96974	0,000	0,000
0,042	0,97937	0,000	0,000
0,056	0,99269	0,000	0,000
0,075	1,01049	0,000	0,000
0,100	1,03344	0,000	0,000
0,130	1,06033	0,000	0,000
0,180	1,10369	10,000	62,000
0,240	1,15357	80,000	152,000
0,320	1,21690	300,000	237,300
0,420	1,29170	114,300	114.300
0,560	1,38968	22,600	93,000
0,750	1,51253	12,200	105,000
1,000	1,66039	10,600	22,800
1,300	1,82205	9,000	11,000
1,800	2,06352	6,000	6,000
2,400	2,32035	4,000	3,000
3,200	2,62398	3,000	3,000
4,200	2,96004	1,700	1,700
5,600	3,37476	0,900	0,900
7,500	3,86709	0,500	0,500
10,000	4,43235	0,200	0,100
13,000	5,02746	0,000	0,000
18,000	5,88711	0,000	0,000
24,000	6,77623	0,000	0,000
32,000	7,80574	0,000	0,000

Tableau E2 : Sections efficaces totales inclusives de photo-production de pions sur différentes cibles. Les données sont extraites du modèle CHIPS.

$E_{y}(GeV)$	$E_y^{CM}(GeV)$	$\sigma(\mu b)$						
		Proton	Hélium	Lithium	Béryllium	Carbone	Azote	
		(H, Z=1)	(He, Z=2)	(Li, Z=2)	(Be, Z=4)	(C, Z=6)	(N, Z=7)	
	1.0389	0.0172	0.0667	0.1540	0.2630	0.0741	0.4660	
0.109	1.0416	0.0191	0.0647	0.1520	0.2530	0.0753	0.4480	
0.112	1.0443	0.0213	0.0628	0.1500	0.2430	0.0770	0.4310	
0.115	1.0471	0.0237	0.0610	0.1490	0.2350	0.0791	0.4160	
0.118	1.0500	0.0265	0.0592	0.1470	0.2270	0.0819	0.4030	
0.122	1.0530	0.0298	0.0575	0.1470	0.2200	0.0855	0.3910	
0.125	1.0560	0.0337	0.0558	0.1460	0.2150	0.0902	0.3820	
0.129	1.0591	0.0387	0.0542	0.1470	0.2110	0.0964	0.3750	
0.132	1.0623	0.0458	0.0528	0.1480	0.2080	0.1040	0.3710	
0.136	1.0655	0.0566	0.0515	0.1510	0.2080	0.1150	0.3710	
0.140	1.0689	0.0751	0.0504	0.1540	0.2090	0.1290	0.3760	
0.144	1.0723	0.1090	0.0500	0.1600	0.2140	0.1460	0.3860	
0.148	1.0758	0.1760	0.0506	0.1680	0.2220	0.1700	0.4030	
0.152	1.0794	0.3120	0.0533	0.1780	0.2340	0.1990	0.4280	
0.156	1.0831	0.5950	0.0599	0.1910	0.2510	0.2350	0.4630	
0.160	1.0869	1.1800	0.0728	0.2080	0.2740	0.2800	0.5070	
0.165	1.0907	2.4100	0.0942	0.2290	0.3010	0.3320	0.5610	
0.169	1.0947	4.9200	0.1230	0.2530	0.3340	0.3930	0.6250	
0.174	1.0988	9.8700	0.1560	0.2800	0.3720	0.4600	0.6970	
0.179	1.1029	18.9000	0.1870	0.3090	0.4130	0.5320	0.7760	
0.184	1.1072	33.7000	0.2150	0.3410	0.4580	0.6100	0.8610	
0.189	1.1115	54.2000	0.2390	0.3750	0.5060	0.6910	0.9510	
0.195	1.1160	77.8000	0.2610	0.4110	0.5560	0.7750	1.0400	
0.200	1.1206	101.0000	0.2840	0.4490	0.6090	0.8630	1.1400	
0.206	1.1253	123.0000	0.3070	0.4880	0.6650	0.9540	1.2400	
0.211	1.1300	143.0000	0.3330	0.5300	0.7240	1.0500	1.3500	
0.217	1.1349	163.0000	0.3620	0.5750	0.7870	1.1500	1.4600	
0.223	1.1400	183.0000	0.3940	0.6240	0.8540	1.2600	1.5800	
0.230	1.1451	206.0000	0.4300	0.6760	0.9260	1.3700	1.7100	
0.236	1.1504	231.0000	0.4710	0.7330	1.0000	1.4900	1.8400	
0.243	1.1557	259.0000	0.5150	0.7950	1.0900	1.6100	1.9800	
0.249	1.1612	291.0000	0.5650	0.8600	1.1700	1.7500	2.1300	
0.256	1.1669	326.0000	0.6180	0.9300	1.2700	1.8800	2.2800	

0.264	1.1726	365.0000	0.6740	1.0000	1.3600	2.0200	2.4400
0.271	1.1785	406.0000	0.7310	1.0700	1.4500	2.1600	2.5900
0.279	1.1845	448.0000	0.7880	1.1400	1.5400	2.2900	2.7400
0.286	1.1907	489.0000	0.8400	1.2100	1.6300	2.4100	2.8700
0.294	1.1970	524.0000	0.8840	1.2600	1.7000	2.5100	2.9800
0.303	1.2034	550.0000	0.9160	1.3000	1.7500	2.5800	3.0700
0.311	1.2100	564.0000	0.9330	1.3200	1.7700	2.6300	3.1200
0.320	1.2167	563.0000	0.9330	1.3200	1.7800	2.6400	3.1300
0.329	1.2236	548.0000	0.9150	1.3000	1.7600	2.6200	3.1100
0.338	1.2307	521.0000	0.8840	1.2600	1.7100	2.5700	3.0500
0.347	1.2379	486.0000	0.8410	1.2100	1.6500	2.4900	2.9700
0.357	1.2452	447.0000	0.7910	1.1600	1.5800	2.4000	2.8600
0.367	1.2527	407.0000	0.7370	1.0900	1.5000	2.2900	2.7300
0.377	1.2604	368.0000	0.6840	1.0300	1.4200	2.1800	2.6000
0.388	1.2682	333.0000	0.6320	0.9610	1.3400	2.0600	2.4700
0.399	1.2762	302.0000	0.5850	0.9010	1.2600	1.9500	2.3400
0.410	1.2844	275.0000	0.5420	0.8450	1.1900	1.8400	2.2100
0.421	1.2928	251.0000	0.5040	0.7960	1.1200	1.7400	2.0900
0.433	1.3013	231.0000	0.4710	0.7530	1.0600	1.6500	1.9900
0.445	1.3100	215.0000	0.4430	0.7160	1.0100	1.5800	1.8900
0.458	1.3189	202.0000	0.4200	0.6860	0.9680	1.5100	1.8100
0.471	1.3280	192.0000	0.4010	0.6610	0.9320	1.4500	1.7400
0.484	1.3373	184.0000	0.3870	0.6430	0.9030	1.4000	1.6700
0.497	1.3468	179.0000	0.3770	0.6290	0.8810	1.3600	1.6200
0.511	1.3564	176.0000	0.3710	0.6220	0.8650	1.3300	1.5800
0.526	1.3663	176.0000	0.3680	0.6190	0.8550	1.3000	1.5500
0.540	1.3764	179.0000	0.3700	0.6200	0.8500	1.2900	1.5200
0.555	1.3866	184.0000	0.3750	0.6260	0.8510	1.2700	1.5100
0.571	1.3971	191.0000	0.3840	0.6360	0.8550	1.2700	1.4900
0.587	1.4078	201.0000	0.3960	0.6480	0.8630	1.2700	1.4900
0.603	1.4187	214.0000	0.4110	0.6620	0.8730	1.2700	1.4900
0.620	1.4298	229.0000	0.4280	0.6760	0.8830	1.2800	1.4900
0.638	1.4412	245.0000	0.4450	0.6880	0.8930	1.2800	1.4900
0.656	1.4528	261.0000	0.4620	0.6980	0.9000	1.2900	1.4900
0.674	1.4646	275.0000	0.4760	0.7020	0.9040	1.2900	1.4900
0.693	1.4766	285.0000	0.4860	0.7010	0.9020	1.2800	1.4800
0.712	1.4889	288.0000	0.4890	0.6930	0.8950	1.2700	1.4700
0.732	1.5014	285.0000	0.4860	0.6790	0.8810	1.2600	1.4600

0.753	1.5141	276.0000	0.4760	0.6590	0.8630	1.2400	1.4400
0.774	1.5271	262.0000	0.4610	0.6360	0.8400	1.2200	1.4100
0.795	1.5404	246.0000	0.4420	0.6110	0.8140	1.1900	1.3800
0.818	1.5539	230.0000	0.4220	0.5850	0.7860	1.1600	1.3500
0.840	1.5676	217.0000	0.4020	0.5590	0.7580	1.1300	1.3200
0.864	1.5817	207.0000	0.3840	0.5350	0.7300	1.1000	1.2800
0.888	1.5959	202.0000	0.3690	0.5120	0.7040	1.0700	1.2500
0.913	1.6105	201.0000	0.3590	0.4920	0.6800	1.0400	1.2200
0.939	1.6253	206.0000	0.3530	0.4740	0.6580	1.0100	1.1900
0.965	1.6404	213.0000	0.3500	0.4590	0.6390	0.9820	1.1600
0.992	1.6558	219.0000	0.3490	0.4460	0.6220	0.9580	1.1300
1.020	1.6715	219.0000	0.3450	0.4360	0.6080	0.9380	1.1100
1.048	1.6874	212.0000	0.3390	0.4270	0.5960	0.9200	1.0900
1.078	1.7036	202.0000	0.3300	0.4200	0.5850	0.9050	1.0700
1.108	1.7202	191.0000	0.3210	0.4150	0.5770	0.8920	1.0500
1.139	1.7370	181.0000	0.3130	0.4100	0.5710	0.8810	1.0400
1.171	1.7541	172.0000	0.3050	0.4070	0.5660	0.8720	1.0300
1.203	1.7716	165.0000	0.3000	0.4050	0.5610	0.8640	1.0200
1.237	1.7893	160.0000	0.2950	0.4040	0.5580	0.8580	1.0100
1.272	1.8074	157.0000	0.2910	0.4030	0.5560	0.8530	1.0000
1.307	1.8258	154.0000	0.2880	0.4020	0.5540	0.8490	0.9980
1.344	1.8445	152.0000	0.2860	0.4020	0.5530	0.8450	0.9930
1.381	1.8635	151.0000	0.2840	0.4020	0.5520	0.8420	0.9890
1.420	1.8829	151.0000	0.2820	0.4030	0.5510	0.8400	0.9850
1.460	1.9026	150.0000	0.2800	0.4030	0.5510	0.8370	0.9810
1.501	1.9226	149.0000	0.2790	0.4030	0.5500	0.8350	0.9780
1.543	1.9430	149.0000	0.2780	0.4040	0.5500	0.8330	0.9750
1.586	1.9638	148.0000	0.2770	0.4040	0.5490	0.8300	0.9710
1.630	1.9849	147.0000	0.2760	0.4040	0.5490	0.8280	0.9680
1.676	2.0063	147.0000	0.2750	0.4040	0.5480	0.8260	0.9650
1.723	2.0281	146.0000	0.2740	0.4040	0.5470	0.8230	0.9610
1.771	2.0503	145.0000	0.2740	0.4040	0.5460	0.8200	0.9570
1.821	2.0729	145.0000	0.2730	0.4030	0.5450	0.8170	0.9530
1.872	2.0958	144.0000	0.2720	0.4030	0.5430	0.8140	0.9490
1.924	2.1192	143.0000	0.2710	0.4020	0.5420	0.8110	0.9450
1.978	2.1429	143.0000	0.2710	0.4010	0.5400	0.8080	0.9410
2.033	2.1670	142.0000	0.2700	0.4000	0.5380	0.8050	0.9370
2.090	2.1915	142.0000	0.2690	0.3990	0.5360	0.8010	0.9320

2.149	2.2164	141.0000	0.2680	0.3980	0.5340	0.7970	0.9270
2.209	2.2417	140.0000	0.2670	0.3970	0.5320	0.7930	0.9230
2.271	2.2674	140.0000	0.2660	0.3960	0.5300	0.7900	0.9180
2.334	2.2936	139.0000	0.2650	0.3940	0.5280	0.7860	0.9130
2.400	2.3202	139.0000	0.2640	0.3930	0.5260	0.7820	0.9080
2.467	2.3472	138.0000	0.2630	0.3920	0.5230	0.7780	0.9030
2.536	2.3746	138.0000	0.2620	0.3900	0.5210	0.7740	0.8980
2.607	2.4025	137.0000	0.2610	0.3890	0.5190	0.7700	0.8930
2.680	2.4308	137.0000	0.2600	0.3870	0.5160	0.7650	0.8880
2.755	2.4596	136.0000	0.2590	0.3850	0.5140	0.7610	0.8830
2.832	2.4888	136.0000	0.2580	0.3840	0.5110	0.7570	0.8790
2.911	2.5185	135.0000	0.2570	0.3820	0.5090	0.7530	0.8740
2.993	2.5487	135.0000	0.2560	0.3810	0.5060	0.7490	0.8690
3.076	2.5794	134.0000	0.2550	0.3790	0.5040	0.7450	0.8640
3.162	2.6105	134.0000	0.2540	0.3770	0.5020	0.7410	0.8590
3.251	2.6421	133.0000	0.2530	0.3760	0.4990	0.7380	0.8550
3.342	2.6742	133.0000	0.2520	0.3740	0.4970	0.7340	0.8500
3.435	2.7069	132.0000	0.2520	0.3730	0.4950	0.7300	0.8460
3.532	2.7400	132.0000	0.2510	0.3710	0.4920	0.7260	0.8410
3.630	2.7736	131.0000	0.2500	0.3700	0.4900	0.7230	0.8370
3.732	2.8078	131.0000	0.2490	0.3680	0.4880	0.7190	0.8330
3.837	2.8425	130.0000	0.2480	0.3670	0.4860	0.7160	0.8280
3.944	2.8777	130.0000	0.2470	0.3650	0.4830	0.7120	0.8240
4.054	2.9135	129.0000	0.2460	0.3640	0.4810	0.7090	0.8200
4.168	2.9498	129.0000	0.2450	0.3620	0.4790	0.7050	0.8160
4.285	2.9867	129.0000	0.2440	0.3610	0.4770	0.7020	0.8120
4.404	3.0241	128.0000	0.2430	0.3590	0.4750	0.6990	0.8090
4.528	3.0622	128.0000	0.2430	0.3580	0.4730	0.6960	0.8050
4.654	3.1008	127.0000	0.2420	0.3570	0.4710	0.6930	0.8010
4.785	3.1399	127.0000	0.2410	0.3550	0.4690	0.6900	0.7980
4.919	3.1797	127.0000	0.2400	0.3540	0.4680	0.6870	0.7940
5.056	3.2201	0.0001	0.2390	0.3530	0.4660	0.6840	0.7910
5.198	3.2610	0.0001	0.2390	0.3520	0.4640	0.6810	0.7870
5.343	3.3026	0.0001	0.2380	0.3500	0.4620	0.6780	0.7840
5.493	3.3449	0.0001	0.2370	0.3490	0.4600	0.6760	0.7810
5.647	3.3877	0.0001	0.2360	0.3480	0.4590	0.6730	0.7780
5.805	3.4312	0.0001	0.2360	0.3470	0.4570	0.6700	0.7750
5.967	3.4754	0.0001	0.2350	0.3460	0.4560	0.6680	0.7720

6.134	3.5202	0.0001	0.2340	0.3450	0.4540	0.6650	0.7690
6.306	3.5656	0.0001	0.2340	0.3440	0.4520	0.6630	0.7660
6.483	3.6118	0.0001	0.2330	0.3430	0.4510	0.6610	0.7630
6.664	3.6586	0.0001	0.2320	0.3420	0.4500	0.6580	0.7610
6.851	3.7062	0.0001	0.2320	0.3410	0.4480	0.6560	0.7580
7.042	3.7544	0.0001	0.2310	0.3400	0.4470	0.6540	0.7560
7.239	3.8033	0.0001	0.2310	0.3390	0.4450	0.6520	0.7530
7.442	3.8530	0.0001	0.2300	0.3380	0.4440	0.6500	0.7510
7.650	3.9034	0.0001	0.2290	0.3370	0.4430	0.6480	0.7480
7.865	3.9545	0.0001	0.2290	0.3360	0.4410	0.6460	0.7460
8.085	4.0064	0.0001	0.2280	0.3350	0.4400	0.6440	0.7440
8.085	4.0064	0.0001	0.2280	0.3340	0.4390	0.6420	0.7410
8.544	4.1125	0.0001	0.2270	0.3330	0.4380	0.6400	0.7390
8.783	4.1667	0.0001	0.2270	0.3330	0.4370	0.6380	0.7370
9.029	4.2217	0.0001	0.2260	0.3320	0.4360	0.6370	0.7350
9.281	4.2775	0.0001	0.2260	0.3310	0.4340	0.6350	0.7330
9.541	4.3341	0.0001	0.2250	0.3300	0.4330	0.6330	0.7310
9.808	4.3916	0.0001	0.2250	0.3290	0.4320	0.6320	0.7290
10.083	4.4498	0.0001	0.2250	0.3290	0.4310	0.6300	0.7270
10.365	4.5089	0.0001	0.2240	0.3280	0.4300	0.6290	0.7250
10.655	4.5689	0.0001	0.2240	0.3270	0.4290	0.6270	0.7240
10.953	4.6298	0.0001	0.2230	0.3270	0.4290	0.6260	0.7220
11.260	4.6915	0.0001	0.2230	0.3260	0.4280	0.6240	0.7200
11.575	4.7541	0.0001	0.2230	0.3250	0.4270	0.6230	0.7190
11.899	4.8176	0.0001	0.2220	0.3250	0.4260	0.6220	0.7170
12.232	4.8821	0.0001	0.2220	0.3240	0.4250	0.6200	0.7160
12.575	4.9474	0.0001	0.2210	0.3240	0.4240	0.6190	0.7140
12.927	5.0137	0.0001	0.2210	0.3230	0.4230	0.6180	0.7130
13.288	5.0810	0.0001	0.2210	0.3230	0.4230	0.6170	0.7110
13.660	5.1492	0.0001	0.2200	0.3220	0.4220	0.6150	0.7100
14.043	5.2184	0.0001	0.2200	0.3220	0.4210	0.6140	0.7090
14.436	5.2886	0.0001	0.2200	0.3210	0.4200	0.6130	0.7070
14.840	5.3599	0.0001	0.2200	0.3210	0.4200	0.6120	0.7060
15.255	5.4321	0.0001	0.2190	0.3200	0.4190	0.6110	0.7050
15.682	5.5053	0.0001	0.2190	0.3200	0.4190	0.6100	0.7040
16.121	5.5797	0.0001	0.2190	0.3190	0.4180	0.6090	0.7020
16.573	5.6550	0.0001	0.2180	0.3190	0.4170	0.6080	0.7010
17.036	5.7315	0.0001	0.2180	0.3180	0.4170	0.6070	0.7000
17.513	5.8090	0.0001	0.2180	0.3180	0.4160	0.6060	0.6990
18.004	5.8877	0.0001	0.2180	0.3180	0.4160	0.6060	0.6980
18.507	5.9674	0.0001	0.2170	0.3170	0.4150	0.6050	0.6970
19.026	6.0483	0.0001	0.2170	0.3170	0.4150	0.6040	0.6960
19.558	6.1304	0.0001	0.2170	0.3170	0.4140	0.6030	0.6960

Tableau E2 (suite)

20.106	6.2136	0.0001	0.2170	0.3160	0.4140	0.6020	0.6950
20.668	6.2980	0.0001	0.2170	0.3160	0.4130	0.6020	0.6940
21.247	6.3836	0.0001	0.2170	0.3160	0.4130	0.6010	0.6930
21.842	6.4705	0.0001	0.2160	0.3150	0.4120	0.6000	0.6920
22.453	6.5585	0.0001	0.2160	0.3150	0.4120	0.6000	0.6920
23.081	6.6478	0.0001	0.2160	0.3150	0.4120	0.5990	0.6910
23.728	6.7384	0.0001	0.2160	0.3150	0.4110	0.5990	0.6900
24.392	6.8303	0.0001	0.2160	0.3140	0.4110	0.5980	0.6900
25.074	6.9234	0.0001	0.2160	0.3140	0.4110	0.5980	0.6890
25.776	7.0179	0.0001	0.2150	0.3140	0.4100	0.5970	0.6880
26.498	7.1137	0.0001	0.2150	0.3140	0.4100	0.5970	0.6880
27.240	7.2109	0.0001	0.2150	0.3140	0.4100	0.5960	0.6870
28.002	7.3094	0.0001	0.2150	0.3130	0.4090	0.5960	0.6870
28.786	7.4093	0.0001	0.2150	0.3130	0.4090	0.5950	0.6860
29.592	7.5107	0.0001	0.2150	0.3130	0.4090	0.5950	0.6860
30.420	7.6134	0.0001	0.2150	0.3130	0.4090	0.5950	0.6850
31.271	7.7177	0.0001	0.2150	0.3130	0.4090	0.5940	0.6850
32.147	7.8234	0.0001	0.2150	0.3130	0.4080	0.5940	0.6850
33.047	7.9306	0.0001	0.2150	0.3130	0.4080	0.5940	0.6840
33.972	8.0392	0.0001	0.2150	0.3120	0.4080	0.5930	0.6840
34.923	8.1495	0.0001	0.2150	0.3120	0.4080	0.5930	0.6840
35.900	8.2613	0.0001	0.2150	0.3120	0.4080	0.5930	0.6840
36.905	8.3746	0.0001	0.2150	0.3120	0.4080	0.5930	0.6830
37.938	8.4896	0.0001	0.2150	0.3120	0.4080	0.5930	0.6830
39.000	8.6061	0.0001	0.2140	0.3120	0.4080	0.5930	0.6830
40.092	8.7243	0.0001	0.2140	0.3120	0.4070	0.5920	0.6830
41.214	8.8442	0.0001	0.2140	0.3120	0.4070	0.5920	0.6830
42.368	8.9657	0.0001	0.2140	0.3120	0.4070	0.5920	0.6830
43.553	9.0890	0.0001	0.2140	0.3120	0.4070	0.5920	0.6830
44.773	9.2140	0.0001	0.2150	0.3120	0.4070	0.5920	0.6820
46.026	9.3408	0.0001	0.2150	0.3120	0.4070	0.5920	0.6820
47.314	9.4693	0.0001	0.2150	0.3120	0.4070	0.5920	0.6820
48.639	9.5996	0.0001	0.2150	0.3120	0.4070	0.5920	0.6820
50.000	9.7318	0.0001	0.2150	0.3120	0.4080	0.5920	0.6820

3. Références

[E1] S.B.L. Amar, « GEANT4 et la Photo-production de pions dans la gamme d'énergies intermédiaires », Rapport de Master, Faculté des Sciences, Université Cheikh Anta Diop de Dakar, Sénégal, (2011).

Sokhna Bineta Lo Amar : Étude de la Photo-Production D'un Pion Sur Le Proton Dans La Gamme d'Energies Intermédiaires de JLab avec GEANT4

Résumé

La photo-production de pions à partir de nucléons joue un rôle fondamental dans la compréhension des états de résonances, venant s'ajouter aux connaissances tirées des processus de diffusion nucléon-nucléon. GEANT4 (GEometry ANd Tracking 4) est un outil de simulation Monte Carlo d'interactions entre particules et matière utilisé pour modéliser les expériences de physique nucléaire dans les différents halls expérimentaux de Jefferson Laboratory (JLab) en Virginie (Etats-Unis). Toutefois, la physique mise en jeu dans la région des énergies intermédiaires (entre environ 0.175 et 3 GeV) n'a pas encore été validée dans GEANT4.

Ce travail de thèse consiste en une étude approfondie des modèles de physique incluses dans GEANT4 version 9.4p02 pour la photo-production de π^0 et π^+ à partir du proton. Il permet de montrer clairement que le modèle Bertini (BERT) doit être grandement amélioré pour pouvoir décrire correctement les processus de photo-production de méson (pion). Par contre, le modèle CHIPS (Chiral Invariant Phase Space) reproduit de façon satisfaisante la physique conduisant aux sections efficaces totales extraites des expériences effectuées à ILab mais présente encore quelques différences pour ce qui est des sections efficaces différentielles. De futures améliorations du modèle CHIPS devraient permettre de mieux décrire les réactions exclusives et éventuellement, les processus de photo-production d'autres mésons.

Mots clés: Pions - Photo-production - Physique intermédiaire - Sections efficaces - GEANT4

Sokhna Bineta Lo Amar: Pion Photo-Production on the Proton in the JLab intermediate energy range using GEANT4

Summary

The photo-production of pions off nucleons plays a fundamental role in the understanding of resonance states, expanding the knowledge from those observed from nucleon-nucleon scattering processes. GEANT4 (GEometry ANd Tracking 4) Monte Carlo toolkit, which allows simulating the interactions between particles and matter, is used to model nuclear physics experiments in all of the different experimental halls at Jefferson Laboratory (JLab), located in Virginia USA). However, the physics formalism involved in the intermediate regime (between around 0.175 and 3 GeV) has not yet been validated in GEANT4.

This thesis consists of a comprehensive study of the models implemented in GEANT4 version 9.4p02 for π^0 and π^+ photo-production off the proton. It demonstrates clearly that the Bertini model (BERT) still needs to be greatly improved to accurately describe meson (pion) photo-production processes. On the other hand, the CHIPS (Chiral Invariant Phase Space) model reproduces reasonably well the physics for the total cross sections obtained from experiments carried out at JLab but still have some discrepancies for the differential cross sections. Future developments of the CHIPS model should allow a better treatment of exclusive reactions and possibly other meson photo-production processes.

Keywords: Pions - Photo-production - Intermediate physics - Cross-sections - GEANT4