

FR 8800911
CEA-N-2542

- Note CEA-N-2542 -

Centre d'Etudes Nucléaires de Saclay
Institut de Recherche Fondamentale
Département de Physique Nucléaire

**CONTRIBUTION A L'ETUDE EXPERIMENTALE ET THEORIQUE
DES OBSERVABLES DE LA DIFFUSION ELASTIQUE π^\pm - DEUTON :
TEST DE LA SYMETRIE DE CHARGE ?**

par

Bijan SAGHAI

- Novembre 1987 -

Note CEA-N-2542

DESCRIPTION-MATIERE (*mots clefs extraits du thesaurus SIDON/INIS*)

en français

DIFFUSION ELASTIQUE
SECTIONS EFFICACES DIFFERENTIELLES
REACTIONS PAR MESONS PI-MOINS
REACTIONS PAR MESONS PI-PLUS
BRISURE DE LA SYMETRIE
CIBLE DE DEUTERIUM
APPROXIMATION D'IMPULSION
DOMAINE D'ENERGIE 10 · 100 MEV
DOMAINE D'ENERGIE 100 · 1000 MEV
CORRECTIONS RADIATIVES
CORRECTION DE COULOMB
DISTRIBUTION ANGULAIRE
ASYMETRIE
ORIENTATION DE SPIN

en anglais

ELASTIC SCATTERING
DIFFERENTIAL CROSS SECTIONS
PION MINUS REACTIONS
PION PLUS REACTIONS
SYMMETRY BREAKING
DEUTERIUM TARGET
IMPULSE APPROXIMATION
MEV RANGE 10 · 100
MEV RANGE 100 · 1000
RADIATIVE CORRECTIONS
COULOMB CORRECTION
ANGULAR DISTRIBUTION
ASYMMETRY
SPIN ORIENTATION

NOTE CEA-N-2542 - Bijan SAGHAI

"CONTRIBUTION A L'ETUDE EXPERIMENTALE ET THEORIQUE DES OBSERVABLES DE LA DIFFUSION ELASTIQUE DEUTON : TEST DE LA SYMETRIE DE CHARGE ?".

Sommaire - Ce mémoire présente une expérience de diffusion élastique pion-deuton à 65 MeV et trois études théoriques de cette réaction.

Les mesures sont effectuées avec des pions de charges positives et négatives pour des angles de diffusion compris entre 41 et 143°. Le détecteur consiste en un spectromètre à parcours conçu à cet effet. L'incertitude totale sur les sections efficaces différentielles mesurées est inférieure à 4%. Nous extrayons également le paramètre d'asymétrie de charge. Un traitement général des corrections radiatives pour toute collision hadronique à deux-corps est développé et appliqué aux données.

Afin de tester le principe de symétrie de charge nous effectuons un calcul dans l'approximation d'impulsion en incluant les corrections Coulombiennes externes et internes et un mécanisme de brisure de symétrie de charge relatif à la différence des masses proton-neutron et à celle des composantes de la résonance 33. Ce calcul reproduit à 20% près les sections efficaces et met en évidence la haute sensibilité de paramètre d'asymétrie aux différents ingrédients inclus dans le modèle, sans en reproduire la structure observée.

.../.

NOTE CEA-N-2542 - Bijan SAGHAI

"CONTRIBUTION TO THE EXPERIMENTAL AND THEORITICAL STUDY OF THE ELASTIC DEUTERON SCATTERING OBSERVABLES : TEST OF THE PRINCIPLE OF CHARGE-SYMMETRY ?".

Summary - This memorandum presents an experiment on elastic pion-deuteron scattering at 65 MeV together with three theoretical studies of this reaction.

This measurements are made with pions of positive and negative charge for scattering angles taken between 41° and 143°. The detector consists in a range spectrometer conceived for this experiment. The total uncertainty in the measured differential cross sections is less than 4%. In the process we extract the charge-asymetry parameter. A general treatment of radiative corrections for any two-body hadronic collision is developed and applied to the data.

In order to test the principle of charge symmetry we make a calculation in the impulse approximation including external and internal Coulomb corrections and the mechanism for charge-symmetry breaking relative to the mass-difference of the neutron and proton and to those of the components of the 33 resonance. This calculation reproduces the cross sections within 20% and exhibits the extreme sensivity of the asymmetry parameter to the observed structure.

.../.

A partir des amplitudes fortes calculées par les équations de Faddeev et dans le cadre de la matrice-T, nous développons un traitement détaillé de distorsions de ces amplitudes engendrées par les effets coulombiens à travers la modification des déphasages. La comparaison des résultats avec l'ensemble des données de diffusion élastique, y compris les observables de polarisation, entre 47 et 360 MeV montre l'importance des effets traités dans les mécanismes en jeu. Ce calcul reproduit assez bien le large éventail des données et en particulier les structures des paramètres d'asymétrie à 143 et 256 MeV.

1987

151 Pages

Commissariat à l'Energie Atomique - France.

Starting from the strong amplitudes calculated from the Faddeev equations and in the framework of the T-matrix, we develop a detailed treatment of the distortions of these amplitudes generated by the Coulomb effects via phase-shift modifications. The comparison of the results with the collection of elastic scattering data, including the polarization observables, between 47 and 360 MeV, shows the importance of the effects treated in the mechanisms brought into play. This calculation reproduces the data rather well and in particular, the structure of the asymmetry parameter at 143 and 256 MeV.

1987

151 Pages

Commissariat à l'Énergie Atomique - France.

ORSAY

N^o d'ordre :

T H E S E

PRESENTEE

A L'UNIVERSITE DE PARIS-SUD

CENTRE D'ORSAY

POUR OBTENIR

LE GRADE DE DOCTEUR ES-SCIENCES

par

Bijan SAGHAI

**CONTRIBUTION A L'ETUDE EXPERIMENTALE ET THEORIQUE
DES OBSERVABLES DE LA DIFFUSION ELASTIQUE π^{\pm} - DEUTON :
TEST DE LA SYMETRIE DE CHARGE ?**

Soutenue le 28 septembre 1987, devant la Commission d'Examen

MM. A.	BOUYSSY	Président
Ch.	TZARA	
K.	BRUSSEL	
R.	ENGFER	Examineurs
T.O.E.	ERICSON	
G.H.	LAMOT	
J.	MORGENSTERN	

- Note CEA-N-2542 -

Centre d'Etudes Nucléaires de Saclay
Institut de Recherche Fondamentale
Département de Physique Nucléaire

CONTRIBUTION A L'ETUDE EXPERIMENTALE ET THEORIQUE
DES OBSERVABLES DE LA DIFFUSION ELASTIQUE π^\pm - DEUTON :
TEST DE LA SYMETRIE DE CHARGE ?

par

Bijan SACHAI

*S'il faut rendre compte
Des beautés du monde,*

*On n'oubliera pas
Les moulins à vent*

*Que le vent détraque
Et qui nous oublie*

Pour le vent, l'aurore et la liberté.

Eugène GUILLEVIC

à Marie-Hélène

Je tiens à témoigner de ma respectueuse et profonde gratitude à Christophe TZARA pour le rôle déterminant qu'il a joué dans ma carrière de chercheur. Il m'a en effet accueilli au Service de Physique Nucléaire à Haute Energie du Commissariat à l'Énergie Atomique, et m'a proposé le sujet de ce mémoire. Depuis lors, Christophe TZARA, m'a toujours prodigué des conseils critiques enrichissants et assuré de ses encouragements. Pour ma part, j'espère être digne de cet honneur.

Je remercie particulièrement Joseph MORGENSTERN, pour sa grande contribution dans la partie expérimentale de ce travail, et pour son indéfectible amitié à mon égard. Je le remercie également de l'intérêt qu'il a manifesté pour cette thèse en acceptant d'être membre de ce jury.

Je suis reconnaissant à Georges LAMOT d'avoir très aimablement accepté d'être le rapporteur de ce mémoire.

Je remercie vivement Alain BOUYSSY d'avoir bien voulu assurer la présidence de ce jury.

J'exprime mes chaleureux remerciements à Morton BRUSSEL, Roland ENGFER, et Torleif ERICSON de m'avoir honoré de leur participation à ce jury.

Il m'est très agréable d'exprimer toute ma reconnaissance à Jacques MILLER pour son concours, aussi discret qu'efficace dans le déroulement de mes activités scientifiques.

Que Guy FOURNIER soit assuré de mes remerciements les plus vifs et de ma très sincère amitié pour avoir bien voulu partager avec moi, ses compétences tout au long de ce travail, et son sens de la cordialité.

Je remercie Pascal VERNIN pour son apport important dans la réalisation de l'expérience et dans l'analyse des données.

Je tiens également à remercier Bernard BALESTRI, Pierre BERTIN, Bernard COUPAT, Alain GERARD, Eddy LINGEMAN, Jacques MILLER, Jean PICARD, et Kamal SETH pour leur active participation aux prises de données.

Le logiciel d'acquisition SADE a été indispensable pour mener à bien l'expérience. Je remercie Jean-Pierre GENIN qui a développé ce programme. Ses conseils pertinents m'ont toujours été très précieux.

Je voudrais exprimer mes remerciements à Albert GODIN, Michel MONTENON

et Pierre ROUX pour le soin qu'ils ont apporté à la réalisation et au fonctionnement de la cible cryogénique; et à Yvon BAILLON, qui a dessiné et assuré le montage mécanique du spectromètre à parcours avec une grande conscience professionnelle.

Je remercie l'équipe de l'Accélérateur Linéaire de Saclay, dont la compétence et l'efficacité ont permis d'obtenir le faisceau nécessaire aux prises de données.

L'interprétation des résultats expérimentaux n'aurait pas été possible sans les compétences et la patience de mes collègues et amis théoriciens. Tout d'abord, j'adresse mes remerciements à Ronald Rockmore pour sa longue et fructueuse collaboration, laquelle m'a beaucoup apporté. J'assure également Joseph FROHLICH de ma reconnaissance pour son apport déterminant quant à l'analyse présentée dans le dernier chapitre. J'exprime aussi mes remerciements à Claude FAYARD et à Georges LAMOT pour leur contribution importante à ce chapitre, ainsi que pour l'intérêt qu'ils ont manifesté à ce travail.

À différentes phases de cette étude, j'ai pu tirer profit, en maintes occasions, des discussions approfondies avec Noël GIRAUD, Tetsuro MIZUTANI, Avraham RINAT, et Anthony THOMAS; je les assure de mes sincères remerciements.

J'exprime ma reconnaissance à Claude SAMOUR pour son soutien efficace et pour l'intérêt qu'il a porté à ce travail.

La large collaboration, qui a permis de mener à bien le travail présenté dans ce mémoire, a pu être réalisée grâce à l'appui des responsables hiérarchiques du Département de Physique Nucléaire du CEN-Saclay. Je tiens, en particulier, à exprimer ma reconnaissance à Vincent GILLET.

Grâce aux aides précieuses et amicales de Denise BONGUET, Maryse DIGUET, Renée GRAS, et Ginette LEGROS, j'ai pu souvent échapper au labyrinthe administratif, je les en remercie bien vivement.

Enfin, je suis reconnaissant à Mesdames Françoise LEPAGE et Eliane THUREAU d'avoir assuré avec soin et gentillesse la dactylographie des publications, la présentation et l'impression de ce mémoire.

TABLE DES MATIERES

PREAMBULE	1
INTRODUCTION	5
REFERENCES	10
CHAPITRE I : SOURCES POSSIBLES DE BRISURE DE SYMETRIE D'ISOSPIN	13
I.1 Modèle de Cottingham	15
I.2 Mécanisme de rétro-action	16
I.3 Têtards	20
I.4 Chromodynamique quantique	22
I.5 Conclusion	27
REFERENCES	28
CHAPITRE II : INDEPENDANCE ET SYMETRIE DE CHARGE	33
II.1 Indépendance de charge	34
<i>II.1.1 Diffusion nucléon-nucléon à basse énergie</i>	<i>34</i>
<i>II.1.2 Interaction pion-nucléon</i>	<i>38</i>
<i>II.1.3 Réactions $pd \rightarrow \pi^+{}^3\text{He}$ et $pd \rightarrow \pi^+{}^3\text{H}$</i>	<i>38</i>
II.2 Symétrie de charge	40
<i>II.2.1 Interactions pp et nn à basse énergie</i>	<i>40</i>
<i>II.2.2 Diffusion élastique np</i>	<i>40</i>
<i>II.2.3 Anomalie Nolen-Schiffer</i>	<i>41</i>
<i>II.2.4 Réaction $np \rightarrow d\pi^0$</i>	<i>42</i>
<i>II.2.5 Réaction $dd \rightarrow {}^4\text{He} \pi^0$</i>	<i>42</i>
<i>II.2.6 Diffusion élastique $\pi^{\pm}{}^3\text{H}$ et $\pi^{\pm}{}^3\text{He}$</i>	<i>43</i>
<i>II.2.7 Diffusion élastique $\pi^{\pm}{}^4\text{He}$</i>	<i>44</i>
II.3 Conclusion	45

REFERENCES	46
CHAPITRE III : DIFFUSION ELASTIQUE PION-DEUTON	49
III.1 Période 1950-1975	52
III.2 Période 1976-1987	57
<i>III.2.1 Résultats expérimentaux</i>	57
<i>III.2.2 Etudes théoriques</i>	62
III.3 Symétrie de charge	66
REFERENCES	72
CHAPITRE IV : DIFFERENTIAL CROSS SECTIONS FOR ELASTIC π^+d	
SCATTERING AT 65 MeV	77
IV.1 Introduction	78
IV.2 Experimental set-up	79
<i>IV.2.1 Range spectrometer</i>	80
<i>IV.2.2 Liquid deuterium target</i>	82
<i>IV.2.3 Beam monitor</i>	83
IV.3 Electronics, data acquisition and analysis	84
IV.4 Cross section determination and uncertainties	84
<i>IV.4.1 Elastic scattering cross section determination</i>	84
<i>IV.4.2 Uncertainties</i>	86
IV.5 Experimental results; comparison with theoretical	
calculations	87
<i>IV.5.1 Absolute cross sections</i>	87
<i>IV.5.2 A test of charge symmetry in the strong</i>	
<i>interactions</i>	89
IV.6 Summary and conclusions	91
REFERENCES	91
CHAPITRE V : RADIATIVE CORRECTIONS IN HADRONIC COLLISIONS	93
V.1 Introduction	94
V.2 Calculation of radiative corrections	95

V.3 Discussion	97
<i>V.3.1 Meson-nuclei</i>	98
<i>V.3.2 Baryon-nuclei</i>	99
V.4 Summary and conclusions	101
REFERENCES	102
CHAPITRE VI : CHARGE SYMMETRY ANALYSIS OF ELASTIC π^{\pm}d SCATTERING	
BELOW THE 33 RESONANCE	103
REFERENCES	110
CHAPITRE VII : EFFECTS OF A REFINED COULOMB TREATMENT ON π^{\pm}-DEUTERON	
ELASTIC SCATTERING OBSERVABLES	111
VII.1 Introduction	112
VII.2 Contributions to the π^{\pm}d scattering amplitudes	113
<i>VII.2.1 The pure Coulomb amplitudes</i>	115
<i>VII.2.2 Coulomb-modified hadronic amplitude</i>	116
<i>VII.2.3 Pure hadronic amplitudes</i>	119
VII.3 A comparison of different Coulomb correction	
prescriptions	119
VII.4 Results	122
<i>VII.4.1 π^{\pm}d differential cross sections</i>	124
<i>VII.4.2 π^{\pm}d vector analyzing power and tensor</i>	
<i>polarization</i>	127
<i>VII.4.3 π^{\pm}d charge asymmetry parameters</i>	130
VII.5 Summary and conclusions	135
REFERENCES	137
CONCLUSION	139

PREAMBULE

Ce mémoire présente une étude de la diffusion élastique π^{\pm} -deuton. Les motivations de ce travail sont principalement de deux ordres :

i) Le système pion-deutérium se prête à des calculs sophistiqués basés sur les équations de Faddeev à trois-corps. La comparaison des résultats de cette approche avec ceux des modèles de la diffusion multiple, devrait permettre d'améliorer ces derniers, pour pouvoir les appliquer ensuite aux études d'interactions pion-noyau. Des données expérimentales précises sont nécessaires afin de susciter des calculs plus raffinés, et approfondir notre connaissance du mécanisme de ces réactions.

ii) La comparaison des sections efficaces différentielles π^+d et π^-d constitue un des tests du principe de symétrie de charge dans les interactions fortes.

Notre contribution à l'étude expérimentale et théorique de ces sujets a fait l'objet de quatre articles reproduits dans cette thèse (chapitres IV à VII), lesquels sont précédés d'une introduction et de trois chapitres ayant pour but de situer les problèmes posés.

L'introduction contient les étapes principales de l'évolution du concept d'isospin, dès son avènement en 1932 jusqu'à 1954, et décrit la naissance du principe d'invariance d'isospin dans les interactions fortes.

Dès les années cinquante, les résultats expérimentaux sur les masses des hadrons, qui indiquent une brisure de cette symétrie, ont suscité des travaux théoriques. Ces derniers ont pour but d'établir si cette brisure est simplement d'origine électromagnétique, ou bien si la symétrie proposée est brisée par les interactions fortes. Les principales études effectuées

depuis 1954 sur cette question sont résumées dans le premier chapitre.

Les efforts expérimentaux et théoriques pour tester la validité de l'indépendance et de la symétrie de charge dans les systèmes à petit nombre de hadrons, sont explicités dans le deuxième chapitre.

Dans le troisième chapitre, nous examinons les résultats des études relatives à la diffusion élastique pion-deuton depuis 1951, dans le contexte des motivations mentionnées ci-dessus.

Nous présentons dans le quatrième chapitre la méthode expérimentale et les résultats de nos mesures des sections efficaces différentielles absolues avec une précision meilleure que $\pm 4\%$ à $T_{\pi^\pm}^{lab} = 65$ MeV. Les prédictions de deux approches théoriques basées, l'une sur l'approximation d'impulsion, l'autre sur les équations de Faddeev, sont comparées aux données ainsi qu'à la distribution angulaire du paramètre d'asymétrie de charge défini comme :

$$A(\theta) = \frac{\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{\pi^-} - \left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{\pi^+}}{\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{\pi^-} + \left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{\pi^+}} .$$

Le cinquième chapitre est consacré à un traitement général des corrections radiatives pour toute collision hadronique $a+b \rightarrow c+d$. L'application de l'expression obtenue à la diffusion pion-deutérium montre que ces corrections ne sont pas négligeables, compte tenu de la précision des données expérimentales. Et cela, d'autant plus que ces effets ne sont pas identiques pour des pions de charge opposée.

L'étude de symétrie de charge à travers la diffusion élastique π^\pm -d, dans le cadre d'un calcul en approximation d'impulsion, est abordée dans le sixième chapitre. Ce formalisme inclut les corrections Coulombiennes externes et internes et les mécanismes de brisure de symétrie de charge relatifs à la différence des masses proton-neutron, à celle des composantes Δ^{++} et Δ^- de la résonance Δ_3 , ainsi qu'à la différence entre les constantes de couplage πn et πp .

Le septième chapitre porte sur un traitement détaillé des effets Coulombiens, à travers la distorsion des amplitudes fortes due au champ Coulombien. Les prédictions de cette approche sont comparées aux données

des observables de la diffusion élastique pion-deutérium entre 47 et 360 MeV, y compris le pouvoir d'analyse it_{11} et la polarisation tensorielle t_{20} .

Une synthèse des travaux présentés et les conclusions qui en découlent closent ce mémoire.

INTRODUCTION

L'histoire de l'isospin commence en 1932, l'année de la découverte du neutron¹⁾. La nouvelle particule acquiert immédiatement un caractère aussi fondamental que le proton, en tant que constituant du noyau atomique. Chadwick²⁾ et Iwanenko³⁾ remarquent des similitudes entre les deux particules. Mais l'étape décisive de la formulation d'un nouveau concept, selon lequel le proton et le neutron forment les doublets d'une entité dichotomique, est franchie par Heisenberg⁴⁾. En outre, Heisenberg construit le premier modèle phénoménologique de la structure nucléaire à partir d'un postulat, suivant lequel le noyau est composé de Z protons et de $N=A-Z$ neutrons en interaction, d'après une loi qu'il introduit d'une manière *ad hoc*. En réalité, cette loi est calquée sur le mécanisme de liaison homopolaire dans les molécules de H_2^+ et H_2 , décrit par la mécanique quantique. Une telle démarche semble justifiée, car les lois qui sont à l'origine des structures moléculaires contiennent des propriétés (force de courte portée résultant de l'échange d'électron(s) entre les atomes, effet de saturation dû au principe d'exclusion de Pauli) présentes également dans la cohésion nucléaire.

Dans ce modèle nucléaire, les deux nucléons échangent une charge électrique de polarité négative véhiculée, selon Heisenberg, par un "électron de spin nul". Et c'est ainsi que Heisenberg obtient un Hamiltonien dépendant d'isospin, lequel contient les trois combinaisons possibles pp , np et nn (réfs 4 et 5). Cela reflète l'originalité de l'idée et la beauté du formalisme.

L'étape suivante consiste évidemment à confronter les prédictions de ce modèle aux données expérimentales. En attendant, les résultats obtenus par

Heisenberg seront éclipsés par un autre modèle proposé par Majorana⁶⁾, de conception "traditionnelle", et dans lequel le changement d'état de charge est assuré par une permutation spatiale des deux nucléons. Ce modèle, en tenant compte uniquement des paires np dans le noyau, réussit à expliquer la saturation des forces nucléaires. Par conséquent, le modèle de Majorana écrante le concept d'isospin, mais surtout il ralentit le développement de l'idée sous-jacente de la "théorie du champ" des forces nucléaires.

Cependant, la découverte du positon⁷⁾, la même année, empêche que le modèle de Heisenberg soit complètement abandonné. Car cela permet d'étendre l'analogie entre les deux hadrons et donc de suggérer que la particule médiatrice des forces nucléaires peut être aussi bien émise par un neutron que par un proton. Désormais, le neutron n'est plus considéré comme étant composé d'un proton et d'une particule X⁻, mais comme une entité élémentaire au même titre que le proton.

La description du spectre en énergie de la désintégration β par Fermi⁸⁾, incluant dans le processus l'insaisissable neutrino, "inventé" par Pauli⁹⁾, semble apporter un peu de lumière sur la nature des échanges internucléoniques. Or, des efforts pour expliquer la force nucléaire par l'échange de paires chargées¹⁰⁾ ($e^+\nu$) et neutres¹¹⁾ (e^+e^- , $\nu\bar{\nu}$) de spin nuls, se révèlent incapables de réconcilier les mécanismes évoqués, avec l'indépendance de charge des forces nucléaires récemment "établie".

En effet, trois articles, qualifiés de "mémorables" par Pauli, engendrent un bouleversement certain dans la vision du monde subatomique, en remettant en valeur l'approche du concept d'isospin. Le premier article¹²⁾ contient des résultats expérimentaux de la diffusion proton-proton à 1 MeV. Les sections efficaces mesurées montrent un écart significatif par rapport aux calculs, ne tenant compte que de l'interaction purement électromagnétique. L'analyse détaillée de ces données fait l'objet du deuxième article et aboutit à une conclusion inattendue : la force non-Coulombienne pp est comparable à celle de np (réf. 13). Malgré l'absence de toute mesure de l'interaction neutron-neutron, il *semble plausible* d'attribuer à la paire nn la même force qu'à la paire pp. Et ainsi, naissent les principes d'indépendance et de symétrie de charge des

forces nucléaires. Le troisième article¹⁴⁾, s'appuyant sur ces conclusions semi-factuelles, ressuscite la notion d'isospin, et donne une formulation cohérente du potentiel nucléon-nucléon dépendant de l'isospin, du spin et de la séparation spatiale entre les deux particules, tout en satisfaisant le principe généralisé de Pauli (antisymétrisation complète). En outre, Wigner¹⁵⁾ introduit la notion d'isospin total et de sa conservation dans les interactions nucléon-nucléon.

Les efforts théoriques évoqués ci-dessus pour dégager un mécanisme d'échange internucléonique sans transfert de spin (en associant deux particules de spin $1/2$) se soldent par un échec. Mais ils ont le double mérite d'avoir introduit le concept de courant neutre et d'avoir formulé la quantification du champ scalaire¹⁶⁾ (en l'occurrence celui des bosons chargés). Ce dernier formalisme, brassé par l'ingéniosité de Yukawa¹⁷⁾, amorce une vraie percée dans notre compréhension des interactions fortes. Son postulat porte sur l'existence d'une nouvelle particule, baptisée pion, de spin nul et d'une masse ~ 300 fois celle de l'électron. La "naissance" discrète du quanta du champ nucléaire (annoncée en anglais, mais dans une revue japonaise), et la réticence de la communauté des physiciens à accueillir une (autre) particule hypothétique, minimisent la portée de cette idée pertinente.

La découverte¹⁸⁾ du faux jumeau du pion, le muon, deux ans plus tard, réoriente les axes de recherche dans le microcosme nucléonique. En particulier, Kemmer¹⁹⁾ est amené à rajouter l'échange du pion neutre dans l'interaction NN, afin que l'hamiltonien contienne l'indépendance de charge. L'hypothèse de l'existence du π^0 est si bien accueillie que Bethe²⁰⁾ développe un formalisme basé seulement sur l'échange de pions neutres. Cependant, les études expérimentales des propriétés des "mésotrons" dans le rayonnement cosmique donnent des résultats déconcertants : leur durée de vie est de deux ordres de grandeur supérieure²¹⁾ à celle prédite par Yukawa et ils n'interagissent que faiblement avec le noyau atomique²²⁾. Ces incompatibilités théorie-expérience conduisent à la suggestion selon laquelle il existe deux familles de "mésotrons"²³⁾, les pions et les muons. La découverte des

pions chargés²⁴⁾, de leurs modes de décroissance en muon²⁵⁾, et de la détermination de leur masses²⁶⁾, établit la cohérence entre les approches théoriques et les données expérimentales. L'avenement en 1947 du premier faisceau de pions au synchrocyclotron de Berkeley²⁷⁾ donne un essor initial à l'étude des propriétés intrinsèques des pions, de leurs interactions avec la matière et permet la mise en évidence expérimentale du pion neutre²⁸⁾. L'existence d'un deuxième isomultiplet est par la même établie.

Ainsi, au début des années cinquante, le concept d'isospin devient finalement partie intégrante de la pensée scientifique. Néanmoins, les symétries interne et globale associée à cette notion restent séparées des symétries connues. Or, l'unification des interactions électrique et magnétique, par Maxwell en 1868, avait permis d'effectuer la transition importante de la symétrie globale de conservation de charge dans l'univers, à la symétrie locale d'invariance de phase, assurant la conservation locale de la charge. Cette unification avait nécessité l'association d'un champ vectoriel A à un champ scalaire V . De même, la relativité restreinte où les transformations espace-temps satisfont à une symétrie globale, suppléé par le champ gravitationnel, avait abouti en 1916 à une théorie de jauge locale dans le cadre de la relativité générale.

L'invariance de jauge des interactions électromagnétique et gravitationnelle suggérait donc l'idée selon laquelle toutes les interactions fondamentales dans la nature doivent être invariantes de jauge.

Dans l'espoir d'aboutir à une théorie de jauge des interactions fortes, Yang et Mills²⁹⁾, en 1954, effectuent un travail pionnier pour obtenir une symétrie locale à partir du principe de la symétrie globale d'invariance d'isospin. La démarche adoptée par ces auteurs se révèle porteuse d'une nouvelle idée marquante : la symétrie globale ne se réalisant pas à l'aide d'un scalaire comme pour les interactions électromagnétiques, il est nécessaire d'introduire des matrices de transformation agissant sur des spineurs à 2 composantes. La théorie de Yang-Mills est par conséquent non-abelienne.

En effet, les représentations les plus simples du groupe de symétrie d'isospin $SU(2)$ sont 2 et $\bar{2}$. Pour les transformations de phase, nous avons donc besoin d'au moins 2@2=1@3 champs; le singulet n'est autre que le champ A du photon et le triplet représente trois particules, de masse également nulle, mais porteuses du nombre quantique d'isospin avec des états de charge -1, 0, et +1. Or, de telles particules n'existent pas dans la nature...

Les progrès intervenus depuis lors³⁰⁾ ont abouti à l'avènement du concept de la brisure spontanée de symétrie et à son incorporation aux théories de jauge non-abeliennes. Ainsi, de par les théories d'unification, la recherche d'une profonde harmonie dans les lois de la nature tendrait vers la concrétisation de l'une des plus grandes aspirations de la pensée humaine.

REFERENCES

1. J. Chadwick, *Nature* 129 (1932) 312;
 M. Curie and F. Joliot, *Compt. Rend. Acad. Sci.* 194 (1932) 273;
 ibid 194 (1932) 708; *ibid* 194 (1932) 876; *ibid* 194 (1932) 2208
2. J. Chadwick, *Proc. Roy. Soc.* A136 (1932) 692
3. D. Iwanenko, *Nature* 129 (1932) 798
4. W. Heisenberg, *Z. Phys.* 77 (1932) 1
5. W. Heisenberg, *Z. Phys.* 80 (1933) 587
6. E. Majorana, *Z. Phys.* 82 (1933) 137
7. C.D. Anderson, *Science* 76 (1932) 238;
 C.D. Anderson, *Phys. Rev.* 43 (1933) 491
8. E. Fermi, *Z. Phys.* 85 (1934) 161
9. W. Pauli, in "Rapports du Septième Conseil de Physique Solvay,
 Bruxelles, 1933", Gauthier-Villars, Paris 1934
10. J. Tamm, *Nature* 133 (1934) 981;
 D. Iwanenko, *Nature* 133 (1934) 981
11. G. Gamov and E. Teller, *Phys. Rev.* 51 (1937) 289
12. M.A. Tuve et al., *Phys. Rev.* 43 (1936) 1055
13. G. Breit et al., *Phys. Rev.* 50 (1936) 825
14. B. Cassen and E.U. Condon, *Phys. Rev.* 50 (1936) 846
15. E. Wigner, *Phys. Rev.* 51 (1937) 106
16. W. Pauli and V. Weisskopf, *Helv. Phys. Acta* 7 (1934) 709
17. K. Yukawa, *Proc. Phys. Math. Soc.* 17 (1935) 48
18. S.H. Neddermeyer and C.D. Anderson, *Phys. Rev.* 51 (1937) 1005;
 J.C. Street and E.C. Stevenson, *Phys. Rev.* 52 (1937) 1003
19. N. Kemmer, *Phys. Rev.* 52 (1937) 906
20. H. Bethe, *Phys. Rev.* 55 (1939) 1261
21. F. Rasetti, *Phys. Rev.* 59 (1941) 706;
 ibid 59 (1941) 613; *ibid* 60 (1941) 198
 B. Rossi and N. Nereson, *Phys. Rev.* 62 (1942) 417

22. M. Conversi et al., Phys. Rev. 71 (1947) 209
23. H.A. Bethe and R.E. Marshak, Phys. Rev. 72 (1947) 506
24. D.H. Perkins, Nature 159 (1947) 126;
G.P.S. Occhialini and C.F. Powell, Nature 159 (1947) 186
25. C.M.G. Lattes et al., Nature 159 (1947) 694
26. C.M.G. Lattes et al., Nature 160 (1947) 453
27. W.M. Brobeck, Phys. Rev. 71 (1947) 453
28. R. Bjorklund et al., Phys. Rev. 77 (1950) 213
29. C.N. Yang and R.L. Mills, Phys. Rev. 96 (1954) 191
30. *Une discussion détaillée sur les développements, survenus depuis 1954, ne rentrerait pas dans le cadre de ce mémoire. Signalons quelques articles de revue :*
 - R. Jackiw, *in New Frontiers in High Energy Physics*,
Eds A. Perlmutter and L.F. Scott,
Plenum Press (1978), pp. 589-610;
 - S. Weinberg, Rev. Mod. Phys. 52 (1980) 515;
 - A. Salam, Rev. Mod. Phys. 52 (1980) 525;
 - S.L. Glashow, Rev. Mod. Phys. 52 (1980) 539

CHAPITRE I

SOURCES POSSIBLES DE BRISURE DE SYMETRIE D'ISOSPIN

L'invariance d'isospin implique l'égalité des masses non-électromagnétiques des composantes de chaque multiplet d'isospin. Les différences de masses (δm) mesurées¹⁾ sont reportées ci-dessous :

BARYONS	δm (MeV)	$ \delta m /m$ (%)
p-n	$-1,239 \pm 0,000$	0,14
$\Sigma^+ - \Sigma^0$	$-3,10 \pm 0,14$	0,26
$\Sigma^- - \Sigma^0$	$+4,88 \pm 0,01$	0,41
$\Xi^- - \Xi^0$	$+6,4 \pm 0,6$	0,49
$\Xi^+ - \Xi^0$	$+2,90 \pm 0,99$	0,42
$\pi^+ - \pi^0$	$+4,604 \pm 0,004$	3,35
$\rho^+ - \rho^0$	$-0,3 \pm 0,22$	$\cong 0$
$K^+ - K^0$	$-4,01 \pm 0,13$	0,81
$K^{*+} - K^{*0}$	$-4,1 \pm 0,6$	0,29

Les écarts relatifs $\left(\frac{|\delta m|}{m}\right)$ observés sont effectivement faibles (<1%) , excepté pour les pions.

Jusqu'à la fin des années soixante , ces déviations étaient attribuées²⁾ aux effets électromagnétiques. Depuis l'avènement de la chromodynamique quantique (QCD), ce problème connaît un regain d'intérêt; la QCD suggérant expressément une contribution supplémentaire d'origine hadronique, donc de caractère fondamental.

Ainsi dans ce chapitre, après une introduction couvrant les questions soulevées pendant les années cinquante, nous abordons brièvement les trois méthodes principales de calculs de différences de masses électromagnétiques, développées à partir de 1960. Pour chaque approche, nous nous limitons à présenter les hypothèses, les approximations et des résultats typiques. Enfin, nous examinons les résultats les plus récents, obtenus dans le cadre de la QCD.

Dès le début des années cinquante, des expériences ayant pour but de mesurer la masse du neutron, donnaient l'ordre de grandeur de l'excès de masse du neutron par rapport à l'atome d'hydrogène. En effet, des mesures du bilan énergétique de la réaction $t(^1\text{H},n)^3\text{He}$ (réf.3) et de la désintégration β du tritium⁴⁾ fournissaient $m_n - m_p = -0,782 \pm 0,001$ MeV, et confirmaient les résultats obtenus en désintégration β du neutron⁵⁾ ($-0,782 \pm 0,013$). Grâce à une sous-estimation des erreurs de mesures (comme cela arrive!), ces résultats étaient considérés comme significatifs et, par conséquent, ils constituaient un point de repère pour les calculs. Peu de temps après, Feynman et Speisman⁶⁾, dans le cadre de l'électrodynamique quantique et en se limitant au terme de Born, étudient l'auto-énergie d'une particule de Dirac, possédant un moment magnétique anomal représenté par un terme de Pauli. Ils tentent de démontrer que la contribution Coulombienne ($\delta m_c > 0$) à la masse du proton pourrait être compensée par des effets magnétiques ($\delta m_m < 0$) et, partant, reproduire le signe négatif de $\delta m (= \delta m_c + \delta m_m)$. De là, ils concluent que "tout écart à la symétrie d'isospin pourrait être attribué *exclusivement* aux effets électromagnétiques". Ce travail de pionnier a eu un impact indéniable, en ce sens qu'il laisse présager la résolution de ce problème fondamental à partir de l'interaction la mieux comprise. Et cela d'autant plus que les coupures en énergie, choisies par Feynman-Speisman correspondant à des rayons de charge et magnétique de $\sim 0,2$ fm, s'avèrent par la suite en harmonie avec les estimations du rayon magnétique du proton⁷⁾ ($\leq 0,5$ fm) et le rayon du neutron⁸⁾ ($\leq 0,1$ fm). Or, en 1955, les premières mesures de la diffusion élastique électron-proton, effectuées par Hofstadter et al.⁹⁾, permettent une détermination plus précise des rayons du proton¹⁰⁾ ($r_c = r_m = 0,74 \pm 0,24$),

mettant en cause les conclusions de Feynman-Speisman. En effet, l'introduction des facteurs de forme^{11,12)}, extraits des mesures e-p dans l'approche proposée par Feynman-Speisman, conduit à la valeur¹¹⁾ $\delta m_{p,n} = +0,6$ MeV.

Les implications des résultats expérimentaux (diffusions élastique et inélastique électron-nucléon) dans les calculs de la dégénérescence des masses hadroniques, ressortent clairement dans un modèle développé par Cottingham¹³⁾ en 1963, qui dès lors constitue le point de départ de plusieurs calculs sur ce problème.

I.1 Modèle de Cottingham

L'hypothèse de base consiste à exprimer l'auto-énergie d'un hadron, au premier ordre des interactions électromagnétiques, par une intégrale sur l'amplitude de diffusion Compton hors-couche à l'avant ($M_{\mu\nu}$) d'un photon de masse q^2 , d'énergie $\nu = p \cdot q/m$, et de polarisation ϵ^μ , sur un nucléon de masse m et de quantité de mouvement p :

$$\Delta m_{e,n} = \frac{1}{(2\pi)^2} \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{d^4 q}{q^2 + \nu^2} g_{\mu\nu} M_{\mu\nu}(q, i\nu) . \quad (I-1)$$

Cottingham¹³⁾, en supposant que cette intégrale converge, la ramène du plan complexe ν à une intégrale sur la quantité de mouvement d'un photon de type-espace :

$$\Delta m_{e,n} = -\frac{1}{2\pi} \int_0^\infty \frac{dq^2}{q^2} \int_0^{\sqrt{q^2}} d\nu \sqrt{q^2 - \nu^2} \left[3q^2 t_1(-q^2, i\nu) - (q^2 + 2\nu^2) t_2(-q^2, i\nu) \right] , \quad (I-2)$$

avec $g_{\mu\nu} = \epsilon^\mu \epsilon^\nu$.

Les amplitudes de diffusion $t_i(-q^2, i\nu)$, approximation de Born, sont exprimées¹⁴⁾ en fonction des facteurs de forme élastiques:

$$t_i^B(q^2, \nu) = \frac{4mq^2}{q^4 - 4m^2\nu^2} f_i(q^2) ; \quad i=1,2 \quad , \quad (I-3)$$

avec¹⁵⁾

$$f_1(q^2) \propto 2\kappa_p , \quad (I-4)$$

$$f_2(q^2) \propto (1 + 4m^2 q^{-2} + 2\kappa_p) ; \quad (I-5)$$

et $\kappa_p = 0,79$.

Par conséquent, la contribution de t_1 à δm est d'origine magnétique, tandis

que celle de t_2 est essentiellement Coulombienne. En outre, l'équation (I-2) montre que le premier terme est négatif, le deuxième positif.

L'hypothèse controversée¹⁶⁾ de la convergence de l'intégrale (1-2) reste le point faible de cette approche, et l'extrapolation, à l'aide des relations de dispersions, à la région non-physique, rend le résultat dépendant du modèle, introduisant des incertitudes difficiles à évaluer.

Récemment, Kimel¹⁷⁾ a étudié la possibilité d'inclure les contributions de la région de haute-énergie par un traitement semi-hors-couche du nucléon. Cet auteur¹⁸⁾ a, de plus, incorporé le mécanisme de 't Hooft-Weinberg¹⁹⁾, selon lequel la différence des masses des nucléons et celle des quarks u et d proviennent *exclusivement des effets radiatifs électro-faibles*. Dans ce contexte, la région de haute énergie est régie par la structure sub-nucléonique. Or, ce mécanisme de brisure spontanée de symétrie, étudié²⁰⁾ dans les interactions *purement électro-faibles*, montre que sa contribution à la quantité $\delta m_{p,n}$ serait¹⁹⁾ de *signe positif*. En outre, Kimel montre la grande sensibilité des résultats numériques aux valeurs du paramètre ajustable de la masse hors-couche du nucléon.

En résumé, les calculs basés sur le formalisme de Cottingham, apportent des éclaircissements sur le rôle des phénomènes inclus à travers diverses approximations, mais se révèlent incapables de faire des prédictions non-ambigües.

1.2 Mécanisme de rétro-action

Selon le principe d'équivalence proposé par Chew et Frautschi²¹⁾, tout système stable ou instable est composite. De ce point de vue, les mêmes forces produisent les résonances et les états liés, ces derniers pouvant être identifiés aux particules. La notion d'élémentarité n'a donc pas de sens car, aussi bien les éléments constituants que les sources des énergies de liaison sont composites. Dans un tel schéma d'auto-consistance, ou de mécanisme d'emboîtement (*bootstrap*), toutes les particules et les résonances émergent simultanément.

Une des conséquences de cette hypothèse est d'attribuer les différences

de masses, au sein du même isomultiplet, aux effets électromagnétiques dans les interactions engendrant les états liés. Une telle approche a été développée par Dashen et Frautschi²²⁾, dans le formalisme de la matrice-S. L'application²³⁾ de cette méthode à δm_{pn} aboutit à un accord (presque) parfait avec la valeur expérimentale.

Ces auteurs représentent le nucléon composé uniquement d'une superposition pion-nucléon²⁴⁾ :

$$|p\rangle = \sqrt{\frac{2}{3}} |\pi^+ n\rangle - \sqrt{\frac{1}{3}} |\pi^0 p\rangle , \quad (I-6a)$$

$$|n\rangle = -\sqrt{\frac{2}{3}} |\pi^+ p\rangle + \sqrt{\frac{1}{3}} |\pi^0 n\rangle . \quad (I-6b)$$

Les interactions électromagnétiques décalent la masse du nucléon, car d'une part, l'énergie de liaison est modifiée par les forces électromagnétiques (le terme dominant ou *driving term*) et, d'autre part, les pions et les nucléons constitutants subissent une modification de masse (le terme de rétro-action ou *feedback*) :

$$\delta m = K + \Lambda \delta m . \quad (I-7)$$

Nous présentons ici un résumé des points principaux du calcul de Dashen-Frautschi.

En l'absence des interactions électromagnétiques, l'isospin étant conservé, les masses des nucléons (m) et des pions (m_π) ne dépendent pas de leur état de charge. Compte tenu des décompositions (I-6), le problème consiste à trouver le pôle du nucléon dans le plan analytiquement continu de l'amplitude de diffusion πN :

$$A(W) = \frac{W^2}{m^2} \frac{1}{(W-m)^2 - m_\pi^2} \frac{1}{q} e^{i\delta} \sin \delta , \quad (I-8)$$

avec : δ le déphasage, W l'énergie totale et q la quantité de mouvement. Par ailleurs, en présence de l'interaction électromagnétique, l'amplitude dépend de la troisième composante d'isospin (I_3). Dashen-Frautschi définissent :

$$\delta A = A(I_3 = +1/2) - A(I_3 = -1/2) , \quad (I-9)$$

et font les hypothèses suivantes :

i) pour un potentiel fort V , l'amplitude de la diffusion est obtenue

par la méthode N/D (réf.25) :

$$A(W) = N(W)/D(W), \quad (I-10)$$

ii) la perturbation due à un faible potentiel supplémentaire est donnée par δA , calculé au premier ordre,

iii) le système non-perturbé possède un état lié à $W=m$ tel que $D(m)=0$, $D'(m)=1$ et au voisinage de $W=m$:

$$A(W) \sim R/(W-m) . \quad (I-11)$$

Le problème est donc ramené à la détermination du déplacement δ_m de la position du pôle.

Ces hypothèses et le théorème de Cauchy permettent d'écrire :

$$\delta A(W) \sim \delta[R/(W-m)] = \frac{R}{(W-m)^2} \delta_m + \frac{\delta R}{W-m} , \quad (I-12)$$

et

$$\delta(A) = \frac{1}{D^2(W)} \frac{1}{\pi} \int_{-\infty}^0 \frac{D^2(W') \operatorname{Im} \delta A(W')}{W'-W} dW' , \quad (I-13)$$

d'où, dans l'approximation non-relativiste :

$$\delta_m = \frac{1}{R [D'(m)]^2} \frac{1}{2\pi i} \int_c \frac{D^2(W') \operatorname{Im} \delta A(W')}{W'-m} dW' , \quad (I-14)$$

avec le résidu au pôle du nucléon, exprimé en fonction de la constante de couplage pion-nucléon ($f_\pi^2=0,08$) et de la masse du pion :

$$R = -3f_\pi^2/m_\pi^2 . \quad (I-15)$$

L'étape suivante consiste à calculer l'intégrale (I-14) en tenant compte des singularités dans le plan complexe W . Afin de contourner les obstacles techniques, Dashen a eu recours aux hypothèses suivantes :

- i) l'effet dominant provient des singularités de masses faibles; on peut par conséquent limiter le domaine d'intégration à $|W-m| \leq 4m_\pi$
- ii) ne connaissant pas l'expression exacte de la fonction $D(W)$ dans le domaine défini en i), on suppose :

$$D(W) = W-m , \quad (I-16)$$

- iii) la divergence infra-rouge, liée à la longue portée de la force électromagnétique doit être soustraite. Dashen effectue cette soustraction de sorte que la contribution des singularités de

masses élevées soit minimisée.

Les singularités de $\delta A(W)$ peuvent être regroupées en quatre catégories:

1. d'origine cinématique: leur contribution est déterminée à partir des configurations constituantes (I-6a et I-6b) :

$$\delta m_1 = -\frac{1}{3} \delta m . \quad (\text{I-17})$$

2. échange du nucléon dans la voie u : les corrections électromagnétiques modifient les constantes de couplage πN et les masses des nucléons échangés. L'expression (I-14) près du pôle $W=m$ donne :

$$\delta m_2 = +\frac{5}{27} \delta m . \quad (\text{I-18})$$

Ces deux termes correspondent à la contribution de la rétro-action dans (I-7) :

$$\Delta \delta m = (\delta m_1 + \delta m_2) = -\frac{4}{27} \delta m . \quad (\text{I-19})$$

3. échange d'un photon : cette singularité donne la contribution la plus importante. En attribuant une masse λ au photon, et en introduisant des facteurs de forme suivants :

$$F_\pi(t) = \frac{m_\rho^2}{m_\rho^2 - t} ; \quad (m_\rho = 750 \text{ MeV}) , \quad (\text{I-20})$$

$$F_N^{ch.1s}(t) = \frac{m_\omega^2}{m_\omega^2 - t} ; \quad (m_\omega = 624 \text{ MeV}) , \quad (\text{I-21})$$

Dashen²³⁾ obtient :

$$\delta m_3 = -\frac{5}{9} \frac{\alpha}{f_\pi^2} \frac{m_\pi^2}{m} \left[\ln \left(\frac{m_\rho}{\lambda} \right) - \frac{m_\rho^2}{m_\rho^2 - m_\omega^2} \ln \left(\frac{m_\rho}{m_\omega} \right) \right] . \quad (\text{I-22})$$

La méthode employée pour éliminer la divergence infra-rouge conduit à remplacer λ par $m_\pi/1,36$, d'où :

$$\delta m_3 = -1,6 \text{ MeV} . \quad (\text{I-23})$$

4. autres singularités de faibles masses :

-voie t : corrections électromagnétiques dues aux échanges des mésons ρ , ω , φ

-voies s et u : états intermédiaires inélastiques $\pi N \rightarrow N\gamma \rightarrow \pi N$, la contribution des ces mécanismes se révélant négligeable ($\ll \pm 0,1 \text{ MeV}$)

Par conséquent, le calcul de Dashen produit pour la différence de masse p-n une valeur remarquablement proche de la valeur expérimentale, avec le bon signe :

$$\delta m = \sum_{i=1}^4 \delta m_i = -1,4 \text{ MeV} . \quad (\text{I-24})$$

L'auteur considère cet accord comme accidentel. Par la suite, Fried et Truong²⁶⁾ montrent que, selon les approximations introduites, la valeur de δm peut-être réduite d'un ordre de grandeur, le signe restant néanmoins correctement reproduit. En outre, l'application de la méthode de Dashen-Frautchi à la différence de masses entre Ξ^- et Ξ^0 donne²⁷⁾ une valeur positive ($3,5 < \delta m_{\Xi^0} < 88 \text{ MeV}$), en conformité avec les résultats expérimentaux.

Or, les nombreuses hypothèses et approximations de l'approche développée par Dashen-Frautchi, ont été critiquées par plusieurs auteurs^{28, 29)}. En particulier, Barton²⁹⁾ a démontré que la méthode utilisée pour éliminer la divergence infra-rouge est erronée et que, suite à cette correction, le formalisme prédit le proton plus lourd que le neutron !

Pagels³⁰⁾ retrouve le bon signe en attribuant au terme de rétro-action (éqs I-7 et I-19) une contribution cinq fois plus élevée, sans pouvoir le justifier.

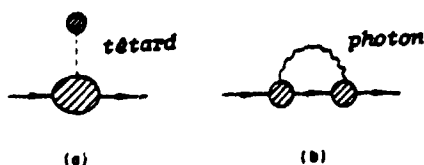
I.3 Têtards

Au début des années soixante, il était établi³¹⁾ que les calculs de δm limités au pôle du terme de Born et appliqués aux octets baryoniques $(1/2)^+$ et mésoniques $(0)^-$, en utilisant des facteurs de forme raisonnables, aboutissaient à des résultats (apparemment) incohérents. En effet, ces calculs reproduisaient assez bien les différences de masses $\delta m_{\Sigma^+ - \Sigma^0} \equiv \delta m_{\Sigma^+} - \delta m_{\Sigma^0}$ et $\delta m_{\pi^+ - \pi^0} \equiv \delta m_{\pi^+} - \delta m_{\pi^0}$, mais donnaient des valeurs en désaccord complet avec $\delta m_{p, n}$, δm_{Ξ} , δm_{Σ^-} , et δm_K^0 . En réalité, ce comportement révèle une certaine régularité, les deux groupes respectifs se transformant comme $\Delta I=1$ et $\Delta I=2$. En outre, les travaux de Macdonald³²⁾, de Weinberg et Treiman³³⁾ avaient démontré que si l'on attribue les variations de $m(I_3)$ d'un isomultiplet à l'émission et à la réabsorption

d'un photon ($\Delta I \leq 2$) virtuel, les masses doivent se situer sur des paraboles:

$$\delta m(I_3) = a + bI_3 + cI_3^2 . \quad (I-25)$$

En conséquence, l'approximation de Born permet seulement d'évaluer correctement le coefficient c . De là, Coleman et Glashow³⁴⁾ ont conclu que des effets dynamiques supplémentaires devraient affecter uniquement le coefficient b : $c=c_{\text{Born}}$, $b=b_{\text{Born}}+b_{\text{dynamiques}}$. Le groupe de symétrie unitaire SU(3) des interactions fortes, formulé³⁵⁾ quelque peu auparavant permit à Coleman-Glashow d'introduire, d'une manière simple, un mécanisme d'effets dynamiques, en postulant l'existence d'un octet de mésons scalaires (un singulet η' $J^{PC}=0^{++}$, un triplet π' $J^{PC}=0^{++}$ et deux doublets K' et \bar{K}'), pouvant se coupler aux hadrons via une interaction forte SU(3). En présence de l'interaction électromagnétique, les composantes π' et η' requièrent une amplitude de transition virtuelle non-nulle vers le vide. Le rapport de ces deux amplitudes intervient dans le calcul comme un paramètre libre. Cette catégorie de diagrammes de Feynman, appelée têtard (*tadpole*), est schématisée sur la fig.(a). Coleman-Glashow énoncent une hypothèse supplémentaire selon laquelle δm provient de la somme des diagrammes de Born(fig.b) et de têtards.



Notons que le π' (de G-parité positive) ne peut pas se coupler aux pions et par conséquent ce mécanisme n'altère en rien les bons résultats obtenus par les termes de Born pour $\delta m(\Delta I=1/2)$. Des améliorations y ont été apportées par Coleman-Schnitzer³⁶⁾ en tenant compte du mélange θ - ω et par Socolow³⁷⁾ en incluant l'échange des mésons vecteurs. Les résultats sont reproduits dans le tableau ci-dessous; les valeurs entre parenthèses donnant la contribution des têtards.

BRYONS	δm (MeV)
p-n	-1,3 (-2,4)
$\Sigma^+ - \Sigma^0$	-2,9 (-3,6)
$\Sigma^- - \Sigma^0$	+5,0 (+3,6)
$\Xi^- - \Xi^0$	+6,0 (+4,8)
$\pi^- - \pi^0$	+4,9 (0,0)
$K^+ - K^0$	-1,4 (+2,8)

L'accord expérience-théorie est très satisfaisant, excepté pour les kaons. Cependant, les fondements du formalisme ne sont pas bien établis. Résumons les questions ouvertes:

i. le traitement des termes de Born est sujet aux critiques évoquées dans §I.1

ii. les particules de l'octet postulé n'ont pas été observées, ce qui ne constitue pas un handicap pour la théorie³⁴⁾. Par contre, l'étude de ces particules, dans le cadre de trajectoires de Regge, génère³⁸⁾ un pôle fantôme (ghost) dans la région non-physique. Cet état fantôme correspond à une particule de masse imaginaire dans la voie t. Des calculs limités au premier ordre n'imposent pas assez de contraintes pour éliminer ces fantômes, et il n'est même pas établi qu'un calcul à tous les ordres résoudrait ce problème³⁹⁾. Des mécanismes "chasse-fantômes" ont été proposés⁴⁰⁾, mais leurs prédictions des sections efficaces des interactions πN , NN ,... se sont révélées en contradiction avec les résultats expérimentaux⁴¹⁾ (pour une discussion détaillée voir réfs 42 et 43).

I.4 Chromodynamique Quantique (QCD)

La QCD s'affirme comme la théorie de jauge la plus plausible des interactions fortes. Dans ce cadre, le Lagrangien s'écrit sous la forme⁴³⁾

$$\mathcal{L}_{\text{QCD}} = \mathcal{L}_{gq} + \mathcal{L}_{BS} + \mathcal{L}_{SS} . \quad (\text{I-26})$$

Le premier terme contient l'interaction gluon-quark dans la limite chirale

($m_q \rightarrow 0$) et il est invariant sous la transformation $SU(N) \otimes SU(N)$. Or, cette symétrie est brisée par la nature, le terme de masses :

$$\mathcal{L}_{\text{ms}} = \sum_i m_i \bar{q}_i q_i = m_u \bar{u}u + m_d \bar{d}d + m_s \bar{s}s + \dots \quad (\text{I-27})$$

reflétant cette réalité. Le dernier terme \mathcal{L}_{SS} , assure l'invariance de jauge du Lagrangien.

Par conséquent, le Lagrangien \mathcal{L}_{QCD} est symétrique par rapport à la rotation dans l'espace d'isospin si $m_u = m_d$. Mais, il n'y a aucune raison pour que les quarks légers soient de masses identiques. La brisure de symétrie d'isospin peut donc être décrite par la composante suivante du Lagrangien :

$$\mathcal{L}_{\text{ms}}^{\text{SU}(2)} = \mathcal{L}_{\text{em}} + \mathcal{L}_{\text{q}} \quad (\text{I-28})$$

Le terme \mathcal{L}_{em} contient la contribution des effets électromagnétiques et le terme \mathcal{L}_{q} , celle de l'interaction forte. Ce dernier est associé à la différence de masses des quarks :

$$\mathcal{L}_{\text{q}}^{\text{SU}(2)} = \frac{1}{2} (m_d - m_u) (\bar{d}d - \bar{u}u) \quad (\text{I-29})$$

de même :

$$\mathcal{L}_{\text{q}}^{\text{SU}(3)} = \frac{1}{6} (2m_s - m_d - m_u) (2\bar{s}s - \bar{d}d - \bar{u}u) \quad (\text{I-30})$$

Avant d'examiner les résultats numériques obtenus par cette approche, il convient de préciser les points suivants :

a) Les divergences dans les formalismes décrivant les effets électromagnétiques, mentionnés dans les sections précédentes, peuvent être absorbées^{44, 45)} par la renormalisation électromagnétique du terme $m_d - m_u$. En outre, le Lagrangien \mathcal{L}_{q} comporte une partie finie engendrant la brisure de symétrie

b) dans la théorie de jauge des interactions électro-faibles, les masses des leptons et des quarks ne constituent pas des constantes fondamentales. Elles sont attribuées à la brisure spontanée des symétries. De par notre connaissance trop partielle des mécanismes mis en jeu, la théorie n'est pas en mesure de déterminer ni de reproduire les masses de ces fermions. Néanmoins, des hypothèses simples, sur les propriétés des symétries, permettent d'établir des relations plus ou moins⁴⁶⁾ réalistes entre les masses des quarks de charge $-1/3$ et celles de leurs "partenaires" leptoniques. Ces tentatives, basées sur des hypothèses simplistes qui n'ont

évidemment pas l'ambition d'aboutir à des résultats solides, apportent des indications sur les questions à approfondir.

c) Les rapports des masses des quarks ont fait l'objet de plusieurs investigations. En particulier, concernant les quarks u , d , et s , le rapport :

$$r_+ = \frac{m_u + m_d}{2m_s} \quad (I-31)$$

a été déterminé⁴⁷⁻⁵⁰⁾ à partir du spectre de masses des mésons pseudoscalaires. Mais à cause de grandes incertitudes théoriques et expérimentales, dans le terme σ de l'interaction pion-nucléon, la valeur du r_+ reste trop imprécise pour fournir une information quantitative.

Le rapport contenant le terme brisant l'invariance d'isospin :

$$r_- = \frac{m_d - m_u}{2m_s} \quad (I-32)$$

a été obtenu par des résultats expérimentaux : dégénérescences de masses des baryons⁵¹⁻⁵⁴⁾, de δm_K^0 (réfs 47-49), taux de décroissance $\eta \rightarrow 3\pi$ (réfs 56-57), et mélange ρ - ω (réfs 48,58). D'autres brisures observées ou prédites concernent la désintégration $\psi' \rightarrow J/\psi \pi^0$ (réfs 59-62), des mésons⁶¹⁾, celle non-leptonique des hypérons (réf. 63), et enfin la désintégration β du $\Sigma \rightarrow \Lambda$ (réfs 50,64).

Toutes ces études aboutissent à des résultats concordants. Les valeurs typiques sont⁴⁸⁾ :

$$r_+ = 0,031 \pm 0,007, \quad r_- = 0,011 \pm 0,002 \quad (I-33)$$

d'où :

$$\frac{m_u}{m_d} = 0,47 \pm 0,11, \quad \frac{m_d}{m_s} = 0,042 \pm 0,007 \quad (I-34)$$

Le rapport des masses des quarks non-étranges implique que le quark u devrait être ~ 2 fois plus léger que le quark d . L'écart significatif de $\frac{m_u}{m_d}$ par rapport à l'unité suggère que cette contribution à la brisure de symétrie d'isospin est intrinsèque aux interactions fortes. Si elle était due aux effets électromagnétiques, nous aurions trouvé $m_u/m_d = 1 + O(\alpha)$.

Comme cela a été mentionné plus haut, la détermination des valeurs absolues des masses dépend du modèle; les valeurs typiques sont :

$$m_u = 4,5 \text{ MeV}, \quad m_d = 7,9 \text{ MeV}, \quad m_s = 155 \text{ MeV} \quad (I-35)$$

Malgré l'écart relatif important entre m_u et m_d , les effets de brisure de symétrie d'isospin s'avèrent faibles. Cela résulte du fait que les masses des quarks u et d , et dans une moindre mesure celle du quark s , restent petites comparées à d'autres échelles de masses hadroniques, comme la masse dynamique des quarks u et d : $M=m_p/3 \cong 300$ MeV. Ainsi, m_u et m_d affectent peu la dynamique des interactions fortes, ce qui aboutit à une symétrie d'isospin presque exacte.

Pour les raisons explicitées ci-dessus, l'étude de la brisure de symétrie d'isospin due aux interactions fortes se trouve au stade embryonnaire. Néanmoins, plusieurs auteurs ont traité le problème des différences de masses au sein des isomultiplets, à partir de la structure en quarks des hadrons.

Les résultats de deux calculs, les plus récents, sont résumés dans le tableau ci-dessous :

	réf.65	réf.66
$\Delta^+ - \Delta^0$	-1,14	
$\Sigma^+ - \Sigma^0$	-1,83	
$\Xi^- - \Xi^0$	+4,02	
$\Xi^{*-} - \Xi^{*0}$	+3,01	
$\pi^+ - \pi^0$	+1,61	+4,0
$\rho^+ - \rho^0$	+0,94	+0,7
$K^+ - K^0$	-1,62	-4,2
$K^{*+} - K^{*0}$	-1,11	-1,6

Le premier⁶⁵⁾ est basé sur le modèle de sac du MIT et contient trois paramètres ajustables :

- différence de masses des quarks : $\delta m_{ud} = m_u - m_d$,
- rayon moyen du sac : \bar{R} ,
- masse moyenne : $\bar{m} = \frac{1}{2} (m_u + m_d)$.

Les auteurs utilisent la valeur mesurée de δm_{pn} pour fixer la différence de masses δm_{ud} . Les valeurs citées ci-dessus correspondent à $\delta m_{ud} = -4,1$ MeV, $\bar{R} \cong 5,00$ GeV⁻¹, et $\bar{m} = 30$ MeV.

Le deuxième calcul⁶⁶⁾ fait des prédictions sur les différences de masses

mésoniques à partir d'un potentiel à cinématique relativiste avec $\delta m_{\pi d} = -8$ MeV . Ce modèle aboutit à des résultats numériques comparables à ceux du premier calcul.

Ces résultats ont le mérite de reproduire tous les signes correctement. Mais, en ce qui concerne les valeurs absolues, d'importants écarts persistent.

I.5 Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons examiné l'énigme de la dégénérescence de masses au sein des isomultiplets, à la lumière des travaux théoriques les plus marquants développés depuis les années soixante. A partir des résultats exposés, il s'avère que présentement toute affirmation catégorique sur les origines de ce phénomène serait hasardeuse. Nous pouvons, en revanche, faire état de deux constatations importantes. D'une part, les calculs ne tenant compte que des effets purement électromagnétiques prédisent des différences de masses de signes opposés aux résultats des mesures. D'autre part, l'introduction d'une différence de masse de quelques MeV entre les quarks u et d permet de rétablir le signe, sans pour autant aboutir à un accord satisfaisant avec l'expérience. Dès lors, il est indispensable de mieux maîtriser les approximations dans les calculs des interactions électromagnétiques et d'approfondir notre compréhension des interactions fortes. Ces considérations rejoignent donc les problèmes affrontés dans d'autres domaines de la physique des énergies intermédiaires.

REFERENCES CHAPITRE I

- 1) Particle Data Group, Phys. Lett. 170B (1986) 16
- 2) E.M. Henley, *in* Isospin in Nuclear Physics, Ed. D.H. Wilkinson, North-Holland Pub. Co., (1969) pp. 3-29
- 3) R.F. Taschek et al., Phys. Rev. 76 (1949) 325
- 4) C.W. Li et al., Phys. Rev. 83 (1951) 512
- 5) J.M. Robson, Phys. Rev. 81 (1951) 297;
A.H. Snell, Nucleonics 8 (1951) 3
- 6) R.P. Feynman and G. Speisman, Phys. Rev. 94 (1954) 500
- 7) W.M. Moellering et al., Phys. Rev. 100 (1955) 441
- 8) D.J. Hughes et al., Phys. Rev. 90 (1953) 497
- 9) R. Hofstadter and McAllister, Phys. Rev. 98 (1955) 217
- 10) R. Hofstadter et al., Rev. Mod. Phys. 28 (1956) 214
- 11) M. Cini et al., Phys. Rev. Lett. 2 (1959) 7
- 12) S. Sunakawa and K. Tanaka, Phys. Rev. 115 (1959) 754;
H. Katsumori and M. Shimada, Phys. Rev. 124 (1963) 1203;
A. Solomon, Nuovo Cim. 27 (1963) 748
- 13) W.N. Cottingham, Ann. Phys. 25 (1963) 424
- 14) Riazuddin, Phys. Rev. 114 (1959) 1184;
V. Barger and E. Kazes, Phys. Rev. 124 (1961) 279;
E. Kazes, Nuovo Cim. 28 (1963) 385
- 15) A. M. Sachs et al., Phys. Rev. 109 (1958) 1733
- 16) J.D. Bjorken, Phys. Rev. 148 (1966) 1467;
W.N. Cottingham and T. Gibb, Phys. Rev. Lett. 18 (1967) 883;
R. Jackiw and G. Preparat, Phys. Rev. Lett. 22 (1969) 975;
S. Adler and W.K. Tung, Phys. Rev. Lett. 22 (1969) 978;
M. Elitzur and H. Harari, Ann. Phys. 56 (1970) 81
- 17) I. Kimel, Nuovo Cim. 66A (1981) 450

- 18) I. Kimel, Phys. Rev. D27 (1983) 2129;
I. Kimel, Lett. Nuovo Cim. 41 (1984) 41
- 19) G. 't Hooft, Nucl. Phys. B35 (1971) 167;
S. Weinberg, Phys. Rev. Lett. 29 (1972) 388
- 20) D.Z. Freedman and W. Kummer, Phys. Rev. D7 (1973) 1829;
A. Duncan and P. Schattner, Phys. Rev. D7 (1973) 1861
- 21) G.F. Chew and S.C. Frautschi, Phys. Rev. Lett. 7 (1961) 394
- 22) R.F. Dashen and S.C. Frautschi, Phys. Rev. 135 (1964) B1190
- 23) R.F. Dashen, Phys. Rev. 135 (1964) B1196
- 24) E. Abers and C. Zemach, Phys. Rev. 131 (1963) 2305
- 25) G.F. Chew and S.C. Frautschi, Phys. Rev. Lett. 7 (1961) 394
- 26) H.M. Fried and T.N. Truong, Phys. Rev. Lett. 16 (1966) 559
- 27) G.F. Chew, Phys. Rev. Lett. 16 (1966) 60
- 28) G.L. Shaw and D.Y. Wong, Phys. Rev. 147 (1966) 1028;
Y.S. Kim, Phys. Rev. 142 (1966) 1150;
Y.S. Kim and K.V. Vasavada, Phys. Rev. 150 (1966) 1236;
J.E. Paton, Nuovo Cim. 43 (1966) 1760;
B. Kayser, Phys. Rev. 165 (1968) 1760
- 29) G. Barton, Phys. Rev. 146 (1966) 1149
- 30) H. Pagels, Phys. Rev. 144 (1966) 1261
- 31) J.H. Wojtaszek et al. Phys. Rev. 136 (1964) B1053
- 32) W.M. Macdonald, Phys. Rev. 98 (1955) 60;
 ibid, 100 (1955) 51;
 ibid, 101 (1956) 271
- 33) S. Weinberg and S.B. Treiman, Phys. Rev. 116 (1959) 465
- 34) S. Coleman and S.L. Glashow, Phys. Rev. 134 (1964) B671
- 35) M. Gell-Mann, in Proc. of the Int. Conf. on High-Energy Nuclear
 Physics, Geneve 1962, Ed. J. Prentki (CERN 1962)
 p. 539
- 36) S. Coleman and H.J. Schnitzer, Phys. Rev. 136 (1964) B223
- 37) R. Socolow, Phys. Rev. 137 (1965) B1221
- 38) J.S. Ball, Phys. Rev. 177 (1969) 2264

- 39) A. Zee, Phys. Rep. 3C (1972) 129
- 40) G.F. Chew, Phys. Rev. Lett. 16 (1966) 60
- 41) *voir par exemple*: R.J.N. Philips, *in* Strong and Weak Interactions,
Ed. A. Zichichi, Academic Press (1966), pp. 268-298
- 42) S.J. Lindenbaum, Particle-Interaction Physics at High Energies,
Clarendon Press (197?), chap. 13
- 43) W. Marciano and H. Pagels, Phys. Rep. 36C (1978) 137
- 44) K.G. Wilson, Phys. Rev. 179 (1969) 1499
- 45) S.K. Bose and A.H. Zimmermann, Nuovo Cim. 43A (1966) 1165
- 46) H. Georgi and C. Jarlskog, Phys. Lett. 86B (1979) 297
- 47) S. Weinberg, *in* Festschrift for I.I. Rabi, L. Motz ed.,
New York Academy of Sciences, (77)
- 48) P. Langacker and H. Pagels, Phys. Rev. D19 (1979) 2070
P. Langacker and H. Pagels, Phys. Rev. D20 (1979) 2070
P. Langacker, Phys. Rev. D20 (1979) 2983
- 49) J. Gasser, Ann. Phys. 136 (1981) 621
- 50) C.A. Dominguez, Phys. Lett. 86B (1979) 171
C.A. Dominguez and A. Zepeda, Phys. Rev. D18 (1978) 884
- 51) J. Gasser and H. Leutwyler, Nucl. Phys. B94 (1975) 269
- 52) C.A. Dominguez, Phys. Rev. Lett. 41 (1978) 605
C.A. Dominguez, Phys. Rev. D20 (1979) 802
- 53) P. Minkowski and A. Zepeda, Nucl. Phys. B164 (1980) 25
- 54) N. Isgur, Phys. Rev. D21 (1980) 779
- 55) P. Langacker and H. Pagels, Phys. Rev. D10 (1974) 2904
- 56) S. Raby, Phys. Rev. D13 (1976) 2594
- 57) C. Roiesnel and T.N. Truong, Nucl. Phys. B187 (1981) 293
- 58) R. Aaron and H. Goldberg, Phys. Rev. Lett. 45 (1980) 1752
- 59) P. Langacker, Phys. Lett. 90B (1980) 447
- 60) T.M. Himel et al., Phys. Rev. Lett. 44 (1980) 920;
M. Oreglia et al., Phys. Rev. Lett. 45 (1980) 959
- 61) N. Isgur et al., Phys. Lett. 89B (1979) 79
- 62) B.L. Ioffe and M.A. Shifman, Phys. Lett. 95B (1980) 99

- 63) B.R. Holstein, Phys. Rev. D20 (1979) 1187
- 64) D. Gross et al., Phys. Rev. D19 (1979) 2188
- 65) B.P. Bickrerstaff and A.W. Thomas, Phys. Rev. D25 (1982) 1869
- 66) S. Godfrey and N. Isgur, Phys. Rev. D34 (1986) 899
- 67) J.M. Richard and P. Taxil, Z. Phys. C26 (1984) 421
- 68) C.A. Dominguez and E. De Rafael, Ann. Phys. 174 (1987) 372
- 69) S. Srivastava and R.C. Verma, Phys. Rev. D35 (1987) 965

CHAPITRE II

INDEPENDANCE ET SYMETRIE DE CHARGE

Dans l'introduction, nous avons évoqué les deux symétries fondamentales associées au concept d'isospin :

i) **INDEPENDANCE DE CHARGE (IC)** : selon cette hypothèse, l'hamiltonien H est invariant par rotation dans l'espace d'isospin :

$$[H, I]=0.$$

Autrement dit, l'hamiltonien relatif à l'isospin est un isoscalaire.

ii) **SYMETRIE DE CHARGE (SC)** : cette hypothèse d'invariance, moins restrictive que la précédente, concerne l'opérateur de SC : $P_{sc} = e^{i\pi I_2}$, lequel correspond à une rotation de 180° autour du deuxième axe :

$$[H, P_{sc}] = 0.$$

Dans ce chapitre, nous présentons les derniers résultats des tests de ces principes d'invariance, à travers les interactions à petit nombre de particules. L'étude de tels systèmes devrait permettre de mieux cerner l'étendue de la validité des symétries d'isospin, et de mettre en évidence d'éventuelles brisures de ces hypothèses dans les interactions fortes.

II.1 Indépendance de charge

Ce sujet n'a fait l'objet que de peu d'études expérimentales, puisque dès les années soixante, les résultats expérimentaux relatifs aux interactions NN paraissent démontrer la brisure d'IC. Dans la première partie de ce chapitre, nous résumons les travaux tant expérimentaux que théoriques, lesquels ont suscité un réexamen complet du problème.

II.1.1 Diffusion nucléon-nucléon à basse énergie

D'après l'hypothèse d'invariance d'isospin, les forces nucléaires entre les paires proton-proton (neutron-neutron) et neutron-proton, doivent être identiques.

Par ailleurs, le comportement de l'interaction nucléon-nucléon (NN) à basse énergie, dominée par l'onde S, est caractérisé par deux paramètres du potentiel considéré. Rappelons les définitions¹⁾ de ces deux quantités :

i) la *longueur de diffusion*²⁾ (a) :

$$a^2 \equiv \frac{1}{4\pi} \sigma_{\text{tot}} = \frac{\sin^2 \delta}{k^2}, \quad (\text{II.1})$$

avec σ_{tot} la section efficace totale, k la quantité du mouvement dans le référentiel du centre de masse, et δ le déphasage NN;

ii) la *portée effective*³⁾ (r_0) :

$$r_0 \equiv 2 \int_0^\infty (\varphi_0^2 - u_0^2) dr, \quad (\text{II.2})$$

où φ_0 et u_0 correspondent respectivement aux solutions de l'équation de Schrödinger pour particules libres et pour un potentiel non-nul, dans la limite $k \rightarrow 0$.

Le développement limité de l'amplitude de diffusion forte autour de $k^2=0$ permet d'écrire⁴⁾ :

$$k \cotg \delta_0 = -\frac{1}{a} + \frac{1}{2} r_0 k^2 - P r_0^3 k^4 + Q r_0^5 k^6 + \dots, \quad (\text{II.3})$$

L'approximation de la portée effective³⁾, valable pour $T_N^{i,a,b} \ll 9,7$ MeV (réf. 5), consiste à ne conserver que les deux premiers termes dans l'expression (II.3). Au delà de cette énergie, les ondes partielles $l \gg 1$ entrent progressivement en jeu et les paramètres a et r_0 deviennent

dépendants de la forme du potentiel. Signalons enfin la sensibilité de ces paramètres aux faibles variations du potentiel⁶⁾ :

$$\frac{\Delta a}{a} \cong 10 \frac{\Delta V}{V} \quad , \quad \frac{\Delta r_0}{r_0} \cong - \frac{\Delta V}{V} \quad . \quad (\text{II.4})$$

Les paramètres des interactions nucléon-nucléon à basse énergie ont été déterminés à partir des données de la diffusion élastique pp (réf.7), et de celles de np (réfs 8,9), enfin de la capture radiative des pions stoppés : $\pi d \rightarrow \gamma n$ (réfs 10-12). Les valeurs de référence sont les suivantes :

	a_{NN} (fm)	r_0 (fm)	réfs
NN			
pp	$-7,828 \pm 0,008$	$2,80 \pm 0,03$	13
pp (<i>corrigé</i> des effets EM)	$-17,2 \pm (1,0)$	$2,84 \pm 0,16$	14
np	$-23,748 \pm 0,010$	$2,75 \pm 0,05$	15
nn	$-18,7 \pm 0,6$	$2,83 \pm 0,11$	12

- pp : les données sont entachées par des effets électromagnétiques (EM). Afin de les soustraire, il est nécessaire de recourir aux calculs, lesquels traitent des effets EM de longue portée (*potentiel Coulombien, polarisation du vide*), et de courte portée (*forces magnétiques, dimension finie du proton, ...*).

Plusieurs auteurs¹⁶⁾ ont étudié comment ces corrections dépendent des approximations introduites dans les différentes méthodes de traitement, en particulier de la paramétrisation de la fonction d'onde relative des deux protons à courte distance. Cela est à l'origine d'importants écarts sur les incertitudes attribuées à la longueur de diffusion *corrigée*. Pour illustrer le degré de confusion en la matière, citons quelques exemples significatifs :

auteur(s)	année	a_{pp}	commentaires
Henley ⁶⁾	1969	$-17,0 \pm 0,2$	article de revue
Henley ¹⁷⁾	1972	$-17,0 \pm 0,3$	article de revue
Nagels et al. ¹³⁾	1979	$-17,1 \pm 0,2$	Compilation 1978
Henley et Miller ¹⁸⁾	1979	$-17,2 \pm 3,0$	article de revue
Slaus ¹⁹⁾	1985	$-17,5 \pm 1,0$	article de revue, cite réf.14
Bräuer, Faessler et Henley ²⁰⁾	1985	$-17,9 \pm 0,002$	citent Compilation 1982 (réf. 15)
Cheung et Machleidt ²¹⁾	1986	$-17,9 \pm 0,8$	citent aussi Compilation 1982
De Téramond et Gabioud ²²⁾	1987	$-17,1 \pm 0,2$	citent Henley ¹⁷⁾ (1972) : $-17,0 \pm 0,3$
Galès et Giai ²³⁾	1987	-17 ± 2	citent Henley ⁶⁾ (1969)

L'erreur de ± 1 fm, rapportée dans le premier tableau, provient d'un calcul récent¹³⁾, dans lequel une contrainte supplémentaire aux calculs développés par Sauer et Walliser¹⁶⁾ est rajoutée en incluant le terme en p^4 .

np : l'interaction entre ces deux nucléons discernables se produit dans l'état singulet de spin avec $I=1$ (comme pour les paires pp et nn), mais aussi dans l'état triplet de spin avec $I=0$. Par conséquent, les observables dépendent des paramètres de diffusion des deux états : $a^s (\equiv a_{np})$, $r_0^s (\equiv r_{0,np})$, a^t , et r_0^t . Une autre spécificité du système np est l'existence d'un état lié, le deuton. L'extraction de a_{np} et de $r_{0,np}$ nécessite^{24, 25)} des mesures de sections efficaces totales np , de diffraction np , et d'énergie de liaison du deuton. Les incertitudes sur les paramètres de diffusion résultent donc de la propagation des erreurs sur l'ensemble des valeurs expérimentales.

- nn : les paramètres de diffusion neutron-neutron ont été déterminés par différentes réactions¹⁸⁾ : $d(n, nnp)$, ${}^3\text{H}({}^3\text{H}, {}^4\text{He})nn \dots$. Les valeurs citées émanent de la mesure la plus précise par la réaction $d(\pi^-, \gamma nn)$. L'erreur sur la quantité a_{nn} est pour 60% d'origine expérimentale. Le restant représente une estimation des incertitudes de corrections théoriques tenant compte de la rediffusion du pion et du pourcentage de l'état D dans la

fonction d'onde du deuteron. Signalons qu'une expérience en cours à Los Alamos²⁶⁾, relative à la mesure de la diffusion nn à partir de deux faisceaux de neutrons produits par la détonation simultanée de deux ensembles de fusion-fission, devrait permettre d'améliorer la précision sur la longueur de diffusion.

Suite à cette revue succincte, étudions l'hypothèse d'IC. Pour ce faire, nous examinons les écarts entre les valeurs moyennes des paramètres de diffusion nn et pp et ceux de l'interaction np :

$$\delta a = \bar{a} - a_{np} \quad , \quad \delta r_0 = \bar{r}_0 - r_{0np} \quad , \quad (II.5)$$

avec

$$\bar{a} = \frac{1}{2}(a_{nn} + a_{pp}) \quad , \quad \bar{r}_0 = \frac{1}{2}(r_{0nn} + r_{0pp}) \quad . \quad (II.6)$$

On obtient :

$$\delta a_{exp} = 5,8 \pm 0,6 \text{ fm} \quad , \quad \delta r_{0exp} = 0,1 \pm 0,1 \quad . \quad (II.7)$$

Nous constatons que la quantité δa montre un écart significatif par rapport à la valeur nulle prédite par l'hypothèse d'IC. Jusqu'en 1982, seulement 50% de cet écart était expliqué²⁷⁾ par l'échange d'un pion (OPE) et de deux pions (TPE). Par la suite, Ericson et Miller²⁸⁾ obtiennent $\delta a = 5,6 \pm 0,5 \text{ fm}$ en incluant OPE ($3,6 \pm 0,15$), TPE ($0,9 \pm 0,1$), et l'échange $\gamma\pi$ ($1,1 \pm 0,4$), le mécanisme de brisure d'IC étant la différence de masse entre pions chargés et neutre. Un calcul plus complet²¹⁾ dans le cadre du potentiel de Bonn traite de l'état intermédiaire nucléon-nucléon, mais aussi celui de $N\Delta$, de $\Delta\Delta$, et des échanges $\pi\rho$, $\pi\sigma$, et $\pi\omega$, aboutissant à :

$$\begin{aligned} \delta a &= \delta a_{OPE} + (\delta a^{NN} + \delta a^{N\Delta} + \delta a^{\Delta\Delta})_{TPE} + \delta a_{\pi\rho} + \delta a_{\pi\sigma, \pi\omega} \\ &= 2,80 + (0,18 + 3,25 - 2,58) - 0,39 + 1,18 = 4,4 \text{ fm} . \end{aligned}$$

Chemtob et Yang²⁹⁾ ont effectué un calcul basé sur la méthode du groupe résonnant dans un modèle d'agrégat de quarks. Ils tiennent compte non seulement des différences de masse $\pi^\pm - \pi^0$ et p-n, mais encore de celle des quarks non-étranges ($\delta m_{ud} = -6,85 \text{ MeV}$) et trouvent $\delta a = 4,9 \text{ fm}$ dont $1,0 \text{ fm}$ dû à δm_{ud} . Par contre, Ericson et Miller²⁸⁾ estiment que la contribution des agrégats à 6-quarks est négligeable; Bräuer et al.²⁰⁾ en étudiant l'effet de la quantité $\delta m_{ud} (= -5,0 \text{ MeV})$ sur δa arrivent à la même conclusion.

En résumé, les échanges de mésons avec la différence de masses pioniques (comme seul mécanisme de brisure d'IC) expliquent $\approx 80\%$ de l'écart

δa . La compréhension complète de la valeur non-nulle de δa nécessite des calculs plus raffinés. Car d'une part, dans les calculs basés sur les échanges mésoniques, la valeur de δa dépend de l'ordre dans lequel les mécanismes de brisure d'IC sont introduits²¹⁾. D'autre part, le rôle joué par la structure en quarks des nucléons à travers la différence de masse des quarks u et d semble non-négligeable^{29,30)}.

II.1.2 Interaction pion-nucléon

Les trois réactions $\pi^+ p \rightarrow \pi^+ p$, $\pi^+ p \rightarrow \pi^0 p$, et $\pi^+ p \rightarrow \pi^0 n$ sont reliées entre elles par l'invariance d'isospin. Cette symétrie conduit en particulier à une inégalité triangulaire entre les sections efficaces différentielles :

$$\left(\sqrt{\frac{d\sigma^+}{d\Omega}} - \sqrt{\frac{d\sigma^0}{d\Omega}} \right)^2 \leq 2 \frac{d\sigma^+}{d\Omega} \leq \left(\sqrt{\frac{d\sigma^+}{d\Omega}} + \sqrt{\frac{d\sigma^0}{d\Omega}} \right)^2 \quad (\text{II.10})$$

Les données ne montrent aucune brisure de cette inégalité³¹⁾.

Par ailleurs, une analyse en déphasage, en incluant les mesures récentes de Adler et al.³²⁾ entre 98 et 310 MeV, indiquerait une brisure d'IC dans l'onde partielle P_{33} à deux énergies :

$$\delta_{33}^+ - \delta_{33}^- = 1,61^\circ \pm 0,55^\circ \text{ à } T_\pi = 238 \text{ MeV} , \quad (\text{II.11})$$

$$\delta_{33}^+ - \delta_{33}^- = 1,95^\circ \pm 0,44^\circ \text{ à } T_\pi = 292 \text{ MeV} . \quad (\text{II.12})$$

Les résultats de cette analyse pour l'onde partielle S est compatible avec l'IC. Afin d'imposer des contraintes supplémentaires sur les analyses en déphasages, des mesures complémentaires de polarisation sont nécessaires³¹⁾.

II.1.3 Réactions $\vec{p}d \rightarrow \pi^0 {}^3\text{He}$ et $\vec{n}d \rightarrow \pi^+ {}^3\text{H}$

D'après l'hypothèse d'IC, les matrices de transition de ces deux réactions doivent être indépendantes d'isospin. Aussi, le rapport des sections efficaces peut être calculé à partir des coefficients Clebsch-Gordon :

$$R = \frac{\sigma(\vec{p}d \rightarrow \pi^0 {}^3\text{He})}{\sigma(\vec{n}d \rightarrow \pi^+ {}^3\text{H})} = 2 \quad (\text{II.13})$$

De même, les pouvoirs d'analyse doivent être identiques :

$$\Delta A = A_{y_0}(\theta, {}^3\text{He}) - A_{y_0}(\theta, {}^3\text{H}) = 0 . \quad (\text{II.14})$$

Récemment, Seth et al.³³⁾ ont effectué une mesure avec un faisceau de protons polarisés à 730 MeV, en détectant les noyaux de recul à $\theta_{\text{lab}} = 120^\circ$. Cette expérience réduit d'environ un ordre de grandeur l'incertitude sur le rapport R et constitue la première mesure du paramètre d'asymétrie :

$$R = 2.193 \pm 0.025 , \quad (\text{II.15})$$

$$\Delta A = 0.0065 \pm 0.0044 , \quad (\text{II.16})$$

e

$$\frac{\Delta A}{A_{y_0}} = (+1.7 \pm 1.1)\% . \quad (\text{II.17})$$

L'interprétation de ces résultats nécessite des traitements réalistes des corrections Coulombiennes internes et externes ainsi que de l'interaction dans l'état final. A l'heure actuelle nous ne disposons pas de tels formalismes. Toutefois, la valeur relative du paramètre d'asymétrie (II.17) indiquerait une limite supérieure de $\approx 2\%$ sur la brisure d'IC.

Note relative aux références 21 et 28 (pp. 37-38 dans ce texte) :

Un preprint de T.E.O. Ericson et G.A. Miller, à paraître dans Phys. Rev. C, nous est parvenu, lors du tirage de ce manuscrit.

Les auteurs effectuent une analyse comparative de leur publication précédente²⁸⁾ avec celle de Cheung et Machleidt²¹⁾, et en concluent que les résultats obtenus par ces derniers, confirment leurs propres résultats.

II.2 Symétrie de charge

A l'inverse du principe d'IC, cette hypothèse de symétrie a suscité de nombreux travaux, notamment les progrès intervenus dans la QCD ont motivé des études théoriques en étroite relation avec des mesures de plus en plus précises et sélectives.

La deuxième partie de ce chapitre est consacrée à une revue succincte des résultats les plus marquants. Quant à l'apport des investigations relatives aux interactions pion-deuton, il est traité dans les chapitres suivants.

II.2.1 Interactions proton-proton et neutron-neutron à basse énergie

La SC implique qu'un système composé de nucléons reste invariant si l'on change tous les protons en neutrons et vice-versa. La comparaison des paramètres de diffusion pp et nn constitue donc un test de cette symétrie. A partir du tableau dans §II.1.1, nous obtenons :

$$\delta a_{sc} = a_{pp} - a_{nn} = 1,5 \pm 1,2 , \quad (\text{II.18})$$

$$\delta r_{0_{sc}} = r_{0_{pp}} - r_{0_{nn}} = 0,01 \pm 0,2 , \quad (\text{II.19})$$

Ces écarts sont compatibles avec zéro, en conséquence avec la SC.

II.2.2 Diffusion élastique neutron-proton

La conservation de la parité et le principe généralisé de Pauli (incluant l'invariance d'isospin) conduisent à des égalités entre les observables de polarisation^{3,4}). Dès lors, l'hypothèse de SC implique que les pouvoirs d'analyse des réactions

$$\vec{n}p \rightarrow np , \quad (\text{II.20})$$

et

$$\vec{np} \rightarrow np , \quad (\text{II.21})$$

doivent être identiques :

$$\Delta A(\theta) = A(\theta, \vec{np}) - A(\theta, \vec{np}) = 0 . \quad (\text{II.22})$$

La mesure effectuée par Abegg et al.³⁵⁾ à 480 MeV consiste à déterminer la différence d'angles $\Delta\theta = \theta_1(\vec{n}_p) - \theta_2(\vec{n}_p)$ auxquels les deux pouvoirs d'analyse sont nuls. L'expérience donne :

$$\Delta\theta = -0,13^\circ \pm 0,08^\circ, \quad (\text{II.23})$$

d'où :

$$\Delta A(\theta_{c.m.} \approx 70^\circ) = (34 \pm 19) \times 10^{-4}. \quad (\text{II.24})$$

Résumons les résultats de trois calculs publiés en 1986 : Miller et al.³⁷⁾, Ge et Svenne³⁶⁾ utilisent une approche de potentiel non-relativiste incluant OPE, TPE, échange du ρ et du photon, mélange ρ - ω , et des effets à courte portée (quarks). Ils obtiennent respectivement :

$$\Delta A(70^\circ) = 84 \times 10^{-4}, \quad (\text{II.25})$$

et

$$\Delta A(70^\circ) = (54 \pm 4) \times 10^{-4}. \quad (\text{II.26})$$

Quant à Bräuer et al.³⁸⁾ dont l'étude porte sur l'effet de la différence de masse $\delta m_{ud} (= -2 \text{ MeV})$ à travers l'échange d'un gluon, ils concluent à une asymétrie ($-0,26 \times 10^{-4}$) nettement plus faible.

L'importance de l'incertitude expérimentale et la dispersion des résultats théoriques ne permettent pas de trancher.

Une expérience à 200 MeV, en cours⁴⁰⁾ en Indiana, avec un faisceau de neutrons polarisés et une cible de protons polarisés, vise à une précision de 10×10^{-4} . Une autre mesure à 500 MeV est également proposée⁴⁰⁾ à TRIUMF.

II.2.3 Anomalie Nolen-Schiffner

La SC prédit des énergies de liaisons égales pour les noyaux miroirs. Mais, les différences observées pour des paires $A=3$ à $A=41$ s'échelonnent de 0,75 à 7,05 MeV (réf. 41). Nolen et Schiffer⁴²⁾ ont montré que les effets Coulombiens expliquent 80 à 94% des écarts mesurés.

Les progrès récents dans la connaissance des fonctions d'onde de ^3He et de ^3H ont suscité des calculs plus sophistiqués. Pour ce doublet, la différence d'énergie de liaison est de :

$$\Delta B = B(^3\text{H}) - B(^3\text{He}) = 763,745 \pm 0,011 \text{ KeV}. \quad (\text{II.27})$$

Brandenburg et al.⁴³⁾ expliquent 90% de l'excès observé, à l'aide d'un calcul perturbatif des effets électromagnétiques. L'écart

expérience-théorie (81 ± 21 KeV) est généralement considéré⁴⁴⁾ comme une manifestation de la brisure de SC (notons qu'il correspond à $\approx 1\%$ de l'énergie de liaison moyenne du doublet $A=3$). Depuis ce calcul, des aspects plus fins comme les effets à trois-nucléons⁴⁵⁾ et la présence des états multiquarks dans les fonctions d'onde de ces noyaux⁴⁶⁾ ont été examinés, sans permettre pour autant une compréhension complète de l'anomalie en question¹⁹⁾.

II.2.4 Réaction $np \rightarrow d\pi^0$

En l'absence de mécanisme brisant la SC, la section efficace différentielle de cette réaction doit être symétrique par rapport à $\theta_{c.m.} = 90^\circ$.

Le paramètre d'asymétrie associé, a été extrait par Hollas et al.⁴⁷⁾, dans une mesure entre 2° et 178° avec des neutrons de 795 MeV :

$$A = \frac{\int_0^{\pi/2} \frac{d\sigma}{d\Omega} d\Omega - \int_{\pi/2}^{\pi} \frac{d\sigma}{d\Omega} d\Omega}{\int_0^{\pi/2} \frac{d\sigma}{d\Omega} d\Omega + \int_{\pi/2}^{\pi} \frac{d\sigma}{d\Omega} d\Omega} = (-0,15 \pm 0,50)\% \quad . \quad (II.28)$$

Cheung et al.⁴⁸⁾, en tenant compte de la différence de masse p-n, de l'échange d'un photon, des mélanges ρ - ω et η - π^0 (terme dominant), obtiennent $A = -0,11\%$.

Une comparaison expérience-théorie concluante nécessiterait une amélioration de l'erreur expérimentale d'un ordre de grandeur...

II.2.5 Réaction $dd \rightarrow {}^4\text{He}\pi^0$

Ce processus est interdit par la conservation d'isospin. Du fait que seules des entités auto-conjugées interviennent dans la réaction, elle teste la SC. La limite supérieure^{49,50)} sur la section efficace correspondante a été réduite de deux ordres de grandeur en un quart de siècle. Les résultats les plus récents sont⁵⁰⁾ :

$T_d^{i \cdot b}$ (GeV)	θ_{π}° (deg.)	$d\sigma/d\Omega$ (pb/sr)
0,8	100	$\lesssim 0,8$
1,35	77	$\lesssim 5$

Ces valeurs correspondent respectivement à 142% et 17% des sections efficaces de la réaction $dd \rightarrow {}^4\text{He}\gamma$ permise par la SC. Malgré d'importants progrès expérimentaux, ces limites restent trop élevées pour être significatives. D'ailleurs, les calculs incluant des effets de brisure de SC, aboutissent à des valeurs nettement plus faibles : 0,03 pb/sr à 0,7 GeV (réf. 51) et 0,12 pb/sr à 1,95 GeV (réf. 52).

II.2.6 Diffusion élastique $\pi^{\pm} {}^3\text{H}$ ET $\pi^{\mp} {}^3\text{He}$

La comparaison des sections efficaces différentielles de ces réactions permet également d'examiner l'hypothèse de SC. En effet, elle impose que les rapports :

$$r_1 = \frac{d\sigma(\pi^+ {}^3\text{H})}{d\sigma(\pi^+ {}^3\text{He})} , \quad (\text{II.29})$$

et

$$r_2 = \frac{d\sigma(\pi^- {}^3\text{H})}{d\sigma(\pi^- {}^3\text{He})} , \quad (\text{II.30})$$

soient égaux à l'unité.

Nefkens et al.⁵³⁾ ont mesuré, à $T_{\pi}^{i \cdot b} = 180$ MeV, la distribution angulaire ($\theta_{\pi}^{\circ} = 44^{\circ}$ à 96°) du super-rapport :

$$R = \frac{r_1}{r_2} . \quad (\text{II.31})$$

Pour les trois quantités, il trouvent des déviations significatives par rapport à l'unité avec une valeur maximum :

$$R(65^{\circ}) = 1,31 \pm 0,09 . \quad (\text{II.32})$$

Barshay et Sehgal⁵⁴⁾ reproduisent ces résultats par un modèle géométrique (sans aucun effet dynamique) comprenant des distorsions Coulombiennes. Kim⁵⁵⁾ se propose d'étudier le problème en représentant les noyaux $A=3$ par un système multiquarks $q^{i_0} \bar{q}$. Ce dernier et ses collaborateurs⁵⁶⁾, dans une approche plus réaliste, effectuent une analyse basée sur un potentiel optique local et explorent la contribution des

effets Coulombiens dans ${}^3\text{He}$. Ils aboutissent à un désaccord avec les données et concluent que des mesures, au delà de 120° , à 140 et 220 MeV permettraient d'améliorer le modèle.

Les mesures complémentaires de Nefkens et al.⁵⁷⁾ couvrent le domaine angulaire $\theta^{\text{c.m.}} \approx 45^\circ - 110^\circ$ à 142 , 180 , et 220 MeV, et donnent des résultats plus proches de l'unité :

$T_\pi^{\text{i.a.}} (\text{MeV})$	$\theta_\pi^{\text{c.m.}} (\text{deg.})$	R_{max}
142	87	$1,15 \pm 0,06$
180	65	$1,18 \pm 0,08$
220	85	$1,2 \pm 0,1$

Le calcul précédemment cité, par Kim et al.⁵⁶⁾, reproduit assez bien le rapport r_1 ainsi que, à partir de 75° , r_2 et R . Nefkens et al.⁵⁷⁾ annoncent néanmoins la mise en évidence d'une *brisure* de SC dans les interactions fortes tout en proposant deux nouvelles expériences^{58, 59)} dans la même gamme en énergie, l'une autour de 78° et l'autre entre 160 et 180° afin de tester la SC...

II.2.7 Diffusion élastique $\pi^\pm {}^4\text{He}$

L'égalité entre les sections efficaces différentielles de la diffusion élastique π^+ et π^- sur les noyaux d'isospin nul ($N=Z$) découle de l'hypothèse de SC. Les données⁶⁰⁾ entre 24 et 75 MeV ont fait l'objet d'une étude des effets de brisure de cette symétrie. L'analyse en déphasage effectuée par Khankhasayev et al.⁶¹⁾, aboutit à des résultats conformes au postulat de la SC. En effet, les écarts entre les déphasages ainsi qu'entre les inélasticités des ondes partielles S et P, en π^+ et π^- sont compatibles avec zéro. Des mesures à plus haute énergie sont nécessaires pour raffiner cette analyse.

II.3 Conclusion

Il ressort de l'ensemble des travaux récents relatifs aux tests des hypothèses de l'indépendance et de la symétrie de charge, que les raffinements croissants apportés aux méthodes expérimentales et aux modèles théoriques dans la recherche d'une brisure au niveau de $\approx 1\%$, sans aboutirent à une conclusion définitive, permettent de mieux cerner les difficultés à surmonter.

Les résultats expérimentaux montrent clairement qu'il est indispensable de continuer à réduire les sources d'erreurs systématiques afin de rendre les données statistiquement significatives. Par ailleurs, la présence inévitable des effets électromagnétiques et les interactions dans l'état final exigent, sur le plan théorique, des calculs plus sophistiqués; d'autant que notre connaissance partielle de ces effets pourrait être occultée par des résultats numériques, obtenus à l'aide de modèles encore trop phénoménologiques, pour les contributions hadroniques de courte-portée, dont le rôle dans l'étude de la symétrie d'isospin s'est révélé non-négligeable.

REFERENCES CHAPITRE II

1. *voir par exemple* G.E. Brown and A.D. Jackson, *The Nucleon-Nucleon Interaction*, North-Holland (1976); pp. 11-15
2. E. Fermi and L. Marshall, *Phys. Rev.* 71 (1947) 666;
ibid 75 (1949) 578
3. H.A. Bethe, *Phys. Rev.* 76 (1949) 38;
J.S. Schwinger, *ibid* 75 (1949) 1912
4. H.P. Noyes, *Ann. Rev. Nucl. Sci.* 22 (1972) 465
5. H.P. Noyes and D.Y. Wong, *Phys. Rev. Lett.* 3 (1959) 191
6. E.M. Henley, *in Isospin in Nuclear Physics*, Ed. D.H. Wilkinson,
North-Holland (1969), p. 15
7. J.E. Brolley et al., *Phys. Rev.* 135B (1964) 119;
D.J. Knecht et al., *Phys. Rev.* 148 (1966) 1031
8. T.L. Houk, *Phys. Rev.* C3 (1971) 1886
9. L. Koester and W. Nistler, *Phys. Rev. Lett.* 27 (1971) 956
10. B. Gabioud et al., *Nucl. Phys.* A420 (1984) 496
11. O. Schori, Thèse, Université de Lausanne (1985)
12. O. Schori et al., *Phys. Rev.* C35 (1987) 2252
13. M.M. Nagels et al., *1978 Data Compilation*, *Nucl. Phys.* B147 (1979) 189
14. M. Rahman and G.A. Miller, *Phys. Rev.* C27 (1983) 917
15. O. Dumbrajs et al., *1982 Data Compilation*, *Nucl. Phys.* B216 (1983) 277
16. P.U. Sauer, *Phys. Rev. Lett.* 32 (1974) 626; *Phys. Rev.* C11 (1975) 1786
L.J. Allen and H. Fiedeldey, *Nucl. Phys.* A260 (1976) 213;
C.W. Wong et al., *Nucl. Phys.* A253 (1977) 96;
Erratum : *ibid* A280 (1977) 498;
P.U. Sauer and H. Walliser, *J. Phys.* G3 (1977) 1513
17. E.M. Henley, *in Few Particle problems*, Eds I. Slaus et al.,
North-Holland (1972), p. 221
18. E.M. Henley and G.A. Miller, *in Mesons in Nuclei*, Eds M. Rho and
D.H. Wilkinson, North-Holland (1979), Vol. I, p. 405

19. I. Slaus, *in* Few-Body Methods: Principles & Applications, Eds T.K. Lim et al., World Scientific (1986), p. 691
20. K. Bräuer et al., Phys. Lett. 163B (1985) 46
21. C.Y. Cheung and R. Machleidt, Phys. Rev. C34 (1986) 1181
22. G.F. de Téra mond and B. Gabioud, Phys. Rev. C36 (1987) 691
23. S. Galès et N. Van Giai, Ann. Phys. Fr. 12 (1987) 183
24. H.P. Noyes, Phys. Rev. 130 (1963) 2025;
E. Lomon and R. Wilson, Phys. Rev. C9 (1974) 1329
25. *voir par exemple* : E. Amaldi, Phys. Rep. 111 (1984) 1;
P. Marmier and E. Sheldon, Physics of Nuclei and Particles,
Academic Press (1971), Vol. II, pp. 848-857 et 1051-1054
26. D.W. Glasgow et al., Proc. Int. Conf. on Nucl. Data for Basic and
Applied Science, Santa Fe (1985), to be published
27. S.A. Coon and M.D. Scadron, Phys. Rev. C26 (1982) 2402
28. T.E.O. Ericson and G.A. Miller, Phys. Lett. 132B (1983) 32
29. M. Chemtob and S.N. Yang, Nucl. Phys. A420 (1984) 461
30. T. Sato, SIN preprint (1986)
31. *pour une revue voir* : B.M.K. Nefkens, Nucl. Phys. A416 (1984) 193c
32. J.C. Alder et al., Phys. Rev. D27 (1983) 1040
33. K.K. Seth et al., LAMPF Progress Report, pp. 39-41, (1986);
K.K. Seth, *in* Proc. of the Int. Symp. on Weak and Electromagnetic
interactions in Nuclei, Heidelberg, (1986)
34. L. Wolfenstein, Ann. Rev. Nucl. Sci. 6 (1956) 43
35. R. Alegg et al., Phys. Rev. Lett. 56 (1986) 2571
36. L. Ge and J.P. Svenne, Phys. Rev. C33 (1986) 417;
Erratum : *ibid.* C34 (1986) 756
37. G.A. Miller et al., Phys. Rev. Lett. 56 (1986) 2567
38. K. Bräuer et al., Phys. Rev. C34 (1986) 34
39. *cité par* K.K. Seth (*réf.* 33)
40. R. Tkachuk et al., TRIUMF proposal #369
41. *voir par exemple* : S. Schlomo, Rep. Prog. Phys. 41 (1978) 66
42. J.A. Nolen, Jr. and J.P. Schiffer, Phys. Lett. 29B (1969) 396;

Ann. Rev. Nucl. Sci. 19 (1969) 471

43. R.A. Brandburg et al., Nucl. Phys. A294 (1978) 305
44. W. Bentz and H. Baler, Nuovo Cim. 90A (1985) 1
45. J.L. Friar et al., Ann. Rev. Nucl. Part. Sci. 34 (1984) 403;
 S.A. Coon et al., Phys. Rev. C30 (1984) 1366;
 R.C. Chen et al., Phys. Rev. Lett. 55 (1985) 374;
 J.L. Friar et al., Phys. Lett. 161B (1985) 241
 S. Barshay, Prog. Theor. Phys. 74 (1985) 1077
 T. Sasakawa and S. Ishikawa, Few-Body Systems 1 (1986) 3
46. A.W. Thomas, *in* Advances in Nucl. Phys., Vol. 13 (1984) 1;
 J.M. Greben and A.W. Thomas, Phys. Rev. C30 (1984) 1021;
 A.I. Veselov et al., Sov. J. Nucl. Phys. 42 (1985) 347
47. C.L. Hollas et al., Phys. Rev. C24 (1981) 1561
48. C.Y. Cheung et al., Phys. Rev. Lett. 43 (1979) 1215;
 Nucl. Phys. A348 (1980) 365
49. Yu.K. Akimov et al., JETP 14 (1962) 512;
 J. Banaigs et al., Phys. Lett. 53B (1974) 390
50. J. Banaigs et al., Laboratoire National Saturne preprints (1986)
51. C.Y. Cheung, Phys. Lett. 119B (1982) 47
52. S.A. Coon and E.M. Freedom, Phys. Rev. C33 (1986) 605
53. B.M.K. Nefkens et al., Phys. Rev. Lett. 52 (1984) 735
54. S. Barshay and L.M. Sehgal, Phys. Rev. C31 (1985) 2133
55. Y.E. Kim, Phys. Rev. Lett. 53 (1984) 1508
56. Y.E. Kim, Phys. Lett. 172B (1986) 287
57. B.M.K. Nefkens et al., LAMPF Progress Report, (1986) pp. 23-28
58. B.M.K. Nefkens, B.L. Berman et al., LAMPF proposal # 1031
59. W.J. Briscoe, B.L. Berman, B.M.K. Nefkens et al., LAMPF proposal # 1064
60. M. Nordberg and K. Kinsey, Phys. Lett. 20 (1966) 9622;
 K. Crowe et al., Phys. Rev. 180 (1969) 1349;
 G. Fournier et al., Nucl. Phys. A426 (1984) 542
61. M.Kh. Khankhasayev et al., Phys. Lett. 175B (1986) 261

CHAPITRE III

DIFFUSION ELASTIQUE PION-DEUTON

L'étude de l'interaction πd occupe une place importante dans notre effort d'appréhension des problèmes soulevés par des agrégats hadroniques. Les spécificités de ce système permettent une analyse fine de certaines problématiques des interactions fortes. En effet, le deuton est le noyau le plus léger et le mieux connu, ce qui permet de séparer les effets dus à la structure nucléaire de ceux liés à la dynamique de la réaction : comportement hors-couche (πN , NN , $N\Delta$), absorption du pion réel, échange de mésons, diffusion multiple...

Une autre particularité du domaine réside dans le fait que des formalismes à trois-corps, basés sur les équations de Faddeev, offrent une méthode puissante de calculs relativement complets des effets dynamiques. Ainsi, l'approfondissement de notre compréhension du système πNN peut être mise à profit pour rendre plus réaliste les traitements en approximation d'impulsion et, de là, appliquer cette méthode à l'interaction pion-noyau. Le point le plus délicat dans cette "transition" provient évidemment de la structure faiblement liée du deuton. Par ailleurs, le deuton étant le noyau d'isospin nul le plus simple, la comparaison des diffusions élastiques πd et πp constituent un test de l'hypothèse de symétrie de charge.

Dès la production du premier faisceau de pions au synchrocyclotron de Berkeley en 1947, la diffusion élastique pion-deuton a suscité de nombreux travaux expérimentaux et théoriques. Depuis, des recherches de plus en plus minutieuses ont révélé la complexité enrichissante de ce système "simple".

Aussi le processus de l'évolution de notre connaissance sur la diffusion pion-deuton, rendue possible grâce à des progrès hautement interactifs entre expérience et théorie, fait l'objet de ce chapitre, qui contient trois parties. La première couvre la période 1950-1975, pendant laquelle un effort de défrichage a été déployé. La germination des idées en physique corpusculaire, ainsi que des développements technologiques, ont donné lieu à la réalisation de mesures nettement plus précises et à la première application des équations de Faddeev à la diffusion élastique pion-deuton. Ces performances, qui datent de 1976, marquent le début d'un foisonnement de résultats expérimentaux de précisions croissantes et de raffinements théoriques de plus en plus sophistiqués. Dans la deuxième partie, nous explicitons les étapes franchies depuis lors. Enfin, les études traitant de l'hypothèse de symétrie de charge à travers les diffusions élastiques $\pi^{\pm}d$, sont examinées dans la troisième partie.

Avant d'entreprendre cette revue, nous proposons de résumer, dans le tableau ci-dessous, l'ensemble des mesures de sections efficaces.

LABORATOIRE	ANNEE	part.	T_{π}^L (MeV)	θ_{π}^L (deg)	err. rel. ($\pm\%$)	réf.
Chicago	1952	π^{\pm}	58	σ	10	Isaacs et al. ⁶⁾
Chicago	1952	π^{\pm}	72÷209	σ	10÷20	Anderson et al. ⁴⁾
Nevis	1953	π	140 [30,60],[60,180]		20÷40	Arase et al. ⁷⁾
Chicago	1954	π^{\pm}	123÷181	σ	4÷6	Ashkin et al. ¹¹⁾
Chicago	1955	π	119	45÷135	2	Nagle ¹³⁾
Nevis	1957	π^+	85	23÷165	30	Rogers et al. ¹⁵⁾
Nevis	1958	π^+	38 & 61	45÷150	20	Sachs et al. ¹⁸⁾
JINR	1958	π^{\pm}	300	σ	30	Dul'kova et al. ¹⁷⁾
LBL	1963	π	330	σ	10	Brunhart et al. ²²⁾
LBL	1963	π	142	30÷180	10÷17	Pewitt et al. ²⁴⁾
PPA	1971	π^+	182	CM10÷178	20	Norem ²⁹⁾
CERN	1973	π^+	256	30÷160	8÷20	Gabathuler et al. ³¹⁾
CERN	1973	π^+	141÷256	160	10÷20	<i>idem.</i>
LBL	1976	π^+	47,5	22÷157	5÷14	Axen et al. ⁴²⁾
LAMPF	1978	π^+	213÷323	40÷158	8÷20	Cole et al. ⁵⁵⁾
SIN	1978	π^{\pm}	70÷370	σ	1÷4	Pedroni et al. ⁶⁰⁾
Gatchina	1979	π	320	20÷170	4÷38	Kravtsov et al. ⁶⁶⁾
SIN	1980	π^+	82÷292	30÷130	6	Gabathuler et al. ⁷⁶⁾
SIN	1980	π^+	130÷280	180	20	Frascaria et al. ⁷⁵⁾
CERN	1980	π^+	141,177,260	120÷175	5÷25	Stanovnik et al. ⁸¹⁾
		π^+	151 & 185	120÷175	5÷25	<i>idem</i>
LAMPF	1981	π^+	292÷476	60÷140		Minehart et al. ⁹⁰⁾
LAMPF	1982	π^{\pm}	143	22÷115	2÷4	Masterson et al. ⁹⁴⁾
ALS	1983	π^{\pm}	65	41÷143	3÷4	Balestri et al. ⁹⁷⁾
KEK	1983	π	340	90÷140	??	Akemoto et al. ⁹⁶⁾
SIN	1983	π^+	117÷151	40÷140	????	Mathie et al. ¹⁰¹⁾
LAMPF	1984	π^{\pm}	256	22÷124	1÷4	Masterson et al. ¹⁰⁸⁾
SIN	1985	π^+	124÷324	73÷172	6	Ottermann et al. ¹¹⁴⁾

III.1 Période 1950-1975

Les premières tentatives théoriques^{1,2)}, basées sur l'approximation d'impulsion (AI) et utilisant la théorie de couplage faible, portent sur la comparaison de la diffusion πd avec celle de πN . Ces calculs, bien que simplistes, indiquaient déjà que l'interaction pion-deuton ne peut pas être considérée comme une somme linéaire des interactions élémentaires ($\pi p + \pi n$), mais qu'elle doit refléter des effets d'interférences. En outre, au début des années cinquante, le rôle du pion comme médiateur des interactions fortes n'étant pas encore parfaitement établi¹⁾, une incertitude sur la nature scalaire ou pseudoscalaire du pion persistait. Les prédictions des calculs sur le rapport des sections efficaces élastiques $\pi d / \pi p$ différaient d'un ordre de grandeur selon l'hypothèse adoptée. L'étape suivante est franchie par Fernbach et al.³⁾, développant une approche phénoménologique dans le cadre de l'AI. Ces auteurs préconisent l'extraction de la section efficace pion-neutron à partir des mesures πp et πd . Cheston⁵⁾ remarque un autre intérêt du sujet, en étudiant la sensibilité de la section efficace différentielle (SED) πd à la nature du couplage pion-nucléon. Ces résultats, obtenus dans un modèle de couplage faible, prédisent une SED monotone et décroissante, pour le couplage pseudoscalaire, et une forme en cloche avec un maximum vers 90° , dans l'hypothèse du couplage pseudovectoriel.

Or, sur le plan expérimental, les obstacles sont multiples. En effet, même à basse énergie, l'interaction pion(chargé)-deuton peut donner lieu aux réactions suivantes :

Elastique	$\pi^{\pm}+d \rightarrow \pi^{\pm}+d$,	(III.1a)
Inélastique	$\pi^{\pm}+d \rightarrow \pi^{\pm}+n+p$,	(III.1b)
Echange de charge	$\pi^{\pm}+d \rightarrow \pi^{\mp} + \left\{ \begin{array}{l} pp \\ nn \end{array} \right\}$,	(III.1c)
Absorption non-radiative	$\pi^{\pm}+d \rightarrow \left\{ \begin{array}{l} pp \\ nn \end{array} \right\}$,	(III.1d)
Absorption radiative	$\pi^{\pm}+d \rightarrow \left\{ \begin{array}{l} pp \\ nn \end{array} \right\} + \gamma$.	(III.1e)

La résolution en énergie, requise pour identifier le processus de la diffusion élastique, est déterminée par l'énergie de liaison du deuton (2,2 MeV). Mais, à cette époque, l'état relativement rudimentaire des systèmes de détection ne permet pas d'atteindre une telle résolution; pis encore, la résolution des faisceaux de pions, jusqu'à la fin des années soixante, n'est que de 3 à 15 MeV, selon la gamme en énergie et l'accélérateur. Malgré ces handicaps, dès les années cinquante, plusieurs équipes entreprennent l'étude de l'interaction pion-deuton. Des mesures de sections efficaces totale et différentielle (intégrées souvent sur de larges gammes angulaires) sont effectuées entre 38 et 330 MeV (cf. tableau ci-dessus). Les dispositifs de détection consistent essentiellement en émulsions nucléaires^{7,17)}, chambres à brouillard¹⁵⁾, chambres à bulles^{22,24)}, et scintillateurs^{13,18)}. Enfin, les précisions statistiques sont fortement limitées par la faible intensité de ces faisceaux secondaires ($\approx 10^3$ pions/seconde). Les données ainsi obtenues comportent par conséquent de grandes incertitudes (25 à 40%).

Ces résultats expérimentaux permettent néanmoins de dégager, en les comparant à des calculs en approximation d'impulsion, un certain nombre de traits saillants du processus en question. Drell et Verlet¹²⁾ étudient la sensibilité de la section efficace aux différentes modélisations du comportement hors-couche πN et de la rediffusion du pion. En comparant leurs résultats aux données¹¹⁾ à 162 MeV, ils peuvent seulement indiquer que l'effet de la double diffusion devrait être inférieure à 10%. En 1957,

Rockmore¹⁴⁾ effectue une analyse détaillée des corrections à apporter au modèle de Bruckner et al.^{8,9)}. Les prédictions de ce calcul se révèlent en bon accord avec des mesures¹⁵⁾ à 85 MeV, réalisées la même année, ce qui montre l'importance des contributions dues à la diffusion double, à l'absorption du pion, et à l'énergie de liaison du deuton. Ce formalisme est utilisé par Bransden et Moorehouse¹⁶⁾, dans le cadre de la méthode variationnelle de Schwinger, et par Ramakrishnan et al.²¹⁾, en incluant les déphasages πN à partir du modèle de Chew-Low-Pendleton²³⁾, en tenant compte de la composante D de la fonction d'onde du deuton ($P_D=6\%$) et dans l'approximation du facteur de forme, reproduit assez bien les données²⁴⁾ à 142 MeV jusqu'à $\approx 90^\circ$. Mais, au-delà, il surestime la SED d'un facteur 2. L'auteur attribue ce désaccord au traitement trop approximatif des effets hors-couche. Brunhart et al.²²⁾, présentant leurs résultats à 330 MeV, montrent les prédictions de trois calculs^{16,17,20)}, et constatent que seul le modèle de Vagrado et Sokolov²⁰⁾ produit un assez bon accord à condition de négliger le recul du noyau résiduel. Mais une telle approximation, irréaliste pour l'énergie en question¹⁹⁾, occulte l'absence des effets de diffusion multiple dans le calcul, d'autre part elle néglige le mouvement de Fermi dont le rôle important à haute énergie (>350 MeV) sera démontré par Faldt et Ericson²⁵⁾. En 1971 Carlson²⁶⁾, en incluant le mouvement de Fermi, la diffusion double, et la fonction d'onde du deuton de Lomon-Feshbach, réduit le désaccord avec les données à 87 et 142 MeV. Mais des mesures effectuées l'année suivante révèlent qu'au-delà de 70° , les prédictions de ce calcul sont 2 fois trop élevées. La même année, Beder²⁷⁾ et Gibbs²⁸⁾ publient des résultats assez détaillés sur les effets de différents ingrédients des modèles en approximation d'impulsion. Le premier article²⁷⁾ concerne la diffusion πd et étudie l'effet de l'absorption du pion réel, les contributions des ondes S et P de πN , et de la diffusion double. Ce calcul reproduit assez bien les données à 60 MeV. Mais l'imprécision des données ne permet pas de dégager une conclusion sur l'importance relative des phénomènes explorés. L'apport principal du deuxième article²⁸⁾ provient de l'utilisation d'une représentation séparable de l'interaction πN en vue de l'extension du modèle à l'interaction pion-noyau (pour une revue voir réf. 83). En ce qui concerne

l'interaction πd , le mouvement de Fermi et les effets hors-couche sont négligés. En incluant la double diffusion, les sections efficaces totales (SET) entre 80 et 260 MeV sont assez bien reproduites. Par contre, le meilleur accord avec les SED à 61, 85, et 142 MeV correspond au calcul limité à la simple diffusion. D'autre part, aucune sensibilité significative à l'état D du deuton ($P_D=0$ et 6%) n'est observée. Dans un calcul plus complet, McMillan et Landau³⁸⁾ arrivent à la conclusion inverse. Ces auteurs, montrent en outre, que les SED πd calculées dans la gamme en énergie 25-100 MeV, dépendent fortement du traitement Coulombien, ainsi que du choix des déphasages πN . Ils trouvent également qu'à ces énergies l'approximation du facteur de forme est valable, et que différentes modélisations des effets hors-couche produisent des sections efficaces voisines.

Les dernières mesures de cette période sont effectuées aux CERN. Ces résultats³¹⁾, en πd , englobent des données de la SED à 256 MeV, entre 30° et 160° , et de la fonction d'excitation à 160° , de 141 à 256 MeV ; les barres d'erreurs sont relativement importantes ($\approx 10-20\%$) mais réalistes. Gabathuler et Wilkin³⁵⁾ analysent ces résultats, ainsi que ceux de Norem²⁹⁾ à 180 MeV, dans le modèle de Bruckner avec simple et double diffusion de pion sur des nucléons figés. Cette dernière hypothèse les amènent à calculer les amplitudes πN dans le référentiel de Breit (énergie du pion incident plus élevée dans le système πN que dans celui de πd). La fonction d'onde du deuton provient d'un potentiel Hamada-Johnson modifié ($P_D=7\%$). Les auteurs aboutissent ainsi à un accord relativement raisonnable avec les valeurs mesurées, tout en soulignant qu'une étude plus approfondie ne serait envisageable que dans le cadre du formalisme de Faddeev, incluant les effets d'absorption du pion réel. Par ailleurs, Ferreira et al.³⁴⁾ examinent l'importance du mouvement de Fermi et en particulier le déplacement en énergie dans le système πN qui en découle. La fonction d'excitation calculée à 160° est, dans le meilleur des cas, 2 fois plus grande que les données.

Avant de clore cette partie, nous proposons de faire le point sur l'apport de 25 ans d'efforts dans ce domaine. A première vue, le tableau

ci-dessus pourrait donner l'impression d'une stagnation sur la précision des mesures. Or, pour des raisons mentionnées au début de ce paragraphe, les résultats expérimentaux publiés durant la première décade de cette période n'ont qu'une valeur indicative. Par contre, les mesures plus précises, effectuées à partir de 1963, en particulier celles obtenues au CERN, permettent de mieux cerner la portée et les imperfections des modèles en approximation d'impulsion (dans les mesures précédentes les erreurs n'étaient pas évaluées d'une façon réaliste). A ce stade, nous distinguerons deux régions en énergie. Jusqu'à environ 100 MeV les calculs en approximation du facteur de forme peuvent prédire les SED à $\approx 25\%$ près, à condition qu'ils contiennent les diffusions simple et double, une fonction d'onde du deuton réaliste ($P_p \approx 4-7\%$), le mouvement de Fermi, et des déphasages πN assez précis. A plus haute énergie, les mêmes ingrédients conduisent à des résultats ≈ 2 plus élevés que les données. Une amélioration de ces modèles nécessiteraient une extension aux ordres supérieurs de la diffusion multiple et un traitement minutieux des effets hors-couche.

La fin de la période évoquée dans cette première partie, coïncide avec la parution des premiers articles^{33,36,38-39,41)} traitant de l'interaction pion-deuton dans l'approche de Faddeev, qui inclut les effets de la diffusion multiple à tous les ordres d'une façon exacte. Les fondements mathématiques du formalisme de Faddeev et son application à l'interaction πd ont été abordés en détail dans plusieurs ouvrages récents^{53,73,99)}. Aussi, dans ce chapitre, nous nous limiterons à la présentation des résultats de ces calculs, tout en précisant les approximations introduites dans les travaux examinés.

III.2 Période 1976-1987

L'avènement des faisceaux de pions de haute intensité ($\approx 10^5$ - 10^7 π/s) et de bonne résolution en énergie ($\ll 1$ MeV) à l'ALS, au LAMPF et au SIN, ainsi que la concrétisation d'importants progrès dans les dispositifs expérimentaux, ont donné un réel essor à l'étude expérimentale de l'interaction πd , suscitant un grand nombre de travaux théoriques. Dans cette deuxième partie, nous présentons d'abord les résultats des mesures de la diffusion élastique, y compris ceux relatifs aux observables de polarisation du deuton. Puis nous relatons les développements théoriques en approximation d'impulsion ainsi que ceux basés sur le formalisme de Faddeev.

III.2.1 Résultats expérimentaux

Sur un ensemble de quinze articles expérimentaux parus dans cette période, cinq d'entre eux, relatifs aux mesures en $\pi^+ ET \pi^-$, sont essentiellement destinés à tester l'hypothèse de symétrie de charge. Aussi, nous différerons l'examen de ces travaux à la troisième partie.

En 1976, Axen et al.⁴²⁾ publient les premières données assez précises (5-14%) de la section efficace $\pi^+ d$ à basse énergie ($47,5 \pm 0,5$ MeV), obtenues au LBL. Le moniteur absolu consiste en un hodoscope composé de scintillateurs plastique, et les pions diffusés sont détectés par un ensemble ΔE -E. La résolution en énergie atteinte est de $3,5 \pm 0,5$ MeV ($22,5^\circ \leq \theta \leq 105^\circ$) à $4,0 \pm 0,5$ MeV ($\theta \leq 160^\circ$); ces valeurs correspondent à la largeur à mi-hauteur des spectres de la perte d'énergie totale.

Quatre équipes réalisent un nombre important de mesures dans la région de la résonance Δ_{33} . La mesure de Gabathuler et al.³¹⁾ en 1973, ayant montré un minimum très prononcé aux angles arrières s'écartant d'un facteur 5 des prédictions théoriques, motive une série de mesures au CERN. Stanovik et al.⁸¹⁾ effectuent, en 1980, des mesures entre 120° et 170° en π^+ à 141, 177, et 260 MeV, ainsi que en π^- à 151, 185 et 260 MeV. Les pions

diffusés sur une cible de D_2O et les deutons de recul sont identifiés par un ensemble de chambres à fils, de scintillateurs plastique et de compteurs Cerenkov. Les incertitudes statistiques sont de 5-25% et les erreurs systématiques de 10-20%. Ces résultats sont néanmoins assez significatifs pour infirmer le minimum observé auparavant, ramenant ainsi le désaccord théorie-expérience à un facteur 2. La même année, Gabathuler et al.⁷⁶⁾ publient leurs résultats à onze énergies entre 88 et 292 MeV (figs 3 et 4, chap. VII). Les performances du dispositif expérimental au SIN leur permet d'atteindre une précision de $\approx 6\%$, dont un quart d'origine statistique, en utilisant un faisceau de $5 \times 10^6 \pi/s$, une cible liquide de deutérium, et un spectromètre magnétique à haute résolution⁶²⁾ (200-300 KeV). La nouvelle mesure à 256 MeV confirme les anciennes valeurs aux angles avant et se révèle en bon accord avec les données aux angles arrière de Stranovik et al.. Les mesures à 142 et 180 MeV sont également concordantes avec celles de Pewitt et al.²⁴⁾ et de Norem²⁹⁾.

Dans la mouvance des recherches des résonances dibaryoniques, Ottermann et al.¹¹⁴⁾ effectuent des mesures au SIN, également à onze énergies, allant de 124 à 320 MeV entre 73° et 172° , avec une précision de $\approx 6\%$. Les deux groupes ont eu recours aux mesures en πp pour la calibration des moniteurs relatifs.

Des travaux expérimentaux au-dessus de la résonance Δ_{33} sont réalisés principalement dans l'espoir de démêler l'énigme des résonances dibaryoniques (RDB). En 1980, Frascaria et al.⁷⁵⁾, mettant à profit les performances expérimentales du SIN, réalisent une mesure de la fonction d'excitation à 180° et à sept énergies (130-280 MeV), avec une précision de 20%. Ils concluent à une manifestation possible de la RDB vers 250 MeV. L'année suivante, Minehart et al.⁹⁰⁾ entreprennent des mesures de SED à quatre énergies entre 292 et 476 MeV, qu'ils trouvent en bon accord avec des mesures moins précises obtenues précédemment par la même équipe⁵⁵⁾ au LAMPF (fig. 5, chap. VII), et par Kravtsov et al.⁶⁶⁾ à Gatchina. Minehart et al. montrent la nécessité d'études théoriques et expérimentales plus approfondies avant de pouvoir faire une quelconque affirmation sur les RDB. En 1983, Akemoto et al.⁹⁶⁾ effectuent des mesures de SED dans le domaine

d'énergie 341-1030 MeV, à KEK. Mais l'inexistence de calculs suffisamment fiables à haute énergie ne leur permet pas de conclure sur l'origine des structures observées.

Nous nous sommes intéressés jusqu'à présent à une seule observable : la section efficace. Or, la description complète de l'interaction entre le pion (spin nul) et le deuton (spin 1) fait intervenir une matrice 3x3 de amplitudes d'hélicité. Les principes de l'invariance par renversement du temps et de la conservation de parité, réduisent le nombre de ces amplitudes (complexes) à 4, reliées par ailleurs par une phase globale. Par conséquent, afin de pouvoir décrire la diffusion πd , il est nécessaire de mesurer 7 observables indépendantes, par angle et par énergie. Depuis près d'une décennie, des mesures de deux observables de spin sont venues enrichir le domaine. Les trois quantités : section efficace, polarisations vectorielle (iT_{11}) et tensorielle (t_{20}), peuvent être exprimées en fonction des amplitudes d'hélicité :

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{1}{3} \left(2|H_{+-}|^2 + 4|H_{+0}|^2 + 2|H_{-0}|^2 + |H_{00}|^2 \right) . \quad (\text{III.2a})$$

$$iT_{11} = -\sqrt{6} \text{Im} \left(H_{+0}^* (H_{+-} - H_{-0} + H_{00}) \right) (3d\sigma/d\Omega)^{-1} , \quad (\text{III.2b})$$

$$t_{20} = \sqrt{2} \left(|H_{+-}|^2 - |H_{+0}|^2 + |H_{-0}|^2 - |H_{00}|^2 \right) (3d\sigma/d\Omega)^{-1} . \quad (\text{III.2c})$$

Avant d'exposer les résultats obtenus, rappelons la Convention de Madison : les pouvoirs d'analyse $T_{\nu q}(\theta)$ correspondent à l'asymétrie dans des mesures sur une cible de deuton polarisé, et $t_{\kappa\sigma}(\theta)$ au paramètre de polarisation du deuton reculé dans la diffusion des pions sur une cible non polarisée.

Dans une série d'expériences^{87,92,93,101,109}, effectuées au SIN, la distribution angulaire du pouvoir d'analyse vectorielle :

$$iT_{11} = \frac{1}{\sqrt{3}} \frac{1}{P} \frac{\sigma^{\uparrow} - \sigma^{\downarrow}}{\sigma^{\uparrow} + \sigma^{\downarrow}} , \quad (\text{III.3})$$

a été mesurée à quatorze angles et douze énergies (117-325 MeV). Dans l'expression (III.3), P correspond à la polarisation vectorielle du deuton et la flèche \uparrow à la direction du vecteur $\vec{k}\vec{k}'$, avec $\vec{k}(\vec{k}')$ la quantité de

mouvement du pion incident (diffusé). L'article le plus récent¹⁰⁹⁾, publié en 1984, contient une discussion détaillée sur la méthode expérimentale, et l'ensemble des résultats obtenus depuis 1981 (figs 6-9, chap. VII). En outre, il corrige un facteur de normalisation utilisé dans les papiers précédents^{92,93)}, ainsi que le résultat inexact à 256 MeV publié⁸⁷⁾ en 1981. Signalons en dernier lieu une mesure¹²³⁾ à plus haute énergie (610 MeV), réalisée tout récemment à KEK.

A la fin des années soixante-dix, les calculs théoriques sur la polarisation tensorielle t_{20} prédisaient une haute sensibilité de ce paramètre à la fois au processus d'absorption du pion réel et au pourcentage d'état D dans la fonction d'onde du deuton. Cela a motivé les premières mesures effectuées par Holt et al.^{65,88)} à LAMPF. Pour ce faire, ils utilisent la technique⁸²⁾ de double diffusion. Le faisceau de pions est envoyé sur une cible non-polarisée, et le deuton de recul dirigé par des quadrupoles sur une cible gazeuse de ^3He donne lieu à la réaction $^3\text{He}(d,p)^4\text{He}$. Finalement les protons sortants sont détectés, à un angle avant, par un ensemble de scintillateurs plastique ou de détecteurs Si(Li). Ce système permet d'extraire l'observable en question à l'aide de la relation :

$$t_{20}^{1ab} = \left(\frac{\epsilon}{\epsilon_0} - 1 \right) / T_{20}(0^\circ) , \quad (\text{III.4})$$

le pouvoir d'analyse $T_{20}(\theta)$ et l'efficacité ϵ_0 aux deutons non-polarisés ayant été déterminés par ailleurs en utilisant des faisceaux adéquats de deutons. L'expérience proprement dite consiste donc à mesurer, dans la réaction $^3\text{He}(\vec{d},p)^4\text{He}$, le rapport ϵ du nombre des protons détectés sur celui des deutons incidents.

Les mesures de Holt et al., à 142 MeV, aboutissent à des résultats relativement déconcertants. Car les calculs négligeant les effets d'absorption du pion reproduisent mieux les données, et une très faible sensibilité à P_0 est observée. Les mesures⁹⁵⁾, effectuées au SIN l'année suivante, viennent troubler encore davantage la situation. Alors que les expériences à LAMPF donnent une distribution angulaire monotone avec valeurs négatives ($-0,4 \pm 0,1$), celles au SIN montrent une structure franche avec un maximum de $\approx +0,7 \pm 0,1$. Dans chacun des deux laboratoires, des

mesures supplémentaires sont entreprises : les distributions angulaires entre 140 et 256 MeV mesurées à LAMPF se révèlent en accord avec la première mesure. Par contre, celles obtenues au SIN confirment les oscillations et des valeurs positives dans la gamme en énergie 110-150, (fig. 11, Chap. VII). La persistance de cette situation conflictuelle, ainsi que les premiers résultats (erronés) de it_{11} , sont à l'origine de notables spéculations sur les résonances dibaryoniques (cf. articles de revue par Arvieux¹⁰⁷⁾ et par Boschitz¹¹⁸⁾). Les dernières recherches expérimentales^{115,120)} effectuées à TRIUMF, dans la gamme 118 à 151 MeV, viennent finalement trancher en faveur des résultats du LAMPF : les distributions angulaires sont sans structure avec des valeurs négatives.

II.2.2 Etudes théoriques

Depuis 1976, les calculs en approximation d'impulsion ont donné lieu à peu de publications. Rockmore⁸⁰⁾, dans un modèle similaire à celui développé par Beder²⁷⁾ et McMillan-Landau³⁷⁾, introduit des contributions dues aux rediffusions des mésons π et ρ via l'excitation de la résonance Δ . Ce calcul reproduit^{80, 105)} assez bien les SED en π^+ et en π^- , entre 47 et 142 MeV (figs 1-3, chap. VI). Les traitements des effets hors-couche en relation avec les ambiguïtés d'origine cinématique (mentionnées au §III.1), sont examinés par plusieurs auteurs^{48, 54)}. Ces considérations conduisent à une diminution, jusqu'à un facteur 3, des SE calculées. Les données entre 85 et 180 MeV sont relativement bien reproduites. Par contre, en dessous de 80 MeV, ainsi qu'au-delà de 224 MeV et $\theta \gg 70^\circ$, d'importants désaccords persistent. Les auteurs, tout en soulignant l'importance des effets hors-couche et celle du choix de la fonction d'onde du deuton, attribuent essentiellement ces désaccords à l'absence dans leurs modèles des mécanismes d'absorption du pion. Par ailleurs, Rinat et Starkand⁷⁹⁾ étudient les problèmes liés à la convergence de la série de diffusion multiple et montrent que la diffusion simple plus la diffusion double sur-couche devraient présenter une bonne approximation du processus, lequel est dominé par un petit nombre d'ondes partielles. Dans le même contexte, Afnan et Stelbovics⁸⁴⁾, en se basant sur les résultats d'un calcul Faddeev, trouvent que la diffusion simple calculée à partir d'un potentiel optique (KMT) s'avère plus réaliste que celle obtenue par le formalisme de Watson, largement utilisé dans les calculs en AI.

Nous avons déjà évoqué (§III.1) l'amorce des études, dans les années 1973-75, de l'interaction πd dans des approches à trois-corps basées sur les équations de Faddeev. Depuis lors, ce domaine a connu un intérêt croissant. L'objectif principal de ces théories consiste en l'élaboration d'un formalisme unique, traitant à l'aide des équations couplées πNN - NN , les processus suivants :

$$\begin{aligned} NN &\rightarrow NN \\ &\rightarrow \pi d \\ &\rightarrow \pi NN \end{aligned}$$

et

$$\begin{aligned} \pi d &\rightarrow \pi d \\ &\rightarrow NN \\ &\rightarrow \pi NN \end{aligned}$$

dans la gamme d'énergie $T_N^L \leq 1 \text{ GeV}$ ($T_\pi^L \leq 350 \text{ MeV}$).

Dans une contribution récente, Mizutani¹²²⁾ a présenté une synthèse des études du système πNN - NN . En ce qui concerne la diffusion élastique πd et l'étude de la SC, les travaux de deux "groupes" sont d'une importance primordiale. De ce fait, nous proposons d'exposer brièvement les points principaux des calculs effectués par Afnan, Rinat, Thomas et al., et par Fayard, Giraud, Lamot, Mizutani et al..

En 1976, la diffusion élastique πd à basse énergie fait l'objet d'une étude dans le cadre des équations de Faddeev. En effet, Thomas⁴⁵⁾ effectue un calcul de la SED à 50 MeV, reproduisant d'une manière satisfaisante les données de Axen et al.⁴²⁾. Thomas utilise un formalisme non-relativiste, tout en traitant le pion comme une particule relativiste. L'interaction πN est décrite par un potentiel séparable, avec des facteurs de forme phénoménologiques. L'interaction NN ne contient que les voies 3S_1 - 3D_1 avec $P_D=4$ ou 7%. En outre, Thomas néglige les amplitudes de diffusion $T_{ll'}$, non-diagonales ($l \neq l'$). Par la suite, Giraud et al.^{57,58)} apportent d'importantes améliorations à ce calcul. Ils incluent toutes les ondes partielles S et P de πN , les couplages entre tous les moments angulaires

orbitaux ($l, l' = J \pm 1$; $l_{max} = 7$) des deux voies πd , et la paramétrisation de Pieper-Reid pour la voie NN. Dans un article plus complet, Giraud et al.⁶⁴⁾ montrent que leur calcul reproduit assez bien les données entre 47 et 180 MeV, ainsi que la moyenne des sections efficaces totales, $\frac{1}{2}(\sigma + \sigma^*)$, entre 70 et 270 MeV. Ils montrent également la grande influence des amplitudes de diffusion non-diagonales ($l \neq l'$) sur les prédictions de t_{20} dans la région de la Δ_{33} , qui varie de $\approx 10\%$, selon le pourcentage d'état D ($P_D = 4$ et 7%).

Parallèlement, des formalismes relativistes sont développés par plusieurs auteurs^{43, 46, 52)}, ainsi que par Rinat et Thomas⁵⁰⁾, lesquels effectuent des calculs des SED dans la région de la résonance Δ , en tenant compte d'une seule voie πN (P_{33}). A 142 MeV, l'écart entre la SED calculée par Rinat-Thomas et celle par Giraud et al. (avec P_{33} seule) s'avère inférieur à $0,5\%$. Ce dernier calcul, avec toutes les ondes S et P, réduit la SED aux angles arrières jusqu'à $\approx 30\%$, améliorant nettement l'accord théorie-expérience avec les données. D'autre part, Myhrer et Thomas⁶⁷⁾, en se limitant à la voie $\pi N - P_{33}$, soulignent l'importance des effets hors-couche dans les interactions à deux corps, et celle des voies NN autres que ${}^3S_1 - {}^3D_1$. Cependant, les problèmes liés à l'absorption du pion réel ne leur permettent pas d'examiner les conséquences de ces effets sur l'onde partielle P_{11} .

A ce stade, il convient de faire le point sur les traitements du mécanisme d'absorption du pion réel. La complication principale provient du fait que l'absorption et/ou la (re)émission du pion réel se déroulent en présence des pions virtuels, échangés entre les nucléons. Les modèles de diffusion multiple, en incluant explicitement des vertex pour le phénomène en question, aboutissent ainsi à un double comptage.

La méthode proposée par Afnan et Thomas³³⁾ consiste à simuler cet effet par un état lié pion-nucléon (N') avec une énergie de liaison égale à m_π . Or, Fuda⁴⁰⁾ démontre que l'interaction NN' ne respecte pas le principe de Pauli. En outre, ce modèle ne peut pas inclure les processus où le pion est absorbé par un nucléon et, simultanément, l'autre nucléon émet un pion. Ces obstacles ont été franchis par Mizutani et Koltun⁴⁹⁾ dans le cadre d'un formalisme de voies couplées $\pi NN - NN$, et par Rinat⁵¹⁾ à l'aide des

techniques de réduction non-relativiste. Néanmoins, la portée de ces approches reste limitée à la région du seuil, l'unitarité dans le système à trois-corps n'étant pas parfaitement respectée. Par la suite, Avishai et Mizutani^{63,72,85)} apportent une contribution importante en la matière, en décomposant l'amplitude à deux-corps $\pi N-P_{11}$ en une somme de deux termes :

$$t = t_p + t_{NP} . \quad (II.1)$$

Le terme de pôle du nucléon habillé (t_p), et celui de non-pôle (t_{NP}) correspondent respectivement à l'absorption/émission du pion et à la diffusion du pion dans le système πN . Dans ce formalisme l'unitarité est vérifiée, ce qui n'est pas tout à fait le cas dans le traitement semi-relativiste développé par Afnan et Blanckleider^{71,86,111)}. Les conséquences des considérations relatives à l'unitarité sur les observables sont actuellement occultées par le manque de précision sur les déphasages $\pi N-P_{11}$. Enfin, signalons une étude par Rinat et al.⁶⁹⁾ des effets d'absorption du pion réel et d'échange du méson ρ , concluant à une contribution négligeable de ce dernier mécanisme.

Suite aux travaux de Avishai-Mizutani, le "groupe" de Lyon présente dans une série d'articles^{74,77,91)}, des calculs relativistes incluant l'absorption/(re)émission du pion réel. Ils reproduisent bien les données jusqu'à ≈ 200 MeV, mais au-delà, les SED aux angles arrières sont surestimées de $\approx 30\%$. Notons que pour la région en question, Lamot et al.⁷⁸⁾ dans une étude détaillée, obtiennent des variations jusqu'à un facteur 2, selon le choix de la fonction d'onde du deuton.

Récemment, Lamot et al.¹²¹⁾ ont apporté un degré de sophistication supplémentaire à leur formalisme en incluant l'échange des mésons lourds^{102,121)} ($\rho, \sigma, \delta, \omega, \eta$, et φ). Les auteurs comparent les résultats ainsi obtenus à un large éventail de données des réactions $NN \rightarrow NN$, $NN \approx \pi d$, $\pi d \rightarrow \pi d$. En ce qui concerne la diffusion élastique πd , la contribution due à ces échanges reste faible, même à haute énergie.

Nous terminons ici l'examen des formalismes traitant des interactions fortes dans la diffusion πd . Quant aux traitements des effets électromagnétiques, ils sont explicités dans les chapitres V à VII.

III.3 Symétrie de charge

Dès les années cinquante, les implications de l'hypothèse de conservation d'isospin dans les interactions πd sont évoquées : les sections efficaces des diffusions $\pi^+ d$ et $\pi^- d$ doivent être égales, hormis les effets électromagnétiques.

En 1973, Tzara³⁰⁾ souligne que des mesures de SET $\pi^\pm d$ pourraient apporter de précieuses informations sur une éventuelle brisure de ce principe de symétrie.

Pedroni et al.⁶⁰⁾ effectuent, en 1978, des mesures de SET dans la gamme en énergie 70-370 MeV, et ils en extraient la différence entre les SE en fonction d'énergie $\Delta\sigma(T) \equiv \sigma^+ - \sigma^-$. Pour réaliser cette expérience, ils utilisent le faisceau de pions au SIN, avec $\Delta p/p = \pm 0,3\%$, et une divergence de ± 20 mrad obtenue à l'aide de trois scintillateurs plastique placés avant la cible de deutérium liquide. Un ensemble de trois chambres à fils et un détecteur Cerenkov, positionnés également en amont de la cible, servent à déterminer le nombre de pions incidents. Le dispositif de détection en aval, basé sur la technique de transmission, comporte trois chambres à fils (40×40 cm²) et un plastique scintillant (8×8 cm²) centrés sur l'axe du faisceau. Ce dernier détecteur permet d'identifier les pions qui n'ont pas interagit avec les deutons. Etant donné les dimensions de ces compteurs et leur distance de la cible, la mesure fournit des SED entre deux angles solides $\Omega_{min} \approx 0,25$ sr, et $\Omega_{max} \approx 1,20$ sr. La section efficace totale des diffusions élastique et inélastique est obtenue à l'aide de l'expression suivante :

$$\sigma \approx \sigma_{tot} = \sigma(\Omega_{min}) + \int_0^{\Omega_{min}} \left(\frac{d\sigma}{d\Omega} \right)_{liss} d\Omega, \quad (III.6)$$

avec $\left(\frac{d\sigma}{d\Omega} \right)_{liss}$ extrapolation dans la région $[0, \Omega_{min}]$ d'un lissage polynomial des SED, mesurées entre Ω_{min} et Ω_{max} .

La valeur moyenne et la différence des SET à chaque énergie, définies

comme :

$$\bar{\sigma} \equiv \frac{1}{2} (\sigma^- + \sigma^+) , \quad (\text{III.7})$$

et

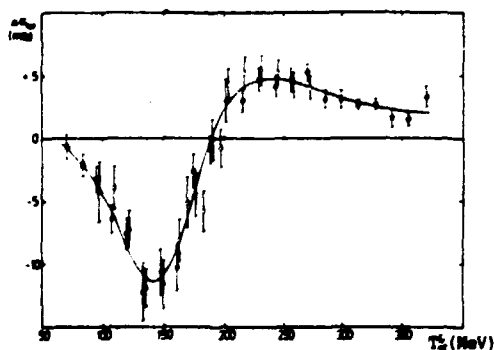
$$\Delta\sigma \equiv \sigma^- - \sigma^+ , \quad (\text{III.8})$$

peuvent être extraites à partir des données en π^- et en π^+ , une fois corrigées des effets Coulombiens. La procédure des corrections Coulombiennes, développée par Pedroni et al. se résume ainsi :

i) *effets purements Coulombiens* : en tenant compte de la paire np dans les états finaux des diffusions élastique et inélastique, les auteurs ramènent le problème du système πd à la diffusion de π^+ sur le proton libre, et le traitent dans l'approximation de Born au premier ordre.

ii) *Interférence Coulombienne-nucléaire (INC)* : la partie divergente de la $\sigma(\Omega)$, produite par le terme $\log\Omega$ pour $\Omega=0$, dépend de la partie réelle de l'amplitude forte de la diffusion élastique πd vers l'avant, $\text{Re} f_e(0^\circ)$. Cette contribution est estimée à l'aide des relations de dispersion.

Précisons que ces corrections sont appliquées aux données avant l'extrapolation des SED utilisée dans l'expression (III.6). Les points "expérimentaux" pour $\Delta\sigma$ dans la fig.III.1, correspondent également aux résultats des mesures corrigées de ces effets et montrent des écarts par rapport à la valeur nulle, correspondant à la SC.



iii) *distorsions Coulombiennes* : les auteurs ont recours à une approche en modèle de potentiel Coulombien, tout en soulignant qu'une telle méthode "can hardly be considered as the final answer". Le contenu de cette approche est explicité dans le chapitre VI. Remarquons simplement que l'amplitude forte est calculée en approximation d'impulsion, et ceci pour

la seule voie $\pi N-P_{33}$. L'effet de la distorsion ainsi introduite revient à remplacer le déphasage δ_{33} dans les systèmes $\pi^+ p$ et $\pi^- p$ respectivement par $\delta_{33} + C_{33}$ et par $\delta_{33} + \frac{1}{3}C_{33}$. Le paramètre de distorsion C_{33} est obtenu à partir de la formule d'Auvil dans l'approximation de Zimmermann (voir chap. VI, pp. 106-107). Les corrections calculées dans ce cadre se révèlent importantes. A titre d'exemple, nous reproduisons dans le tableau ci-dessous quelques résultats de Pedroni et al. :

T_{π}^L (MeV)	$\Delta\sigma_{exp}$ (mb)	$\Delta\sigma_{dist. coul.}$ (mb)
120	$+1,1 \pm 1,2$	-8,5
147	$-1,5 \pm 1,8$	-9,3
256	$+4,7 \pm 0,9$	-0,6
312	$+3,2 \pm 0,4$	-0,9

En outre, la somme des deux différences ($\Delta\sigma_{exp} + \Delta\sigma_{dist. coul.}$), reste différente de zéro dans la gamme d'énergie en question. De là, les auteurs concluent à une *brisure de symétrie de charge*, et procèdent à un lissage des valeurs "expérimentales" ($\Delta\sigma_{exp}$), la courbe sur la figure ci-dessus. Pour ce faire, Pedroni et al. se basent sur une étude effectuée par Myhrer et Pilkuhn⁴⁴⁾ relative aux différences de masse et de largeur entre les quatre états de charges de la résonance $33(\Delta^-, \Delta^0, \Delta^+, \text{ et } \Delta^{*+})$, comme mécanisme de brisure de SC. Ils déterminent les deux paramètres :

$$C_w \equiv (M^- - M^{*+}) + \frac{1}{3} (M^0 - M^+) , \quad (\text{III.9})$$

$$C_{\Gamma} \equiv (\Gamma^- - \Gamma^{*+}) + \frac{1}{3} (\Gamma^0 - \Gamma^+) ; \quad (\text{III.10})$$

pour lesquels, ils trouvent les valeurs suivantes :

	pour $\Delta\sigma_{exp}$	pour $\Delta\sigma_{exp} + \Delta\sigma_{dist. coul.}$
C_w	$3,6 \pm 0,2$	$4,2 \pm 0,2$
C_{Γ}	$7,1 \pm 0,3$	$3,6 \pm 0,3$

Pedroni et al. comparent ces valeurs du C_w aux prédictions des modèles

de quarks avec $\bar{u} \rightarrow \bar{u}$, qui donnent $C_V \approx 4-8$ MeV. De là, ils concluent à une brisure de symétrie de charge au niveau de 3-8%.

Il convient à présent de faire quelques remarques sur cette affirmation :

i) étant donné l'importance des distorsions Coulombiennes, le traitement de ces effets nécessite des précautions particulières. Pourtant, Pedroni et al. reconnaissent le caractère incomplet de leur analyse en la matière.

ii) Pedroni et al. calculent les amplitudes de diffusion forte f_0 dans l'approximation d'impulsion. Dans les paragraphes (III.1 et III.2.2), nous avons présenté l'état actuel de ces modèles. Il en ressort clairement que les sections efficaces calculées dans cette approche reproduisent les données en-dessous de ≈ 140 MeV à $\approx 25\%$ près, et qu'au-delà les prédictions deviennent peu crédibles. Un examen détaillé de la méthode de Pedroni et al. a été effectué par Rinat et Alexander¹⁰³⁾. Ces derniers calculent en particulier l'amplitude $\text{Ref}(0^\circ)$ entre 100 et 250 MeV, à partir des modèles à trois-corps et des relations de dispersion utilisées par Pedroni et al.. L'écart entre les résultats des deux calculs s'avère important : $\approx 0,2$ fm, pour $|\text{Ref}(0^\circ)| < 1$ fm dans cette gamme en énergie.

iii) quant à la valeur du paramètre C_V , Rinat et Alexander soulignent à juste titre que la référence aux différences de masses baryoniques obtenues par des modèles de quarks ne constitue pas un argument convaincant à la conclusion donnée par Pedroni et al..

iv) enfin, le calcul des effets purement Coulombiens limité au terme de Born se révèle une approximation insuffisante (cf. chap. VII).

Les résultats obtenus par Pedroni et al. motivent une série d'études sur la diffusion élastique π^+d . Ainsi, Masterson et al.^{89,94,108)} effectuent deux ensembles de mesures de la SED à 143 et 256 MeV. Selon les auteurs, le choix de ces énergies est étroitement lié aux extremums observés, vers 140 et 250 MeV, dans les résultats de $\Delta\sigma_{e,p}$ (fig. ci-dessus).

Ces mesures sont effectuées à LAMPF, avec un faisceau de bonne qualité (10^7-10^8 π/s ; $\Delta P/P = \pm 1\%$). Les pions diffusés sur une cible solide (CD_2 , CH_2 , ou C), sont détectés par le dispositif associé au spectromètre magnétique

EPICS. Les sections efficaces sont déterminées par la relation :

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{\pi_d} = 2 \frac{C_d N_d \frac{2}{14} \rho(\text{CH}_2)}{C_p N_p \frac{4}{16} \rho(\text{CD}_2)} \left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{\pi_p} \quad (\text{III.11})$$

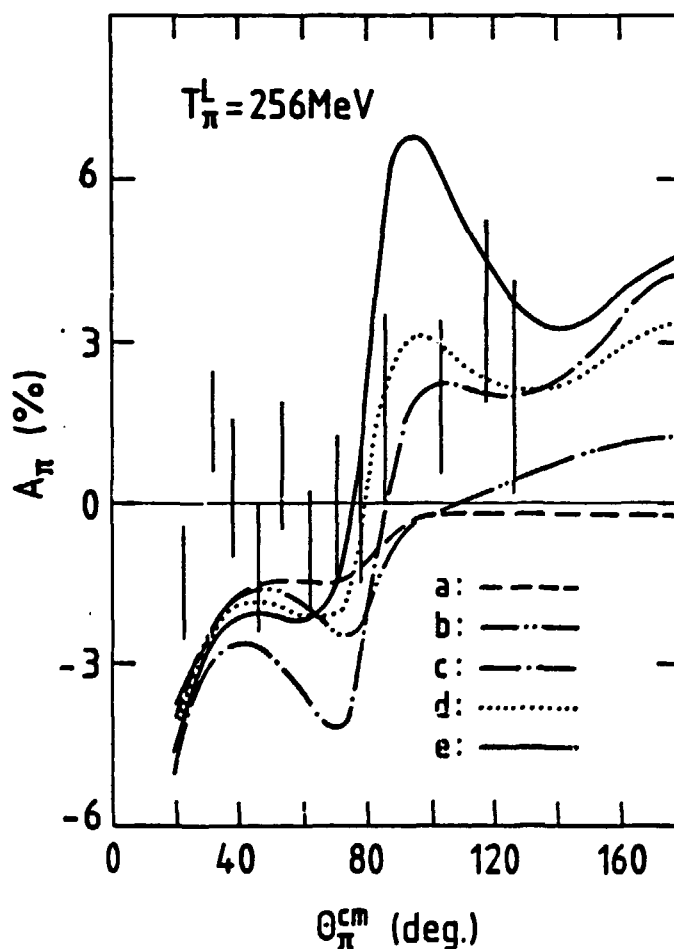
Les indices p et d associent les quantités C et N aux diffusions élastiques π_p et π_d , où C désigne le nombre de pions diffusés, N le facteur de renormalisation du monitor relatif, et $\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{\pi_p}$ la section efficace différentielle de la diffusion élastique π_p . Cette dernière quantité est extraite à l'aide d'un programme de déphasage, lequel reproduit à $\approx 2\%$ près les SED π_p mesurées entre 88 et 292 MeV.

Le contenu des articles de Masterson et al., publiés entre 1981 et 1985, reflète bien l'évolution de notre vision quant à la délicate interprétation des résultats expérimentaux destinés à tester l'hypothèse de symétrie de charge. Dans la première lettre⁸⁹⁾, qui contient des valeurs du paramètre d'asymétrie :

$$A(\theta) = \frac{\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{\pi^-d} - \left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{\pi^+d}}{\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{\pi^-d} + \left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{\pi^+d}}, \quad (\text{III.12})$$

à 143 MeV, ils concluent "Our data are (therefore) consistent with charge-symmetry conservation at the 99,6% level in $\pi^\pm d$ elastic scattering". Les résultats complets de cette même mesure, comprenant en outre les données des SED $\pi^\pm d$, sont présentées dans un deuxième article⁹⁴⁾. À partir d'une analyse du paramètre d'asymétrie, proche de celle effectuée par Pedroni et al., les auteurs déclarent "Our data show a definite violation of charge symmetry". Dans le chapitre VII, nous examinons les résultats expérimentaux ainsi que les analyses théoriques de ce deuxième article (cf. §4.1, §4.3, et figs 2 et 13). Notons, néanmoins, que notre calcul, qui ne contient aucun mécanisme de brisure de SC, reste le seul à avoir reproduit la structure observée, par Masterson et al., dans $A(\theta)$ à 143 (fig. 13, chap. VII). Ce calcul prédit également des maxima, dans le paramètre d'asymétrie, au-delà de cette énergie (figs 14 et 15, chap. VII). La prédiction du calcul, à

256 MeV. s'est avérée en assez bon accord avec les données (fig. ci-dessous). En effet, le troisième article de Masterson et al.¹⁰⁸⁾ porte sur des mesures à 256 MeV, accompagnées d'une analyse plus minutieuse des effets électromagnétiques, en tenant compte, entre autre, des études présentées dans les chapitres V à VII. L'article propose, en conséquence, mise au point sur une éventuelle brisure de la SC, sans pour autant trancher la question.



Enfin, dans sa dernière publication sur ce sujet, Masterson¹¹³⁾ souligne la nécessité d'effectuer des mesures à d'autres énergies, afin de permettre des études plus approfondies en la matière. Cette dernière constatation rejoint les conclusions de nos quatre articles, reproduits dans les chapitres qui suivent.

Nous présentons, à la fin de ce mémoire, une synthèse des arguments ayant conduits à ces conclusions.

REFERENCES CHAPITRE III

1. B. Ferreti and S. Gallone, Phys. Rev. 77 (1950) 153
2. J.S. Blair, Phys. Rev. 83 (1951) 1246
3. S. Fernbach, Phys. Rev. 82 (1951) 980;
S. Fernbach et al., Phys. Rev. 84 (1951) 1084
4. H.L. Anderson et al., Phys. Rev. 86 (1952) 413
5. W. B. Cheston, Phys. Rev. 85 (1952) 952
6. P. J. Isaacs et al., Phys. Rev. 85 (1952) 803
7. E. Arase et al., Phys. Rev. 90 (1953) 160
8. K. A. Bruckner, Phys. Rev. 89 (1953) 909
9. K. A. Bruckner, Phys. Rev. 90 (1953) 715
10. T. A. Green, Phys. Rev. 90 (1953) 161
11. J. Ashkin et al., Phys. Rev. 96 (1954) 1104
12. S.D. Drell and L. Verlet, Phys. Rev. 99 (1955) 849
13. D. Nagle, Phys. Rev. 97 (1955) 480
14. R. M. Rockmore, Phys. Rev. 105 (1957) 256
15. K. C. Rogers et al., Phys. Rev. 105 (1957) 247
16. B. H. Bransden and R.G. Moorehouse, Nucl. Phys. 6 (1958) 319
17. S. Dul'kova et al., Zh. Exsp. Teor. Fiz. 35 (1958) 313;
(Sov. Phys. JETP 35 (1959) 217)
18. A. M. Sachs et al., Phys. Rev. 109 (1958) 1733
19. V. De Alfaro et al., Nuovo Cim. XI (1959) 447
20. G.M. Vagradov and I.B. Sokolov, Zh. Exsp. Teor. Fiz. 36 (1959) 948;
(Sov. JETP 36 (1959) 948)
21. A. Ramakrishnan et al., Nucl. Phys. 29 (1962) 680
22. G. B. Brunhart, Nuovo Cim. 29 (1963) 1162
23. H. N. Pendleton, Phys. Rev. 131 (1963) 1833
24. E.G. Pewitt et al., Phys. Rev. 131 (1963) 1826
25. G. Faldt and T.E.O. Ericson, Nucl. Phys. B8 (1968) 1
26. C. Carlson, Phys. Rev. C2 (1970) 1224
27. D. S. Beder, Nucl. Phys. B34 (1971) 189

28. W. Gibbs, Phys. Rev. C3 (1971) 1127
29. J. H. Norem, Nucl. Phys. B33 (1971) 512
30. C. Tzara, Rapport Interne DPHN-HE 7-2-73, CEN Saclay (1973)
31. K. Gabathuler et al., Nucl. Phys. B55 (1973) 397
32. F. Myhrer et al., Phys. Lett. 46B (1973) 322
33. I.R. Afnan and A.W. Thomas, Phys. Rev. C10 (1974) 109
34. E.M. Ferreira et al., Nuovo Cim. 9 (1974) 707
35. K. Gabathuler and C. Wilkin, Nucl. Phys. B70 (1974) 215
36. M.M. Hoenig and A.S. Rinat, Phys. Rev. C10 (1974) 2102
37. M. Mc Millan and R.H. Landau, TRIUMF Rep. TRI-74-1, (1974)
38. N. M. Petrov et al., Phys. Lett. B44 (1974) 321
39. D. D. Brayshaw, Phys. Rev. C11 (1975) 1196
40. M.G. Fuda, Phys. Rev. C12 (1975) 2097
41. F. Myhrer and D.S. Koltun, Nucl. Phys. B86 (1975) 441
42. D. Axen et al., Nucl. Phys. A256 (1976) 387
43. V. B. Mandelzweig et al., Nucl. Phys. A256 (1976) 461;
Erratum *ibid.* A264 (1976) 531
44. F. Myhrer and H. Pilkuhn, Z. Phys. A276 (1976) 29
45. A. W. Thomas, Nucl. Phys. A258 (1976) 417
46. R. M. Woloshyn et al., Phys. Rev. C13 (1976) 286
47. D. D. Brayshaw et al., Phys. Lett. 68B (1977) 139
48. E. M. Ferreira et al., Lett. Nuovo Cim. 18 (1977) 55;
Phys. Rev. C16 (1977) 2353
49. S. Mizutani and D.S. Koltun, Ann. Phys. 109 (1977) 1
50. A. S. Rinat and A.W. Thomas, Nucl. Phys. A282 (1977) 365
51. A. S. Rinat, Nucl. Phys. A287 (1977) 399
52. J. M. Rivera and H. Garcilazo, Nucl. Phys. A285 (1977) 505
53. A.W. Thomas (Ed.), Modern Three-Hadron Physics,
Springer-Verlag (1977)
54. M. Van Der Velde et al., Lett. Nuovo Cim. 19 (1977) 521;
Nuovo Cim. 40A (1977) 97
55. R.K. Cole et al., Phys. Rev. C17 (1978) 681

56. W.R. Gibbs, *in* Theoretical Methods in Medium-Energy and Heavy Ion Physics, K.W. McVoy and W.A. Friedman (Eds), Plenum Press, (1978) p. 503
57. N. Giraud, Thèse de Troisième Cycle, Univ. Lyon-I, LYCEN 78-05, (1978)
58. N. Giraud et al., Phys. Rev. Lett. 40 (1978) 438;
Phys. Lett. 77B (1978) 141
59. M.M. Hoenig and A.S. Rinat, Phys. Rev. C18 (1978) 2683
60. E. Pedroni et al., Nucl. Phys. A300 (1978) 321
61. A.W. Thomas, *in* réf. 56, p. 667
62. J.P. Albanese et al., Nucl. Instrum. Meth. 158 (1979) 363
63. Y. Avishai and T. Mizutani, Nucl. Phys. A326 (1979) 352
64. N. Giraud et al., Phys. Rev. C19 (1979) 465
65. R. J. Holt et al., Phys. Rev. Lett. 43 (1979) 1229
66. A. V. Kravtsov et al., Nucl. Phys. A322 (1979) 439
67. F. Myhrer and A.W. Thomas, Nucl. Phys. A326 (1979) 497
68. A. S. Rinat et al., Phys. Lett. 80B (1979) 166
69. A. S. Rinat et al., Nucl. Phys. A329 (1979) 285
70. I.R. Afnan and B. Blankleider, Phys. Lett. 93B (1980) 367
71. I.R. Afnan et al., Phys. Rev. C22 (1980) 1638
72. Y. Avishai and T. Mizutani., Nucl. Phys. A338 (1980) 377
73. J.M. Eisenberg and D.S. Koltun, Theory of Meson Interactions with Nuclei, John Wiley & Sons, (1980), chap. 3
74. C. Fayard et al., Phys. Rev. Lett. 45 (1980) 524
75. R. Frascaria et al., Phys. Lett. 91B (1980) 345
76. K. Gebathuler et al., Nucl. Phys. A350 (1980) 253
77. N. Giraud et al., Phys. Rev. C21 (1980) 1959
78. G. H. Lamot et al., Nuovo Cim. 57A (1980) 445
79. A.S. Rinat and Y. Starkand, Phys. Rev. C21 (1980) 324
80. R. M. Rockmore, Phys. Rev. C21 (1980) 2678
81. A. Stanovnik et al., Phys. Lett. 94B (1980) 323
82. E.J. Stephenson et al., Nucl. Instrum. Meth. 178 (1980) 345
83. A. W. Thomas and R.H. Landau, Phys. Reports 58 (1980) 121

84. I.R. Afnan and A.T. Stelbovics, Phys. Rev. C23 (1981) 845
85. Y. Avishai and T. Mizutani., Nucl. Phys. A352 (1981) 399
86. B. Blankleider and I.R. Afnan, Phys. Rev. C24 (1981) 1572
87. J. Bolger et al., Phys. Rev. Lett. 46 (1981) 167
88. R. J. Holt et al., Phys. Rev. Lett. 47 (1981) 472
89. T.G. Masterson et al., Phys. Rev. Lett. 47 (1981) 220
90. R. C. Minehart et al., Phys. Rev. Lett. 46 (1981) 1185
91. T. Mizutani et al., Phys. Lett. 107B (1981) 177
92. J. Bolger et al., Phys. Rev. Lett. 48 (1982) 1667
93. W. Gruebler et al., Phys. Rev. Lett. 49 (1982) 444
94. T.G. Masterson et al., Phys. Rev. C26 (1982) 2091
95. J. Ulbricht et al., Phys. Rev. Lett. 48 (1982) 311
96. M. Akemoto et al., Phys. Rev. Lett. 50 (1983) 400;
Phys. Rev. Lett. 51 (1983) 1838
97. B. Balestri et al., Nucl. Phys. A392 (1983) 217
98. E. Ferreira and G.A. Perez Munguia, J. Phys. G9 (1983) 169
99. W. Glöckle, The Quantum Mechanical Few-Body Problems,
Springer-Verlag, (1983)
100. V. König et al., J. Phys. G9 (1983) L211
101. E.L. Mathie et al., Phys. Rev. C28 (1983) 2558
102. J.L. Perrot, Thèse de Troisième Cycle, Univ. Lyon-I, LYCEN 8302, (1983)
103. A.S. Rinat and Y. Starkand, Nucl. Phys. A397 (1983) 381;
A.S. Rinat and Y. Alexander, Nucl. Phys. A404 (1983) 467
104. A.S. Rinat, Phys. Lett. 126E (1983) 151
105. R. M. Rockmore and B. Saghai, Phys. Rev. C28 (1983) 2064
106. B. Saghai, Nucl. Phys. A408 (1983) 590
107. J. Arvieux, Nucl. Phys. A416 (1984) 141c
108. T.G. Masterson et al., Phys. Rev. C30 (1984) 2010
109. G.R. Smith et al., Phys. Rev. C29 (1984) 2206
110. E. Ungricht et al., Phys. Rev. Lett. 52 (1984) 333
111. B. Blankleider and I.R. Afnan, Phys. Rev. C31 (1985) 1380
112. J. Fröhlich et al., Nucl. Phys. A435 (1985) 738

113. T.G. Masterson, Phys. Rev. C31 (1985) 1957
114. C.R. Ottermann et al., Phys. Rev. C32 (1985) 928
115. Y.M. Shin et al., Phys. Rev. Lett. 55 (1985) 2672
116. E. Ungricht et al., Phys. Rev. C31 (1985) 934
117. J.C. Anjos et al., J. Phys. G12 (1986) 599
118. E. Boschitz, Czech. J. Phys. B36 (1986) 215
119. F. Pereira and E. Ferreira, J. Phys. G12 (1986) 1389
120. G.R. Smith et al., Phys. Rev. Lett. 57 (1986) 803
121. G.H. Lamot et al., Phys. Rev. C35 (1987) 239
122. T. Mizutani, Invited talk given at the Int. Conf. on the Theory of
Few-Body and Quark-Hadron System, Dubna (USSR), (1987)
123. I. Yamauchi et al., Phys. Rev. C35 (1987) 352

CHAPITRE IV

DIFFERENTIAL CROSS SECTIONS FOR ELASTIC π^{\pm} d SCATTERING AT 65 MeV

B. BALESTRI, G. FOURNIER, A. GERARD, J. MILLER,
 J. MORGENSTERN, J. PICARD, B. SAGHAI and P. VERNIN

DPH-N/HE, CEN Saclay, 91191 Gif-sur-Yvette Cedex, France

P.Y. BERTIN and B. COUPAT

Laboratoire de Physique Corpusculaire, Université de Clermont II, BP 45, 63170 Aubière, France

E.W.A. LINGEMAN

NIKHEF-K, PO Box 4395, Amsterdam 1009 AJ, The Netherlands

and

K.K. SETH

Department of Physics and Astronomy, Northwestern University, Evanston, Illinois 60201, USA

Received 22 July 1982

Abstract: Measurements of absolute differential cross sections for π^{\pm} d elastic scattering at $T_{\pi}^{\text{lab}} = 64.9 \pm 0.7$ MeV with an overall accuracy better than $\pm 4\%$ and an angular distribution ranging from 41° to 143° are reported and compared with available calculations. The need for more realistic calculations is emphasized; in particular the Coulomb interaction treatment should be improved before any conclusion is drawn about possible charge symmetry breaking in the strong interaction.

E

NUCLEAR REACTIONS ${}^2\text{H}(\pi^{\pm}, \pi^{\pm}), (\pi^{\mp}, \pi^{\mp}), E = 65$ MeV; measured $\sigma(\theta)$ absolute.
 High precision, LD₂ target.

1. Introduction

In the extensively developing field of pion-nucleus interactions the understanding of pion-deuteron interactions is fundamental not only *per se*, but also as a natural way of improving our knowledge of pion interactions with more complex nuclei. The early impulse approximation calculations¹⁾ have been greatly improved²⁻⁶⁾ in the last decade and much more sophisticated and powerful formalisms, based on the Faddeev three-body method, have been developed⁷⁻⁹⁾ and are continuing to be improved.

The details of the reaction mechanism can better be studied far below the first pion-nucleon resonance (Δ_{33}), where the cross section is not dominated by the pion-nucleon P_{33} partial wave. The data, below $T_{\pi} = 100$ MeV, published before

1975 are very scarce and have errors of the order of 20–30% [ref. ¹⁰]. Since then, measurements with greater accuracy have been performed at 47.5 MeV [ref. ¹¹], and 82 MeV [ref. ¹²]. The main shortcomings of these two measurements are that they concern only π^+ scattering and that the absolute cross sections are normalized to the pion–nucleon cross sections. Further data both for π^+ and π^- are of great interest, especially if measurements are done under identical experimental conditions. This is a straightforward method of revealing an eventual charge symmetry failure, at the level of percent, in the strong interaction ^{13,32}).

TABLE I
Characteristics of the primary electron beam in this experiment

Energy (MeV)	Peak current (mA)	Repetition rate (Hz)	Duty cycle (%)
400	22	2000	1

Using the low-energy pion beam of the 700 MeV electron Linear Accelerator of Saclay (ALS) ¹⁴) (see table 1), we have performed elastic scattering differential cross-section measurements for both pion charge polarities at 25 MeV, 45 MeV [refs. ^{19,29}], and 65 MeV. We report here the results for π^+ and π^- at 64.9 ± 0.7 MeV. The overall accuracy of the absolute differential cross sections is better than $\pm 4\%$, resulting from almost equal contributions of systematic and statistical uncertainties. The average uncertainty in differential cross sections, in the determination of the charge asymmetry parameter [eq. (3)], is then about $\pm 2\%$. The angular distribution in the laboratory system ranges from 41° to 143° with an angular acceptance of $\pm 5^\circ$.

In this paper, we first describe the main difficulties in achieving such accuracies in scattering positive and negative pions off a loosely bound nucleus such as the deuteron. Then we discuss the method used to extract the cross sections and the contribution of different error sources. Finally, the data are compared with various calculations and the charge asymmetry parameter and its implications on the strong interaction charge symmetry are also discussed.

2. Experimental set-up

The motivations for our experiment were to measure absolute differential cross sections with high accuracy and to make a comparison between π^+ and π^- data, where the systematic errors, if identical for both polarities, vanish. The pion beam at ALS is well suited, since the π^+ and π^- beams, a few 10^5 pions per second, as well as their contaminations are almost identical ¹⁴). For the same reason, unique detection and pion beam monitoring systems have been used.

To allow a separation of the elastic peak from the break-up tail the detector should have a resolution of the order of the deuteron binding energy (2.2 MeV). Such a resolution can be obtained by stopping the pions in a thick plastic scintillator and measuring their total energy losses^{11,15}). This method however, can only be used for the detection of positive pions, since almost every stopped pion decays into a neutrino and a 4.2 MeV muon. With negative pions the situation is completely different. At the end of its path, the π^- is captured on a highly excited atomic orbital, forming a mesic atom¹⁶). Then the nucleus interacts strongly with the orbiting pion and absorbs it, thereby emitting charged and neutral particles¹⁷). In general, these particles lose only a fraction of their kinetic energy in the detector. This degrades the energy resolution making difficult, if not impossible, the identification of outgoing negative pions due to different scattering processes. The most suitable apparatus for high intensity pion factories would of course be a magnetic spectrometer with a large enough solid angle. Up to now, however, no low-energy pion channel has been equipped with such a device. At Saclay, where the available pion beam intensity is moderate, we chose to design and build a range spectrometer^{18,19}).

2.1. RANGE SPECTROMETER

As shown in fig. 1a, the range spectrometer consists of a stack of 16 plastic NE102 scintillators having roughly the shape of a truncated pyramid. Their thicknesses, ranging from 2 to 6 mm, were chosen such as not to limit the energy resolution. The total scintillator thickness is 51 mm and, whenever needed, additional scintillator counters and/or CH_2 degraders were placed in front of it, so that the pions would always stop within the thin counters of the spectrometer. Under these conditions the spectrometer has the desired energy resolution. The histograms in fig. 2 give the range spectra for π^+ and π^- , obtained by placing the range spectrometer in the 53 MeV incident pion beam. They show that no significant difference between π^- and π^+ spectra is observed. This means that most of the charged particles emitted after a π^- is captured stop in the same scintillator.

Computer analysis provides a range spectrum in which a particle is considered stopped in the i th counter, if all the counters up to the i th have been fired, and not the next one, the $(i+1)$ th. The later counters are ignored. This treatment has been applied for the elastic scattering cross-section determination. In a second analysis, allowing one or more blanks in the determination of the range spectrum, the interaction of neutral particles emitted in the following counters has been revealed²⁰). This phenomenon is the main source of poor energy resolution.

The relatively large solid angle ($\Delta\Omega = 67$ msr) is defined by the first counter, $S_1(80 \times 160 \times 2 \text{ mm}^3)$, located at about 437 mm from the center of the deuterium target. The dimensions of the second counter, $S_2(102 \times 200 \times 2 \text{ mm}^3)$, were chosen large enough to avoid edge effects. For the same purpose, the height and width of

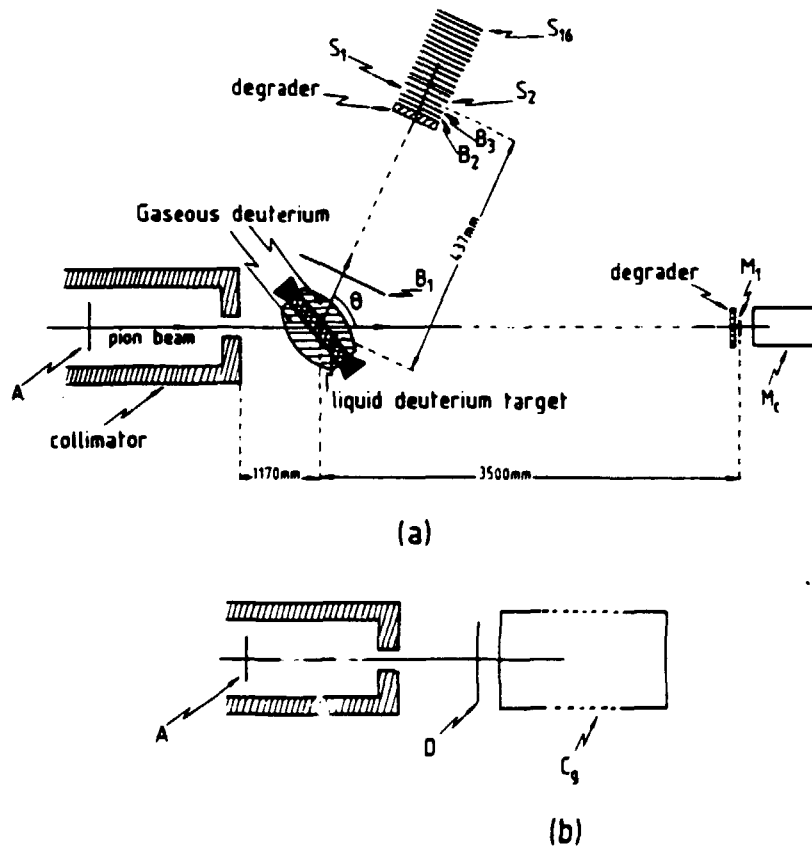


Fig. 1. (a) Detection and relative monitor set-up. (b) Electron contamination measurement set-up for low intensity monitor calibration.

the following counters increase by 2 mm from one to the next. The average spacing between two successive counters is 5 mm.

The main difficulty of absolute measurements with any detector is the determination of its efficiency. We have performed efficiency measurements both for π^+ and π^- from 20 to 80 MeV [refs. ^{20,21}], setting the spectrometer in the beam with reduced intensity. The incident beam is then defined by a coincidence between counter A ($100 \times 200 \times 2 \text{ mm}^3$), fig. 1a, and a thin plastic scintillator counter, ϕ ($10 \times 10 \times 1 \text{ mm}^3$), replacing the target. The efficiency was obtained as the ratio of the number of stopped pions in the range spectrum to the number of pions in the coincidence. The measurement was repeated for different incident pion angles by rotating the spectrometer around the ϕ counter. These measurements were reproduced at better than $\pm 2\%$ by a Monte Carlo calculation ^{20,21}, taking into account the muon decay of the pions, nuclear reactions ²², multiple scattering, range straggling and geometrical effects. The mean efficiency for scattered pions at 65 MeV incident energy is found to be $(93.0 \pm 1.9)\%$. This was a test of confidence for the Monte Carlo program enabling us to compute the effective solid angle of the spectrometer in the scattering configuration where the incident beam's effects of

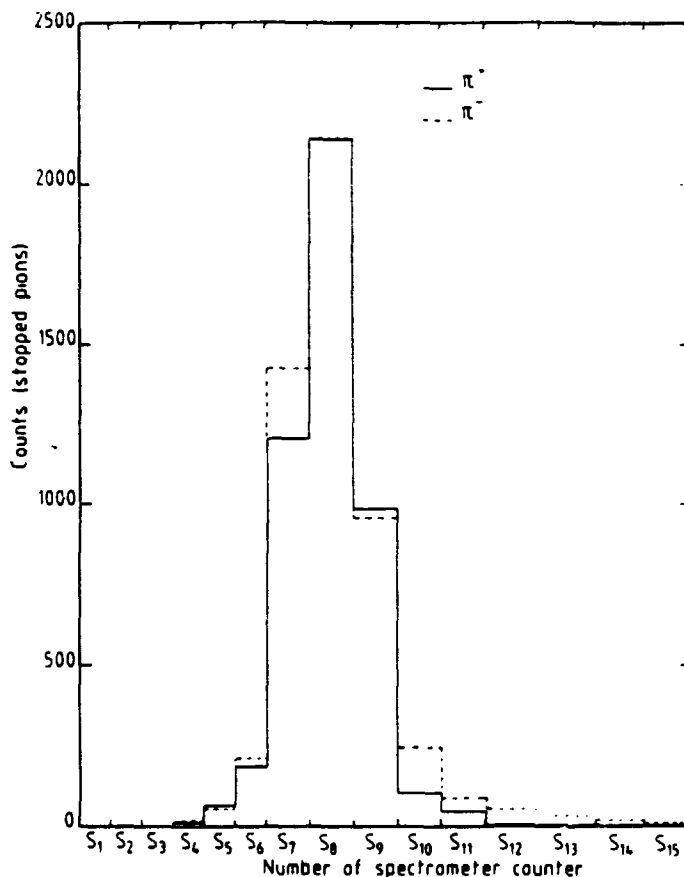


Fig. 2. Reponse of the range spectrometer to incident 53 MeV positive and negative pions.

the pions in the target were taken into account. This program provided also the average energy of the incident pions, the mean scattering angle and the angular acceptance, $\pm 5^\circ$.

2.2. LIQUID DEUTERIUM TARGET

A liquid deuterium target with a thickness of 25 mm and a diameter of 170 mm was used. It was placed at $+45^\circ$ and -55° with respect to the pion beam, corresponding respectively to the transmission and reflection geometries. The target windows of mylar (4.9 mg/cm^2 thick) were kept plane parallel by the constant pressure of cold deuterium gas enclosed within another mylar window (27 mg/cm^2 thick) in the form of a spherically shaped vessel. The whole target was in a rotatable stainless steel vacuum cask provided with two mylar windows (27 mg/cm^2) for both incident and scattered pions²³.

The thickness of the deuterium target was measured by the range-curve technique. A pair of sliding aluminium wedges sandwiched between two plastic scintillators

were set in the beam downstream from the target. The sliding wedges allow us to vary the thickness of the aluminium between the two counters giving a range-curve. The aluminium equivalent target thickness was obtained from the mean distance between two range curves, corresponding to full and empty target. The accuracy of this measurement is $\pm 1.3\%$. Pion range tables²⁴) are then used to determine the thickness of the liquid deuterium.

2.3. BEAM MONITOR

The determination of the incident pion flux on the target with an accuracy of a few percent is not trivial. In fact, with pulsed accelerators of the ALS type, the instantaneous intensity can reach values as high as a few 10^7 particles/second, and the full beam would saturate any scintillator. Moreover, besides the pions, the incident beam contains muons and electrons (or positrons). In the π^+ beam, low energy protons are also present but can be eliminated by a thin absorber. The muon contamination depends only on the magnetic setting of the pion channel, whereas the electron contamination is also sensitive to a possible displacement of the primary electron beam position on the pion photoproduction target. With such constraints, related to the method used, a beam monitor system should then have basically the following two characteristics: (i) it must be a relative monitor intercepting only a few percent of the full beam intensity during data acquisition, and be calibrated quickly at low intensity; (ii) it should be independent of the electron contamination (stable within 1%). Our relative monitor is located in the beam about 3.5 m behind the target and consists of a plastic NE102 scintillator, M_1 ($40 \times 40 \times 10 \text{ mm}^3$), in front of a solid Čerenkov counter, M_c ($\varnothing = 80 \text{ mm}$), made of plexiglass with an optical index of 1.5. The Čerenkov light thresholds for electrons, muons and pions are 0.2, 36 and 48 MeV respectively. In order to detect and reject the electrons only whenever the pion beam energy is higher than 48 MeV, a degrader of suitable thickness is used to reduce the pion energy below this threshold. The counting rate of M_1 vetoed by the Čerenkov ($M = M_1 \bar{M}_c$) is thus proportional to the number of pions plus muons in the beam: $N_{\pi+\mu} = R \times M$. The coefficient R is obtained by a calibration measurement with the primary electron beam intensity reduced by about two orders of magnitude, keeping the energy of the primary electron beam and all the geometrical conditions of the pion beam identical to those of the acquisition runs at high intensity.

Low intensity measurements are performed in two steps: (i) the counting rates of scintillator A detecting all particles at the exit of the pion channel and $M = M_1 \bar{M}_c$ give the ratio $R_1 = A/M$ (fig. 1a); (ii) then the platform, on which the target sits, is moved away, bringing into the beam at the exact location of the target another pair of counters (fig. 1b), a plastic scintillator counter D ($170 \times 170 \times 3 \text{ mm}^3$) whose area covers that of the deuterium target and a gaseous Čerenkov counter (C_g) filled with freon-13 ($p = 10 \text{ bars}$, $n = 1.0072$) placed behind counter D. In our

energy range the Ce:enkov detector is sensitive only to the electrons and, at 65 MeV, the ratio of electrons over pions is about 22%. With this configuration we measure the rate of pions on the target with respect to the counting rate of A, $R_2 = \text{ADC}_{\bar{\nu}}/A$, from which we deduce the monitoring coefficients, $R = R_1 \times R_2$. During calibration measurements, the high stability of the primary electron beam is ascertained by requiring a pulse height stability of counter A spectrum to better than 1%. This finally provides the absolute number of the incident pions and muons on the target in data acquisition conditions (full intensity).

The muon contamination, depending only on the magnetic setting of the transport channel is calculated by a Monte Carlo code²⁰). The program was checked against direct measurements of the contamination from 20 MeV to 100 MeV, for both pion polarities, using the range spectrometer. The measured ratio, $N_{\pi}/N_{\pi+\mu}$, of the incident pions at 65 MeV is found to be $(92.2 \pm 0.9)\%$, and the final monitoring accuracy is $\pm 1.4\text{--}2.0\%$, including statistical and systematic errors.

3. Electronics, data acquisition and analysis

The acquisition trigger is defined by the coincidence B_1S_1 (width = 36 ns). The analog signals of all B, S and M counters are sent in an ADC (LRS-2249 type). These amplitudes as well as monitor counting rates are processed on-line through a PDP15 computer. Off-line analysis provides two-dimensional "range versus total energy loss in the spectrometer" spectra in which particles of the same nature bunch into distinct regions. After the corresponding empty target spectrum is subtracted from that of the full target, the elastic peak appears as well as the break-up tail of πd reactions. With the π^+ beam, the protons due to the non-radiative capture reaction, $d(\pi^+, p)p$, are also stopped in the range spectrometer but are clearly separated from pions²⁰).

Counter A is left in the high intensity beam so as not to modify the incident beam characteristics. Obviously, at full intensity, no signal analysis on this saturated counter is performed.

4. Cross-section determination and uncertainties

4.1. ELASTIC SCATTERING CROSS-SECTION DETERMINATION

The measured cross section is obtained from

$$\left. \frac{d\sigma}{d\Omega} \right|_{\text{meas.}} = \frac{N_{sc}}{N_{in} \times N_d \times \Delta\Omega_{\text{eff.}}}, \quad (1)$$

with N_{sc} = number of scattered pions, N_{in} = number of incident pions, N_d = number of the target deuteron nuclei, $\Delta\Omega_{\text{eff.}}$ = effective solid angle (efficiency included), determined as explained before.

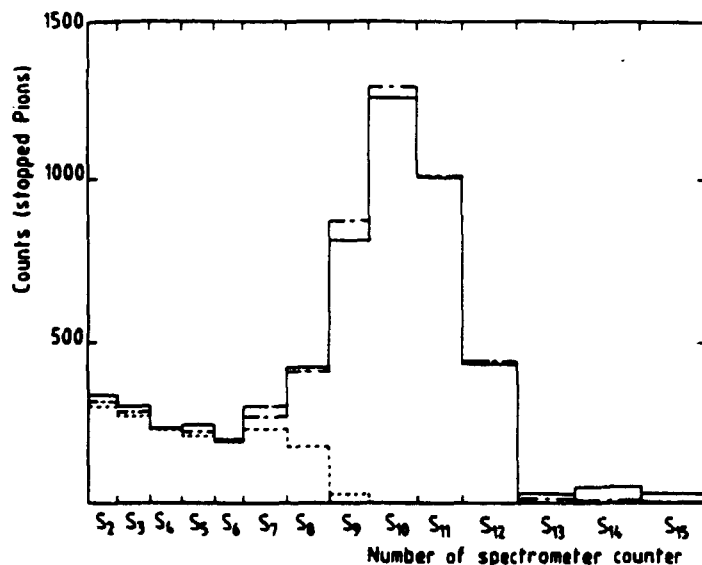


Fig. 3. Range spectrum of scattered positive pions at 130° . The full line histogram shows the number of stopped pions in counters S_2 to S_{15} obtained by subtracting the histogram relative to the empty target from that of full target. The dotted histogram represents the break-up cross-section calculation. The dash-dotted histogram results from the convolution of the break-up and the effective solid angle calculations and reproduces fairly well the experiment.

A typical range spectrum is shown in fig. 3. It is fairly well reproduced by convolution of the computed effective solid angle with the break-up cross-section calculations provided by a code due to D. Beder and folded with measured cross sections to obtain the number of stopped pions in each S_i detector. The impulse approximation calculation²⁾ used in this code is in very good agreement with the $d(\pi^+, \pi^-)np$ measurements at 47.5 MeV [ref. ¹¹]. The slight difference between measured and computed histograms is due to the fact that the range spectra of the pions scattered on the target's windows are not strictly identical for full and empty targets. In the former case the energy of the scattered pions, after having passed through the liquid deuterium, is less than the energy of the pions scattered from the two first windows, thus spreading the range curve.

The number of scattered pions is determined first by setting a cut-off on the range spectrometer (S_6 in fig. 3), then subtracting the calculated break-up (b.u.) tail contribution from the measured cross section:

$$\left. \frac{d\sigma}{d\Omega} \right|_{el.} = \left. \frac{d\sigma}{d\Omega} \right|_{meas.} - \left. \frac{d\sigma}{d\Omega} \right|_{b.u.} \quad (2)$$

This correction is typically about 5% at 65 MeV. The elastically scattered pions lost in this cut-off procedure, less than 1%, are taken into account by the efficiency program.

TABLE 2

Absolute cross sections of elastic π^+ -deuteron elastic scattering in the laboratory and center of mass systems at $T_\pi = 64.9$ MeV

Laboratory frame		Center of mass frame	
θ (deg)	$d\sigma/d\Omega$ (mb/sr)	θ (deg)	$d\sigma/d\Omega$ (mb/sr)
41.3	1.124 ± 0.045 (0.032)	45.3	0.968 ± 0.039 (0.027)
51.2	0.883 ± 0.032 (0.022)	55.9	0.781 ± 0.029 (0.019)
61.1	0.672 ± 0.024 (0.016)	66.4	0.612 ± 0.022 (0.015)
71.0	0.677 ± 0.041 (0.036)	76.7	0.638 ± 0.038 (0.034)
81.0	0.653 ± 0.023 (0.015)	86.9	0.637 ± 0.022 (0.015)
90.9	0.687 ± 0.024 (0.015)	96.8	0.695 ± 0.024 (0.015)
101.3	0.752 ± 0.029 (0.016)	107.1	0.790 ± 0.031 (0.017)
111.1	0.862 ± 0.033 (0.018)	116.6	0.936 ± 0.036 (0.020)
120.9	0.947 ± 0.037 (0.020)	125.9	1.061 ± 0.041 (0.022)
130.6	1.112 ± 0.044 (0.025)	135.0	1.282 ± 0.051 (0.029)
143.0	1.162 ± 0.047 (0.027)	146.5	1.320 ± 0.055 (0.032)

4.2. UNCERTAINTIES

Uncertainties given in tables 2 and 3, include all statistical and systematic errors. Values given in parenthesis in these tables are due to the statistical errors on the number of pions scattered off full and empty targets and the monitor counting rates both at low and high intensities. The systematic uncertainties include errors on the solid angle determination, target thickness measurements, and muon and electron contamination corrections in determining the number of incident pions.

TABLE 3

Same as table 2 for π^-

Laboratory frame		Centre of mass frame	
θ (deg)	$d\sigma/d\Omega$ (mb/sr)	θ (deg)	$d\sigma/d\Omega$ (mb/sr)
41.3	1.612 ± 0.066 (0.043)	45.3	1.389 ± 0.057 (0.037)
51.2	1.213 ± 0.043 (0.026)	55.9	1.073 ± 0.038 (0.023)
61.1	0.836 ± 0.027 (0.016)	66.4	0.762 ± 0.025 (0.015)
71.0	0.681 ± 0.022 (0.013)	76.7	0.641 ± 0.021 (0.012)
81.0	0.670 ± 0.022 (0.013)	86.9	0.653 ± 0.021 (0.012)
90.9	0.732 ± 0.023 (0.013)	96.8	0.740 ± 0.024 (0.014)
101.3	0.827 ± 0.031 (0.015)	107.1	0.868 ± 0.032 (0.016)
111.1	0.935 ± 0.035 (0.017)	116.6	1.015 ± 0.038 (0.020)
120.9	0.975 ± 0.037 (0.019)	125.9	1.093 ± 0.042 (0.021)
130.6	1.113 ± 0.042 (0.021)	135.0	1.283 ± 0.048 (0.024)
143.0	1.190 ± 0.047 (0.025)	146.5	1.413 ± 0.055 (0.030)

Uncertainty due to the dead time from electronic and computer signal processing introduced during data acquisition is less than 0.5% and has been neglected.

Uncertainties on the break-up tail subtraction due to the cut-off are less than 0.1% and have not been taken into account.

5. Experimental results; comparison with theoretical calculations

5.1. ABSOLUTE CROSS SECTIONS

The experimental absolute differential cross sections for π^+ and π^- are given in tables 2 and 3 respectively. The same data are also presented in figs. 4 and 5, with error bars containing all statistical and systematic uncertainties. Our data are

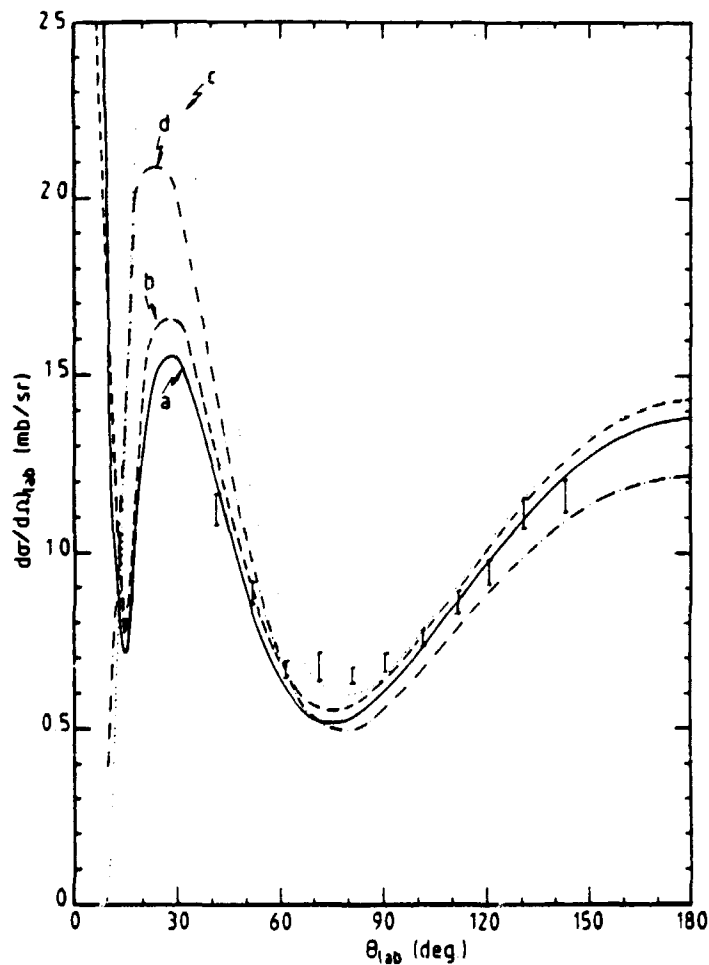


Fig. 4. π^+ -deuteron elastic scattering cross sections at $T_{\pi}^{lab} = 64.9 \pm 0.7$ MeV compared with different theoretical approaches in the laboratory frame, including true pion absorption^{6,9}. Curves a and b are 3-body calculations, $P_D = 6.7\%$, with Coulomb treatment in the "Graz method"^{26,27}, and form factor approximation^{7,27} respectively. Curves c and d, are single scattering calculations, with a McGee wave function^{6,28}. Error bars are defined in sect. 4.2.

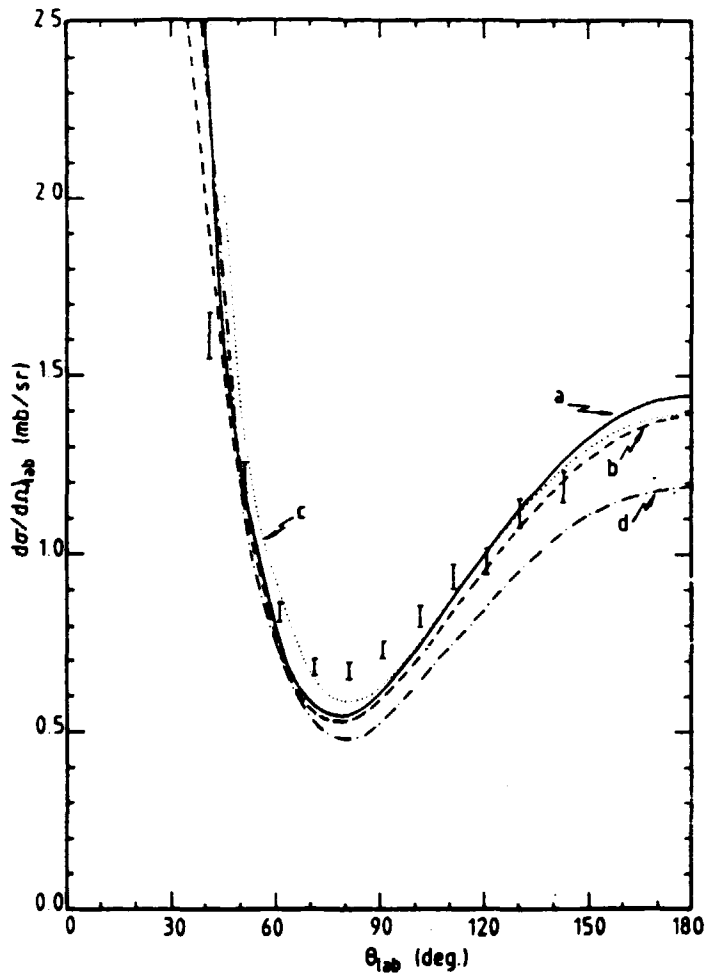


Fig. 5. Same as fig. 4, for π^- .

compared with the results of two different theoretical approaches. Curves a and b are 3-body Faddeev type calculations^{9,27)}, including real pion absorption. The deuteron D state probability is assumed to be 6.7%. The main difference between curves a and b lies in the treatment of the Coulomb interaction. Curve b contains the classical form factor approximation^{7,8)}. A more sophisticated formalism has been used for curve a by splitting the full scattering amplitude into a linear combination of strong, Coulomb and mixed parts^{25,26)}. The curves c and d derive from a single scattering formalism^{6,28)} in which the P-wave dispersive contribution to the elastic scattering includes the pion and ρ -meson rescattering via isobar excitation only. Single scattering calculations in the form-factor approximation use a McGee wave function with 7% D-state, while only the S-state part is included in the calculation of the dispersive contribution.

A reduced χ^2 test has been performed. The results, including the complete set of the uncertainties, are given in table 4. It appears that: (i) the four theoretical

TABLE 4
The χ^2 for the differential cross sections and the charge asymmetry parameter

Curve	π^+	π^-	A
a	6.5	12.6	2.7
b	4.9	16.6	13.9
c	31.9	12.0	13.3
d	18.5	33.0	14.3

The χ^2 is given for $n - 1$ points, n being the number of angles measured.

predictions give very large χ^2 ; (ii) the overall fit to the data is not very good, especially in the region of the minimum, where similar discrepancies have also been noticed at higher energy π^+ measurements¹²); (iii) the best χ^2 is obtained for curve a, however this is not significantly different from that of curve b. (We will come back to this point in subsect. 5.2.); (iv) the introduction of the ρ -meson rescattering improves the agreement for π^+ , but agreement deteriorates for π^- by almost the same amount.

5.2. A TEST OF CHARGE SYMMETRY IN THE STRONG INTERACTION

The strong interactions of π^+p and π^+n are supposed to be identical to those of π^-n and π^-p respectively. Therefore, a comparison of π^+ and π^- interaction, with $N = Z$ nuclei is a sensitive test of the charge symmetry in the strong interaction. To this end, pion-deuteron interactions have been investigated theoretically^{13,32}), and experimentally^{30,31}). Failure of charge symmetry was concluded from total cross-section measurements around the 3,3 resonance³⁰). In a recent differential cross-section measurement at 143 MeV, only the asymmetry data have been reported and are in good agreement with charge symmetry independence³¹). Nevertheless, the absolute cross sections have not yet been published which would allow a more reliable comparison with the calculations.

A charge asymmetry parameter defined as

$$A = \frac{(d\sigma/d\Omega)_{\pi^-} - (d\sigma/d\Omega)_{\pi^+}}{(d\sigma/d\Omega)_{\pi^-} + (d\sigma/d\Omega)_{\pi^+}} \quad (3)$$

is calculated for each pair of data points (table 5). The uncertainties include all the statistical errors (given in parenthesis in tables 2 and 3), and the corresponding χ^2 values are given in table 4. As the π^+ and π^- counting rates are of the same magnitude, the dead time systematic uncertainties, being identical, vanish. Fig. 6, shows the charge asymmetry parameter with statistical errors versus scattering angle. The same theoretical calculations are compared with this parameter. Curve

TABLE 5
Charge asymmetry parameter

θ^{lab} (deg)	A (%)
41.3	17.8 ± 1.9
51.2	15.7 ± 1.6
61.1	10.9 ± 1.5
71.0	0.3 ± 2.8
81.0	1.3 ± 1.5
90.9	3.2 ± 1.4
101.3	4.7 ± 1.4
111.1	4.1 ± 1.4
120.9	1.5 ± 1.4
130.6	0.0 ± 1.5
143.6	1.2 ± 1.6

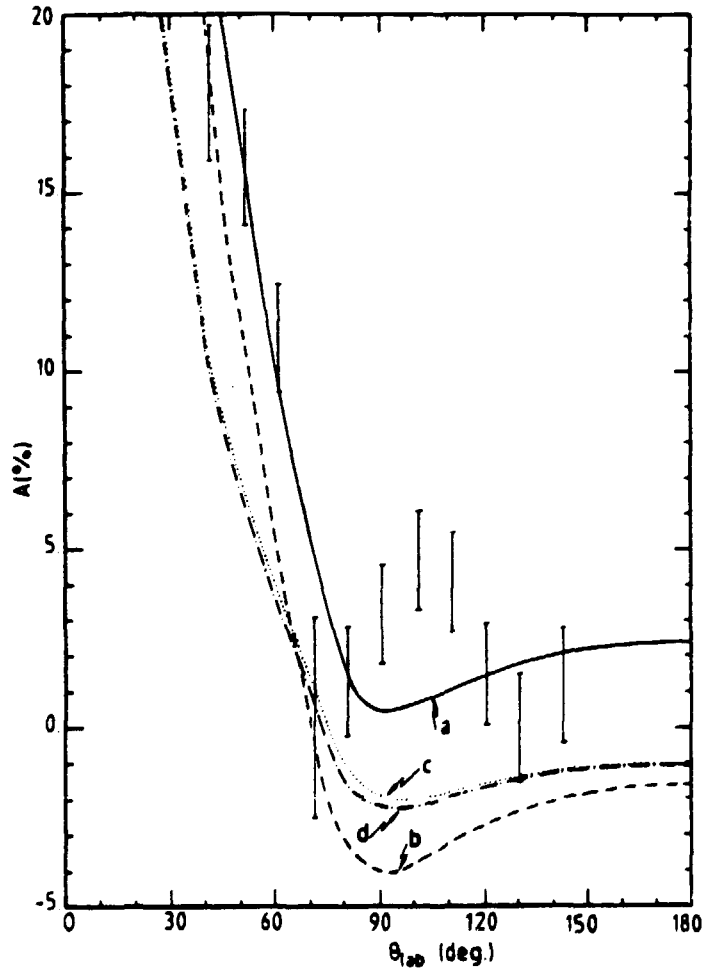


Fig. 6. Charge asymmetry parameter as defined in eq. (3).

a is in good agreement with the experimental results except in the region of 90° – 110° . Curves b, c and d, all including the form factor approximation for the Coulomb interaction, disagree at all angles with experimental data, emphasizing the high sensitivity of the charge asymmetry parameter to the approximation methods used to take into account the Coulomb effects. Obviously more realistic treatment of the Coulomb interaction is required before any conclusion can be drawn about the possible violation of charge symmetry.

6. Summary and conclusions

Absolute values of the π^\pm deuteron elastic scattering differential cross sections between 41° and 143° in the laboratory system with an overall accuracy better than $\pm 4\%$ were measured with a multiplastic scintillator range spectrometer. Comparison with sophisticated calculations reveals that a more realistic approach is required to reproduce the data. Theoretical investigations are in progress to include the contributions of the ρ - and the ω -mesons in the absorption channel and also to handle off-shell effects more carefully²⁷).

Since the same detection system and a unique monitoring set were used for both pion charge states, then in comparing the π^+ and π^- data the systematic uncertainties vanish and only statistical errors, about $\pm 2\%$ are to be taken into account. The charge asymmetry parameter is investigated as a direct test of charge symmetry in the strong interaction. The sensitivity of this parameter to the Coulomb interaction treatment is shown, emphasizing that to be conclusive about a possible charge symmetry failure at a few percent level we need a more reliable treatment of the Coulomb interaction. A calculation along these lines, using the "Graz method", is underway²⁷).

With great pleasure, we thank C. Tzara for his constant and very constructive interest in this experiment. We are very grateful to N. Giraud, C. Fayard, G.H. Lamot, R.M. Rockmore and A.W. Thomas for fruitful discussions and also for having made available to us their theoretical results prior to publication. We wish to thank D. Beder who provided us with his break-up calculation code. J.P. Génin's assistance in the computer acquisition programs is warmly appreciated. We are also indebted to the cryogenic group and the staff of Saclay's Linear Accelerator for excellent running conditions.

References

- 1) R.M. Rockmore, *Phys. Rev.* **105** (1957) 256;
H.N. Pendleton, *Phys. Rev.* **131** (1963) 1833;
C. Carlson, *Phys. Rev.* **C2** (1970) 1224
- 2) D.S. Beder, *Nucl. Phys.* **B34** (1971) 189

- 3) M. McMillan *et al.*, TRIUMF Report tri-74-i (1974)
- 4) E.M. Ferreira *et al.*, Phys. Rev. C16 (1977) 2353
- 5) M. Van der Velde *et al.*, Nuovo Cim. 40A (1977) 97
- 6) R.M. Rockmore, Phys. Rev. C21 (1980) 2678
- 7) A.W. Thomas, Nucl. Phys. A258 (1976) 417
- 8) N. Giraud *et al.*, Phys. Rev. Lett. 40 (1978) 438
- 9) C. Fayard *et al.*, Phys. Rev. Lett. 45 (1980) 524
- 10) K.C. Rogers *et al.*, Phys. Rev. 105 (1957) 247;
A.M. Sachs *et al.*, Phys. Rev. 109 (1958) 1733
- 11) D. Axen *et al.*, Nucl. Phys. A256 (1976) 387
- 12) K. Gabathuler *et al.*, Nucl. Phys. A350 (1980) 253
- 13) C. Tzara, Note Interne, CEN Saclay, DPh-N/HE 73/7 (1973)
- 14) P.Y. Bertin *et al.*, Rapport Interne, CEN Saclay, DPh-N/HE 71/3 (1971)
- 15) D. Axen *et al.*, Nucl. Instr. 118 (1974) 435
- 16) E. Fermi *et al.*, Phys. Rev. 72 (1947) 399
- 17) W. Dey *et al.*, Helv. Phys. Acta 49 (1976) 778;
F.W. Schlegel *et al.*, Phys. Rev. C19 (1979) 135;
B. Bassalleck *et al.*, Nucl. Phys. A319 (1979) 397;
U. Klein *et al.*, Nucl. Phys. A329 (1979) 339
- 18) Y. Baillon *et al.*, Compte rendu d'activité du Département de Physique Nucléaire, CEN Saclay, 1975-1976, Note CEA-N-1959, p. 180 (1976)
- 19) B. Saghai, IKO Summer study week on physics with low energy beams of pions and muons, ed. R. Van Dantzig *et al.*, Amsterdam, pp. 17-27 (1978)
- 20) B. Balestri *et al.*, to be published
- 21) L. Guechi, Thèse, Université Paris VII, unpublished (1979)
- 22) K. Stricker *et al.*, Phys. Rev. C19 (1979) 929
- 23) A. Godin *et al.*, Nucl. Instr. 79 (1970) 349
- 24) W.H. Barkas *et al.*, Tables of energy losses and ranges of heavy charged particles, NASA SP-3013 (1964)
- 25) L. Streit *et al.*, in Proc. of 8th Int. Conf. on few body systems, Graz, vol. I, p. 109 and p. 113 (1978)
- 26) N. Giraud *et al.*, in AIP Conf. Proc. no. 54, ed. E.V. Hungerford III, Huston, p. 590 (1979)
- 27) C. Fayard and G. Lamot, private communication
- 28) R.M. Rockmore, private communication
- 29) B. Balestri *et al.*, in Huston (1979) *op. cit.*, p. 515
- 30) E. Pedroni *et al.*, Nucl. Phys. A300 (1978) 321
- 31) T.G. Masterson *et al.*, Phys. Rev. Lett. 47 (1981) 220
- 32) E.M. Henley, in Few particle problems in the nuclear interaction, ed. I. Slaus *et al.* (North-Holland, Amsterdam, 1972) p. 222; and in High energy physics and nuclear structure, ed. G. Tibell (Almqvist and Wiksell, Stockholm, 1974) p. 22;
D.H. Wilkinson, in The investigation of nuclear structure by scattering processes at high energies, ed. H. Schopper (North-Holland, Amsterdam, 1975), pp. 32-48;
A.S. Rinat *et al.*, preprint WIS-82/33 June-PH (1982)

CHAPITRE V

RADIATIVE CORRECTIONS IN HADRONIC COLLISIONS

B. SAGHAI

DPh-N/HE, CEN Saclay, 91191 Gif-sur-Yvette Cedex, France

Received 25 April 1983

(Revised 24 June 1983)

Abstract: A general treatment of radiative corrections to any two-body hadronic reaction is presented and applied to specific collisions of pions, kaons and protons with nuclei. The results are found to be significant compared to the accuracies of available data.

1. Introduction

In recent years, with the advent of high intensity meson and baryon beams and the availability of detectors with considerably improved energy resolution, the hadronic interactions have been extensively studied.

The interaction between charged particles is always accompanied by the emission and absorption of virtual photons and the emission of real photons. As we shall show, the contribution of these effects to the measured cross sections can be non-negligible *compared* to the achieved experimental accuracies. Nevertheless, radiative corrections, relatively well known for lepton-hadron interactions¹⁾ and currently applied to these reactions, have almost never been taken into account in the case of hadronic collisions. A formalism for any two-body hadronic process has been developed and applied to elastic scattering at high energies (2-200 GeV/c) by Sogard²⁾, hereafter referred to as MRS. Borie has applied this formalism to pion-nucleon and nucleon-nucleon scattering¹¹⁾, and has also derived an approximation valid for elastic pion-nucleus scattering³⁾.

In this paper, we present a formula allowing calculation of radiative corrections for *any two-body reaction between hadrons*, and give numerical results for some specific elastic and inelastic collisions, where accurate experimental data exist or are expected. The final expression is obtained by applying the method developed in MRS. The main approximations are (i) only external line emission is taken into account, and (ii) effects such as off-mass-shell dependence, internal emission, and variation of amplitude with energy are neglected due to the fact that only soft photons are considered. The latter hypothesis is not too restrictive, since experimental results in πp bremsstrahlung¹²⁾ near the Δ -resonance, indicate that the soft-photon approximation is justified up to $E_\gamma = 100$ MeV, which is much higher

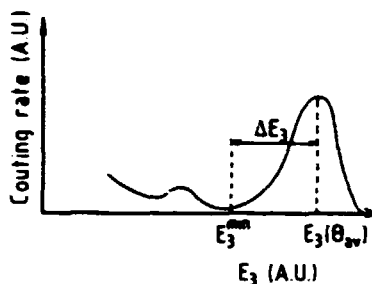


Fig. 1. A typical spectrum of detected particles.

than available experimental resolutions. In the present paper, only the improvements are discussed. Nevertheless, it is kept self-contained to facilitate numerical application by experimentalists.

We study general $1+2 \rightarrow 3+4$ collisions, where 1 is the incident particle and 2 the target particle at rest in the laboratory frame. The final state is identified by detecting particle 3, and 4 is the residual recoiling nucleus in its fundamental state.

The sensitivity of data to the unavoidable radiation processes is an experimental effect coming from the finite resolution of the detection system. In fig. 1, a typical energy spectrum of outgoing particles detected at an angle θ_3 is shown. In practice, the surface of the peak is determined by putting a cut, E_3^{\min} , on the energy of the outgoing particles placed between $E_3(\theta_{av})$ and the energy corresponding to the first excited state of the residual nucleus. The number of good events lost by this method should be corrected for by a factor coming from radiative corrections:

$$\left. \frac{d\sigma}{d\Omega} \right|_{\text{exp}} = \left. \frac{d\sigma}{d\Omega} \right|_{\text{meas}} \times e^{\delta(\Delta E_3)}, \quad (1)$$

with $d\sigma/d\Omega|_{\text{exp}}$ and $d\sigma/d\Omega|_{\text{meas}}$ being the corrected experimental and measured cross sections, respectively, and

$$\Delta E_3 = E_3(\theta_{av}) - E_3^{\min}.$$

2. Calculation of radiative corrections

The correction term of eq. (1) is given by the following inherently positive expression²):

$$\delta = \frac{\alpha}{\pi} \sum_{i=1}^4 \sum_{j=1}^4 s_{ij} z_i z_j T_{ij}, \quad (2)$$

where α is the fine structure constant, z_i , z_j are the charges of the i and j particles, respectively, and

$$s_{ij} = \begin{cases} -1 & \text{for } s_{1b}, s_{12} \text{ and } s_{34} \\ +1 & \text{for other } ij \text{ couples.} \end{cases}$$

For $i = j$, the last term in eq. (2) is given by

$$T_{ii} = \ln \left(2 \frac{p_i \cdot r}{x_{\max}} \right), \tag{3}$$

and for $i \neq j$, by

$$\begin{aligned} T_{ij} = & \frac{p_i \cdot p_j}{2Q_{ij}} \left\{ \ln \left[\frac{Q_{ij} - p_i \cdot (p_i - p_j)}{Q_{ij} + p_i \cdot (p_i - p_j)} \frac{Q_{ij} + p_j \cdot (p_i - p_j)}{Q_{ij} - p_j \cdot (p_i - p_j)} \right] \left[\ln \left(\frac{2p_i \cdot r}{x_{\max}} \right) + \ln \left(\frac{2p_j \cdot r}{x_{\max}} \right) \right] \right. \\ & + 2 \ln \left(\frac{u_{ij} - 1}{u_{ij}} \right) \ln |1 + c_{ij} u_{ij}| - 2 \ln \left(\frac{v_{ij} - 1}{v_{ij}} \right) \ln |1 + c_{ij} v_{ij}| \\ & + \ln \left(\frac{p_j \cdot r}{p_i \cdot r} \right) \left[\ln \left(\frac{u_{ij} - 1}{u_{ij}} \right) - \ln \left(\frac{v_{ij} - 1}{v_{ij}} \right) \right] \\ & \left. - 2 \left[\Phi \left(\frac{u_{ij} - 1}{u_{ij} + 1/c_{ij}} \right) - \Phi \left(\frac{u_{ij}}{u_{ij} + 1/c_{ij}} \right) - \Phi \left(\frac{v_{ij} - 1}{v_{ij} + 1/c_{ij}} \right) + \Phi \left(\frac{v_{ij}}{v_{ij} + 1/c_{ij}} \right) \right] \right\}, \tag{4} \end{aligned}$$

where p_i is the four-momentum of particle i with total energy E_i , momentum \mathbf{p}_i , rest mass m_i , and $p_i \cdot p_j = E_i E_j - \mathbf{p}_i \cdot \mathbf{p}_j$.

$$Q_{ij} = [(p_i \cdot p_j)^2 - m_i^2 m_j^2]^{1/2},$$

$$p_1 \cdot r = |\frac{1}{2}(m_1^2 - m_2^2 - m_3^2 + m_4^2) + m_2 E_3|, \tag{5a}$$

$$p_2 \cdot r = m_2 E_4, \tag{5b}$$

$$p_3 \cdot r = |\frac{1}{2}(m_1^2 - m_2^2 - m_3^2 + m_4^2) + m_2 E_1|, \tag{5c}$$

$$p_4 \cdot r = m_4^2, \tag{5d}$$

$$x_{\max} = m_1^2 + m_2^2 + m_3^2 - m_4^2 + 2m_2(E_1 - E_3^{\min}) - 2(E_1 E_3^{\min} - |\mathbf{p}_1| \cdot |\mathbf{p}_3^{\min}| \cos \theta_3),$$

$$u_{ij} = \frac{m_j^2 - p_i \cdot p_j + Q_{ij}}{m_i^2 + m_j^2 - 2p_i \cdot p_j}, \quad v_{ij} = \frac{m_j^2 - p_i \cdot p_j - Q_{ij}}{m_i^2 + m_j^2 - 2p_i \cdot p_j},$$

$$c_{ij} = \frac{p_i \cdot r}{p_j \cdot r} - 1,$$

and $\Phi(x)$ is the Spence function ⁴⁾

$$\Phi(x) = - \int_0^x \frac{\ln |1-y|}{y} dy.$$

All the variables are in the laboratory frame.

The main new points compared to the expression derived in MRS are the following:

- (i) In MRS, the only expression given for T_{ij} vanishes for $i = j$, leading to unreal corrections of a few hundred percent. Our T_{ii} expression is derived from eq. (2.17) of ref. ²⁾.

(ii) The $p_i \cdot r$ terms in covariant form are related to the total energy by a simple relation $\vec{E} = p_i \cdot r / (r^2)^{1/2}$, implying that they are positive quantities. That is why for $p_1 \cdot r$ and $p_3 \cdot r$, eqs. (5a) and (5c), we have taken the absolute values, the omission of which can lead to negative $p_i \cdot r$ values in inelastic reactions.

(iii) For the Spence function, we obtained the following expressions directly computable by, for example, the Simpson approximation rule:

$$\Phi(x) = \begin{cases} \int_{1-x}^1 \frac{\ln y}{y-1} dy, \left. \frac{\ln y}{y-1} \right|_{y=1} = 1; & \text{for } x < 1 \\ \int_0^x \frac{\ln y}{y-1} dy = \frac{1}{6}\pi^2; & \text{for } x = 1 \\ \int_0^{x-1} \frac{y \ln y}{y+1} dy + \frac{1}{6}\pi^2, \left. \frac{y \ln y}{y+1} \right|_{y=0} = 0; & \text{for } x > 1. \end{cases}$$

3. Discussion

Using the above expressions, we have calculated radiative corrections for different hadronic collisions, currently under experimental and theoretical investigation. For all reactions, we have kept $\Delta E_3 = 0.5$ MeV. The correction factor decreases with increasing ΔE_3 (poorer resolution).

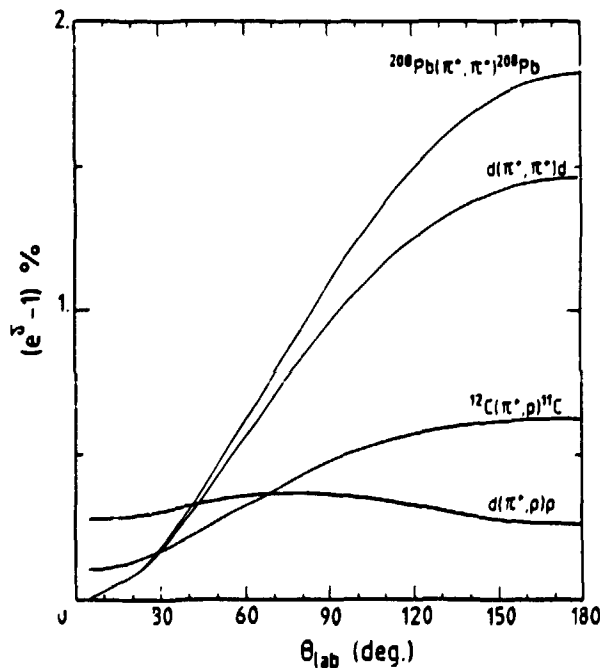


Fig. 2. Angular distribution of the fractional change in the measured cross section due to radiative effects in π^+ hadrons collisions at $T_{\pi^+}^{lab} = 50$ MeV, and for $\Delta E_3 = 0.5$ MeV.

3.1. MESON-NUCLEI

A peculiar feature of meson reactions is that the interference terms in radiative correction calculation lead to different results for mesons with opposite charges.

The interaction of π^+ and π^- with a variety of nuclei has been studied for almost one decade, and new developments are expected. For example, recent accurate π^\pm -d elastic scattering data are being used to test the charge-symmetry principle in strong interactions^{5,6}). These data are complementary to accurate experimental results for $d(\pi^+, p)p$ [ref. 7)], improving our understanding of the fundamental three-body problem⁸). The accuracies achieved in these experiments are such that radiative corrections should be taken into account. In figs. 2-5, we give the fractional change in the measured cross section, $(e^{\delta} - 1)$, arising from radiative effects for different elastic and inelastic interactions of π^+ and π^- far below and above the $\Delta(3,3)$ resonance. At low energy the corrections are non-negligible for elastic scattering, especially in the case of π^- . At higher energies, they become important even for non-radiative capture or single-charge-exchange reactions.

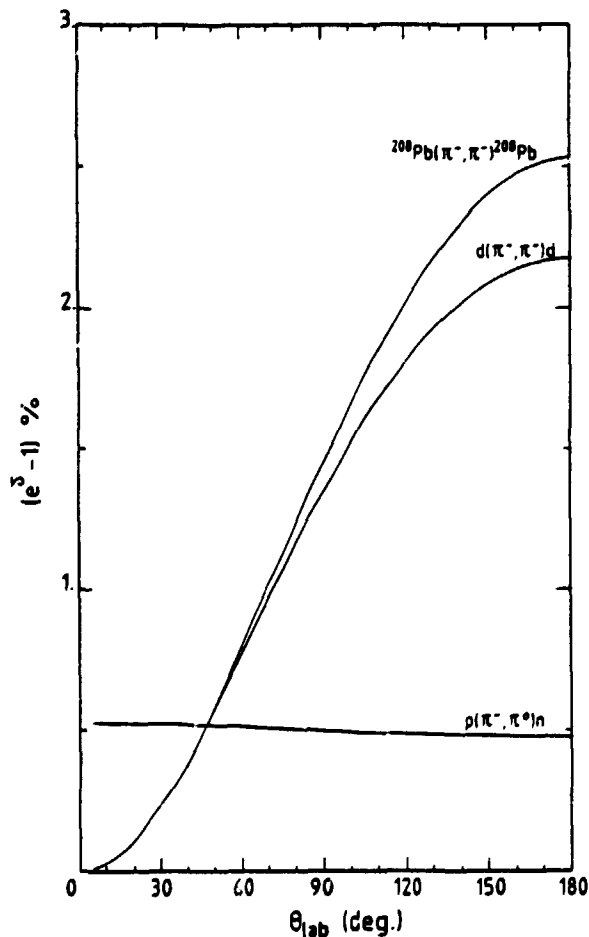


Fig. 3. Same as fig. 2 for $T_{\pi}^{\text{lab}} = 50$ MeV.

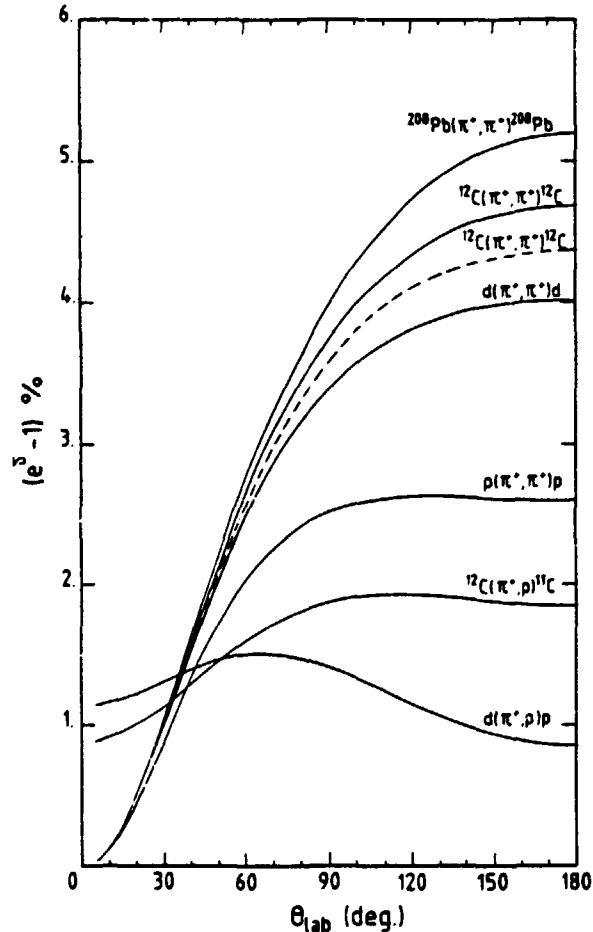


Fig. 4. Same as fig. 2 for $T_{\pi}^{\text{lab}} = 200$ MeV. The dashed curve is from ref. ³).

Fig. 6 shows the importance of the radiative corrections for the elastic scattering of $K^{\pm} - {}^{40}\text{Ca}$ at $T_K^{\text{lab}} = 450$ MeV, where forward-angle data are already available ⁹).

The corrections for K^+ and K^- differ more than those for π^+ and π^- at the same velocity ($v_{\pi} = v_K$). This effect, as well as the angular asymmetry observed for $d(\pi^+, p)p$ and for $p(\pi^-, \pi^0)n$, are due to the fact that we use a constant energy resolution giving rise to different $\Delta E_3/E_3$ ratios.

3.2. BARYON-NUCLEI

The above expressions for T_{ij} have been obtained by ignoring magnetic moment effects and assuming that the radiation of soft real photons is due only to the convection currents ^{1,10}). This is exact only in the case of spinless particles. For non-zero spin particles, further refinements are needed to include contributions due to spin and the eventual anomalous magnetic moment of the particles involved

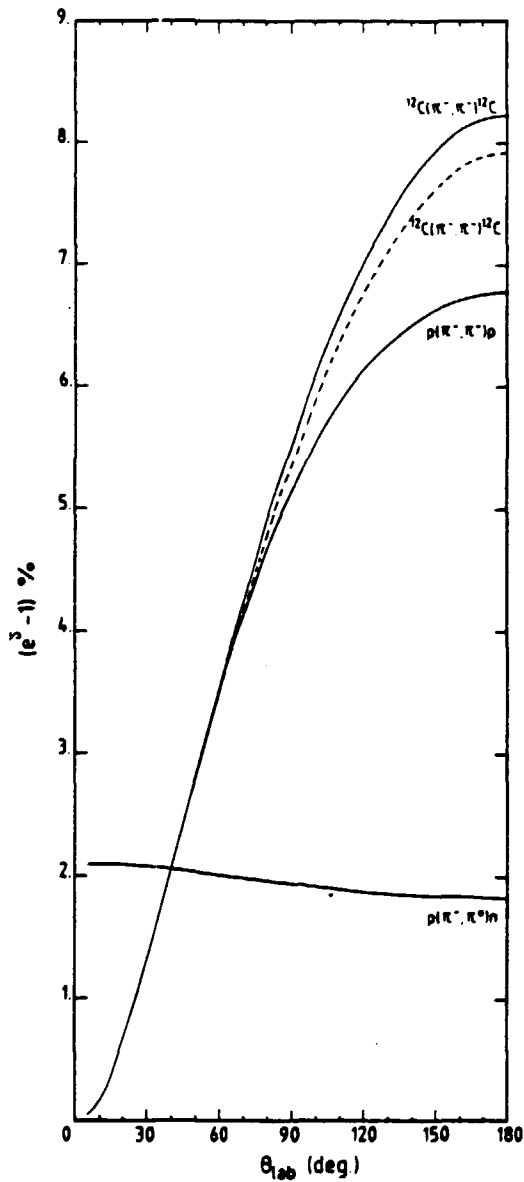


Fig. 5. Same as fig. 2 for $T_{1ab}^{1/2} = 200$ MeV. The dashed curve is from ref. ³⁾.

in the collision. In the general scattering situation, the significance of these effects is not well known. Nevertheless, they have been investigated for electron-proton scattering ¹⁰⁾, leading to the following conclusions: (i) the spin dependent terms emphasize the harder photon contributions and, when the undetected particle is not ultra-relativistic, their importance is of the order of $\alpha \Delta E_3 / E_3$, hence negligible; (ii) the soft-photon emission due to the anomalous magnetic moment of one of the particles is an even smaller effect.

We have applied the above expressions to the elastic scattering of 1 GeV protons from nuclei. The largest correction due to convection currents, for scattering from

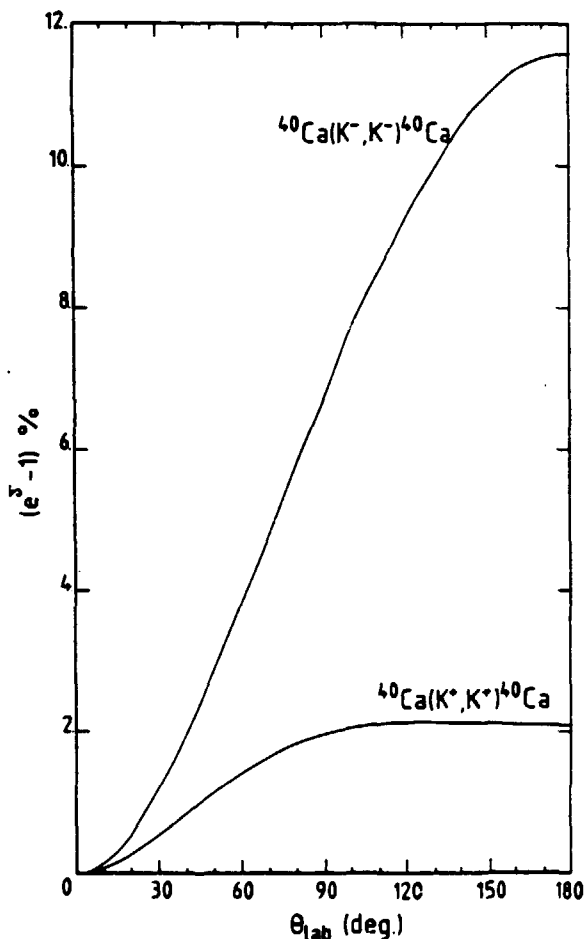


Fig. 6. Same as for fig. 2 for the elastic scattering of kaons from ^{40}Ca at $T_{K^{\pm}}^{\text{lab}} = 450 \text{ MeV}$.

^{208}Pb , does not exceed 2%. The correction is still smaller in the case of heavy-ion collisions even at 100 MeV/nucleon.

4. Summary and conclusions

The expressions given in this paper allow calculation of radiative corrections for any two-body hadronic reaction. In the case of pions, the correction is important at all energies for elastic scattering, and for inelastic collisions it becomes non-negligible as one approaches the $\Delta(3,3)$ resonance. For kaons the correction is important at the available beam energies. The present experimental situation of purely baryonic collisions does not require consideration of radiative corrections.

The author is indebted to C. Tzara for several illuminating discussions and for his careful criticisms of the manuscript. He thanks P. Dunn, G. Fournier and A. Gérard for helpful suggestions and E. Borie for having made him aware of ref. ⁽¹⁾.

References

- 1) Y.S. Tsai, Phys. Rev. **122** (1961) 1898;
D.R. Yennie *et al.*, Ann. of Phys. **13** (1961) 379;
L.C. Maximon, Rev. Mod. Phys. **41** (1969) 193;
L.W. Mo and Y.S. Tsai, Rev. Mod. Phys. **41** (1969) 205
- 2) M.R. Sogard, Phys. Rev. **D9** (1974) 1486
- 3) E. Borie, Phys. Lett. **68B** (1977) 433
- 4) K. Mitchell, Philos. Mag. **40** (1949) 351
- 5) T.G. Masterson *et al.*, Phys. Rev. **C26** (1982) 2091;
B. Balestri *et al.*, Nucl. Phys. **A392** (1983) 217
- 6) R. Rockmore and B. Saghai, Centre d'Etude Nucléaire de Saclay, Rapport Interne DPh-N/HE-9/82 (1982), and to be published;
A.S. Rinat and Y. Alexander, Nucl. Phys. **A404** (1983) 467;
J. Fröhlich and B. Saghai, to be published
- 7) B.G. Ritchie *et al.*, Phys. Rev. **C24** (1981) 552; *ibid.* **C27** (1983) 1685
- 8) I.R. Afnan and A.T. Stelbovics, Phys. Rev. **C23** (1981) 1384
- 9) D. Marlow *et al.*, Phys. Rev. **C25** (1982) 2619
- 10) N. Meister and D.R. Yennie, Phys. Rev. **130** (1963) 1210
- 11) E. Borie, Z. Natur. **33a** (1978) 1436
- 12) D. Sober *et al.*, Phys. Rev. **D11** (1975) 1017;
K.C. Leung *et al.*, *ibid.* **D14** (1976) 698;
B. Nefkens and D. Sober, *ibid.* **D14** (1976) 2434

CHAPITRE VI

Charge-symmetry analysis of elastic $\pi^{\pm}d$ scattering below the 33 resonance

R. Rockmore* and B. Saghai

*Departement de Physique Nucléaire et Hautes Energies, Centre d'Etudes Nucléaires-Saclay,
91191 Gif-sur-Yvette Cedex, France*

(Received 24 June 1983)

It is shown that elastic πd differential cross sections from 47.5 MeV up to 116 MeV are quite well described by the impulse approximation theory in its form-factor formulation. This theory is used to derive a theoretical expression for the charge asymmetry A , valid for $T_{\pi} \leq 100$ MeV, which includes the effects of Coulomb distortion, Δ - and target-baryon mass differences, and internal Coulomb corrections. The theoretically predicted A is found to be in reasonable agreement with the only existing data for A below 100 MeV at $T_{\pi} = 65$ MeV.

NUCLEAR REACTIONS ${}^2\text{H}(\pi^{\pm}, \pi^{\pm})$, $T_{\pi} = 65$ MeV; impulse approximation theory; charge-asymmetry A ; (Δ^{++}, Δ^{-}) mass difference; Coulomb distortion; internal Coulomb correction.

It is, of course, well known that one of the consequences of the charge symmetry of the π -nucleon interaction is the equality of the $\pi^{+}d$ and $\pi^{-}d$ elastic cross sections apart from Coulomb effects. With the advent of high intensity pion beams together with the refinement in experimental techniques and accuracy for pion laboratory energies ≤ 140 MeV (we especially allude here to the availability of both $\pi^{+}d$ and $\pi^{-}d$ data at the same energy), the experimental study of the $\pi^{\pm}d$ system has naturally turned to the examination of the consistency of the data with simply Coulomb-corrected charge symmetric theory.¹ This comparison constitutes a very sensitive test of nuclear charge symmetry, particularly in the case of the differential cross sections, and is customarily^{2,3} made in terms of the charge asymmetry A defined by

$$A(\theta) = \frac{(d\sigma/d\Omega)^{\pi^{-}d} - (d\sigma/d\Omega)^{\pi^{+}d}}{(d\sigma/d\Omega)^{\pi^{-}d} + (d\sigma/d\Omega)^{\pi^{+}d}} \quad (1)$$

While it has been pointed out previously^{1,4} that the intermediate-energy πd system is very well suited for testing charge symmetry, we want to emphasize here the optimal character of the pionic kinetic energy region < 100 MeV for such analyses from the point of view of theory. Because of the success of the three-body approach to πd interactions,⁵ including the elastic channel, it may not be so well known that the experimental data from 47.5 MeV (Refs. 6 and 7) up to 116 MeV (Refs. 3 and 8) are still well described by the "old" impulse approximation (IA) theory. To set the stage for the charge symmetry calculations in that older framework which ensue, we first summarize the status and the use which we have made of that earlier (and surprisingly efficacious) theory here. Briefly, the extensive numerical study of the single-scattering contribution [which is expected to dominate the pion-nucleus interaction at low energy ($T_{\pi}^{\pm} \leq 100$ MeV), where the πN interaction is rather weak] to the elastic $\pi^{\pm}d$ cross section in the 25–100 MeV region of McMillan and Landau⁹ (which examines effects owing to the presence of the D -state com-

ponent of the deuteron wave function, to the internal motion of the target nucleons, and to uncertainties in the off-energy-shell pion-nucleon scattering amplitudes and the pion-nucleon phase shifts) finds that while the deuteron cross section is sensitive to the presence of the D -state wave function component, it is *not* particularly sensitive to ambiguities (i.e., differing off-energy-shell functions and choice of interaction energy) in the off-energy-shell pion-nucleon amplitudes and indeed, that it is given quite accurately¹⁰ by a form-factor approximation. This last approximation, which may be the most useful formulation of the theory, requires a choice of the momentum \vec{k}_{av} of the struck nucleon at which the $\pi N T$ matrices are to be evaluated. We have adopted Carlson's choice,^{11,12}

$$\vec{k}_{av} = -\frac{1}{2}\vec{q}, \quad (2)$$

where \vec{q} is the recoil momentum of the deuteron which McMillan and Landau find very accurate for all pion scattering angles through the 25–100 MeV region. In fact, they conclude that in the above energy and angular domain, the single scattering approximation to the πd scattering amplitude can, with little error, be written in terms of essentially on-shell πN amplitudes and deuteron form-factor integrals.

To make matters simpler, we use the McGee wave function¹³ (with a 7% D -state probability), which considerably facilitates numerical (and, indeed, analytical) work, as well as the energy-dependent phase shifts of Rowe, Salomon, and Landau¹⁴ in the present incarnation of the form-factor approximation. These phase shifts, a convenient parametrization of the on-shell πN interaction below 400 MeV, fitting the available S , P , and D wave πN phase shifts of various groups, reproduce most of the experimental cross sections well.

The IA expression for the elastic $\pi^{\pm}d$ differential cross section is given in the form-factor approximation in the laboratory by¹⁵ ($\omega_{k_L} \rightarrow \omega_{k_L'}$, where ω_{k_L} is the initial total

pion energy in the laboratory and $\bar{q} = \bar{k}_L - \bar{k}'_L$)

$$\frac{d\sigma^{\pi^{\pm}d}}{d\Omega_L}(T_L^{\pi}, \theta_L) = \frac{k_L^3 E_d(q)}{k_L [k_L^2 (M_d + \omega_{k_L}) - \bar{k}_L \cdot \bar{k}'_L \omega_{k_L}]}$$

$$\times [F_S^{\pm 2} + F_D^{\pm 2} + \frac{1}{3} (G_S + G_D)^2] \quad (3)$$

and

$$F_S^{\pm} = R(T_L^{\pi}, \theta_L, \bar{k}_{av}) f^{\pm}(\bar{\pi}'_{av}, \bar{\pi}_{av}; E) A_0(q), \quad (4a)$$

$$G_S = R(T_L^{\pi}, \theta_L, \bar{k}_{av}) g(\bar{\pi}'_{av}, \bar{\pi}_{av}; E) A_0(q), \quad (4b)$$

$$|F_D^{\pm}|^2 = [R(T_L^{\pi}, \theta_L, \bar{k}_{av})]^2 |f^{\pm}(\bar{\pi}'_{av}, \bar{\pi}_{av}; E)|^2$$

$$\times \{(C_0(q))^2 + 4[B_2(q) - \frac{1}{2}\sqrt{2}C_2(q)]^2\}, \quad (4c)$$

$$G_D = R(T_L^{\pi}, \theta_L, \bar{k}_{av}) g(\bar{\pi}'_{av}, \bar{\pi}_{av}; E)$$

$$\times \left[-\frac{1}{2}C_0(q) + \frac{\sqrt{2}}{2}B_2(q) + \frac{1}{2}C_2(q) \right], \quad (4d)$$

where

$$R(T_L^{\pi}, \theta_L, k) = \frac{(ss')^{1/4}}{[E_N(k)E_N(\bar{k} + \bar{q})]^{1/2}}, \quad (5)$$

$$E_N(k) = (M^2 + k^2)^{1/2}, \quad (6)$$

with the customary two-body invariants given by

$$s = m_{\pi}^2 + M^2 + 2[\omega_{k_L} E_N(k) - \bar{k}_L \cdot \bar{k}], \quad (7)$$

$$s' = m_{\pi}^2 + M^2 + 2[\omega_{k_L} E_N(\bar{k} + \bar{q}) - \bar{k}'_L \cdot (\bar{k} + \bar{q})], \quad (8)$$

$$t = 2(m_{\pi}^2 - \omega_{k_L} \omega_{k'_L} + \bar{k}_L \cdot \bar{k}'_L). \quad (9)$$

Note that in the present calculations we have elected to take $E = \sqrt{s}$. The initial and final pion center-of-mass momenta are given by

$$\kappa = [s - (M + m_{\pi})^2][s - (M - m_{\pi})^2]/4s^{1/2}, \quad (10a)$$

$$\kappa' = [s' - (M + m_{\pi})^2][s' - (M - m_{\pi})^2]/4s'^{1/2}, \quad (10b)$$

respectively. It follows trivially from Eq. (8) that

$$\bar{\kappa} \cdot \bar{\kappa}' = \frac{1}{2}t + \omega_{\pi} \omega_{\pi'} - m_{\pi}^2. \quad (11)$$

Note that by $\bar{\pi}_{av}$, $\bar{\pi}'_{av}$ we mean $\bar{\pi}[s(\bar{k} = -\frac{1}{2}\bar{q})]$, $\bar{\pi}'[s'(\bar{k} = -\frac{1}{2}\bar{q})]$. The form factors A_0 , B_2 , C_0 , and C_2 are

$$A_0 = \int_0^{\infty} j_0(\frac{1}{2}qr) u^2(r) dr, \quad (12a)$$

$$B_2 = \int_0^{\infty} j_2(\frac{1}{2}qr) u(r) w(r) dr, \quad (12b)$$

$$C_0 = \int_0^{\infty} j_0(\frac{1}{2}qr) w^2(r) dr, \quad (12c)$$

$$C_2 = \int_0^{\infty} j_2(\frac{1}{2}qr) w^2(r) dr, \quad (12d)$$

where the S -state radial wave function is given by¹³

$$u(r) = N \sum_{i=1}^5 S_i e^{-\alpha_i m_{\pi} r / \hbar c}, \quad (13)$$

with

$$(S_1, \alpha_1) = (1.0, 0.3294),$$

$$(S_2, \alpha_2) = (-0.63608, 5.733\alpha_1),$$

$$(S_3, \alpha_3) = (-6.6150, 12.844\alpha_1),$$

$$(S_4, \alpha_4) = (15.2162, 17.331\alpha_1),$$

$$(S_5, \alpha_5) = (-8.9651, 19.643\alpha_1),$$

$$N = 1.05607(m_{\pi}/\hbar c)^{1/2},$$

and the D -state radial wave function is given by¹³

$$w(r) = 0.0269N \sum_{i=1}^6 D_i e^{-\beta_i m_{\pi} r / \hbar c} \left[1 + \frac{3}{\beta_i (m_{\pi} r / \hbar c)} \right. \\ \left. + \frac{3}{\beta_i^2 (m_{\pi} r / \hbar c)^2} \right], \quad (15)$$

with

$$(D_1, \beta_1) = (1.0003, 0.3294),$$

$$(D_2, \beta_2) = (-20.34, 4.833\alpha_1),$$

$$(D_3, \beta_3) = (-36.60, 10.477\alpha_1),$$

$$(D_4, \beta_4) = (-123.02, 14.506\alpha_1),$$

$$(D_5, \beta_5) = (305.11, 16.868\alpha_1),$$

$$(D_6, \beta_6) = (-126.16, 21.154\alpha_1).$$

One has for the spin-non-flip (f^{\pm}) and spin-flip (g) two-body amplitudes,

$$f^{\pm} = \frac{2}{3}f^{(3/2)} + \frac{1}{3}f^{(1/2)} \pm f_C, \quad (17)$$

$$g = \frac{2}{3}g^{(3/2)} + \frac{1}{3}g^{(1/2)}, \quad (18)$$

where

$$f^{(l)}(\bar{\kappa}', \bar{\kappa}; E) = \sum_{i=0}^l \left[(l+1) \sigma_{i+}^{(l)}(\kappa'; \kappa; \kappa_0) \frac{e^{i\delta_{i+}^{(l)}(\kappa_0)}}{\kappa_0} \sin \delta_{i+}^{(l)}(\kappa_0) + \sigma_{i-}^{(l)}(\kappa'; \kappa; \kappa_0) \frac{e^{i\delta_{i-}^{(l)}(\kappa_0)}}{\kappa_0} \sin \delta_{i-}^{(l)}(\kappa_0) \right] P_l(\cos \theta) \quad (19)$$

and

$$g^{(l)}(\bar{\kappa}', \bar{\kappa}; E) = \sum_{i=0}^l \left[\sigma_{i+}^{(l)}(\kappa'; \kappa; \kappa_0) \frac{e^{i\delta_{i+}^{(l)}(\kappa_0)}}{\kappa_0} \sin \delta_{i+}^{(l)}(\kappa_0) - \sigma_{i-}^{(l)}(\kappa'; \kappa; \kappa_0) \frac{e^{i\delta_{i-}^{(l)}(\kappa_0)}}{\kappa_0} \sin \delta_{i-}^{(l)}(\kappa_0) \right] P_l(\cos \theta). \quad (20)$$

with

$$\kappa_0 = \kappa(s = s_0) = E^{-1}. \quad (21)$$

We take for the off-shell functions $\sigma_{\pm}^{\prime\prime}$ (Refs. 9 and 16),

$$\sigma_{0-}^{\prime\prime} = 1. \quad (22a)$$

$$\sigma_{\pm}^{\prime\prime}(\kappa', \kappa; \kappa_0) = \kappa \kappa' / \kappa_0^2. \quad (22b)$$

After McMillan and Landau,⁹ we write the off-shell modified point Coulomb amplitude ($\alpha = \frac{1}{2}$) as

$$f_C = -\frac{\alpha M(T_L^2 - \kappa_0^2)}{E \kappa_0^2 (1 - \cos \theta)}. \quad (23)$$

Theory, which has been so compactly summarized in Eqs. (2)–(23), and experiment, at 47.5,⁷ 65,³ 82, 116, and 142 MeV,⁸ (π^+), and at 47.5 (preliminary data),⁷ 65,³ and 142 MeV (π^-),² are compared in Figs. 1–3. One sees that the quality of the fits provided by the form-factor approximation ranges from marginally acceptable (47.5 MeV) (Ref. 17) to very good (82 MeV) beyond 60° in the laboratory. In this connection it seems appropriate to point out once again that the inclusion of *P*-wave pionic absorption leads to a further improvement in the backward fit¹³ to data provided by the phase shift input of Rowe *et al.*¹⁴ This is illustrated in Figs. 4 and 5 in the case of the 65 MeV (π^-) Saclay data; for π exchange only (using the McGee wave function¹³), the theoretical differential cross section enhanced by the *P*-wave dispersive contribution¹³ is seen to agree remarkably well with the experimental data for backward angles for both π^+ and π^- on *d*. We conclude that *the IA theory in the form factor approximation offers a viable alternative (to the three-body theory) description of*

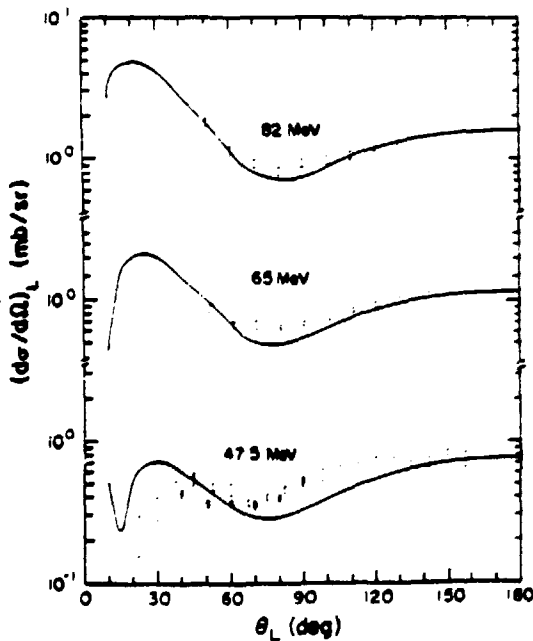


FIG. 1. Comparison of elastic π^+d differential cross sections in the form factor version of IA theory with data at 47.5 (Refs. 5 and 7), 65 (Ref. 3), and 82 (Ref. 8) MeV.

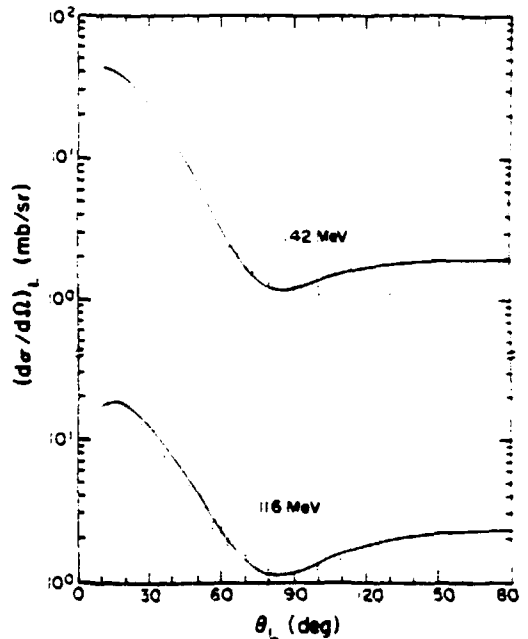


FIG. 2. Same as Fig. 1 at 116 and 142 MeV (Ref. 8).

the data in the pion kinetic energy range ≤ 100 MeV.

We turn now to the consequences of this theory in its form-factor approximation for charge symmetry in terms of the predicted $A(\theta_L)$ [Eq. (1)] and to the introduction of the simple modifications of IA input which enable one to treat the charge-symmetry-breaking effects on A from Δ -isobar and spectator-mass differences and from external and internal Coulomb corrections.

We take up the external Coulomb correction first. Here, we follow Pedroni *et al.*¹ in adopting a potential

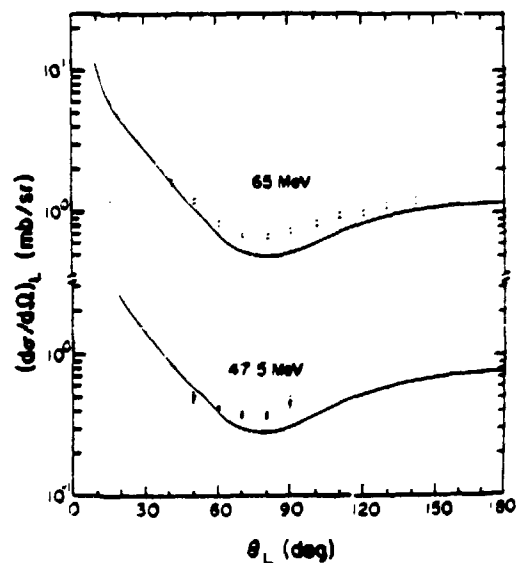


FIG. 3. Same as Fig. 1 for π^-d at 47.5 (Ref. 7) and 65 (Ref. 3) MeV.

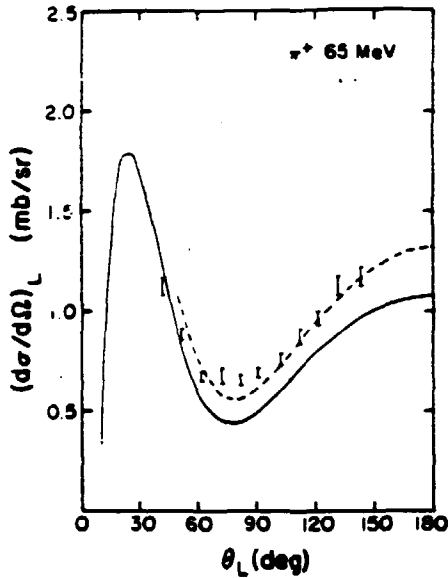


FIG. 4. Comparison of 65 MeV π^+ Saclay data (Ref. 3) with IA prediction [with Coulomb distortion (solid curve) and with P -wave dispersive enhancement (Ref. 18) with π exchange only (dashed curve)].

model approach suitable for the low-energy regime. The correction for Coulomb distortion in the two-body channels ($\pi^{\pm}p$) entails the substitutions¹

$$\begin{aligned} a_{3/2^+}^{(3/2)}(\kappa_0) &= [e^{2i\theta_{3/2^+}^{(3/2)}} - 1]/2i\kappa_0 \\ &\rightarrow [e^{2i(\theta_{3/2^+}^{(3/2)} + C_{33}^+)} - 1]/2i\kappa_0 \end{aligned} \quad (24)$$

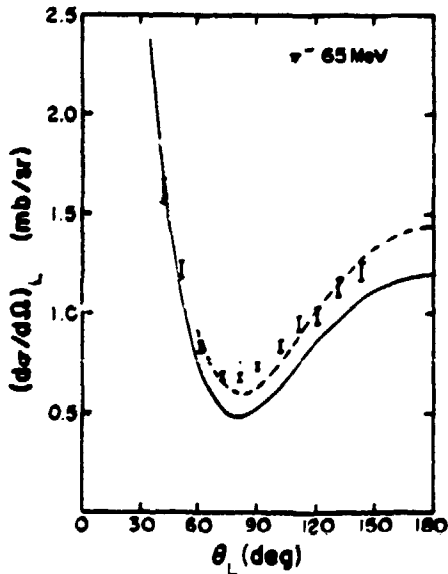


FIG. 5. Comparison of 65 MeV π^- Saclay data (Ref. 3) with IA prediction [with Coulomb distortion (solid curve) and with P -wave dispersive enhancement (Ref. 18) with π exchange only (dashed curve)].

in the non-spin-flip (f) and spin-flip (g) π^+p elastic amplitudes,

$$f^{\pi^+p} = f^{(3/2)} + f_c, \quad (25)$$

$$g^{\pi^+p} = g^{(3/2)},$$

and¹

$$a_{3/2^+}^{(3/2)}(\kappa_0) \rightarrow [e^{2i(\theta_{3/2^+}^{(3/2)} + (1/3)C_{33}^+)} - 1]/2i\kappa_0 \quad (26)$$

in the non-spin-flip (f) and spin-flip (g) π^-p elastic amplitudes,

$$f^{\pi^-p} = \frac{1}{3}f^{(3/2)} + \frac{2}{3}f^{(1/2)} - f_c, \quad (27)$$

$$g^{\pi^-p} = \frac{1}{3}g^{(3/2)} + \frac{2}{3}g^{(1/2)}.$$

Following Zimmermann,¹⁹ we make a two-parameter (A, B) ansatz for the $\frac{1}{2}^+$ wave functions¹ and, neglecting particle size effects, find the approximate results,²⁰

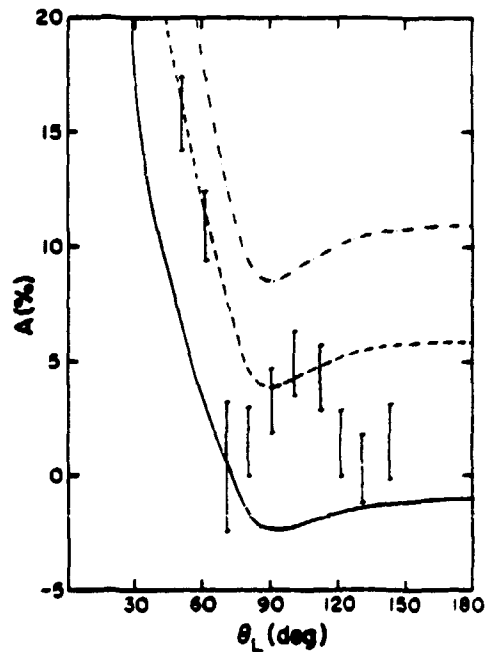


FIG. 6. Comparison of theoretical predictions of $A(\theta_L)$ at 65 MeV with Saclay data (Ref. 3): (i) No Coulomb distortion effects (solid curve); (ii) Coulomb distortion effects in the two-body channels ($\pi^{\pm}p$) only according to Ref. 1 (dashed curve); (iii) Coulomb distortion effects in all two-body channels (both $\pi^{\pm}p$ and $\pi^{\pm}n$) according to Ref. 1 (dot-dashed curve). Particle size is neglected.

$$C_{33}^{\pm} = \frac{2\alpha}{B} \left\{ (kr_N)^4 \left[\frac{1}{3}A^2 + \frac{1}{7}ABkr_N + \frac{1}{5}B^2(kr_N)^2 \right] + \frac{1}{(2kr_N)^2} [1 - \cos 2(\delta_{33} + kr_N)] \right. \\ \left. - \frac{1}{2kr_N} \sin 2(\delta_{33} + kr_N) + \frac{1}{7} [\gamma + \ln 2kr_N - (kr_N)^2] \cos 2\delta_{33} \right. \\ \left. - \left[-\frac{\pi}{4} + kr_N \right] \sin 2\delta_{33} - (-1 + \frac{1}{7}\gamma + \frac{1}{7}\ln 2kr_N) \right\}, \quad (28)$$

adequate for our purposes. The effect of the correction for Coulomb distortion in the case of pionic scattering on the proton in the deuteron is shown in Fig. 6 (dashed curve). Note that already at this stage of correction one finds theory and experiment in good agreement for $\theta_L \leq 50^\circ$. In the case of pionic scattering on the *neutron* in the deuteron (π^+n channels), the approach of Ref. 1 furnishes us with an effective two-body correction [Eqs. (5.2a), (5.6), and (5.11) of Ref. 1] in what is essentially a three-body context. [Here we take¹ for the effective charge radius of the neutron $r_c \approx \frac{1}{7}R_d^2$ with $R_d \approx 2.0$ fm, where R_d is the deuteron root-mean-square (rms) radius.] This additional distortion correction calculated numerically here leads to quite sizeable effects (see the dot-dashed curve of Fig. 6).

That the Δ -isobar mass difference²¹ (in particular, $M_{\Delta^-} - M_{\Delta^{++}}$) might be a significant dynamical mechanism for the generation of charge-symmetry-breaking effects was recognized and studied some time ago by Myhrer and Pilkuhn²² in the case of $\pi^{\pm}d$ total cross sections at the Δ resonance. Recently, Rinat and Alexander²³ have taken up this idea again in their study of elastic $\pi^{\pm}d$ scattering in the intrinsically off-shell approach of the three-body method with a view to examining the effect of such perturbations on the three-body prediction for A at $T_L^2 = 143$ MeV where experimental results for the asymmetry parameter exist.² They use (as we do, also) the most recent data²⁴ for the electromagnetic mass difference of

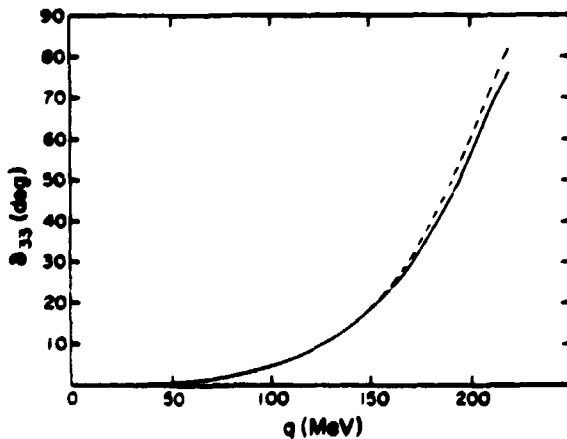


FIG. 7. Comparison of $P(33)$ phase shift (in degrees) in the analysis of Rowe *et al.* (Ref. 14) (solid curve) with the simple unitarized model including nucleon recoil (see text). ($f^2/4\pi = 0.084$.) Note they are virtually indistinguishable up to 20 deg.

the Δ^- and Δ^{++} , $M_{\Delta^-} - M_{\Delta^{++}} = 5.9 \pm 3.1$ MeV. (With this measurement the accuracy has been improved by a factor of 2 over previous values.) The effect of the Δ -isobar mass difference on $A(\theta_L)$ is easily predicted from the observation that as

$$A(\theta_L) \sim d\sigma^{\pi^+d}/d\Omega_L - d\sigma^{\pi^-d}/d\Omega_L,$$

the increased mass of the Δ^- relative to the Δ^{++} implies a corresponding *weakening* of π^-n scattering in the (dominant) 33 channel vis-à-vis the corresponding two-body scattering of π^+p , thus moving A toward negative values. (There will be some moderation in this effect when one takes into account the mass splitting of the target baryons with $M_n - M_p \neq 0$.) The various mass perturbations may be handled quantitatively in the simple unitarized model of low-energy 33 scattering made up of the comparable contributions from the Δ resonance and crossed nucleon poles,²⁵

$$e^{i\delta_{33}(\kappa_0)} \sin \delta_{33}(\kappa_0) \\ = \frac{4}{3} \left[\frac{f^2}{4\pi} \right] \frac{\kappa_0^3}{m_\pi^2} \frac{(M_\Delta - M)}{\omega^2 \left[(M_\Delta - M) - \omega^2 - i \frac{\Gamma}{2}(\kappa_0) \right]}, \quad (29)$$

where

$$\Gamma(\kappa_0) = \frac{8}{3} \left[\frac{f^2}{4\pi} \right] \frac{\kappa_0^2 (M_\Delta - M)}{m_\pi^2 \omega^2(\kappa_0)} \quad (30)$$

and

$$\omega^2 = \omega(\kappa_0) + E(\kappa_0) - M. \quad (31)$$

After taking $M_\Delta - M = 2.1m_\pi$ and "fine-tuning" the coupling to the value, $f^2/4\pi = 0.084$, expression (29) is found to yield a phase shift *nearly indistinguishable* from that of Rowe *et al.*¹⁴ up to 20° . (Even at $\delta_{33} \approx 60^\circ$, the divergence between the two fits is only about 10%.) (See Fig. 7.)

Neglecting Coulomb distortion for the moment, one has the *on-shell* substitution rule for π^+d elastic scattering,

$$e^{i\delta_{33}} \sin \delta_{33} \rightarrow \frac{1}{2} e^{i\delta_{33}} \sin \delta_{33} + \left(\frac{f^2}{4\pi} \right) \frac{\kappa_0^3}{m_\pi^2} \frac{[(M_{\Delta^{++}} - M_p) + (M_n - M_p)]}{(\omega^0 + M_n - M_p) [(M_{\Delta^{++}} - M_p) - \omega^0 - i \frac{\Gamma^{++}}{2}]} \quad (32)$$

where

$$\Gamma^{++} = \frac{8}{3} \left(\frac{f^2}{4\pi} \right) \frac{\kappa_0^3}{m_\pi^2} \frac{[(M_{\Delta^{++}} - M_p) + (M_n - M_p)]}{(\omega^0 + M_n - M_p)} \quad (33)$$

together with the analogous rule for π^-d elastic scattering,

$$e^{i\delta_{33}} \sin \delta_{33} \rightarrow \frac{1}{2} e^{i\delta_{33}} \sin \delta_{33} + \left(\frac{f^2}{4\pi} \right) \frac{\kappa_0^3}{m_\pi^2} \frac{[(M_{\Delta^-} - M_n) + (M_p - M_n)]}{(\omega^0 + M_p - M_n) [(M_{\Delta^-} - M_n) - \omega^0 - i \frac{\Gamma^-}{2}]} \quad (34)$$

where

$$\Gamma^- = \frac{8}{3} \left(\frac{f^2}{4\pi} \right) \frac{\kappa_0^3}{m_\pi^2} \frac{[(M_{\Delta^-} - M_n) + (M_p - M_n)]}{(\omega^0 + M_p - M_n)} \quad (35)$$

In Fig. 8, we show a plot of $A(\theta_L)$ (dot-dashed curve) which includes both the effects of Coulomb distortion and of baryon mass differences. Note that the predicted $A(\theta_L)$ shows considerable sensitivity to the latter of these

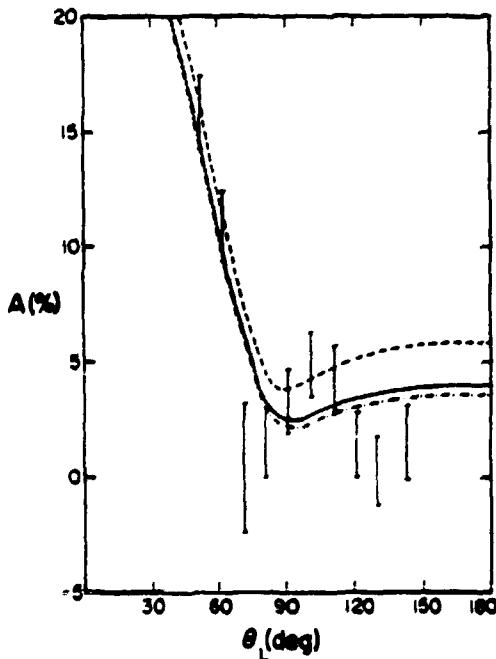


FIG. 8. Comparison of theoretical predictions of $A(\theta_L)$ at 65 MeV with Saclay data (Ref. 3): (i) Coulomb distortion effects in the two-body channels ($\pi^{\pm}p$) only according to Ref. 1 (dashed curve); (ii) Coulomb distortion effects as in (i) together with Δ -mass perturbation ($M_{\Delta^-} - M_{\Delta^{++}} \approx 5.9$ MeV) and spectator mass-difference perturbation (dot-dashed curve); (iii) Coulomb distortion effects and mass perturbation (as in (ii)) and internal Coulomb corrections from a simplified cutoff model (see text) in the case of π^-d scattering (solid curve).

effects for $\theta_L \geq 80^\circ$. In this angular domain, theory predicts a smooth variation with θ_L which is consistent only in an average sense with the structure exhibited by the data. On the other hand, we observe that even this qualitative agreement disappears when one includes the effects of Coulomb distortion in the (π^-n) channels according to Ref. 1. [See Fig. 9 (solid curve).] This may indicate that a larger effective neutron charge radius would be more realistic here.

We conclude our discussion of perturbations on $A(\theta_L)$ with an elementary treatment of the internal Coulomb corrections in terms of the IA formalism. We confine ourselves to those arising from intermediate states in the

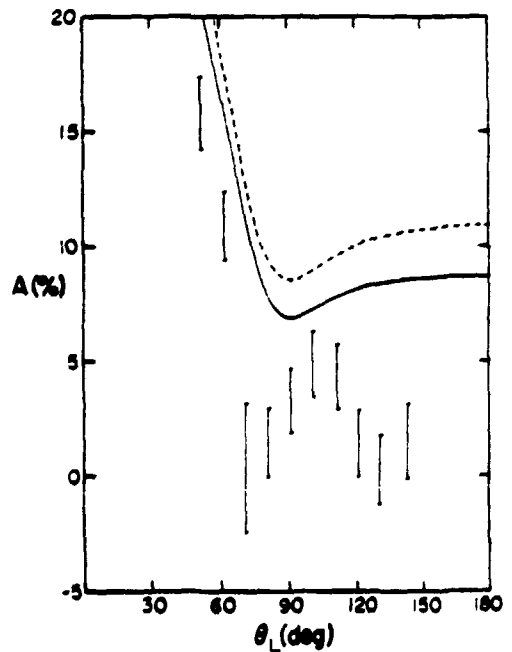


FIG. 9. Comparison of theoretical predictions of $A(\theta_L)$ at 65 MeV with Saclay data (Ref. 3): (i) Coulomb distortion effects in all two-body channels (both $\pi^{\pm}p$ and $\pi^{\pm}n$) according to Ref. 1 (dashed curve); (ii) Coulomb distortion effects as in (i) together with Δ -mass perturbation and spectator mass-difference perturbation (solid curve).

(π^-n) channel. [Observe that the spectator baryon is *neutral* in the case of the (π^+p) channel.] These corrections comprise the attractive (Δ^-p) interaction and the repulsive (pp) interaction (from the crossed nucleon pole). Since the resonance and crossed nucleon pole contributions to δ_{33} are nearly equal in size at threshold, we expect the internal Coulomb corrections to nearly cancel in the low-energy region. Quantitatively, the internal Coulomb correction (for point charges) is characterized by

$$I = \int_0^{q_{\max}} \frac{d\bar{q}}{(2\pi)^3} \frac{e^2}{\bar{q}^2} = \frac{2\alpha}{\pi} q_{\max} \approx 1 \text{ MeV},$$

for a cutoff of 1 fm^{-1} . After making the appropriate

mass shifts in our model expressions (32) and (53) we see that the perturbation translates into the small effect ($\leq 15\%$) exhibited in Fig. 8 (solid curve). In short, the apparent discrepancy between theory and experiment noted earlier persists. It is hoped that with the further acquisition of elastic π^+d scattering data at energies below $T_\pi = 100 \text{ MeV}$, this puzzle will be resolved.

One of us (R.R.) wishes to thank Département de Physique Nucléaire et Hautes Energies, France (DPH-N/HE) for hospitality during his brief stay at Centre d'Etudes Nucléaire de Saclay. The other (B.S.) wishes to thank A. Rinat for a stimulating report.

*Permanent address: Physics Department, Rutgers University, Piscataway, NJ 08854.

¹E. Pedroni *et al.*, Nucl. Phys. **A300**, 321 (1978).

²T. G. Masterson *et al.*, Phys. Rev. Lett. **47**, 220 (1981); Phys. Rev. C **26**, 2091 (1982).

³B. Balestri *et al.*, Nucl. Phys. **A322**, 217 (1983).

⁴C. Tzara, Centre d'Etudes Nucléaire de Saclay, Département de Physique, Nucléaire et Hautes Energies Report 73/7, 1973; E. M. Henley, in *High Energy Physics and Nuclear Structure*, edited by G. Tibell (Almqvist & Wiksell, Stockholm, 1974), p. 22; D. H. Wilkinson, in *The Investigation of Nuclear Structure by Scattering Processes at High Energies*, edited by H. Schopper (North-Holland, Amsterdam, 1975), pp. 45–47.

⁵A. W. Thomas, Nucl. Phys. **A258**, 417 (1976); N. Giraud *et al.*, Phys. Rev. C **21**, 1959 (1980).

⁶D. Axen *et al.*, Nucl. Phys. **A256**, 387 (1976).

⁷B. Balestri *et al.*, in *Meson-Nuclear Physics—1979 (Houston)*, Proceedings of the 2nd International Topical Conference on Meson-Nuclear Physics, AIP Conf. Proc. No. 54, edited by E. V. Hungerford III (AIP, New York, 1979), p. 515.

⁸K. Gabathuler *et al.*, Nucl. Phys. **A350**, 253 (1980).

⁹M. McMillan and R. H. Landau, TRIUMF External Report No. TRI-74, 1974 (unpublished).

¹⁰This characterization of the form-factor approximation must be tempered somewhat at the lower end of the low-energy domain, where the partial form-factor approximation (see Refs. 6 and 9) undoubtedly works better.

¹¹In this case, \bar{k}_0 is the momentum which makes the *S*-state average of the second term in the Taylor expansion about \bar{k}_0 of the integrals of the non-spin-flip amplitudes vanish. It is also the case that the resulting amplitudes are on shell when the deuteron is taken to be a nonrelativistically recoiling particle of mass $2M$, where M is the nucleon mass.

¹²C. Carlson, Phys. Rev. C **2**, 1224 (1970).

¹³J. McGee, Phys. Rev. **151**, 772 (1966).

¹⁴G. Rowe, M. Salomon, and R. H. Landau, Phys. Rev. C **18**, 584 (1978).

¹⁵For simplicity, our notation conforms to that of Ref. 9, where possible.

¹⁶D. S. Beder, Nucl. Phys. **B34**, 189 (1971).

¹⁷We note that, in this case, the contribution of true pion absorption (Ref. 18) can be expected to improve the fit at backward angles somewhat depending on the value accepted for the ρ -meson coupling.

¹⁸R. Rockmore, Phys. Rev. C **21**, 2678 (1980).

¹⁹H. Zimmerman, Helv. Phys. Acta **48**, 191 (1975).

²⁰ $\beta = k/\omega_k$ and γ is Euler's constant. As in Ref. 1, we take the cutoff radius $r_N = 1 \text{ fm}$. The parameters A and B are explicitly given by

$$A = \left[j_2(kr_N) + \frac{1}{kr_N} j_1(kr_N) \right] \cos\delta_{33} \\ - \left[n_2(kr_N) + \frac{1}{kr_N} n_1(kr_N) \right] \sin\delta_{33}, \\ B = \frac{1}{kr_N} [n_2(kr_N) \sin\delta_{33} - j_2(kr_N) \cos\delta_{33}].$$

²¹To make matters simpler, we omit here any speculations regarding possible Δ width differences.

²²F. Myhrer and H. Pilkuhn, Z. Phys. A **276**, 29 (1976).

²³A. S. Rinat and Y. Alexander, Weizmann Institute Report WIS-82/83, 1982; Weizmann Institute Report WIS-83/5, 1983.

²⁴L. G. Dakhno *et al.*, Yad. Fiz. **33**, 112 (1981) [Sov. J. Nucl. Phys. **33**, 59 (1981)].

²⁵G. F. Chew and F. E. Low, Phys. Rev. **101**, 1570 (1956); J. Hamilton and W. S. Woolcock, *ibid.* **118**, 291 (1960).

CHAPITRE VII

EFFECTS OF A REFINED COULOMB TREATMENT ON π^\pm -DEUTERON ELASTIC SCATTERING OBSERVABLES

J. FRÖHLICH

*Institut für Theoretische Kernphysik der Universität, D-7500 Karlsruhe 1,
 Federal Republic of Germany*

B. SAGHAI

Service de Physique Nucléaire-Haute Energie, CEN Saclay, 91191 Gif-sur-Yvette Cedex, France

and

C. FAYARD and G. H. LAMOT

Institut de Physique Nucléaire, Université Claude Bernard Lyon-I, 69622 Villeurbanne Cedex, France

Received 11 January 1984

(Revised 9 July 1984)

Abstract: The sensitivity of $\pi^\pm d$ differential cross section, vector analyzing power, tensor polarization and charge asymmetry parameters to different Coulomb contributions to the total scattering amplitudes is investigated at eleven energies in the energy range $T_\pi^{lab} = 47$ to 360 MeV. For that purpose we derive a simple on-shell approximation for the Coulomb-corrected hadronic T -matrix, which is superior to widely used semiclassical descriptions of the Coulomb corrections. In addition we use relativistic Coulomb amplitudes and phase shifts, which consider also the pion and deuteron charge extension. It is shown that the vector analyzing power it_{11} is more sensitive to different Coulomb prescriptions than the differential cross section and tensor polarization t_{20} . We have also succeeded in describing the charge asymmetry parameter of differential cross section A_\pm satisfactorily and find that the charge asymmetry parameter of vector analyzing power $A_{it_{11}}$ is even more sensitive than A_\pm to different Coulomb treatments. For a search of charge-symmetry-breaking effects in terms of the πd charge asymmetry parameter, the necessity of including our careful treatment of Coulomb contributions to the total scattering amplitude is emphasized.

1. Introduction

Elastic pion-deuteron scattering has been investigated extensively during the last decade. There are several reasons for the continuing interest in this system.

From a theoretical point of view the understanding of the πd system is essential for the scattering of pions on other nuclei. Since it is a three-body problem, it can be treated exactly by solving the Faddeev equations. As a consequence, optical potential models which are widely used in nuclear physics, can be tested against these results. Another very interesting feature of πd scattering is the fact that due to the important real pion absorption¹⁾, the πd channel is coupled to the NN channel.

Using a 3-body approach including real pion absorption, it is possible to investigate the coupled

$$\begin{aligned} \pi d &\rightarrow \pi d, & \pi d &\rightarrow NN, \\ NN &\rightarrow NN, & NN &\rightarrow \pi d, \end{aligned}$$

systems²⁾. Due to the complexity of these calculations, a satisfying simultaneous description of the three reactions $\pi d \rightarrow \pi d$, $\pi d \rightarrow NN$, and $NN \rightarrow NN$ has not yet been completely achieved.

Two main topics in πd scattering have given rise to a large amount of experimental and theoretical investigations, namely the question of charge-symmetry-breaking effects in strong interactions and the possible existence of dibaryon resonances [see e.g. ref. ³⁾].

The question of dibaryon resonances has arisen from the analysis of πd vector analyzing power it_{11} , tensor polarization t_{20} , and high-energy NN data. It has been shown in ref. ⁴⁾ that dibaryons can cause oscillations in it_{11} . A phase-shift analysis⁵⁾, fitted to πd differential and total cross sections, was able to describe it_{11} by including dibaryons, but failed to describe t_{20} . In ref. ⁶⁾, Breit-Wigner resonances for the partial waves 1D_2 , 3F_3 and 1G_4 were added to the scattering amplitudes obtained from a Faddeev calculation, using three free parameters per partial wave to describe it_{11} above the (3, 3) resonance successfully. While new measurements of the vector analyzing power it_{11} [ref. ¹¹⁾] and the tensor polarization t_{20} [ref. ¹²⁾] seem to confirm the possible existence of dibaryons, a measurement of the analyzing power A_{y0} of the reaction $\bar{p}p \rightarrow \pi^+d$ shows no dibaryon-like structure¹³⁾. In addition, signals which seem to indicate dibaryons in NN scattering can also be interpreted as a square-root branch point, associated with the $N\Delta$ threshold⁷⁾, so that the question about the existence of dibaryons is still open.

The other interesting topic of πd scattering is given by the question of charge symmetry breaking of the hadronic forces. Pedroni *et al.*¹⁴⁾ have presented $\pi^\pm d$ total cross sections and have concluded a charge-symmetry-breaking at the level of 3–8%. New and very accurate measurements of $\pi^\pm d$ differential cross sections have also been obtained^{8,47)}. Since these experiments have been performed using identical experimental set-ups for π^+ and π^- , these results are suitable for a search of charge-symmetry-breaking effects in strong interactions and have been analyzed in terms of the charge asymmetry parameter. Investigating this parameter in elastic $\pi^\pm d$ scattering, the different masses of the Δ -isobars and the neutron-proton mass difference have been taken into account in refs. ^{8–10)}. On the other hand, it has turned out that the charge asymmetry parameter A_π is very sensitive to the handling of different electromagnetic effects^{8, 10, 15, 47, 56)}. It is therefore crucial to consider the pure Coulomb amplitude as well as the Coulomb modification of the hadronic amplitude properly before concluding about possible charge symmetry breaking effects in strong interactions.

It is the goal of this paper to present a formalism in which different Coulomb contributions to the elastic $\pi^\pm d$ scattering amplitude are shown; in addition their effects on (i) differential cross section, (ii) vector analyzing power and tensor polarization, (iii) charge asymmetry parameters are investigated. In sect. 2 we give the ingredients of our present calculation. Besides well-known formulas for the pure Coulomb phase shifts and amplitudes, we derive along the lines of the Graz prescription¹⁶⁻¹⁹⁾ a simple on-shell approximation for the Coulomb-modified hadronic T -matrix T_{SC} . In sect. 3, a comparison of this formula for T_{SC} is made with semiclassical prescriptions, used in refs.⁸⁻¹⁰⁾, and WKB or eikonal prescriptions of the Coulomb corrections, given in refs.^{20,21)}. Sect. 4 is devoted to the investigation of the effects, given in sect. 2, on πd differential cross sections, vector analyzing powers, tensor polarizations, and charge asymmetry parameters. Special attention is paid to the recently analyzed⁸⁻¹⁰⁾ A_π parameter at $T_\pi^{\text{lab}} = 65$ and 143 MeV. In sect. 5 conclusions are drawn.

2. Contributions to the $\pi^\pm d$ scattering amplitudes

A large amount of work has been done to solve the quantum mechanical three-body problem with two charged particles²²⁾. The introduction of the Coulomb interaction in conventional Faddeev calculations increases the computation time by about an order of magnitude²³⁾ and has only been performed for pd scattering. The introduction of the real pion absorption in Faddeev formalisms¹⁾ increases drastically the complexity of ordinary Faddeev calculations. Inclusion of both Coulomb interaction and real pion absorption seems therefore to be out of scope nowadays.

Since the contribution of the real pion absorption channel to πd elastic scattering is very important¹⁾, it has been included in all recent Faddeev calculations. Consequently approximations for Coulomb effects, which reduce the computation time and are able to describe the features of the three-body system satisfactorily have been used. Hafel and Zankel²³⁾ have successfully introduced an effective two-body formalism, based on the Coulomb corrections of the Graz prescription¹⁶⁾ in pd scattering. For π -nucleus scattering ($A \geq 12$), similar equations have been used in ref.²⁴⁾. We present in this section a sophisticated formalism to consider Coulomb effects in $\pi^\pm d$ elastic scattering by introducing an effective two-particle system.

It follows from the two potential theory that the scattering of charged pions from a spinless nucleus (this simplification will be used for pure Coulomb amplitudes only) can be described by an amplitude $f_{\text{tot}}^\pm(\theta)$, which can be split into two terms:

$$f_{\text{tot}}^\pm(\theta) = f_C^\pm(\theta) + f_{SC}^\pm(\theta), \quad (2.1)$$

where the superscripts \pm denote elastic $\pi^+ d$ and $\pi^- d$ scattering amplitudes

respectively, $f_C^\pm(\theta)$ is the pure Coulomb amplitude, $f_{SC}^\pm(\theta)$ represents the Coulomb-modified hadronic amplitude, and θ is the scattered pion center-of-mass angle. A detailed description of these two amplitudes will be given in subsections 2.1 and 2.2.

2.1. THE PURE COULOMB AMPLITUDE

Coulomb scattering of two charged particles has been well known for a long time. To compare previous investigations on $\pi^\pm d$ scattering, we summarize here some well-known formulas for $f_C^\pm(\theta)$. The nonrelativistic Coulomb amplitude for two point-like particles is given by

$$f_{C, \text{point}}^\pm(\theta) = -\eta^\pm (2k \sin^2 \frac{1}{2}\theta)^{-1} \exp[-i\eta^\pm \ln \sin^2 \frac{1}{2}\theta + 2i\sigma_0^\pm], \quad (2.2)$$

with η the Sommerfeld parameter

$$\eta^\pm = \pm \alpha/\beta,$$

and $\alpha = \frac{1}{137}$, $\beta = v_\pi^{\text{lab}}/c$, k is the center-of-mass momentum, and σ_0^\pm the point Coulomb phase shift for S-waves (eq. (2.5)).

Another widely used approximation in πd scattering²⁵⁾ is the so-called Born approximation of the pure Coulomb amplitude:

$$f_{C, \text{Born}}^\pm(\theta) = -\frac{2\eta^\pm k F_\pi(q^2) F_d(q^2)}{q^2}, \quad (2.3)$$

where $q = 2k \sin \frac{1}{2}\theta$ and F_π and F_d are the pion and deuteron form factors respectively.

A simple improvement of the point Coulomb amplitude, eq. (2.2), is a combination of eqs. (2.2) and (2.3); in addition a factor which takes into account relativistic effects should be considered. Our final form for the $\pi^\pm d$ pure Coulomb amplitude is given by²⁶⁾

$$f_{C, \text{ext}}^\pm(\theta) = f_{C, \text{Born}}^\pm(\theta) \exp[-i\eta^\pm \ln \sin^2 \frac{1}{2}\theta + 2i\sigma_0^\pm] [1 \mp \frac{1}{2} \pi \alpha \beta \sin \frac{1}{2}\theta \times \exp(2i\sigma_{a, 1/2}^\pm - 2i\sigma_0^\pm)], \quad (2.4)$$

with

$$\exp(2i\sigma_a^\pm) \equiv \Gamma(a+1+i\eta^\pm)/\Gamma(a+1-i\eta^\pm), \quad a = -\frac{1}{2}, 0, 1, 2, \dots \quad (2.5)$$

The effects of using (2.2), (2.3), or (2.4) to calculate πd observables will be discussed in sect. 4.

Concerning the second contribution to the total amplitude $f_{\text{tot}}^\pm(\theta)$ in eq. (2.1),

the partial-wave decomposed Coulomb-modified hadronic amplitude is given by

$$f_{S\bar{C}, ll'}^{\pm}(\theta) = \exp[i(\delta_{\bar{C}, l}^{\pm} + \delta_{\bar{C}, l'}^{\pm})] T_{S\bar{C}, ll'}^{\pm}(\theta). \quad (2.6)$$

The occurrence of the pure Coulomb phases $\delta_{\bar{C}, l}^{\pm}$ and $\delta_{\bar{C}, l'}^{\pm}$ is due to the unitarity of f_{tot}^{\pm} ; $T_{S\bar{C}, ll'}$ is derived in eq. (2.15). The nonrelativistic point Coulomb phase shifts, σ_l^{\pm} which correspond to amplitudes (2.2) are given by eq. (2.5). Taking into account relativistic effects, a term $\delta\sigma_l^{\pm}$ has to be added to σ_l^{\pm} [ref. ²⁶]:

$$\sigma_l^{\pm} = \sigma_l^{\pm} + \delta\sigma_l^{\pm}, \quad (2.7)$$

with

$$\exp(2i\delta\sigma_l^{\pm}) = [1 \pm i\pi\alpha^2(2l+1)^{-1}][1 \mp 2i\eta^{\pm}\alpha^2(2l+1)^{-1}(l+1-i\eta^{\pm})^{-1}]. \quad (2.8)$$

Introduction of the charge extension of π and d for the Coulomb phase shifts, leads to the following equation:

$$\begin{aligned} \exp(2i\delta_{\bar{C}, l}^{\pm}) = & \exp(2i\sigma_l^{\pm}) + ik \int_{-1}^{+1} \{f_{\bar{C}, \text{Born}}^{\pm}(\theta) \exp[-i\eta^{\pm} \ln \sin^2 \frac{1}{2}\theta \\ & + 2i\sigma_0^{\pm}][1 \mp \frac{1}{2}\pi\alpha\beta \sin \frac{1}{2}\theta \exp(2i\sigma_{\pm 1/2}^{\pm} - 2i\sigma_0^{\pm})] \\ & - f_{\bar{C}, \text{point, rel}}^{\pm}(\theta)\} P_l(\cos \theta) d(\cos \theta), \end{aligned} \quad (2.9)$$

with

$$f_{\bar{C}, \text{point, rel}}^{\pm}(\theta) = f_{\bar{C}, \text{point}}^{\pm}(\theta)[1 \mp \pi\alpha\beta \sin \frac{1}{2}\theta \exp(2i\sigma_{\pm 1/2}^{\pm} - 2i\sigma_0^{\pm})]. \quad (2.10)$$

The terms $\exp(2i\delta_{\bar{C}, l}^{\pm})$ correspond to the Coulomb amplitudes given in eq. (2.4).

2.2 COULOMB-MODIFIED HADRONIC AMPLITUDE

Due to the spin structure of elastic πd scattering, the partial wave decomposed total S -matrix \mathcal{S}_{tot} (the l and l' as well as the momentum dependences are suppressed) for fixed angular momentum $J = |l+l'|$ is a 2×2 matrix and is related to the on-shell T -matrix \mathcal{T}_{tot} by

$$\begin{aligned} \mathcal{S}_{\text{tot}} & \equiv \begin{pmatrix} S_{\text{tot}, ll} & S_{\text{tot}, ll'} \\ S_{\text{tot}, l'l} & S_{\text{tot}, l'l'} \end{pmatrix} = \delta_{ll'} - \frac{ik}{16\pi^2\sqrt{s}} \mathcal{T}_{\text{tot}} \\ & = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 1 \end{pmatrix} - \frac{ik}{16\pi^2\sqrt{s}} \begin{pmatrix} T_{\text{tot}, ll} & T_{\text{tot}, ll'} \\ T_{\text{tot}, l'l} & T_{\text{tot}, l'l'} \end{pmatrix}. \end{aligned} \quad (2.11)$$

Here \sqrt{s} is the total center-of-mass energy. Similar relations hold for the pure

hadronic quantities \mathcal{S}_s and \mathcal{F}_s . Contrary to (2.11) the pure Coulomb S-matrix \mathcal{S}_c is assumed to be diagonal, which of course holds also for \mathcal{V}_c the Born-approximated Coulomb amplitude. The Coulomb-modified hadronic S-matrix \mathcal{S}_{sc} is given by

$$\mathcal{S}_{sc}^{\pm} = \delta_{lr} - \frac{ik}{16\pi^2\sqrt{s}} \begin{pmatrix} e^{i\delta_{c,l}^{\pm}} & 0 \\ 0 & e^{i\delta_{c,r}^{\pm}} \end{pmatrix} \mathcal{F}_{sc}^{\pm} \begin{pmatrix} e^{i\delta_{c,l}^{\pm}} & 0 \\ 0 & e^{i\delta_{c,r}^{\pm}} \end{pmatrix}. \quad (2.12)$$

We now turn over to derive simple formula for the Coulomb-modified hadronic amplitude \mathcal{F}_{sc} .

As we know from potential theory, the hadronic amplitude in the presence of Coulomb interaction can be computed from the Gell-Mann-Goldberger formula²⁷⁾ and is given to the first order in α by

$$\mathcal{F}_{sc}^{\pm} = \mathcal{F}_s + \mathcal{F}_s G_0 \mathcal{V}_c^{\pm} + \mathcal{V}_c^{\pm} G_0 \mathcal{F}_s + \mathcal{F}_s G_0 \mathcal{V}_c^{\pm} G_0 \mathcal{F}_s, \quad (2.13)$$

where G_0 is the free two-particle Green function. The modification of \mathcal{F}_s due to the Coulomb interaction reflects the fact that negative pions are accelerated towards the nucleus, while positive pions are slowed down. In terms of an impact parameterization of the scattering system, eq. (2.13) means that \mathcal{V}_c changes not only the momentum of the pions but also their impact parameters.

It is obvious from eq. (2.13) that the computation of \mathcal{F}_{sc} requires the knowledge of the half-off-shell amplitude \mathcal{F}_s . Due to the singularity structure of the three-body amplitude \mathcal{F}_s , the half-off-shell continuation is available for complex center-of-mass momentum only and the extrapolation to real momenta is difficult.

An approximation for Coulomb corrections, in terms of on-shell quantities only, would therefore be very useful. A quite successful description for the Coulomb corrections in terms of phase shifts is given by the Graz prescription¹⁶⁻¹⁹⁾. Due to the πd spin structure, it would be necessary to correct not only the pure hadronic phase shifts δ_s but also simultaneously the inelasticity parameters η_s as well as the mixing parameters ε_s . It is therefore convenient to overtake the philosophy of the Graz prescription and derive along the lines of ref.¹⁶⁾ an on-shell approximation for the Coulomb-modified hadronic amplitude. In analogy to the additive decomposition of the phase shifts¹⁶⁾,

$$\delta_{tot,l}^{\pm} = \delta_{c,l}^{\pm} + \delta_{sc,l}^{\pm},$$

we start from a multiplicative decomposition of the total S-matrix and investigate the quantity $\mathcal{S}_{tot} - \frac{1}{2}(\mathcal{S}_s \mathcal{S}_c + \mathcal{S}_c \mathcal{S}_s)$ in first order of α . For that purpose we use eq. (2.13) and obtain after some algebraic manipulations

$$\begin{aligned} \{\mathcal{S}_{tot} - \frac{1}{2}[\mathcal{S}_s \mathcal{S}_c + \mathcal{S}_c \mathcal{S}_s]\}_{O(\alpha)} &\equiv \mathcal{S}_{sc}^{\pm} - \mathcal{S}_s \\ &= -2i\pi m_{\pi} k [\mathcal{F}_s G_p \mathcal{V}_c^{\pm} + \mathcal{V}_c^{\pm} G_p \mathcal{F}_s], \quad (2.14) \end{aligned}$$

where G_p is the principal value of the free two-particle Green function and m_π is the pion rest mass. As in ref. ¹⁶⁾, we have omitted the term $\mathcal{F}_s G_0 \mathcal{V}_c G_0 \mathcal{F}_s$, which is important only at very low energies (cf. for calculating scattering lengths) or in the case of a resonance ²⁸⁾. $\mathcal{S}_{sc} - \mathcal{S}_c$ is proportional to \mathcal{F}_{sc} and for calculating the right-hand side of (2.14) we take over again the approximations of ref. ¹⁶⁾, which are: (i) Taylor expansion of the pure hadronic half-off-shell T -matrix around the on-shell value:

$$T_S(k', k; \sqrt{s}) \approx T_S(k, k; \sqrt{s}) + \left[\frac{\partial}{\partial k'} T_S(k', k; \sqrt{s}) \right]_{k'=k} (k' - k),$$

and (ii) neglect of the derivative of \mathcal{F}_s with respect to the energy.

$$\left[\frac{\partial}{\partial k'} T_S(k', k; \sqrt{s}) \right]_{k'=k} \approx \frac{1}{2} \frac{d}{dk} T_S(k, k; \sqrt{s}) \equiv \frac{1}{2} \frac{d}{dk} T_S(k).$$

Here k' is the off-shell momentum and the total energy \sqrt{s} is given by

$$\sqrt{s} \equiv E_\pi + E_d = \sqrt{k^2 + m_\pi^2} + \sqrt{k^2 + m_d^2},$$

where m_d is the mass of the deuteron.

As a final result for the Coulomb-corrected amplitude \mathcal{F}_{sc} and their matrix elements $T_{sc, ll'}$ we obtain

$$\begin{aligned} T_{sc, ll'}^\pm(k) = T_{s, ll'}(k) & \left[1 + \frac{\alpha_l^\pm(k) + \alpha_{l'}^\pm(k)}{k} \left(1 + \frac{k^2}{2E_\pi E_d} \right) \right] \\ & + \frac{1}{2} (\alpha_l^\pm(k) + \alpha_{l'}^\pm(k)) \frac{d}{dk} [T_{s, ll'}(k)], \end{aligned} \quad (2.15)$$

and conversely for $T_{sc, l'l}$. The diagonal terms of \mathcal{F}_{sc} are simply obtained from (2.15) by setting $l = l'$. $\alpha_l(k)$ is determined by the Coulomb potential and the free two-particle Green function. In the case of point-like particles, α_l is momentum independent ¹⁶⁾:

$$\alpha_l^\pm = \pm \frac{2}{\pi} m_\pi \alpha P \int_0^\infty dx \frac{x}{1-x^2} Q_l \left(\frac{1+x^2}{2x} \right), \quad (2.16)$$

where Q_l are the Legendre functions of second kind. To take into account also the charge extensions of the two particles by calculating Coulomb corrections with eqs. (2.15) and (2.16) [ref. ¹⁷⁾], it is only necessary to modify α_l which becomes momentum dependent due to the charge form factors (in our case the pion $F_\pi(q^2)$)

and deuteron $F_d(q^2)$ form factors):

$$\alpha_i^\pm(k) = \pm \frac{2}{\pi} m_\pi \alpha k P \int_0^\infty dp \frac{p^2}{k^2 - p^2} \int_{-1}^{+1} d(\cos \theta) P_l(\cos \theta) F_\pi(q^2) F_d(q^2), \quad (2.17)$$

with $q^2 = k^2 + p^2 - 2kp \cos(\theta)$. The Coulomb corrections of ref.¹⁶⁾ are calculated within the nonrelativistic Lippmann-Schwinger equations; we have used eq. (2.12) for deriving eq. (2.15) and to combine them with the pure hadronic amplitudes T_S obtained by standard πd Faddeev calculations. A comparison of eqs. (2.15)–(2.17), with approximations based on a semiclassical WKB or eikonal arguments, will be discussed in sect. 3.

2.3. PURE HADRONIC AMPLITUDES

In applying Faddeev type three-body calculations to elastic πd scattering, relativistic kinematics for the pion has been introduced as a first step²⁵⁾, while the nucleons have been treated nonrelativistically. As a next step^{29, 30)}, “fully” relativistic Faddeev calculations have been performed by using Blankenbecler-Sugar type of two-body subsystem equations; exact two and three-body unitarity has been fulfilled. In the meantime it has been recognized that real pion absorption is important in elastic πd scattering. Considerable efforts in the study of the coupled πNN - NN system from the point of view of three-body scattering theories have been made^{31–37)}. The resulting equations consist of two sets of coupled integral equations^{1, 33, 38, 39)} with the same kernel: one for the amplitudes $T(\pi d \rightarrow \pi d)$ and $T(\pi d \rightarrow NN)$, and the other for $T(NN \rightarrow NN)$ and $T(NN \rightarrow \pi d)$. For a review of πd Faddeev calculations see for instance ref.⁴⁰⁾. In our present calculation, we use the πd amplitudes of ref.⁴¹⁾ (without heavy-meson exchange contributions), where integral equations given in ref.³⁵⁾ have been solved. The S- and P-wave πN subsystem amplitudes have been taken from Schwarz *et al.*⁴²⁾, except for the P_{11} . This partial wave, which accounts for the real pion absorption, has been handled as described in ref.¹⁾. The P_{11} amplitude is split into a pole and a nonpole part: $t_{P_{11}} = t_P + t_{NP}$, where t_P is the direct nucleon-pole contribution and t_{NP} is the remaining background. For the NN interaction only the 3S_1 - 3D_1 channel, as parameterized by Giraud *et al.*³⁰⁾ (with a D-state probability of 6.7%) has been taken into account. The amplitudes of ref.⁴¹⁾ together with eqs. (2.2)–(2.10) and (2.15)–(2.17) will be used for our investigation of elastic πd scattering in sect. 4.

3. A comparison of different Coulomb correction prescriptions

Eqs. (2.15)–(2.17) have been obtained by starting from the quantum-mechanical Lippmann-Schwinger equations. Similar relations for phase shifts¹⁶⁾, mixing

parameters¹⁸), inelasticity parameters¹⁹), including the effect of charge form factors¹⁷), are already available. We compare in this section, Coulomb corrections derived within a quantum-mechanical formalism [refs. 16-19) and this paper], with prescriptions which are based on semiclassical WKB or eikonal arguments, and which are widely used in nuclear and few-body physics. The Graz prescription of the Coulomb corrections¹⁶) has been firstly applied to elastic proton-proton scattering. The Coulomb-modified hadronic phases are given by

$$\delta_{sc,l}(k) = \delta_{s,l}(k) + \alpha_l \left[\frac{d}{dk} (\delta_{s,l}(k)) + \frac{\sin(2\delta_{s,l}(k))}{2k} \right], \quad (3.1)$$

with α_l defined in eq. (2.16). Charge extension of the two protons has been taken into account in ref. 17) by replacing F_π and F_d by the proton charge form factor in eq. (2.17).

On the basis of a WKB argument, Plessas *et al.*²⁰) have obtained a simple on-shell approximation for the Coulomb corrections:

$$\delta_{sc,l}(k) = \delta_{s,l}(k) + C_l \left[\frac{d}{dk} (\delta_{s,l}(k)) \right], \quad (3.2)$$

with

$$C_l = - \frac{2\mu\alpha}{2l+1},$$

where μ is the reduced mass. A similar prescription, based on an eikonal approximation of the Coulomb corrections has been presented in ref. 21). While the Coulomb corrections, mentioned above, deal with the partial wave decomposed hadronic amplitude, there exist also prescriptions which modify the amplitude $f_s(k, \cos(\theta))$ [ref. 43)]. The Coulomb corrections are taken into account by a shift in the energy of the hadronic amplitude,

$$f_{sc}(k, \Lambda) = \exp[2i\sigma_B(k)] \frac{k_R}{k} f_s \left(k_R, \frac{k}{k_R}, \Lambda \right), \quad (3.3)$$

where σ_B is the Bethe phase, which is an overall Coulomb phase shift and approximates $\exp(2i\delta_{C,l})$ in eq. (2.6) ($l = l'$ in this section, in addition only positive charged particles are discussed). Λ is an abbreviation for $2k \sin \frac{1}{2}\theta$ and k_R is given by

$$k_R = k + C_{kR}, \quad (3.4)$$

where C_{kR} is related to the impact parameter.

To illustrate the quality of eq. (3.1) we recall some results of ref.¹⁶). By using the pure nuclear pp phase shifts of the meson theoretical Paris potential⁴⁴), good agreement of Coulomb corrections derived from eq. (3.1), with Coulomb corrections, calculated within the Paris potential, have been obtained. The S-wave at very low energies is exceptional because of its well-known off-shell sensitivity⁴⁵). Similar investigations have been performed within the WKB prescription, eq. (3.2). Since it is well known that the WKB method is appropriate for higher partial waves only, agreement with the quantum-mechanical calculation of S-, P-, and D-waves has not been obtained satisfactorily.

The Coulomb corrections of eqs. (3.2)–(3.3) are equivalent. To show this, we start from (3.2) and consider the right-hand side as the first two terms of a Taylor expansion around the on-shell point:

$$\delta_{\text{sc},l}(k) \approx \delta_{\text{s},l}(k + C_l). \quad (3.5)$$

Using (2.6) for $l = l'$ and the relation of $T_{\text{sc},l}$ to $\delta_{\text{sc},l}$, we have

$$\begin{aligned} f_{\text{sc}}(k, A) &= (2ik)^{-1} \sum_{l=0}^{\infty} (2l+1) \exp[2i\sigma_l(k)] \\ &\times \{ \exp[2i\delta_{\text{s},l}(k + C_l)] - 1 \} P_l(\cos \theta). \end{aligned} \quad (3.6)$$

Introduction of the Bethe phase leads to

$$\begin{aligned} f_{\text{sc}}(k, A) &= \exp[2i\sigma_{\text{B}}(k)] (2ik)^{-1} \sum_{l=0}^{\infty} (2l+1) \\ &\times \{ \exp[2i\sigma_{\text{s},l}(k + C_l)] - 1 \} P_l(\cos \theta). \end{aligned} \quad (3.7)$$

To sum up all partial waves, it is necessary to replace l in the argument of $\delta_{\text{s},l}$ by kR , with R the nuclear radius. Using eq. (3.4) we get from (3.7)

$$f_{\text{sc}}(k, A) = \exp[2i\sigma_{\text{B}}(k)] \frac{k_R}{k} f_{\text{s}}\left(k_R, \frac{k}{k_R} A\right),$$

which is identical to (3.2).

The difference of Coulomb corrections by the Graz prescription with Coulomb corrections, obtained from eqs. (3.2) and (3.3) has been studied not only in pp scattering. In a recent analysis of π^\pm - ^{40}Ca scattering⁴⁶), Fröhlich *et al.* have also studied the differences of eqs. (3.1), (3.2) and (3.3). They have shown that π^\pm - ^{40}Ca differential cross sections at $T_{\text{r}}^{\text{lab}} = 65$ MeV are not described satisfactorily by the use of the WKB prescription, (3.2), of the Coulomb corrections, while the application of eq. (3.1) has been successful in reproducing the data.

The shortcoming of eqs. (3.2) and (3.3) as well as of eq. (3.1) in the Δ -resonance region has to be emphasized. It has been shown in ref.²⁸⁾, for pion-nucleon scattering, that the main contribution of the Coulomb corrections in the resonance region originates from the term $\mathcal{F}_S G_0 \mathcal{V}_C G_0 \mathcal{F}_S$ in eq. (2.13), which has been omitted in all approximations: eqs. (2.15) and (3.1)–(3.3). Computation of this contribution requires the knowledge of the half off-shell amplitude $T_{S, l}(p, k, \sqrt{s})$, which is possible within a separable model for πN scattering for example, but is a hard task for Faddeev calculations as already mentioned.

4. Results

We have investigated πd observables in the energy range $T_{\pi}^{\text{lab}} = 47$ to 360 MeV. Since we have used in our investigation the pure hadronic amplitudes from Faddeev calculations of the Lyon group⁴¹⁾, we have considered those eleven energies ($T_{\pi}^{\text{lab}} = 47, 65, 82, 142, 160, 182, 217, 256, 275, 292$ and 360 MeV) for which hadronic amplitudes are available. Experimental data, where differential cross sections have been measured for $\pi^+ d$ and $\pi^- d$ using an identical set-up, have been presented recently at 65 MeV [ref.⁴⁷⁾] and 143 MeV [ref.⁸⁾]. Below 360 MeV, only $\pi^+ d$ differential cross section measurements exist at 48 MeV [ref.⁴⁸⁾], 82, 182, 217, 256, 292 MeV [ref.⁴⁹⁾], and 323 MeV [ref.⁵¹⁾]. In addition to the differential cross section data, $\pi^+ d$ measurements of the vector analyzing power i_{11} have been performed⁵⁰⁾. Very recent data¹¹⁾ at $T_{\pi}^{\text{lab}} = 140, 180, 214, 238, 256, 275, 294$ and 325 MeV confirm the results of ref.⁵⁰⁾. To investigate the question of dibaryons, the tensor polarization of the recoiling deuteron t_{20} has also been investigated experimentally⁵²⁾. A detailed measurement has been presented recently¹²⁾, where t_{20} has been measured at $T_{\pi}^{\text{lab}} = 117, 125, 134, 142$ and 151 MeV.

To study the sensitivity of πd observables on Coulomb contributions to the total amplitude $f_{i_{0i}}^{\pm}$, we have firstly corrected the differential cross section data by considering bremsstrahlung radiation⁵⁶⁾. It is known that^{53–56)} radiative corrections are significant for data with an accuracy of a few percent and they are not identical for π^+ and π^- . The latter fact modifies significantly the charge asymmetry parameter. Experimental results at 65 MeV [ref.⁴⁷⁾] have been published without these corrections, while 143 MeV data⁸⁾ have been corrected using an approximative expression⁵⁴⁾. We have applied the results of a recent and more complete bremsstrahlung calculation⁵⁶⁾ to the uncorrected differential cross sections at 65 and 143 MeV. Then, from these corrected differential cross sections, we have reextracted the experimental values of the charge asymmetry parameter. The corresponding factor by which the measured cross sections have been multiplied are given in table 1.

Looking for charge-symmetry-breaking effects in πd elastic scattering involves a search for tiny effects and one has to make sure that all electromagnetic effects

TABLE I

Corrective factors, due to bremsstrahlung effects⁵⁶), by which measured cross sections at 65 MeV [ref.⁴⁷] and 143 MeV [ref.⁸] have been multiplied (see sect. 4)

$T_r^{lab} = 65.0 \text{ MeV}$			$T_r^{lab} = 143.0 \text{ MeV}$		
θ_r^{lab}	π^+	π^-	θ_r^{lab}	π^+	π^-
41.0	1.003	1.004	21.0	1.003	1.003
51.0	1.004	1.006	28.0	1.005	1.006
61.0	1.006	1.008	43.0	1.009	1.012
71.0	1.007	1.009	50.0	1.011	1.015
81.0	1.008	1.011	56.0	1.013	1.017
90.0	1.009	1.013	62.0	1.015	1.020
101.0	1.010	1.014	70.0	1.016	1.023
111.0	1.011	1.016	80.0	1.019	1.026
120.0	1.011	1.017	90.0	1.020	1.029
130.0	1.012	1.018	97.0	1.021	1.031
143.0	1.012	1.019	100.0	1.022	1.032
			111.0	1.023	1.035
			115.0	1.023	1.035

have been subtracted from the scattering amplitude. In order to show the sensitivity of πd observables on the treatment of Coulomb contributions, we have considered five different total amplitudes which are listed below:

$$(a) \quad f_{tot}^{\pm}(\theta) = f_{C, \text{Born}}^{\pm}(\theta) + \sum_l (2l+1) T_{S, l} P_l(\cos \theta), \quad (4.1)$$

$$(b) \quad f_{tot}^{\pm}(\theta) = f_{C, \text{Born}}^{\pm}(\theta) + \sum_l (2l+1) T_{SC, l, \text{ext}}^{\pm} P_l(\cos \theta), \quad (4.2)$$

$$(c) \quad f_{tot}^{\pm}(\theta) = f_{C, \text{point}}^{\pm} + \sum_l (2l+1) e^{2i\sigma_l^{\pm}} T_{SC, l, \text{point}}^{\pm} P_l(\cos \theta), \quad (4.3)$$

$$(d) \quad f_{tot}^{\pm}(\theta) = f_{C, \text{ext}}^{\pm}(\theta) + \sum_l (2l+1) e^{2i\sigma_l^{\pm}} T_{SC, l, \text{ext}}^{\pm} P_l(\cos \theta), \quad (4.4)$$

$$(e) \quad f_{tot}^{\pm}(\theta) = f_{C, \text{ext}}^{\pm}(\theta) + \sum_l (2l+1) e^{2i\delta_l^{\pm}} T_{SC, l, \text{ext}}^{\pm} P_l(\cos \theta). \quad (4.5)$$

It is obvious that we have correctly taken into account the spin structure of the pure hadronic amplitude f_s as well as of the Coulomb-modified hadronic amplitudes f_{SC}^{\pm} . The simplification of spin = 0 – spin = 0 scattering in eqs. (4.1) to (4.5) is depicted for illustration only.

Our numerical results have been obtained by summing partial waves up to $J_{\text{max}} = 9$; thereby we have included all diagonal ($l = l'$) and non-diagonal ($l \neq l'$) terms in calculating \mathcal{F}_{SC}^{\pm} .

Most of the investigations, which calculate differential cross sections or polarization observables in πd scattering use eq. (4.1) as their starting point. The only Coulomb modification of the total amplitude is due to the pure Coulomb Born approximation (eq. (2.3)). An improvement of eq. (4.1) is given by (4.2), where Coulomb corrections, which take into account also the charge extension of the deuteron and of the pion, are used. The Coulomb-corrected hadronic amplitude $T_{\text{sc},H}^{\pm}$ is calculated by modifying the hadronic amplitudes of a Faddeev approach⁴¹⁾, with respect to eqs. (2.15) and (2.17).

Prescription (c), eq. (4.3), represents total amplitudes which correctly treat the nonrelativistic point Coulomb contribution to πd scattering. While $f_{\text{C,point}}^{\pm}$ and $\exp(2i\sigma_T^{\pm})$ are obtained from eqs. (2.2) and (2.5) respectively, the Coulomb corrected amplitudes $T_{\text{sc},H}^{\pm}$ are calculated from (2.15) with (2.16) instead of (2.17).

Treatment (d), eq. (4.4), is superior over (c) by considering the π and d charge extensions in the pure Coulomb amplitude (2.4) and in the Coulomb-corrected hadronic amplitude ((2.15) and (2.17)). A similar prescription for the total amplitude has been used in ref.⁸⁾ to investigate the charge asymmetry parameter, differing from (d) by the Coulomb corrections, which have been obtained from an energy shift in the pure hadronic amplitude $T_{S,T}$.

In comparison to (d) the total amplitude of (e) also considers the effects of the π and d charge extensions on the pure Coulomb phase shifts in eq. (2.10). We have neglected the magnetic contribution to the "electromagnetic" amplitude f_{C} in our calculation. It has been shown in ref.⁵⁷⁾ that the magnetic part of f_{C} is important only at very small scattering angles and produces a diverging n -⁴He differential cross section at $\theta = 0^\circ$ and a peak (Mott-Schwinger effect) in the polarization. A previous calculation of the n -⁴He scattering observable which neglects magnetic effects to the n -⁴He amplitude has been presented in ref.⁵⁸⁾; a comparison between theory and experiment shows satisfactory agreement. Since the energy range is comparable to that of our present investigation, similar results should hold for $\pi^{\pm}d$ scattering too.

We will use the prescriptions (a) to (e) to investigate the sensitivity of differential cross sections and polarization observables in subsects. 4.1 and 4.2. A more detailed investigation will be done for the charge asymmetry parameters, which have turned out to be very sensitive to Coulomb effects and which will be described in subsect. 4.3.

4.1. $\pi^{\pm}d$ DIFFERENTIAL CROSS SECTIONS

The difference between expressions (a) to (e) in calculating πd differential cross sections is small and mainly noticeable in the first minimum of $d\sigma/d\Omega$. We have calculated $d\sigma/d\Omega|_{\text{c.m.}}^{\pm}$ between $T_{\pi}^{\text{lab}} = 47$ –360 MeV and show some examples of our results for πd scattering at 65, 142, 182, 292 and 360 MeV in figs. 1–5 and compare them with data at 65, 143, 181, 292 and 323 MeV respectively. The overall

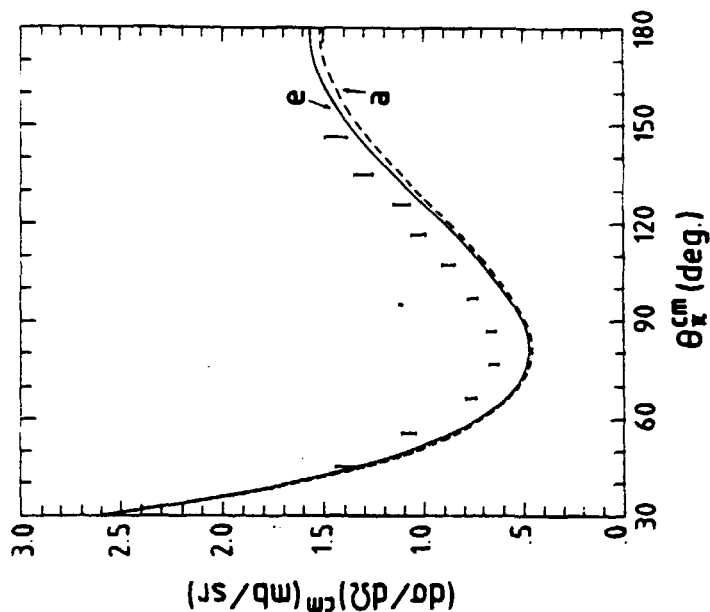


Fig. 2. Same as fig. 1 for π^-d at $T_{lab} = 65.0$ MeV. Data at 143 MeV are from ref. 47).

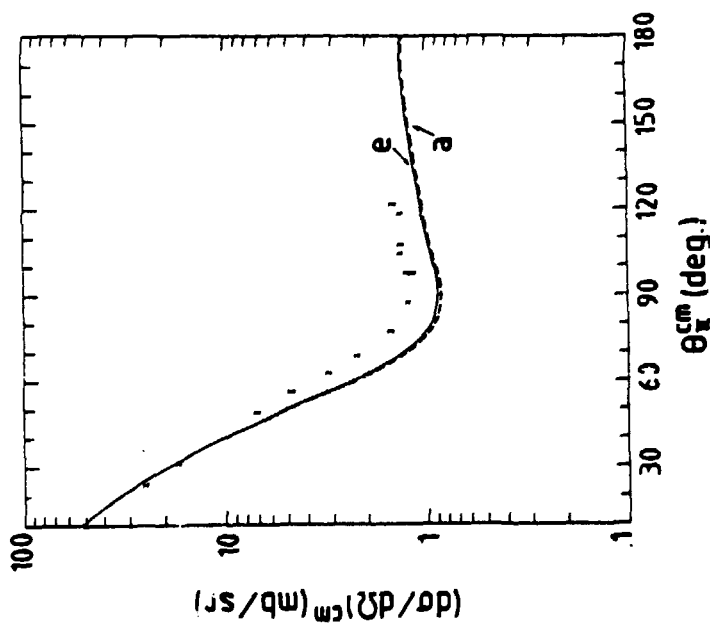


Fig. 1. Elastic π^-d scattering differential cross section at $T_{lab} = 142.0$ MeV. Curves (a) and (e) correspond to eqs. (4.1) and (4.5) respectively. Data are from ref. 4).

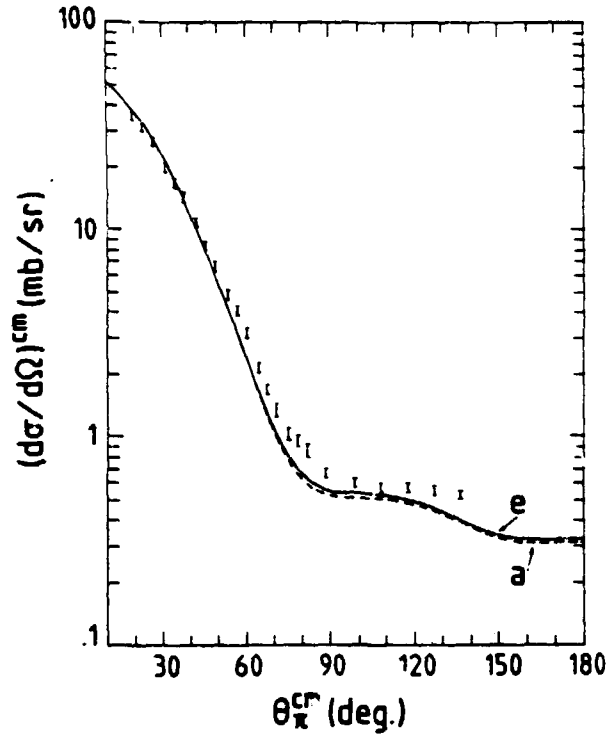


Fig. 3. Same as fig. 1 for π^+d at $T_{\pi^*}^{lab} = 182.0$ MeV. Data at the same energy are from ref.⁴⁹).

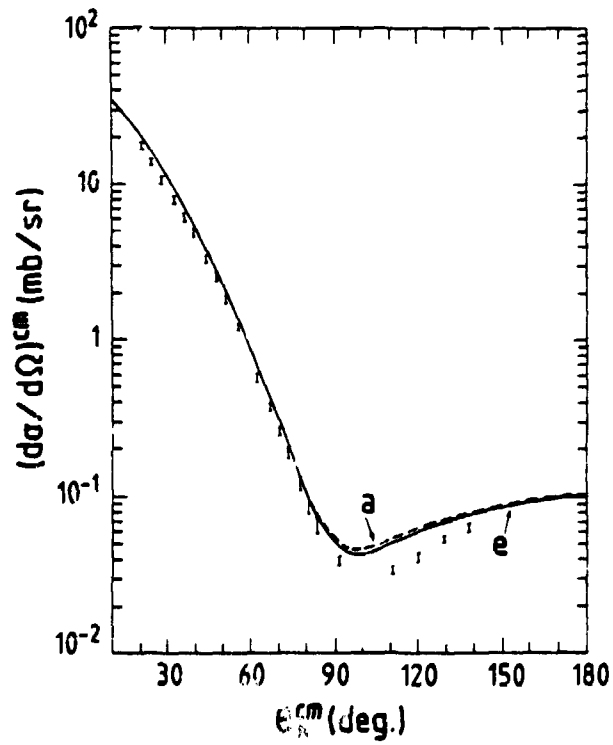


Fig. 4. Same as fig. 1 for π^+d at $T_{\pi^*}^{lab} = 92.0$ MeV. Data at the same energy are from ref.⁴⁹).

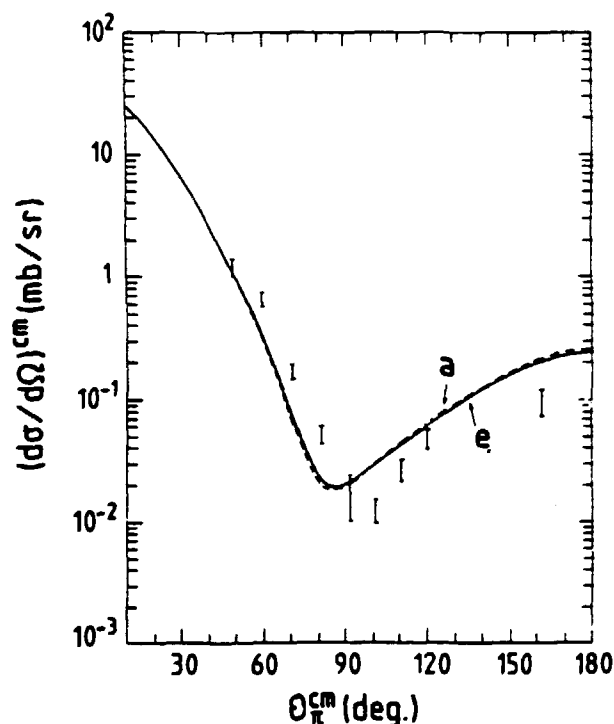


Fig. 5. Same as fig. 1 for π^+d at $T_{\pi^+d}^{lab} = 360.0$ MeV. Data at 323 MeV are from ref. ⁵¹).

agreement between theory and experiment is reasonably good, although discrepancies exist around the minimum. Since our results for (a) to (e) do not differ significantly, in figs. 1–5 we present only the theoretical curves (a) and (e). We conclude that up to 360 MeV differential cross section is not significantly sensitive to different Coulomb treatments. Consequently, the discrepancy between theory and experiment at the first minimum can not be explained via Coulomb effects investigated in this paper.

4.2. π^+d VECTOR ANALYZING POWER AND TENSOR POLARIZATION

Our calculations show that the vector analyzing power it_{11} is more sensitive than differential cross section to different Coulomb treatments. In figs. 6–9 we compare our results (curves (a) and (e)) with recent π^+d data ^{11, 50}) from 219 to 325 MeV. The main feature of prescription (e) is a slight shift of the maximum's position to backward angles and a lowering of the magnitude of it_{11} . Except at 294 MeV, the overall agreement between curves (e) and the data is satisfactory. We should underline that our results have been obtained without any ingredients of dibaryons. At 294 MeV (fig. 8), both (a) and (e) curves fail to reproduce the data up to about 80°. Nevertheless, curve (e) shows a tendency in the direction of the experimental

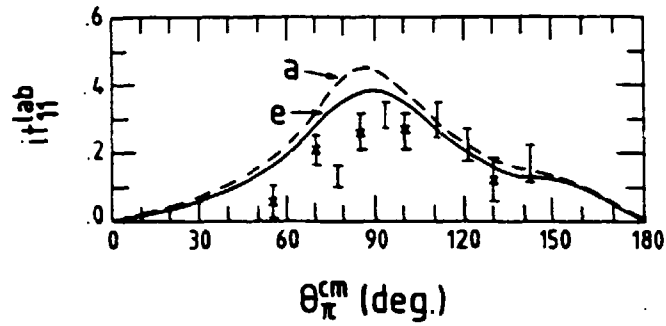


Fig. 6. Vector analyzing power $i t_{11}$ for π^+d at $T_{\pi}^{lab} = 217.0$ MeV. Curves (a) and (e) correspond to eqs. (4.1) and (4.5) respectively. Data at 219 MeV are from ref. ⁽¹⁾.

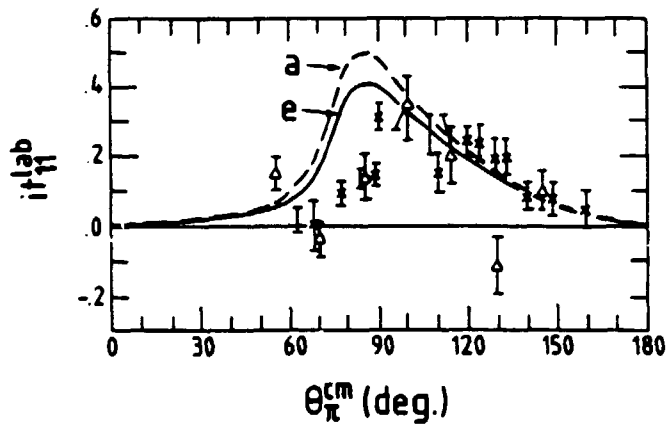


Fig. 7. Same as fig. 6 at $T_{\pi}^{lab} = 254.0$ MeV. Data at 256 MeV are from ref. ⁽¹⁾.

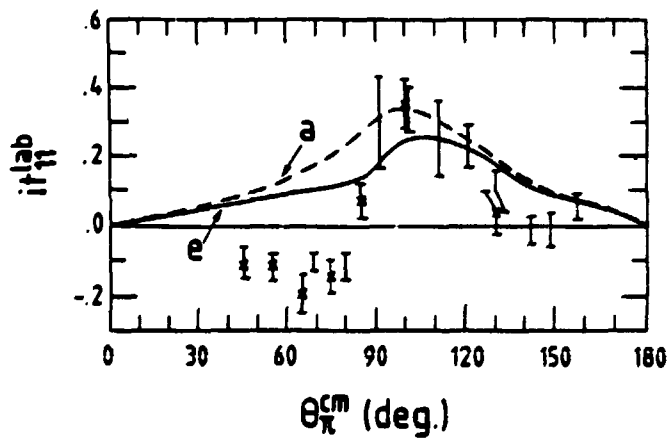


Fig. 8. Same as fig. 6 at $T_{\pi}^{lab} = 292.0$ MeV. Data at 294 MeV are from ref. ⁽¹⁾.

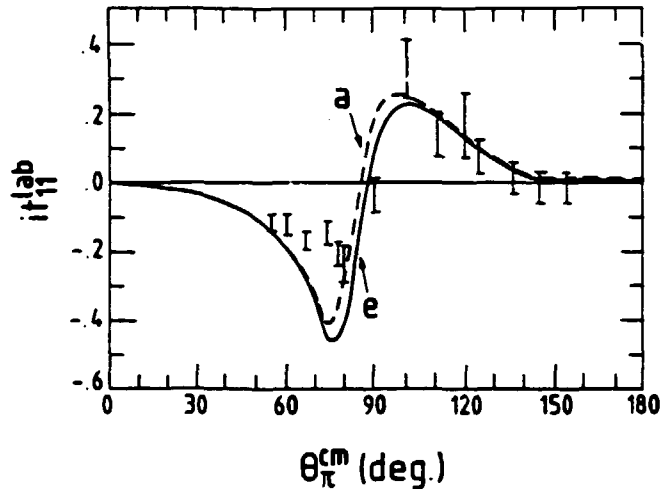


Fig. 9. Same as fig. 6 at $T_{\pi}^{\text{lab}} = 360.0$ MeV. Data at 325 MeV are from ref. ¹¹).

negative values. Since the energy dependence of the data around 300 MeV is not large, we compare in fig. 9 our 360 MeV results with the data at 325 MeV. One notices that curves (a) and (e) do not differ significantly from each other and both of them reproduce nicely even the forward-angle negative values of it_{11} . As we shall show in the next section, the vector analyzing power charge asymmetry parameter is very sensitive to different Coulomb prescriptions. Consequently, π^-d measurement of it_{11} are highly desirable. So, in fig. 10 we show our predictions, prescription (e), at the same energies as in figs. 6–9.

Concerning tensor polarization t_{20} , our investigation shows that this observable is not sensitive to different Coulomb treatments (a) to (e). In fig. 11, we compare our 142 MeV result with data at 134 and 151 MeV [ref. ¹²] and at 142 MeV [ref. ⁵²]. In order to compare our calculations with the data, the calculated values of the tensor polarization t_{20} were transformed from the center-of-mass frame to the laboratory system with the expression ⁵²)

$$t_{20}^{\text{lab}} = \frac{1}{2}t_{20}^{\text{c.m.}}(3 \cos^2 \alpha - 1) + \sqrt{\frac{3}{2}}t_{21}^{\text{c.m.}} \sin 2\alpha + \sqrt{\frac{3}{2}}t_{22}^{\text{c.m.}} \sin^2 \alpha, \quad (4.6)$$

where

$$\alpha \equiv \theta_{\text{lab}} - \theta_{\text{c.m.}}, \quad \cos \theta = \hat{k}_{\text{in}}^{\pi} \cdot \hat{k}_{\text{out}}^d.$$

While data obtained at SIN ¹²) give positive values for t_{20} with a strong oscillatory structure at backward angles, the LAMPF data ⁵²) give smoothly varying negative values. Although our result is in reasonable agreement with LAMPF's measurements, any meaningful comparison between theory and experiment would be premature due to the unclear experimental situation.

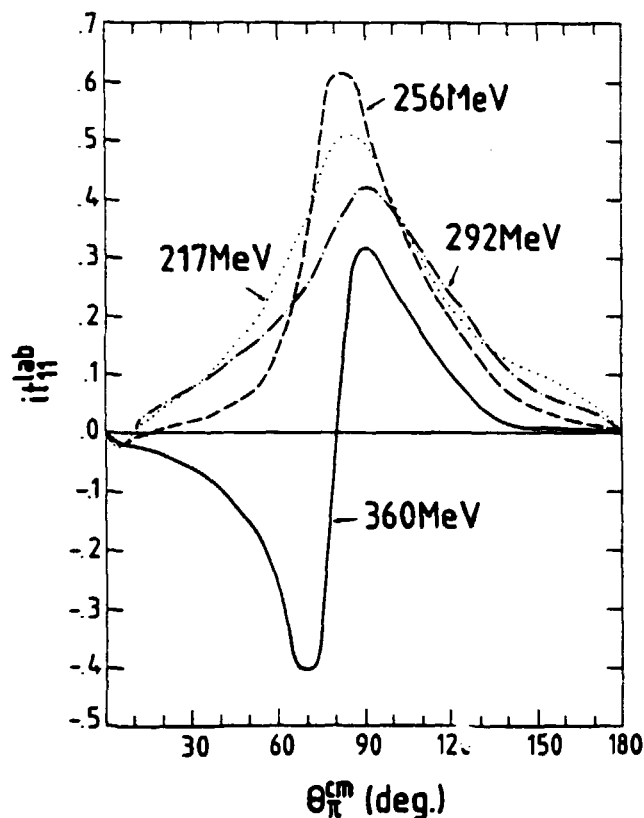


Fig. 10. π^-d predictions for it_{11} of our complete calculation, eq. (4.5), at $T_{\pi}^{lab} = 217, 254, 292$ and 360 MeV.

4.3. $\pi^\pm d$ CHARGE ASYMMETRY PARAMETERS

In this subsection, we present and discuss the results of our investigations on charge asymmetry parameters for differential cross section, vector analyzing power, and tensor polarization t_{20} . These parameters are defined by the following expressions:

$$A_{\pi}(\theta) = \frac{(d\sigma/d\Omega)_{\pi^-} - (d\sigma/d\Omega)_{\pi^+}}{(d\sigma/d\Omega)_{\pi^-} + (d\sigma/d\Omega)_{\pi^+}}, \quad (4.7)$$

$$A_{it_{11}}(\theta) = \frac{(it_{11})_{\pi^-} - (it_{11})_{\pi^+}}{(it_{11})_{\pi^-} + (it_{11})_{\pi^+}}, \quad (4.8)$$

$$A_{t_{20}}(\theta) = \frac{(t_{20})_{\pi^-} - (t_{20})_{\pi^+}}{(t_{20})_{\pi^-} + (t_{20})_{\pi^+}}. \quad (4.9)$$

As mentioned above, elastic scattering $\pi^\pm d$ differential cross-section measurements

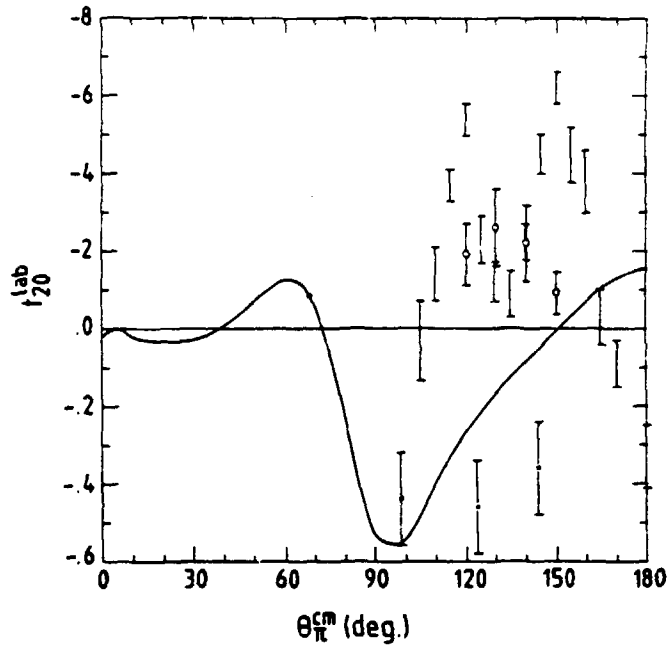


Fig. 11. Tensor polarization t_{20} for π^+d at $T_{\pi}^{lab} = 142.0$ MeV. The curve corresponds to eq. (4.5). Data at 134 (□) and 151 MeV (○) are from ref. ¹², and at 142 MeV (×) from ref. ⁵².

are available only at $T_{\pi}^{lab} = 65$ and 143 MeV. Since these data have been obtained with an overall accuracy of a few percent (especially with better than $\pm 4\%$ at 65 MeV), they provide an excellent test for a search of charge-symmetry-breaking effects in the hadronic interactions. Before investigating the underlying mechanisms of such effects, a careful treatment of Coulomb contributions to f_{tot}^{\pm} is essential.

In fig. 12 we show the charge asymmetry parameter $A_{\pi}(\theta)$ at 65 MeV. The experimental data are taken from ref. ⁴⁷) and show a structure as follows: A_{π} starts very high around 45° , namely around 19% , has its first minimum around 70° with 0% , reaches a maximum at about 100° and stays constant from 110° to 145° with about 1% . The theoretical results do not reproduce the structure given by experimental data. Prescription (a) of f_{tot}^{\pm} stays negative from 70° on, which is a real shortcoming of eq. (4.1). The inclusion of Coulomb corrections as considered in (b), $T_{SC, II, ext}^{\pm}$ instead of $T_{S, II}$, increases the results of A_{π} which of course holds also for prescriptions (d) and (e). Eq. (4.3), curve (c), which considers Coulomb corrections $T_{SC, II, point}^{\pm}$ as well as the point Coulomb amplitude $f_{C, point}^{\pm}$ and the point Coulomb phase $\exp(2i\sigma_f^{\pm})$ in f_{SC}^{\pm} stays negative from 75° on as does prescription (a). It is therefore obvious that the charge extension effects of pion and deuteron are very important for a calculation of the charge asymmetry parameter. The reason why the structure of A_{π} , especially at the maximum around 100° , is not well reproduced, could originate from an unsatisfactory description of the differential cross sections at 65 MeV around the first minimum. One might conclude that the pure hadronic part T_S has to be improved at this energy.

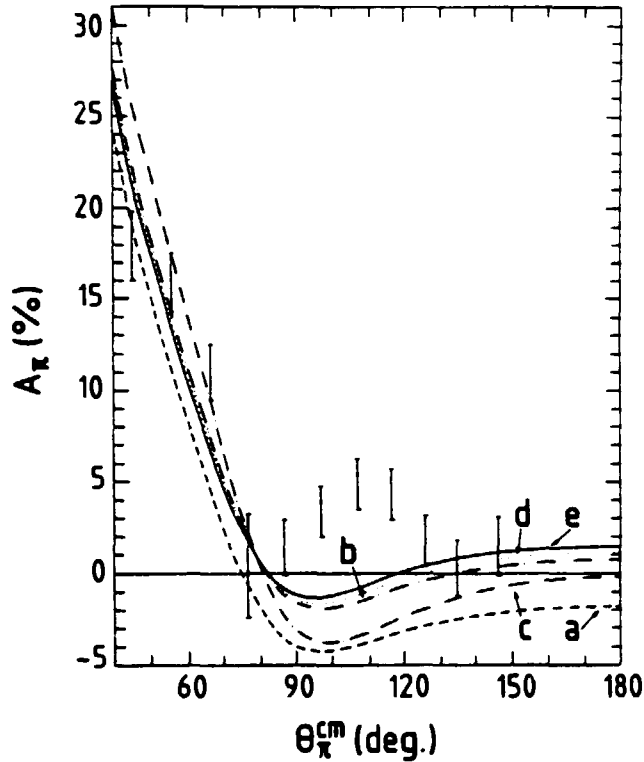


Fig. 12. Charge asymmetry parameter, eq. (4.7), at $T_{\pi}^{lab} = 65.0$ MeV. Curves (a) to (e) correspond to eqs. (4.1) to (4.5) respectively. Experimental results at the same energy are from ref.⁴⁷, and have been corrected for radiative effects⁵⁶ (table 1).

The charge asymmetry parameter at 143 MeV has already been extensively investigated theoretically^{8, 10}). The experimental data start at 20° (5%) and seem to indicate a maximum around 100° (4%). It is especially this structure which had not been reproduced theoretically till now. In fig. 13, the results of our calculation at this energy are compared with the data⁸). As already pointed out for A_{π} at 65 MeV, the prescriptions (a) and (c) miss also the 143 MeV data quite drastically. As can be seen from investigation (b), Coulomb corrections, which take into account the charge extensions of pion and deuteron increase A_{π} from 30° on. Result (d) can be compared with the investigations of ref.⁸), where certainly the Coulomb corrections have been treated differently but also charge-symmetry-breaking effects have been investigated. It is the additional consideration of the π and d charge extension in the pure Coulomb phases $\exp(2i\delta_{\pi}^{\pm})$ of $f_{\pi d}^{\pm}$ in (e), which reproduces the structure of A_{π} quite satisfactorily and which has been omitted in refs.⁸) and ¹⁰). Therefore, in any search for charge-symmetry-breaking effects, one has to include at least Coulomb contributions of the type (e) in investigating the πd charge asymmetry parameter. To illustrate the sensitivity of A_{π} on prescriptions (a) to (e) also at higher energies, we show two examples of A_{π} at 182 MeV, fig. 14, and at

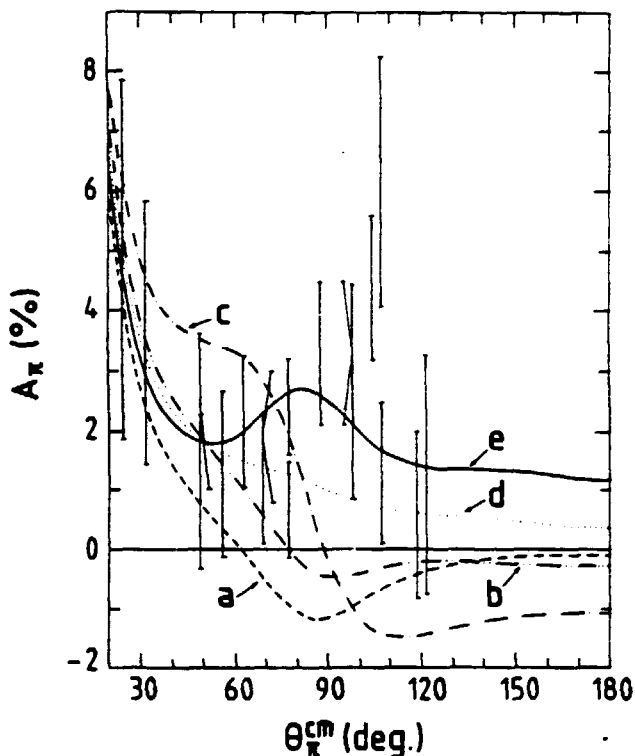


Fig. 13. Same as fig. 12 at $T_{\pi^{lab}} = 142.0$ MeV. Experimental results at 143 MeV are from ref. ⁸), and have been corrected for radiative effects ^{5b}) (table 1).

292 MeV, fig. 15, where already π^+d data exist. The effects of the charge extensions of π^\pm and d are of course even more important than at lower energies. Our final result, (e) for A_π at 182 MeV stays positive above 30° and reaches a maximum of 4% around 90° , while a recent investigation ¹⁰) predicts negative values for A_π at all angles. The charge extension effects of (e), which produce the sign change in A_π seem to be omitted in ref. ¹⁰). Experimental π^-d differential cross sections at 182 MeV could illuminate the present situation.

Although there exist no it_{11} measurement for π^-d scattering, we have investigated the charge asymmetry parameter $A_{it_{11}}(\theta)$. We find that this parameter is even more sensitive than $A_\pi(\theta)$ to different Coulomb treatments (a) to (e). As an example, we show in fig. 16 our $A_{it_{11}}$ results at 292 MeV, which should be compared to $A_\pi(\theta)$ at the same energy (fig. 15). So, $\pi^\pm d$ measurements of it_{11} would provide an even stronger test than observables discussed up to now, of our handling of Coulomb effects.

Our investigation of $A_{t_{10}}$ has shown no significant sensitivity to different Coulomb prescriptions.

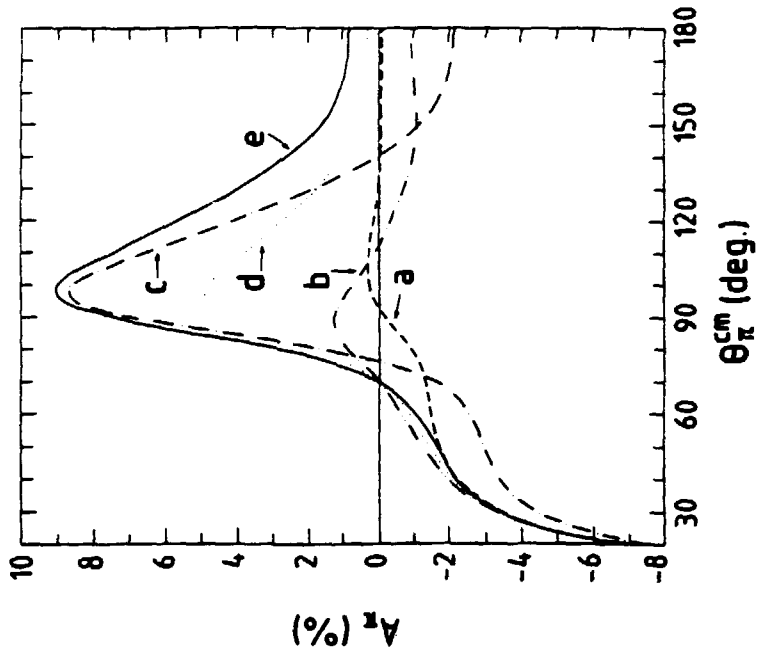


Fig. 15. Same as fig. 12 at $T_{\pi}^{lab} = 292$ MeV.

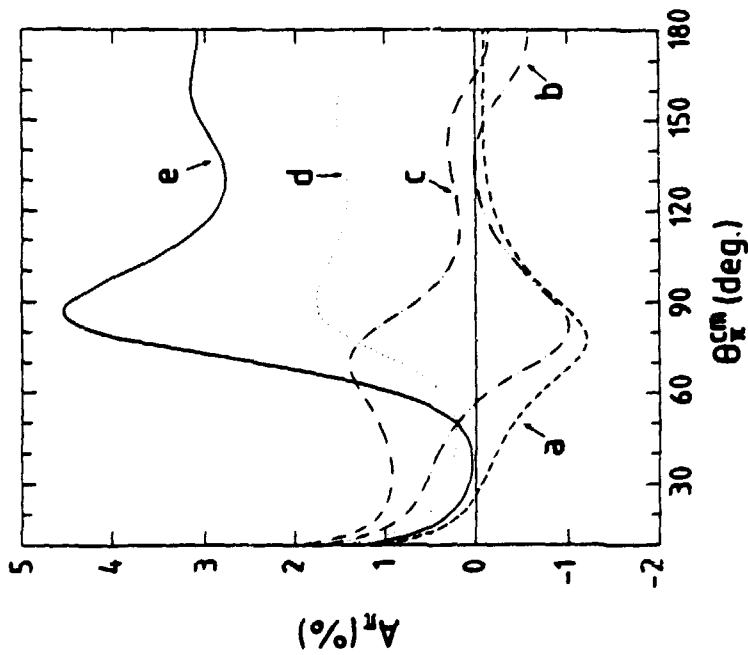


Fig. 14. Same as fig. 12 at $T_{\pi}^{lab} = 182$ MeV.

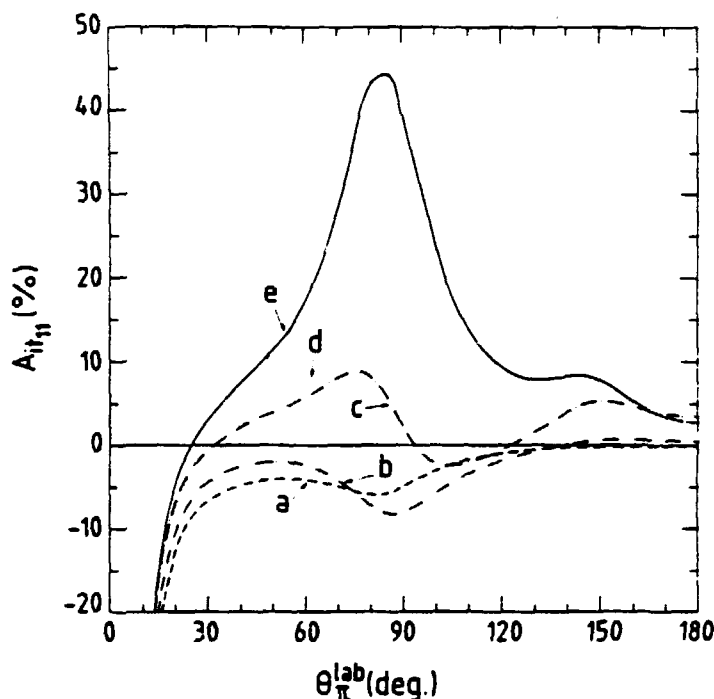


Fig. 16. Vector analyzing power charge asymmetry parameter, eq. (4.8), at $T_{\pi}^{\text{lab}} = 292.0$ MeV. Curves (a) to (e) correspond to eqs. (4.1) to (4.5) respectively.

5. Summary and conclusions

It has been the aim of this paper to make more transparent the sensitivity of $\pi^{\pm}d$ calculations on different Coulomb contributions and to show under which conditions a search for charge-symmetry-breaking effects in $\pi^{\pm}d$ scattering can be meaningful.

Starting from a Faddeev calculation of the Lyon group⁴¹⁾ for the pure hadronic πd amplitudes, we have investigated five different prescriptions for Coulomb contributions to the total amplitude and have shown their effect on πd observables: differential cross sections (figs. 1–5), vector analyzing power it_{11} (figs. 6–10), tensor polarizations (fig. 11) and the charge asymmetry parameters $A_{\pi}(\theta)$ (figs. 12–15), $A_{it_{11}}(\theta)$ (fig. 16), and $A_{t_{20}}(\theta)$. While we have adopted existing prescriptions for the pure Coulomb amplitudes and the Coulomb phase shifts to $\pi^{\pm}d$ scattering, a new prescription for the Coulomb-corrected hadronic T -matrix has been derived through a quantum-mechanical approach for Coulomb corrections to the phase shifts, the so-called Graz prescription¹⁶⁾. In addition, we have shown that existing semiclassical prescriptions of the Coulomb corrections [Coulomb corrections which are proportional to a derivative of the pure hadronic phases with respect to the center-of-

mass momentum^{20, 21)} and Coulomb corrections, which are obtained from an energy shift of the pure hadronic amplitude⁴³⁾] are equivalent. The superiority of the quantum-mechanical prescription has been pointed out. Nevertheless, due to on-shell approximations, inherent in all prescriptions of the Coulomb corrections mentioned above, investigations at the Δ -resonance region could be improved by taking into account the off-shell effects in Coulomb corrections.

Concerning the numerical results of our investigation, we have shown that the sensitivity of the differential cross section on different Coulomb contributions to f_{tot}^{\pm} is small. Differences are noticeable at the first minimum but discrepancies between theory and experiment around this minimum may be overcome by an improvement of the hadronic part only.

The vector analyzing power turned out to be more sensitive than differential cross section to different Coulomb prescriptions. Although no dibaryon ingredients have been included, a good enough agreement between our results and data has been obtained. Especially at the highest energy, both negative and positive values of i_{11} are reproduced.

Our results for tensor polarization t_{20} show no sensitivity to Coulomb treatments. At the present time, because of inconsistencies between SIN and LAMPF data^{12, 52)}, a conclusive comparison between theory and experiment would not be reliable.

As expected, we have found that the charge asymmetry parameter $A_{\pi}(\theta)$ is very sensitive to Coulomb effects. We have shown that the structure of $A_{\pi}(\theta)$ at 143 MeV is well reproduced by taking into account Coulomb effects, which have not been considered in previous investigations^{8, 10)} of A_{π} . At 65 MeV our calculation reproduces the experimental results for A_{π} reasonably well except at the first maximum. Since the description of the differential cross sections is not completely satisfactory, an improvement of the theory (concerning pure hadronic amplitudes) may produce better agreement. In addition more experimental results for π^-d elastic scattering observables are needed. The sensitivity of $A_{\pi}(\theta)$ at higher energies on different Coulomb contributions is illustrated in figs. 14 and 15.

The highest sensitivity to Coulomb treatments has been obtained for the vector analyzing power charge asymmetry parameter $A_{i_{11}}(\theta)$. Experimental results for $A_{i_{11}}(\theta)$ would provide the best test of our handling of Coulomb effects.

We have based our investigation of the sensitivity of πd observables on different Coulomb contributions on the Lyon calculations⁴¹⁾ of the pure hadronic amplitudes, therefore no charge-symmetry-breaking mechanisms of the hadronic forces are included. Any investigation of charge-symmetry-breaking effects in πd scattering has to include all Coulomb contributions to the total scattering amplitude as described.

One of us (J.F.) is grateful to L. Streit for fruitful discussions on the connection of different prescriptions for Coulomb corrections and wishes to thank DPh-N/HE for hospitality during his brief stay at Saclay.

References

- 1) T. Mizutani *et al.*, Phys. Rev. **C24** (1981) 2633;
I. R. Afnan and B. Blankleider, Phys. Lett. **93B** (1980) 367
- 2) B. Blankleider and I. R. Afnan, Phys. Rev. **C24** (1981) 1572;
T. Mizutani *et al.*, Phys. Lett. **107B** (1981) 177;
A. S. Rinat and Y. Starkand, Nucl. Phys. **A397** (1983) 381
- 3) B. Zeitnitz, ed., Proc. 10th Int. Conf. on few body problems in physics, Kernforschungszentrum, Karlsruhe, August 21-27 (1983), Vol. II; (North-Holland, Amsterdam, 1984)
- 4) K. Kubodera *et al.*, J. of Phys. **G6** (1980) 171
- 5) J. Arvieux, Phys. Lett. **103B** (1981) 99
- 6) M. P. Locher and M. E. Sainio, Phys. Lett. **121B** (1983) 227
- 7) W. M. Kloet *et al.*, Phys. Lett. **99B** (1981) 80
- 8) T. G. Masterson *et al.*, Phys. Rev. **C26** (1982) 2091
- 9) R. Rockmore and B. Saghai, Phys. Rev. **C28** (1983) 2064
- 10) A. S. Rinat and Y. Alexander, Nucl. Phys. **A404** (1983) 467
- 11) G. R. Smith *et al.*, ref.³⁾, 173; Phys. Rev. **C29** (1984) 2206
- 12) V. Koenig *et al.*, J. of Phys. **G9** (1983) L211
- 13) K. K. Seth, ref.³⁾, p. 165
- 14) E. Pedroni *et al.*, Nucl. Phys. **A300** (1978) 321
- 15) J. Fröhlich and B. Saghai, ref.³⁾, p. 219
- 16) J. Fröhlich *et al.*, J. of Phys. **G6** (1980) 841
- 17) J. Fröhlich and H. Zankel, Phys. Lett. **82B** (1979) 173
- 18) J. Fröhlich *et al.*, Phys. Lett. **92B** (1980) 8
- 19) J. Fröhlich *et al.*, Nucl. Phys. **A384** (1982) 97
- 20) W. Plessas *et al.*, Acta Phys. Austr. **40** (1974) 48
- 21) J. F. Germond and C. Wilkin, Ann. of Phys. **121** (1979) 285
- 22) C. Chandler, Nucl. Phys. **A353** (1981) 129c; and references therein
- 23) M. I. Haftel and H. Zankel, Phys. Rev. **C24** (1981) 1322
- 24) J. Fröhlich *et al.*, Z. Phys. **A302** (1981) 89;
J. Fröhlich *et al.*, Nucl. Phys. **A415** (1984) 399;
O. Dümbrajs *et al.*, Phys. Rev. **C29** (1984) 581
- 25) A. W. Thomas, Nucl. Phys. **A258** (1976) 417
- 26) H. Pilkuhn, Relativistic particle physics (Springer, Berlin, 1979)
- 27) M. Gell-Mann and M. L. Goldberger, Phys. Rev. **91** (1953) 398
- 28) H. Kriesche and H. Zankel, J. of Phys. **G6** (1980) 853
- 29) A. S. Rinat and A. W. Thomas, Nucl. Phys. **A282** (1977) 365
- 30) N. Giraud *et al.*, Phys. Rev. **C21** (1980) 1959; **C19** (1979) 465
- 31) T. Mizutani and D. S. Koltun, Ann. of Phys. **109** (1977) i
- 32) A. S. Rinat, Nucl. Phys. **A287** (1977) 399
- 33) A. W. Thomas, in Theoretical methods in medium energy and heavy ions physics (Plenum, New York, 1978)
- 34) A. T. Stelbovics and M. Stigl, J. of Phys. **G4** (1978) 1371
- 35) Y. Avishai and T. Mizutani, Nucl. Phys. **A326** (1979) 352; **A338** (1980) 377
- 36) A. W. Thomas and A. S. Rinat, Phys. Rev. **C20** (1979) 216
- 37) I. R. Afnan and B. Blankleider, Phys. Lett. **93B** (1980) 367
- 38) W. M. Kloet and R. R. Silbar, Nucl. Phys. **A338** (1980) 281
- 39) B. Blankleider and I. R. Afnan, **C24** (1981) 1572
- 40) A. W. Thomas and R. H. Landau, Phys. Reports **58** (1980) 12;
- 41) C. Fayard *et al.*, 7ème Session de Physique Nucléaire, Aussois (1983)
- 42) K. Schwarz *et al.*, Phys. Lett. **83B** (1979) 297
- 43) G. Fäldt and H. Pilkuhn, Phys. Lett. **46B** (1973) 337;
F. Myhrer and H. Pilkuhn, Z. Phys. **A276** (1976) 29;
R. Jäckle *et al.*, Phys. Lett. **76B** (1978) 177
- 44) M. Lacombe *et al.*, in Nucleon-nucleon interactions, ed. D. F. Measday *et al.* (AIP, New York, 1977) p. 552

- 45) P. U. Sauer, in *Few body dynamics*, ed. A. N. Mitra *et al.* (North-Holland, Amsterdam, 1976) p. 488
- 46) J. Fröhlich *et al.*, *Phys. Lett.* **121B** (1983) 235
- 47) B. Balestri *et al.*, *Nucl. Phys.* **A392** (1983) 217
- 48) D. Axen *et al.*, *Nucl. Phys.* **A256** (1976) 387
- 49) K. Gabathuler *et al.*, *Nucl. Phys.* **A350** (1980) 253
- 50) J. Bolger *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* **46** (1981) 167; **48** (1982) 1667
- 51) R. H. Cole *et al.*, *Phys. Rev.* **C17** (1978) 681
- 52) J. Holt *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* **47** (1981) 472; **47** (1981) 1862 [erratum];
J. Ulbricht *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* **48** (1982) 311
- 53) M. R. Sogard, *Phys. Rev.* **D9** (1974) 1486
- 54) E. Borie, *Phys. Lett.* **68B** (1977) 433
- 55) E. Borie, *Z. Natur.* **33A** (1978) 681
- 56) B. Saghai, *Nucl. Phys.* **A408** (1983) 590
- 57) J. Fröhlich, *Z. Phys.* **A307** (1982) 275
- 58) J. Fröhlich, *Z. Phys.* **A302** (1981) 275

Manuscrit reçu le 3 novembre 1987

CONCLUSION

Nous avons présenté les résultats de mesures de sections efficaces absolues de la diffusion élastique $\pi^{\pm}d$, à $T_{\pi}^L=65$ MeV dans un domaine angulaire de 41° à 143° . La précision finale sur les données est meilleure que $\pm 4\%$. Cette incertitude inclue les erreurs statistiques ($\leq \pm 2\%$) et systématiques. De telles précisions ont pu être atteintes grâce à un dispositif expérimental bien spécifique : *i*) la mise au point d'un système de monitoring relatif, étalonné soigneusement, permettant de mesurer le flux de pions incidents avec une précision de $\pm 2\%$; *ii*) la réalisation d'un spectromètre à parcours offrant un grand angle solide (67 msr), une efficacité supérieure à 90% , laquelle a été mesurée et reproduite à 1% près par un calcul Monte-Carlo; en outre la réponse de ce détecteur s'est révélée pratiquement identique en π^+ et en π^- ; *iii*) l'épaisseur de la cible de deutérium liquide a pu être mesurée avec une précision de $1,5\%$.

L'hypothèse de symétrie de charge (SC) impliquant l'égalité des sections efficaces $\sigma(\theta)_{\pi^+d}$ et $\sigma(\theta)_{\pi^-d}$, hormis les effets électromagnétiques, nous avons extrait, à partir des sections efficaces ainsi mesurées, la distribution angulaire du paramètre d'asymétrie $A_{\pi}(\theta) = (\sigma - \sigma') / (\sigma + \sigma')$. Alors que les sections efficaces passent par un minimum vers $\theta_{c.m.} = 70^{\circ}$, le paramètre d'asymétrie présente en outre un maximum vers $\theta_{c.m.} = 105^{\circ}$. Les seules autres données, à 143 et 256 MeV, obtenues à LAMPF, montrent des structures similaires. Nous avons comparé les résultats de deux approches théoriques, l'une en approximation d'impulsion et l'autre provenant d'un calcul à trois-corps, avec l'ensemble des trois distributions angulaires à 65 MeV. Les deux formalismes reproduisent à 20% près les sections efficaces, mais se révèlent en désaccord avec le paramètre d'asymétrie. La

comparaison des résultats expérimentaux et théoriques montre néanmoins l'importance de l'absorption du pion réel, et la haute sensibilité du paramètre d'asymétrie au traitement des effets Coulombiens. Ce dernier point a fait ressortir la nécessité d'études plus approfondies des effets électromagnétiques dans la diffusion $\pi^{\pm}d$.

De fait, nous avons examiné l'importance des corrections radiatives. Compte tenu de la précision des données expérimentales, ces effets se sont révélés non-négligeables. Et cela d'autant plus que, à cause des termes d'interférences, ces effets ne sont pas identiques pour des pions de charge opposée. Par conséquent, les corrections radiatives affectent non seulement les sections efficaces mais encore plus le paramètre d'asymétrie.

Aussi, dans ce contexte, nous avons effectué un calcul basé sur l'approximation d'impulsion en incluant les corrections Coulombiennes externes et internes, et des mécanismes de brisure de symétrie de charge dus à la différence de masse proton-neutron, celle des composantes Δ^{*+} et Δ^{*-} de la résonance Δ_{33} , et la différence entre les constantes de couplage πn et πp . Aucun de ces ingrédients ne modifie sensiblement les prédictions des sections efficaces différentielles; l'écart théorie-expérience entre 47 et 142 MeV reste au niveau de 20%. Par contre, les prédictions pour le paramètre d'asymétrie varient jusqu'à un ordre de grandeur selon les ingrédients retenus pour les effets Coulombiens et/ou pour les mécanismes de brisure de SC. Le traitement le plus complet réduit considérablement le désaccord avec les résultats expérimentaux, sans toutefois reproduire les structures observées.

Par ailleurs, les modèles traitant l'amplitude de la diffusion comme la somme linéaire d'une amplitude purement Coulombienne (f_c^{\pm}) et d'une amplitude forte (f_s), aboutissent à des résultats en désaccord complet avec les valeurs expérimentales du paramètre d'asymétrie. En effet, l'interaction forte entre hadrons chargés est affectée par la présence du champ Coulombien. Il est donc indispensable de remplacer l'amplitude f_s par une amplitude forte modifiée ($f_{s,c}$) par les interactions Coulombiennes. En conséquence, nous avons effectué un traitement détaillé des effets Coulombiens. Pour ce faire, nous avons développé une approche théorique

dans le cadre de la mécanique quantique afin de rendre compte de la modification des déphasages due aux effets Coulombiens. Ainsi, nous avons obtenu cinq combinaisons linéaires entre les amplitudes f_c et $f_{s,c}$ avec des degrés de sophistication croissante. Pour l'amplitude purement Coulombienne, nous avons eu recours aux trois expressions connues : amplitude non-relativiste pour des particules ponctuelles, approximation de Born incluant les facteurs de forme du pion et du deuton, une combinaison relativiste de ces deux expressions. Quant à l'amplitude $f_{s,c}$, en partant des amplitudes f_s obtenues par les équations relativistes à trois-corps, notre approche a permis de tenir compte des distorsions de l'interaction forte par le champ Coulombien à travers ces trois formulations. Nous avons comparé les prédictions de ce calcul avec les données, entre 47 et 360 MeV, de la section efficace différentielle, du paramètre d'asymétrie, du pouvoir d'analyse it_{11} , et de la polarisation tensorielle t_{20} . Les résultats des sections efficaces, ainsi que ceux de it_{11} et de t_{20} , sont peu altérés par les raffinements apportés à la théorie. En ce qui concerne le paramètre d'asymétrie $A_\pi(\theta)$, le calcul le plus complet réduit nettement le désaccord théorie-expérience à 65 MeV et reproduit assez bien les données aux deux autres énergies (143 et 256 MeV).

Le calcul prédit une sensibilité encore plus prononcée du paramètre d'asymétrie $A_{it_{11}}$ aux différents traitements Coulombiens. Les mesures des observables de polarisation projetées au SIN devraient permettre un test encore plus sévère de notre calcul. Par ailleurs, des mesures de section efficace différentielle entre 20 et 65 MeV en cours à LAMPF devraient fournir de précieuses informations sur la structure inexplicée dans le paramètre d'asymétrie à 65 MeV. Sur le plan théorique, des progrès continus dans l'étude des systèmes πNN - NN enrichissent notre compréhension des mécanismes de la diffusion pion-deuton, sans être encore en mesure d'apporter des réponses à toutes les questions soulevées par les résultats expérimentaux des interactions NN et πd .

Cette étude a montré que :

- 1) l'interprétation des résultats expérimentaux assez précis nécessite

des calcul encore plus élaborés.

ii) le paramètre d'asymétrie, par sa forte sensibilité aux mécanismes de brisure de symétrie de charge, peut permettre de tester cette hypothèse de symétrie. Mais, auparavant, une analyse minutieuse des effets électromagnétiques est indispensable.

Ce dernier point rejoint les conclusions présentées dans les deux premiers chapitres, traitant dans un contexte plus large, de l'hypothèse de l'invariance d'isospin en physique hadronique.

Les résultats présentés dans ce mémoire constituent une étape dans l'examen plus approfondi de l'énigme de symétrie de charge à travers l'interaction pion-deuton.

Edité par
le Service de Documentation
Centre d'Etudes Nucléaires de Saclay
91191 GIF-sur-YVETTE Cédex (France)