

INTERACTION DES NUCLEONS DE QUELQUES CENTAINES DE MÉGAÉLECTRONVOLTS AVEC LES NUCLEONS ET LES NOYAUX

Par J. HEIDMANN,

Chargé de recherches au C. N. R. S.
Laboratoire de Physique de l'École Polytechnique.

Sommaire. — Il est donné ici un résumé des résultats récents obtenus dans l'étude de l'interaction des nucléons avec nucléons et noyaux atomiques aux énergies accessibles actuellement aux grandes machines accélératrices. La première partie traite de l'interaction nucléon-nucléon, la deuxième de l'interaction nucléon-noyau; les phénomènes mésoniques ne sont pas étudiés dans cet article. L'allure générale des phénomènes est dégagée des faits expérimentaux. Parallèlement, les interprétations et implications théoriques sont exposées sous forme intuitive.

I. — Introduction.

Ces dernières années, la mise en fonctionnement de gros accélérateurs (Berkeley, Columbia, Rochester, Chicago, etc.) a permis l'étude expérimentale de l'interaction des nucléons avec nucléons et noyaux dans une bande d'énergie de l'ordre de la centaine de mégaélectronvolts : 100 à 500 MeV.

Nous donnons ici les caractéristiques essentielles de cette interaction, en excluant cependant les phénomènes mésoniques (création de mésons π , etc.). Au cours de l'exposé nous donnons, sous forme intuitive, quelques indications d'aspect théorique pour la compréhension des faits expérimentaux.

Abbreviations. — Les références sont presque toutes relatives à *Physical Review*. Elles sont données sous forme abrégée, par exemple [80.642], les deux premiers chiffres indiquant le volume, les derniers la page (pour fixer les idées le volume 81 est paru au premier trimestre 1951).

Le signe E.E sur une figure indique que cette figure est à l'échelle.

Nu, nucléon; N, neutron; P, proton; \mathcal{N} , noyau; Nu/Nu, nucléon sur nucléon (à propos d'interaction, diffusion, etc.).

L'indice CM indique qu'une quantité est mesurée dans le système du centre des masses, lab dans le système du laboratoire. Sauf mention contraire, le système de référence utilisé est celui du centre des masses. $a \rightarrow b$, a se change en b .

II. — Interaction nucléon/nucléon.

1. Rappel. — L'interprétation des résultats expérimentaux de diffusion de nucléons requiert quelques rappels de théorie. Lorsqu'un nucléon est envoyé sur un centre diffuseur, qui dans ce paragraphe est un autre nucléon, on représente son mouvement par une onde plane e^{ikr} , où r est la position du Nu incident par rapport au CM et k son vecteur propagation. On a

$$k = \frac{1}{\lambda} \quad (\lambda = \text{longueur d'onde associée}),$$

$$k = \sqrt{\frac{2ME}{\hbar^2}} \quad \left(\begin{array}{l} E = \text{énergie de la particule} \\ M = \text{masse} \end{array} \right).$$

Pour un Nu, on a

$$E_{\text{MeV}} = 20,74 k^2_{10^{12}},$$

où E est en mégaélectronvolts et k en 10^{13} cm^{-1} .

Pour la diffusion Nu/Nu, le $\frac{\lambda}{2\pi}$, dans le système du CM, est

$$\frac{\lambda}{2\pi} (\text{CM}) = \sqrt{\frac{83}{E_{\text{lab MeV}}}} \cdot 10^{-13} \text{ cm},$$

puisque

$$E_{\text{CM}} = \frac{1}{4} E_{\text{lab}}.$$

La formule de Rayleigh permet de décomposer

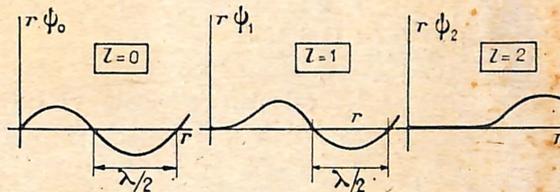


Fig. 1.

cette onde plane en ondes sphériques de différents moments angulaires l

$$e^{ikr} = \sum_{l=0}^{\infty} (2l+1) i^l \underbrace{j_l(kr)}_{\text{Funct. de Bessel sphér.}} \underbrace{P_l(\cos \theta)}_{\text{Polyn. de Legendre}}$$

Les ondes partielles $\psi_l = j_l P_l$ ont en gros la dépendance en r suivante :

Asymptotiquement : $r\psi_l \sim$ sinusoïde de longueur d'onde λ ;

A l'origine : $r\psi_l \sim r^{l+1}$.

Donc $|\psi_l|^2$ (probabilité de présence du Nu incident) sera maximum pour $r \sim 0$ si $l = 0$, $r \sim \frac{\lambda}{2\pi}$ pour $l = 1$, $r \sim 2 \frac{\lambda}{2\pi}$ pour $l = 2$, etc.; la formule de Rayleigh permet ainsi de décomposer le flux incident

en particules tombant dans des couronnes distantes de la cible de

$$\sim 0 \frac{\lambda}{2\pi}, \quad \sim 1 \frac{\lambda}{2\pi}, \quad \sim 2 \frac{\lambda}{2\pi}, \quad \sim 3 \frac{\lambda}{2\pi}, \quad \dots,$$

correspondant à des moments angulaires

$$(mv) \times \text{paramètre d'impact} = 0, \quad \hbar, \quad 2\hbar, \quad 3\hbar, \quad \dots$$

(ondes partielles S, P, D, F, ...).

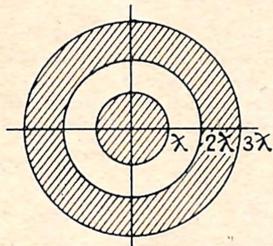


Fig. 2.

A. FORMULES DES ONDES PARTIELLES. — a. Section efficace totale. — La formule des ondes partielles donne la section efficace de diffusion de la particule incidente par le centre diffuseur sous l'action du potentiel que celui-ci exerce

$$\sigma = \sum_{l=0}^{\infty} 2\pi \left(l + \frac{1}{2} \right) \left(\frac{\lambda}{2\pi} \right)^2 \times (\text{effet du potentiel sur l'onde } l).$$

Surface de la couronne l

$$= 4 \sin^2 \delta_l$$

↑
phase

$$= 4\pi \left(\frac{\lambda}{2\pi} \right)^2 \sum (2l+1) \sin^2 \delta_l.$$

Phase. — Dans les calculs, l'effet du potentiel

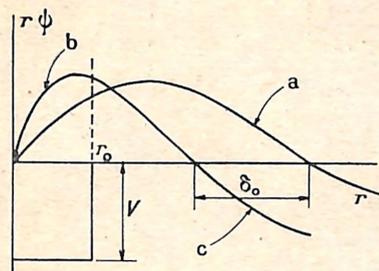


Fig. 3.

s'introduit sous la forme de phases δ_l . L'interprétation physique des phases est aisée; prenons l'exemple d'un potentiel carré attractif de profondeur V et de portée r_0 . Considérons successivement les ondes partielles S, P, ...

Courbe a, fig. 3 : onde S ($l = 0$) sans effet du potentiel, de longueur d'onde λ correspondant à l'énergie E du nucléon incident.

S'il y a potentiel, pour $r < r_0$, $E \rightarrow E + V$, donc λ diminue (courbe b); pour $r > r_0$, $V = 0$, donc λ reprend la même valeur (courbe c). V a eu

pour effet de déphaser a de δ_0 (plus exactement de $\delta_0 \frac{\lambda}{2\pi}$) (négativement pour potentiel attractif).

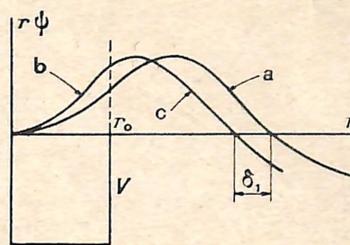


Fig. 4.

Pour l'onde P ($l = 1$), le même potentiel agira moins, d'autant moins que $\frac{\lambda}{2\pi}$ (distance où ψ_1 est maximum) est grand par rapport à r_0 (portée du potentiel). Pour ondes $l > 1$, l'effet est encore moindre.

En pratique, le potentiel n'agira que sur les ondes partielles l telles que $l \frac{\lambda}{2\pi} < r_0$.

b. Section efficace différentielle. — La formule est

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{1}{4k^2} \left| \sum_{l=0}^{\infty} (2l+1) (e^{2i\delta_l} - 1) P_l(\cos\theta) \right|^2,$$

où θ est l'angle de diffusion.

Rappelons l'allure des $P_l(\cos\theta)$ (fig. 5) (voir Jahnke et Emde, Tables of Functions, fig. 65).

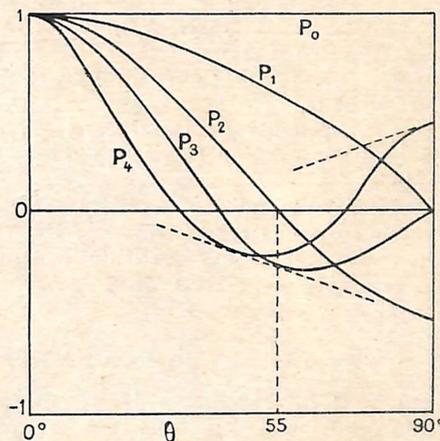


Fig. 5.

Pour Nu/Nu, avec $E_{\text{lab}} < \sim 10$ MeV, seul $l = 0$ est important, donc $\frac{d\sigma}{d\Omega} \propto P_0^2 = \text{const.}$ (diffusion isotrope).

B. APPROXIMATION DE BORN. — Pour E grand, beaucoup de l interviennent et leurs effets se fondent dans une autre formule, celle de l'approximation de

Born. On ne considère plus ici d'ondes partielles l , mais une onde initiale et une onde finale. On a

$$\text{amplitude diffusée} = \frac{-1}{4\pi} \int \psi_f^* H' \psi_i,$$

(où ψ_f est l'onde finale, H' , la perturbation et ψ_i l'onde initiale) et

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = |\text{ampl. diff.}|^2$$

Pour Nu/Nu

$$H' = V, \quad \psi_f^* \psi_i = e^{ikr}$$

($K = \text{changement de vecteur propagation } 2k \sin \frac{\theta}{2}$), en écrivant que ψ_i et ψ_f sont des ondes planes, donc l'amplitude est proportionnelle à la composante K de la transformée de Fourier de V . D'où l'importance de $\frac{d\sigma}{d\Omega}$ pour la connaissance de V . Rappelons que la T. F. d'une fonction de Gauss de demi-largeur R_0 cm est une fonction de Gauss de demi-largeur $K_0 \text{ cm}^{-1} = \frac{1}{R_0}$ (relations d'incertitude).

La T. F. d'un potentiel usuel (carré, gaussien, exponentiel, de Yukawa) de portée r_0 sera une fonction décroissante de K petite pour $K > \sim \frac{1}{r_0}$, grande pour $K < \sim \frac{1}{r_0}$.

Pour des forces sans échange ($K = 2k \sin \frac{\theta}{2}$), on a alors pour $\frac{d\sigma}{d\Omega}$ lorsque $E \sim 100$ à 500 MeV (fig. 6) :

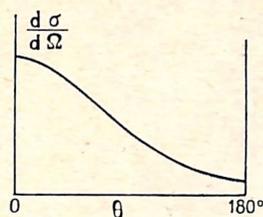
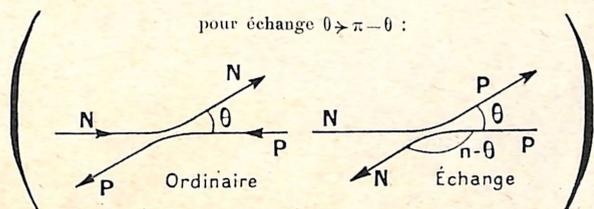


Fig. 6.

Pour des forces d'échange ($K = 2k \sin \frac{\pi - \theta}{2}$)



on a pour $\frac{d\sigma}{d\Omega}$ les valeurs indiquées sur la figure 7.

Expérimentalement (pour N/P), on a le cas de la figure 8.

D'où nécessité d'introduire des forces d'échange; on peut les introduire dans le potentiel V en l'écrivant :

$$V = (a + bP_x) \times \text{potentiel usuel},$$

a et b étant deux constantes telles que $a + b = 1$, $P_x =$ opérateur échangeant les coordonnées des deux particules, c'est-à-dire $r \rightarrow -r$.

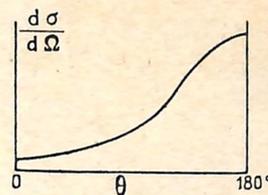


Fig. 7.

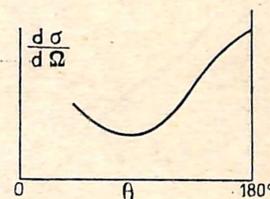


Fig. 8.

C. POTENTIEL Nu/Nu. — Essentiellement, il y interviendra des forces centrales et des forces non centrales, chacune dotées d'une dépendance radiale et d'un pourcentage de forces d'échanges.

Les forces centrales dépendent de l'état singlet ou triplet des spins σ_1 et σ_2 des deux nucléons; on les écrit souvent $(1 - g + g\sigma_1 \cdot \sigma_2)$ ($\sigma_1 \cdot \sigma_2 = 1$ pour triplet, -3 pour singlet; g , paramètre).

Les forces non centrales (introduites pour interpréter le quadrupôle de H^2), dites forces-tenseur, sont analogues à l'interaction de deux dipôles et s'écrivent

$$S = \sigma_1 \cdot n \sigma_2 \cdot n - \sigma_1 \cdot \sigma_2$$

(n , vecteur unitaire sur la ligne joignant les deux Nu).

Les dépendances radiales sont à courte portée : carrée, exponentielle, gaussienne, de Yukawa; par exemple, celle-ci s'écrit $\frac{e^{-\mu r}}{\mu r}$. Le pourcentage d'échange s'écrit : $a + bP_x$.

Par exemple, le potentiel de Serber [75.351] :

$$V = \frac{1 + P_x}{2} \left(\underbrace{1 - g^r + g\sigma_1 \cdot \sigma_2}_{\text{centrales}} + \underbrace{\gamma S}_{\text{non-centr.}} \right) \frac{e^{-\mu r}}{\mu r} V_0.$$

↑ ordin. ↑ échange ↑ Yukawa ↑ intensité

2. Faits expérimentaux. — A. INTERACTION N/P. — a. Section totale (c'est-à-dire intégrée sur les angles).

σ décroît à peu près en $\frac{1}{E}$ pour

$$40 < E < 150 \text{ MeV},$$

puis présente un plateau d'environ 50 mb ($1 \text{ mb} = 10^{-27} \text{ cm}^2$) pour $E > 150$ MeV (voir fig. 9) [81.923]; E est l'énergie du N incident dans le système du laboratoire.

b. Section différentielle. — $\frac{d\sigma}{d\Omega}$ a une forme en V très prononcée, à peu près symétrique autour de $\theta = 90^\circ$ (un peu décalé à gauche cependant).

Sur la figure 10 [79.98], voici $\frac{d\sigma}{d\Omega}$ pour N incidents

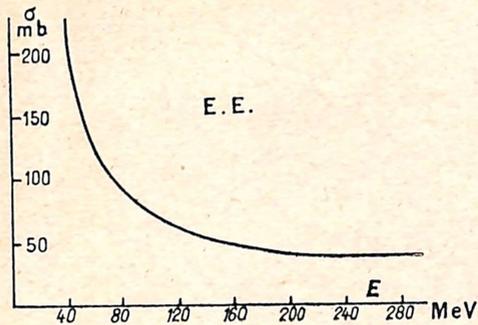


Fig. 9.

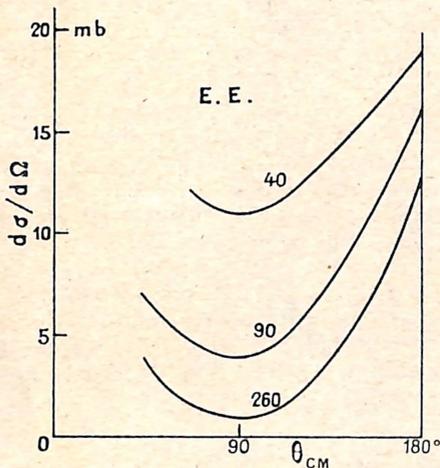


Fig. 10.

de 40, 90 et 260 MeV (θ est mesuré dans le centre de masse).

Dans la table I, nous donnons les références, l'intervalle d'angle où les mesures sont faites (aucune pour θ_{CM} petit !), la section au minimum et la section à 180° , et la méthode expérimentale (cr, compteurs; cw, chambre Wilson).

TABEAU I.

E_{MeV}	Référence.	$\theta_{CM}(^\circ)$	$\frac{d\sigma}{d\Omega}$ (mb).		Méthode.
			min.	max.	
40 ...	[73.351]	60-180	11	19	cr
90 ...	[73.351]	35-180	4	16	cr
	[73.555]				
260 ...	[79.96]	35-180	1	12	cr
220 ...	A paraître, par Guernsey	75-180	1,2	13	cr

B. INTERACTION P/P. — a. Section différentielle. —

Le fait remarquable est que $\frac{d\sigma}{d\Omega}$ est constant en fonc-

tion de θ_{CM} (diffusion isotrope), sauf pour θ petit où la diffusion Coulomb intervient [rappelons que $(\frac{d\sigma}{d\Omega})_{CB}$ est proportionnel à $\frac{1}{E^2 \sin^4 \frac{\theta}{2}}$]. Ce n'est qu'à faible

énergie (30 MeV) que $\frac{d\sigma}{d\Omega}$ varie un peu avec θ (léger maximum à 90°). Noter que $\frac{d\sigma}{d\Omega}$ est symétrique autour de $\theta_{CM} = 90^\circ$, puisque les P sont indiscernables.

TABEAU II.

E_{MeV}	Référence.	$\theta_{CM}(^\circ)$	$\frac{d\sigma}{d\Omega}$ (mb).	Méthode.	$\theta_{Cb}(^\circ)$
30 ...	[79.57]	25-90	13-16	Plaques	20
32 ...	[79.71]	25-100	13-15	cr prop.	20
100 ...	[80.490]	40-100	5,5	cr	-
120 ...	[83.923]	60-90	~4	cr	20
160 ...	»	60-90	~4	»	-
250 ...	»	50-90	~4	»	-
345 ...	»	11-90	3,6*	»	10
340 ...	[79.81]	40-90	~5	cr	-
240 ...	[83.416]	30-90	5	cr	-
240 ...	[83.1024]	8-90	4,5	Plaques	10

* Valeur trop faible d'environ 30 pour 100.

θ_{Cb} est l'angle au-dessus duquel la diffusion Coulomb est négligeable.

Sur la figure 11, on donne $\frac{d\sigma}{d\Omega}$ à 240 MeV, avec indication des points expérimentaux pour indiquer la précision (~ 10 pour 100 dans toutes ces expériences).

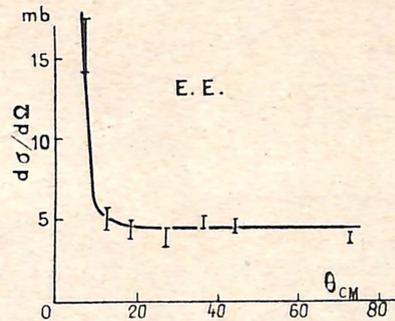


Fig. 11.

b. Section totale. — Excluant l'effet coulombien, on a

$$\sigma = 4\pi \frac{d\sigma}{d\Omega},$$

puisque $\frac{d\sigma}{d\Omega}$ est constant.

On a

$$\sigma \sim 50 - 60 \text{ mb pour } E > 150 \text{ MeV.}$$

Comme dans le cas N/P, on a un plateau, ayant à peu près la même valeur.

3. **Interprétations.** — La grande valeur de $\frac{d\sigma}{d\Omega}$ pour N/P à $\theta_{CM} = 180^\circ$ amène l'introduction de forces d'échange (déjà vu); et son allure symétrique par rapport à $\theta_{CM} = 90^\circ$ conduit à 50 pour 100 de forces ordinaires et 50 pour 100 de forces d'échange environ; d'où un facteur $\frac{1+P_x}{2}$ dans le potentiel N/P; cela signifie que l'interaction est nulle dans les états impairs, puisqu'alors $P_x = -1$ (l impair) (seuls des polynômes de Legendre symétriques par rapport à $\theta = 90^\circ$ interviennent; voir *fig. 5*).

Pour P/P, la diffusion est isotrope. Cela ne peut s'expliquer en supposant que seule l'onde S intervient; s'il en était ainsi, on aurait

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \left(\frac{\lambda}{2\pi}\right)^2 \sin^2 \delta_0 < \left(\frac{\lambda}{2\pi}\right)^2 = 2,5 \text{ mb à } 350 \text{ MeV,}$$

alors que la valeur expérimentale est 4,5 mb.

A. **POTENTIEL N/P.** — L'analyse des faits expérimentaux pour en déduire le potentiel N/P a été faite par Christian et Hart [77.441]: si on analyse brutalement (c'est-à-dire sans tenir compte de la possibilité de différences d'interaction dans les états singlets et triplets, ni des forces tenseur) $\frac{d\sigma}{d\Omega}$ expérimental à 90 MeV en polynômes de Legendre, on trouve pour les phases

$$\delta_0 \cong 50^\circ, \quad \delta_1 \cong 1^\circ, \quad \delta_2 \cong 5^\circ,$$

ce qui montre que l'onde S rend compte de 90 pour 100 de la section totale σ ($\sin \delta_0 \gg$ autres $\sin \delta$), que l'onde P intervient très peu (peu d'interaction dans l'état $l = 1$) que l'onde D intervient plus et, par son interférence avec l'onde S (terme $P_0 P_2$ dans la formule des ondes partielles) rend compte de la forme en U.

Une analyse plus détaillée montre que :

La proportion de forces d'échanges est 55 ± 5 pour 100 (léger décalage à gauche de $\frac{d\sigma}{d\Omega}$).

La forme du potentiel est à longue queue, c'est-à-dire que le puits de potentiel carré ou gaussien est exclu au profit du potentiel exponentiel ou du potentiel de Yukawa (cela afin qu'à 40 MeV le potentiel agisse encore suffisamment sur l'onde D pour rendre compte de la forme en U de $\frac{d\sigma}{d\Omega}$).

La forme en V, plutôt qu'en U, de $\frac{d\sigma}{d\Omega}$ requiert l'introduction de forces tenseur; en effet, la principale contribution des F. T. viendra (formule des ondes partielles) de leur interférence avec le terme S, donc sera proportionnel au transformé de Fourier du terme F. T.

$$A = \int \sigma_1 \cdot n \cdot \sigma_2 \cdot n \cdot V_{F.T.}(r) e^{ikr} dr \\ = \sigma_1 \cdot K \sigma_2 \cdot K L(K) \propto K^2 L(K),$$

où $L(K)$ est le T. F. de $V_{F.T.}$ et $K = 2k \sin \frac{\theta}{2}$.

Si R est la portée du potentiel $V_{F.T.}$, A passera par un maximum pour $K \sim \frac{1}{R}$ (*fig. 12*).

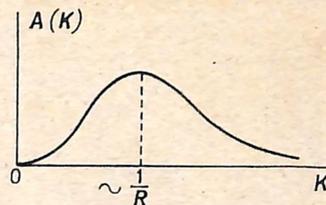


Fig. 12.

A 90 MeV, avec $R \sim 2 \cdot 10^{-13}$ cm, cela correspond à un θ_{CM} d'environ 40° . Avec 50 pour 100 de forces d'échange, la contribution des F. T. à $\frac{d\sigma}{d\Omega}$ à 90 MeV aura donc l'aspect ci-contre (*fig. 13*) et lui redonna une forme en V plutôt qu'en U.

Quant à la détermination des portées « effectives » (pour le sens exact de ce mot, voir [76.38]) des potentiels, les expériences à haute énergie donnent peu d'informations nouvelles :

Singlet,

$$r > 2 \cdot 10^{-13} \text{ cm;}$$

Triplet,

$$r \sim 1,5 \pm 0,2 \cdot 10^{-13} \text{ cm;}$$

Tenseur,

$$r = 1 \text{ à } 2 \cdot 10^{-13} \text{ cm.}$$

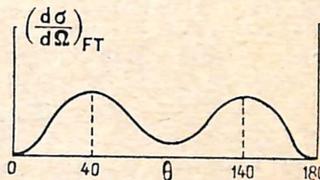


Fig. 13.

B. **POTENTIEL P/P.** — Trois essais ont été faits pour rendre compte de l'isotropie de la diffusion P/P. L'un ajoute au potentiel d'interaction un terme spin-orbite ([80.203]; suivant une remarque des auteurs, ces calculs sont invalidés par une erreur numérique); l'autre introduit arbitrairement un terme *ad hoc* de forces-tenseur pour P/P seulement [79.85]; le dernier fait intervenir un centre répulsif [81.165] et semble le plus intéressant. Nous en rendons compte :

Puisque l'isotropie de la diffusion P/P ne peut s'interpréter par diffusion S seule, une autre idée naturelle se présente, celle de la diffusion par une sphère rigide de rayon R_0 (caractérisée par un potentiel répulsif infini pour $r < R_0$, nul pour $r > R_0$); si $\left(\frac{\lambda}{2\pi}\right) \ll R_0$, la diffusion sera isotrope (cas classique) Bien sûr, par les données expérimentales à basse énergie qui explorent le potentiel P/P dans la région $r \lesssim 1 \cdot 10^{-13}$ cm, on sait déjà qu'il faut

$R_0 \gtrsim 1 \cdot 10^{-13}$ cm; alors on n'a pas $\left(\frac{\lambda}{2\pi}\right)_{340\text{MeV}} \ll R_0$;

malgré cela, l'introduction d'un centre répulsif favorise l'isotropie.

Il faut essayer de garder le principe de l'indépendance par rapport à la charge des forces nucléaires,

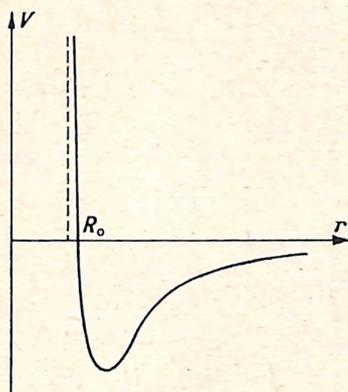


Fig. 14.

vérifié aux faibles énergies, selon lequel dans un même état orbital et de spin, l'interaction N/P est la même que l'interaction P/P (et N/N). Il faut donc introduire un potentiel répulsif qui, automatiquement, agisse pour P/P, mais pas (ou presque) pour N/P, ce qui est possible de par l'intervention du principe d'exclusion : pour N/P, tous les états 1S , 3S , 1P , 3P , 1D , 3D , ... sont permis; tandis que pour P/P, seuls les états antisymétriques sont permis : 1S , 3P , 1D , ...; il suffit alors d'introduire un potentiel répulsif dans l'état singlet S : pour P/P, l'effet sera 100 pour 100; pour N/P, l'effet sera réduit par l'état 3S .

Le potentiel singlet sera comme ci-contre (fig. 14) : répulsif pour $r < R_0$, attractif pour $r > R_0$ ($R_0 \sim 0,6 \cdot 10^{-13}$ cm). Pour comprendre l'effet de ce potentiel, schématisons :

Le potentiel est représenté par les hachures (fig. 15)

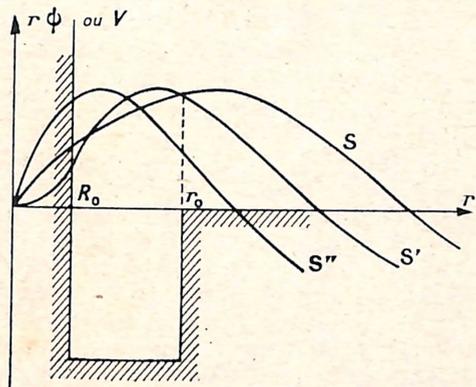


Fig. 15.

S est l'onde S sans potentiel; le potentiel la transforme en S' (pour $r < R_0$, $E - V$ est négatif, donc ψ est une exponentielle croissante); S'' est celle que l'on aurait si au potentiel attractif on n'avait pas ajouté le centre répulsif; on voit que ce centre redécale S'' vers la droite d'environ R_0 (kR_0 en radians, pour la phase).

Pour l'onde D, l'action du centre sera négligeable, car $r\psi_0$ part tangentiellement à l'origine (pour l'onde P, l'état est triplet, donc pas de centre répulsif).

On voit donc que l'effet du centre sera d'accroître la phase négative δ_0 que l'on aurait sans lui, et d'autant plus que k est plus grand. Vers $E \sim 150$ MeV, δ_0 , de négative deviendra positive (avec $R_0 \sim 0,6 \cdot 10^{-13}$ cm);

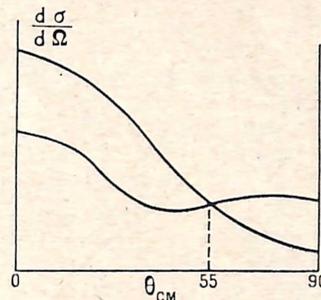


Fig. 16.

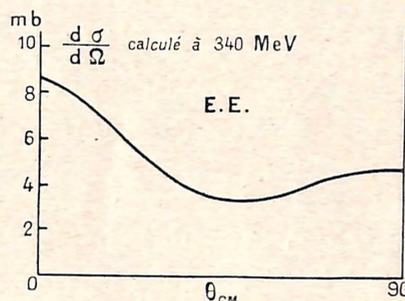


Fig. 17.

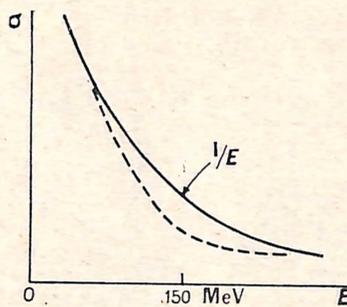


Fig. 18.

donc le terme d'interférence S—D ($\sin \delta_0 \sin \delta_2 P_0 P_2$ dans la formule des ondes partielles) deviendra positif (pour $\theta_{CM} \sim 90^\circ$) lorsque $E > 150$ MeV. Le $\frac{d\sigma}{d\Omega}$ fortement décroissant (de 0 à 90°) que donnerait un potentiel purement attractif (voir p. 113) sera alors transformé en une courbe plus plate (fig. 16). Le creux vers $\theta_{CM} \sim 45^\circ$ sera comblé par les forces-tenseur (voir p. 115) pour obtenir en définitive un $\frac{d\sigma}{d\Omega}$ à peu près plat (fig. 17 pour le cas de P de 340 MeV). L'accord n'est pas tout à fait satisfaisant, mais la tendance est bonne. Noter que des corrections de relativité peuvent atteindre 10 à 20 pour 100 et que

des termes non statiques (comme spin-orbite) peuvent entrer dans le potentiel Nu/Nu.

Comme $\delta_0 = 0$ à ~ 150 MeV, la contribution singlette à la section totale σ passera par un minimum. On a vu page 112 que σ est $\propto \left(\frac{\lambda}{2\pi}\right)^2 \propto \frac{1}{E}$; donc, toutes choses égales d'ailleurs, ce minimum dans σ singlette contribue à expliquer le plateau observé dans σ pour $E > 150$ MeV (fig. 18).

III. — Interaction nucléon/noyau.

L'information peut se classer, par détail croissant,

$$\sigma_t(\text{sect. tot.}) \rightarrow \begin{cases} \sigma_i, \text{ sect. inélast.} \\ \sigma_e, \text{ sect. élast.} \end{cases} \nearrow \begin{cases} \sigma_e, \text{ sect. tot.} \\ \frac{d\sigma_e}{d\Omega}, \text{ différentielle} \end{cases}$$

et ce, soit pour N, soit pour P incident et pour des énergies E du Nu incident diverses et des charges Z du \mathcal{N} cible diverses.

Dans la diffusion élastique, le \mathcal{N} reste dans son état fondamental et aucune particule n'est créée. Dans la diffusion inélastique, une quantité d'événements peut se produire : création de mésons, de photons, désintégrations du \mathcal{N} , etc.; ici, nous n'entrons pas dans le détail de σ_i , car cela nous entraînerait trop loin.

1. Faits expérimentaux. — A. INTERACTION N/ \mathcal{N} . — a. Mesures de σ_i . — Des mesures ont été faites jusqu'à 280 MeV sur des noyaux divers. Voici un résumé des références :

TABLE III.

E_{MeV}	Référence.	Cible.	Détection.
84.....	[73.7]	14 \mathcal{N} de D à U	$^{12}\text{C}(n, 2n)^{11}\text{C}$
95.....	[77.606]	12 »	Fission de Bi
115.....	[81.919]	C, Al, Cu, Pb	»
150.....			
160.....			
180.....			
190.....			
220.....			
240.....			
280.....	[80.23]	11 \mathcal{N} de D à U	P de recul
270.....	[80.27]	10 »	Fission de Bi

En général, les neutrons sont produits par rupture (stripping) de deutons rapides ou par P arrachant des N à des \mathcal{N} légers. Leur spectre d'énergie est donc flou (courbe S, fig. 19). L'appareil de détection a une efficacité variable avec l'énergie des N : pour $^{12}\text{C}(n, 2n)^{11}\text{C}$, on a un seuil à 20 MeV; pour fission de Bi, un seuil à 50 MeV (courbe D, fig. 19); pour P de recul, un seuil ajustable à volonté. L'énergie effective des N incidents s'obtient en faisant le produit des courbes S et D (courbe B, fig. 19).

Les mesures de σ_i se font en bonne géométrie (voir plus loin).

Ces mesures sont résumées dans la figure 20 [81.922].

Ici encore, il y a un plateau pour $E > \sim 150$ MeV, atteint d'autant plus tôt et avec une chute relative

d'autant plus grande que le \mathcal{N} est plus léger (voir plus loin interprétation).

La valeur du plateau correspond à ce qu'on obtient

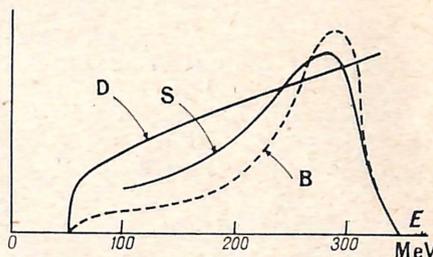


Fig. 19.

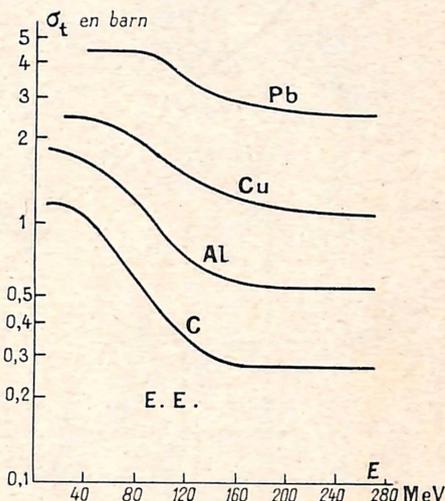


Fig. 20.

par les rayons cosmiques à plus hautes énergies; il s'étendrait donc très loin.

b. Mesure de σ_i . — La section inélastique se mesure en mauvaise géométrie. Expliquons d'abord ce que l'on entend par expérience de diffusion faite en bonne ou mauvaise géométrie.

Bonne géom.:

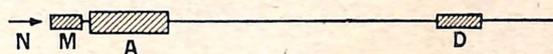


Fig. 21.

Bonne géométrie :

N, N incidents; M, moniteur (par fission de Bi, par exemple); A, atténuateur (quelques livres parcours de l'élément étudié); D, détecteur, le tout en ligne, l'angle de D vu de A étant très petit (quelques 10000° de stéradian).

Tout ce qui est absorbé ou dévié en A rate D; on mesure donc σ_i ,

$$\frac{I_{D_A}}{I_{D_0}} = e^{-N\sigma_i L}$$

I_{D_A} , intensité en D avec A;
 I_{D_0} , intensité en D sans A;
 N , nombre de \mathcal{U} par centimètre cube; L , longueur de A.

Mauvaise géométrie. — A est un cône d'angle grand; il équivaut donc à une plaque infinie (fig. 23), contre laquelle est appliqué D. Alors le neutron N_1 qui aurait pu atteindre D, mais a été dévié élastiquement de θ , sera compensé par un neutron N_2 dévié élastiquement de θ . On a donc

$$\frac{I_{D_A}}{I_{D_0}} = e^{-N\sigma_i L},$$

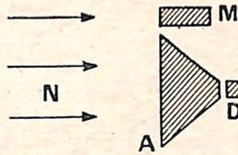


Fig. 22.

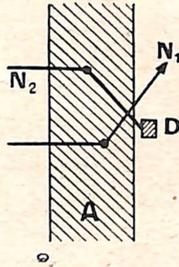


Fig. 23.

si un N dévié inélastiquement a une énergie inférieure au seuil de D (ce qui est pratiquement le cas).

Des mesures de σ_i ont été faites à 95 MeV [77.606] et à 270 MeV [80.27] pour une douzaine d'éléments. En gros, on a

$$\frac{\sigma_i}{\sigma_t} = 0,45 - 0,40 \quad \text{à } 90 \text{ MeV} \quad \text{pour C-Pb},$$

$$\frac{\sigma_i}{\sigma_t} = 0,50 \text{ au moins} \quad \text{à } 270 \text{ MeV} \quad \text{pour C-Pb}.$$

Donc $\frac{\sigma_i}{\sigma_t}$ serait d'environ $\frac{1}{2}$, mais croîtrait un peu si E augmente ou Z diminue.

c. Valeur de σ_e . — On a

$$\sigma_e = \sigma_t - \sigma_i.$$

d. Valeurs de $\frac{d\sigma_e}{d\Omega}$. — Les études ont été faites à 90 MeV sur Al, Cu et Pb [77.597] et sur C [77.606]. $\frac{d\sigma_e}{d\Omega}$ a l'allure montrée sur la figure 24, avec $\frac{1}{2}$ demi-largeur Γ , à 90 MeV donnée table IV.

TABLE IV.

Cible.	C.	Al.	Cu.	Pb.
$\Gamma_{lab}(\circ)$	13	10	5	4,5

Les observations n'ont pas été faites pour $\theta_{lab} > 25^\circ$.

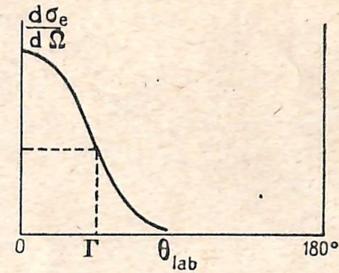


Fig. 24.

B. INTERACTION P/ \mathcal{U} . — Les mesures par atténuation ne sont plus applicables, car les P perdraient trop d'énergie par ionisation. On utilise alors des émulsions nucléaires que l'on dépouille « le long des traces » en notant les phénomènes divers survenant aux P (étoiles, scatterings, arrêts brusques). La littérature donne :

a. Valeurs de σ_i . —

E MeV.	Référence.	Cible.	$\frac{\sigma_i}{\sigma_{geom}}$
240.....	[83.497]	C, N, O,	0,7
		Ag, Br	0,9
350-400.....	[83.827]	Émulsion	$0,55 \pm 0,10$

σ_i décroît donc jusqu'à quelques 100 MeV, puis croît ensuite vers σ_{geom} aux énergies de rayons cosmiques.

b. Valeurs de $\frac{d\sigma_e}{d\Omega}$. — Les études ont été faites

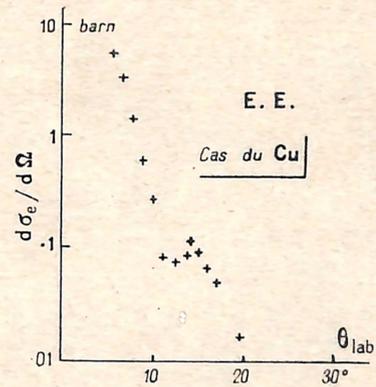


Fig. 25.



Fig. 26.

pour P de 340 MeV sur dix éléments, de C à Pb, avec une résolution angulaire de 0,5° [86.29]. Les anneaux de diffraction ont été observés (un pour Cu, deux pour Pb) (voir fig. 25 pour Cu). La position du premier minimum en fonction de la masse atomique de la cible est donnée par la figure 26.

c. Valeurs de σ_c . — Dans les mesures précédentes, la diffusion de Coulomb n'est importante qu'aux petits angles : < 2° pour C, < 6° pour Pb (à 340 MeV). La négligeant et extrapolant $\frac{d\sigma_c}{d\Omega}$ aux petits angles, on obtient pour σ_c [86.29] la table V.

TABLE V.

	C.	Al.	Cu.	Ag.	Pb.
σ_c (barn).....	0,1	0,2	0,5	0,9	0,9

2. Interprétations. — A. THÉORIE (voir, par exemple, [86.29].) — La formule des ondes partielles donne, pour l'onde diffusée,

$$\psi_{\text{scatt}} \simeq \frac{e^{ikr}}{2ikr} \sum_{l=0}^{\infty} (2l+1) (e^{2i\delta_l} - 1) P_l(\cos\theta)$$

(\simeq signifie : asymptotiquement; noter que

$$\frac{e^{2i\delta_l} - 1}{2i} = e^{i\delta_l} \sin\delta_l).$$

Si R est le rayon du noyau, le \mathcal{N} agit sur les ondes à l tels que $l \frac{\lambda}{2\pi} < R$ (jusque $l_{\text{max}} = 40$ pour Pb à 340 MeV).

a. Cas d'un noyau opaque. — La phase δ_l peut s'écrire

$$\delta_l = \alpha_l + i\beta_l;$$

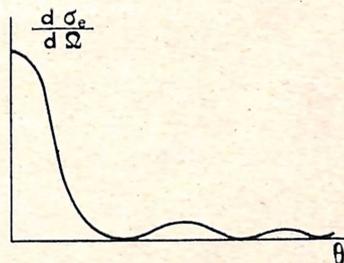


Fig. 27.

la partie réelle rend compte de la diffusion, la partie imaginaire de l'absorption (le i donne e^{-βl}).

Pour un \mathcal{N} opaque,

$$\begin{aligned} \beta &= \infty & \text{pour } l < l_{\text{max}}, \\ \beta &= 0 & \text{pour } l > l_{\text{max}}. \end{aligned}$$

En plus, on a

$$\alpha = 0 \quad \text{pour } l > l_{\text{max}},$$

donc

$$\psi_{\text{scatt}} \simeq - \frac{e^{ikr}}{2ikr} \sum_0^{l_{\text{max}}} (2l+1) P_l$$

et

$$\begin{aligned} \frac{d\sigma_c}{d\Omega} &= |\psi_{\text{scatt}}|^2 = \frac{1}{4k^2} |\Sigma(2l+1)P_l|^2, \\ \sigma_c &= \pi R^2 \left[\text{plus exactement : } \pi \left(R + \frac{\lambda}{2\pi} \right)^2 \right]. \end{aligned}$$

Ce sont là, tout simplement, les formules de la diffraction optique, présentant les anneaux de diffraction (fig. 27).

b. Cas d'un noyau transparent [75.1352] (modèle optique de Serber). — En rentrant dans le \mathcal{N} , l'onde représentant le Nu incident prend une λ plus petite

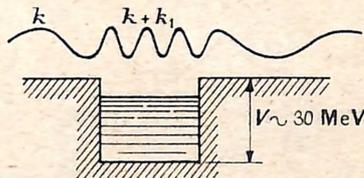


Fig. 28.

(fig. 28), on considère alors le \mathcal{N} comme une sphère douée :

— D'un indice de réfraction défini par

$$k_1 = k \left(\sqrt{1 + \frac{V}{E}} - 1 \right);$$

— D'un coefficient de réflexion (la surface du \mathcal{N} étant une discontinuité de potentiel, réfléchira une partie de l'onde incidente); il est négligeable si $V \ll E$, ce qui est le cas ici;

— D'un coefficient d'absorption

$$K = \frac{A}{3} \pi R^3 \sigma'$$

proportionnel au nombre de Nu par centimètre cube de \mathcal{N} et à la section efficace d'interaction du Nu incident avec un Nu du \mathcal{N} . Cette section σ' est la moyenne de celles correspondant aux P et aux N du \mathcal{N} ; pour un P incident, on peut l'écrire

$$\sigma' = \frac{Z\sigma'_{\text{PP}} + (A-Z)\sigma'_{\text{NP}}}{A}.$$

σ'_{PP} et σ'_{NP} se calculent à partir des sections σ_{PP} et σ_{NP} d'interaction d'un P avec un P et un N libres, en tenant compte du principe de Pauli, qui interdit les transitions d'un Nu du \mathcal{N} à un état déjà occupé (alors $\sigma' < \sigma$).

Ainsi, on a

$$\delta_l = \left(k_1 + i \frac{K}{2} \right) s_l,$$

s_l étant la longueur de \mathcal{N} traversée par l'onde l (qui est maxima à environ $l \frac{\lambda}{2\pi}$ de l'axe, fig. 29)

Reportant dans $\frac{d\sigma_c}{d\Omega}$, on obtient encore des anneaux de diffraction, mais décalés vers de plus grands

angles, à cause de la transparence (voir calcul exact [80.921]).

σ_i , c'est-à-dire l'absorption, se calcule par des formules analogues. Pour $k_1 = 1,5 K$ (cas des N de 90 MeV), on a la figure 30.

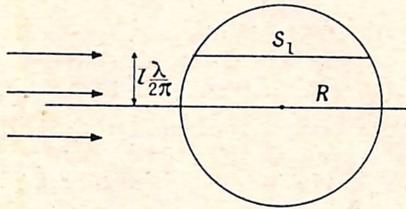


Fig. 29.

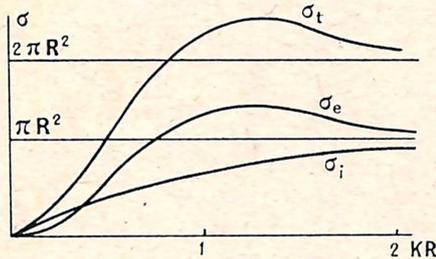


Fig. 30.

Si l'opacité augmente ($K \nearrow$), on a

$$\sigma_e \rightarrow \pi R^2, \quad \sigma_t \rightarrow \pi R^2.$$

B. APPLICATION. — Cette théorie du noyau transparent montre que $\sigma_t(R) \neq 2\pi R^2$. C'est ce qu'on observe expérimentalement (fig. 31) (transparence).

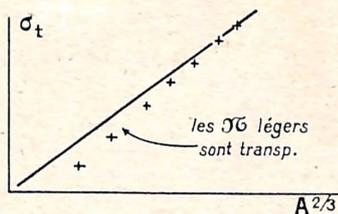


Fig. 31.

Avec le modèle optique, on peut ajuster K et V tels que R soit $\propto A^{1/3}$. On obtient (pour N de 90 MeV)

$$K = \frac{1}{4,5 \cdot 10^{-13}} \text{ cm}^{-1}, \quad V = 31 \text{ MeV}, \quad R = 1,37 \cdot 10^{-13} A^{1/3} \text{ cm},$$

valeurs tout à fait satisfaisantes. Pour P de 340 MeV, ces valeurs sont bonnes aussi; on trouve cependant que les anneaux de diffraction sont un peu décalés vers θ grand par rapport à la théorie, ce qui indiquerait une transparence un peu plus grande [86.29].

On a vu (p. 118) que $\sigma_i < \pi R^2$ pour P/\mathcal{E} ; la figure 30 montre que cela est dû à la transparence.

Remarque. — Cette théorie suppose que le noyau a une surface bien nette; c'est là une hypothèse simplificatrice provisoire; par la suite, il a été proposé un modèle [85.757] de noyau fait d'une partie centrale à densité constante et de rayon voisin de $A^{1/3}$, entouré d'une zone à densité décroissante d'épaisseur

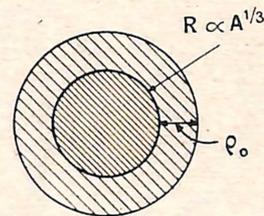


Fig. 32.

constante ρ_0 ($\sim r_0$). Ce modèle ne modifie pas essentiellement les résultats ci-dessus, mais apporte des raffinements. Par exemple, celui-ci : pour $E \gtrsim 40$ MeV, cette zone est opaque; pour $E \sim 100-300$ MeV, transparente : cela expliquerait l'allure de la figure 20.

Cet article est un résumé de Colloques donnés par l'auteur en mai 1952, au laboratoire de Physique de l'École Polytechnique. L'auteur est heureux de remercier ici M. le Professeur L. Leprince-Ringuet, pour les conseils qu'il lui a prodigués à propos de la rédaction de cet article.

Manuscrit reçu le 13 octobre 1952.