

Interaction nucleon-nucleon

I — Introduction

La physique nucléaire a principalement un double but, d'une part la recherche des lois nucléaires et d'autre part l'étude des propriétés découlant de ces lois. Comparés au reste de la physique nucléaire les phénomènes mettant en jeu deux nucléons seulement ont fait l'objet d'études très importantes (citons les articles généraux de R. PHILLIPS (1) et L. HULTHEN et M. SUGAWARA (2)). Ceci semble être dû principalement à deux causes :

- 1°) la simplicité «toute relative» des problèmes à deux corps.
- 2°) l'espoir de l'additivité de ces forces entre deux nucléons.

L'interaction nucléon-nucléon reste ainsi un problème de base et elle constitue un de nos meilleurs sujet d'étude pour la recherche de la nature des forces nucléaires.

Cette interaction a été traitée de deux façons : d'une part par une étude phénoménologique, c'est à dire par l'observation directe des principales grandeurs physiques et d'autre part par une théorie des champs de mésons qui essaye de prédire les potentiels responsables de cette interaction à partir d'une théorie quantique des champs plus générale.

II — Principales expériences

Nous allons tout d'abord exposer brièvement les résultats expérimentaux qui permettent soit de construire le potentiel dans le cas d'une étude phénoménologique soit

(1) R. J. N. PHILLIPS, Reports on progress in Physics. Vol. 22 (1959).

(2) L. HULTHEN et M. SUGAWARA, Handbuch der Physik. Vol. 39 (1958).

de le vérifier lorsqu'il est déduit de la théorie des champs de mésons.

Le système neutron-proton est un système simple, il possède un état lié : le deutéron, et un spectre continu : la diffusion. Nous pouvons distinguer trois types d'expériences : les expériences de diffusion, les passages du spectre continu à l'état lié, c'est à dire les collisions inélastiques entre les deux nucléons et l'étude du deutéron. Dans le cas de deux neutrons ou de deux protons il n'y a pas d'état lié et ne sont possibles que les expériences de diffusion.

Dans ce bref exposé nous allons distinguer d'une manière légèrement différente : 1°) l'étude du deutéron ; 2°) les mesures de sections efficaces différentielles de diffusion ; 3°) les expériences de polarisation ; 4°) Les expériences de capture neutron proton et de photo desintégration.

1°) Étude du deutéron.

Nous rappelons ces expériences déjà anciennes mais qui ont suscité l'introduction de forces non centrales.

a) *Energie de liaison.* On a pu la mesurer en recherchant le seuil de réactions photonucléaires ou encore par la mesure des chaleurs de réactions nucléaires. La valeur la plus probable est

$$\epsilon = 2,266 \pm 0,002 \text{ MeV}$$

ce qui correspond à une précision de 1/1000.

b) *Spin et moment magnétique.* Le deutéron a un spin total égal à 1 en unités 2π . L'interprétation évidente est que les spins du proton et du neutron sont parallèles dans l'état fondamental qui est ainsi décrit comme étant un état 3S_1 . En conséquence le moment magnétique du deu-

téron μ_p sera la somme du moment magnétique du proton $\hat{\mu}_p$ et du moment magnétique du neutron μ_n . Cela n'est pas tout à fait vérifié

$$\mu_D = 0,857411 \pm 0,000019$$

$$\mu_p = 2,79276 \pm 0,00006$$

$$\mu_n = -1,91304 \pm 0,00010$$

$$\mu_p + \mu_n - \mu_D = 0,02231 \pm 0,00012$$

Il est possible d'expliquer cet écart en admettant que l'état fondamental n'est pas un état 3S_1 pur mais qu'il y a un mélange d'ondes 3S_1 et 3D_1 . La différence obtenue permet évaluer à 4% la participation de l'état 3D_1 mais la précision de cette évaluation n'est pas bonne.

c) *Moment quadrupolaire électrique.* Le fait que ce moment quadrupolaire existe prouve également que l'état fondamental n'est pas un état 3S_1 pur. Il est nécessaire, pour l'expliquer, d'introduire des forces non centrales.

2°) *Mesure de sections efficaces différentielles de diffusion.*

Nous ne citons ici que les expériences qui ont été faites pour des énergies inférieures au seuil de formation des mésons π . Nous distinguons deux domaines d'énergie:

a) *Basse énergie.* Dans ce domaine dont la limite supérieure se situe entre 20 et 40 MeV suivant les auteurs on a surtout recherché les sections efficaces différentielles de diffusion.

Diffusion n - p. La section efficace différentielle $\sigma_{n,p}(\theta)$ peut s'exprimer en fonction des déphasages $\delta_0, \delta_0^1, \dots$ qui caractérisent l'onde diffusée pour les di-

verses valeurs de moment angulaire. On aura ainsi,

$$\sigma_{n,p}(\theta) = \frac{1}{4k^2} [\sin^2 \delta_0 + 3 \sin^2 \delta_0^1]$$

avec $k = \frac{EM}{h^2}$; E et M respectivement énergie et masse du nucléon.

Il est plus commode de donner le développement de ces angles de déphasages en fonction de k :

$$k \cotg \delta_0 = -\frac{1}{a_s} + \frac{1}{2} r_{os} k^2 + \dots$$

$$k \cotg \delta_0^1 = -\frac{1}{a_t} + \frac{1}{2} r_{ot} k^2 + \dots$$

On fait ainsi apparaître les paramètres a et r_0 appelés respectivement longueur de diffusion et rayon d'action effectif dans l'état singulet et l'état triplet respectivement. Le troisième terme du développement est de la forme $-Pr_0^3 k^4$ ou P est le paramètre de forme. Les deux premiers termes constituent ce que l'on appelle l'approximation indépendante de la forme.

Diffusion p - p. Le problème est un peu plus complexe car vient s'ajouter une diffusion coulombienne. La section efficace totale s'écrira:

$$\sigma_{pp}(\theta) = \sigma_c(\theta) + \sigma_{int}(\delta_0', \theta) + \frac{1}{k^2} \sin^2 \delta_0'$$

σ_c est la section efficace de diffusion coulombienne;

σ_{int} est un terme d'interférence entre la diffusion coulombienne et la diffusion purement nucléaire.

On peut également introduire le rayon d'action effectif. La quantité $k \cotg \delta$ est remplacée par

$$k' = C^2 k \cotg \delta_0' + MC^2 h(\eta)$$

$$\eta = \frac{1}{2k\rho} \text{ avec } \rho = \frac{h^2}{MC^2}$$

C^2 est le facteur de pénétration coulombienne:
$$C^2 = \frac{2\pi\eta}{e^{2\pi\eta} - 1}$$

$$h(\eta) = -L\eta - \gamma + \eta^2 \sum_1^{\infty} \frac{1}{n(n^2 + \eta^2)}$$

$$k' = -\frac{1}{a'} + \frac{1}{2} r'_0 k^2 - P' r'_0{}^3 k^4 + \dots$$

b) *Haut énergie.* Nous avons dans ce domaine un certain nombre de mesures de sections efficaces différentielles aux quelles viennent s'ajouter des mesures de polarisation dont nous parlerons par la suite.

Diffusion n-p. Aux énergies de l'ordre de 20 et 30 MeV la diffusion dans le système du centre de masse est sensiblement isotrope. A partir de 40 MeV on commence à voir apparaître un maximum pour 180°.

Diffusion p-p. Les forces coulombiennes provoquent une diffusion très forte dans un angle de 10° en avant de la direction d'incidence. Ensuite nous avons un minimum de la section efficace de diffusion ce qui correspond à une interaction destructrice entre les forces coulombiennes (répulsives) et les forces nucléaires (attractives). La section efficace différentielle de diffusion reste ensuite relativement bien constante de 20 à 90°.

3°) Mesures de polarisation.

Les études de sections efficaces de diffusion ne permettent pas de déterminer complètement la matrice de diffusion aussi actuellement on tend à compléter nos connaissances par des expériences de polarisation. Elles sont de trois types:

a) *Polarisation d'un faisceau non polarisé par une cible non polarisée.* Ces expériences nécessitent une double diffusion; la première polarisant le faisceau et la seconde permettant de l'analyser.

b) *Diffusion d'un faisceau polarisé par une cible non polarisée.* Ces expériences nécessitent une triple diffusion; la première servant à polariser le faisceau, la seconde permettant de faire la diffusion avec un faisceau polarisé et la troisième analysant le faisceau résultant. Cette triple diffusion permet de déterminer trois paramètres, D , R , A , qui interviennent dans la description de la diffusion d'un faisceau polarisé par une cible non polarisée.

c) *Diffusion d'un faisceau polarisé par une cible polarisée.* On peut étudier ainsi la corrélation de spin entre le proton diffusé et le proton de recul (la caractérisation des protons étant illusoire puisque nous ne pouvons les discerner l'un de l'autre). Il est ainsi possible de déterminer quatre nouvelles constantes C_{nn} , C_{Kp} , C_{Kn} , C_{np} , définissant cette corrélation de spin.

Chaque fois qu'il est ainsi possible de faire une expérience avec une bonne précision, le nombre de possibilités pour la détermination complète de la matrice de diffusion diminue, et il est possible de la calculer avec plus de précision et de certitude.

4°) Expériences de capture neutron-proton et de photodésintégration.

a) *Capture radioactive $n + p = \gamma + d$.* Ce procédé est négligeable comparé à la diffusion élastique sauf pour des énergies très basses. Les mesures effectuées comportant des erreurs importantes, il n'est pas possible d'en déduire des résultats précis.

b) *Photodésintégration du deuteron.* Pour des énergies proches du seuil de la réaction nous avons le processus inverse de celui que nous venons de décrire. On a mesuré la section efficace totale de la réaction et la distribution angulaire des produits de réaction.

III — Potentiels utilisés

Actuellement deux potentiels semblent être en accord sinon entre eux tout du moins avec un certain nombre d'expériences réalisées jusqu'ici. Les potentiels vérifient les propriétés générales suivantes :

— invariance par rapport aux rotations dans l'espace ;

— invariance par rapport aux réflexions dans l'espace (conservation de la parité) ;

— invariance par rapport à l'inversion du temps ;

— invariance par rapport aux rotations dans l'espace isobarique (indépendance de la charge) déjà plus discutable mais semble-t-il vérifié.

Un certain nombre de formes de puits de potentiel est été proposés et nous citerons les formes les plus connues depuis ces dernières années :

$$\text{Puits carré} \quad V(r) = \begin{cases} V_0 & r < r_0 \\ 0 & r > r_0 \end{cases}$$

$$\text{Puits gaussien} \quad V(r) = V_0 C^{-\left(\frac{r}{r_0}\right)^2}$$

$$\text{Puits Hulthéen} \quad V(r) = V_0 \left[1 - C^{-\frac{r}{r_0}} \right]^{-1} C^{-\frac{r}{r_0}}$$

$$\text{Puits de Yukawa} \quad V(r) = \frac{V_0 C^{-\frac{r}{r_0}}}{r}$$

$$\text{Puits exponentiel} \quad V(r) = V_0 C^{-\frac{r}{r_0}}$$

On a introduit de plus avec ces potentiels la notion de cœur dur, caractérisant une région infiniment répulsive.

A) Potentiel de GAMMEL et THALER.

C'est un potentiel phénoménologique qui peut s'écrire :

$$V(r) = V_c(r) + V_t(r) S_{1,2} + V_{L,S}(r) L \cdot S$$

V_c désignant la partie centrale du potentiel ;

V_t désignant la partie tensorielle ;

$V_{L,S}$ introduisant un couplage spin-orbite.

Ces potentiels ont des formes de potentiel de YUKAWA. De plus GAMMEL et THALER ont introduit un cœur dur pour expliquer les effets mésiques répulsifs à court rayon d'action. Il est ainsi possible d'éliminer les états collapses.

Les figures 1 et 2 représentent la forme des potentiels dans les différents cas qui se présentent ; sur cette même figure sont également représentées les différentes formes du potentiel de SIGNELL et MARSCHAK.

B) Potentiel de SIGNELL et MARSCHAK.

C'est un potentiel semi-phénoménologique en ce sens qu'il est composé à partir du potentiel de GARTENHAUS dérivé directement de la théorie des champs de mésons et du potentiel phénoménologique à couplage spin-orbite proposé par CASE et PAIS.

IV — Conclusion

La phénoménologie de l'interaction à deux nucléons s'explique dans son ensemble mais il reste toutefois un certain nombre de points à éclaircir :

Les résultats des mesures de sections efficaces de capture $n-p$ à basse énergie s'expliquent assez difficilement avec les potentiels actuels, les expériences ne sont toutefois pas suffisamment précises pour pouvoir trancher à coup sûr.

Le potentiel de GAMMEL et THALER repose sur une analyse de déphasages en particulier de réactions $p-p$ à 310 MeV. Il faut supposer que ces résultats sont exacts. Si cela n'est pas confirmé par des expériences ultérieures il faudra utiliser un potentiel totalement différent.

Des expériences de diffusions triples ont été réalisées à Harwell et à Harward. Le potentiel de GAMMEL et THALER n'explique

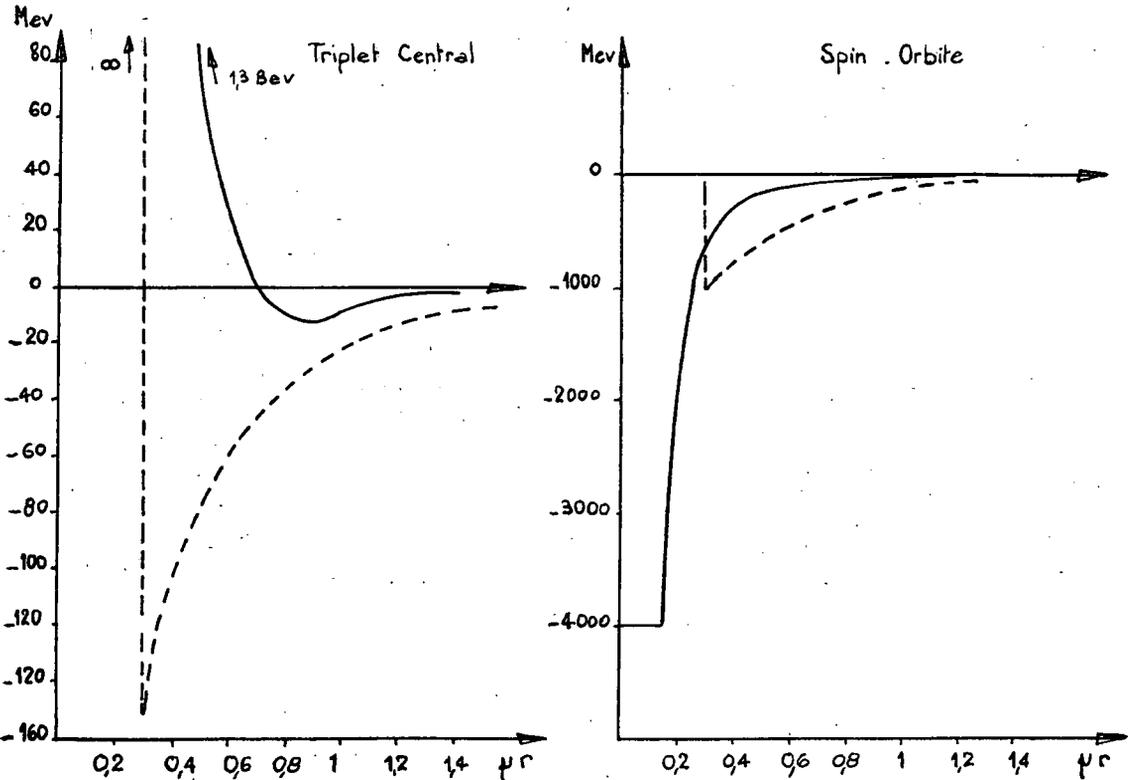
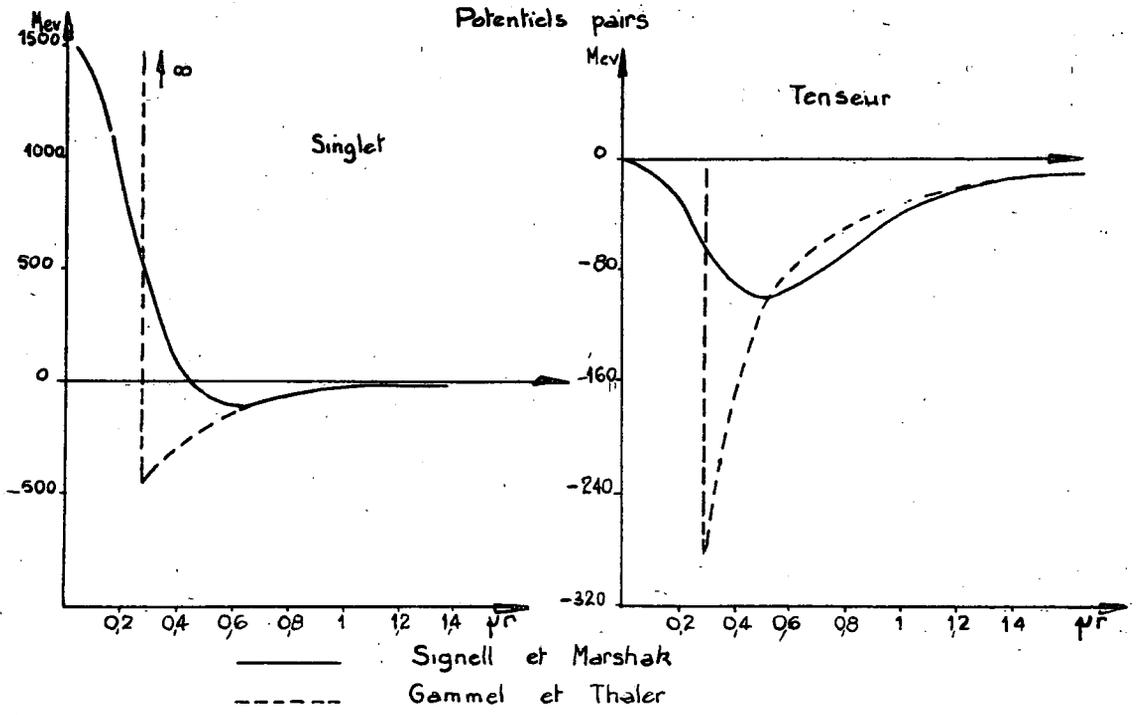
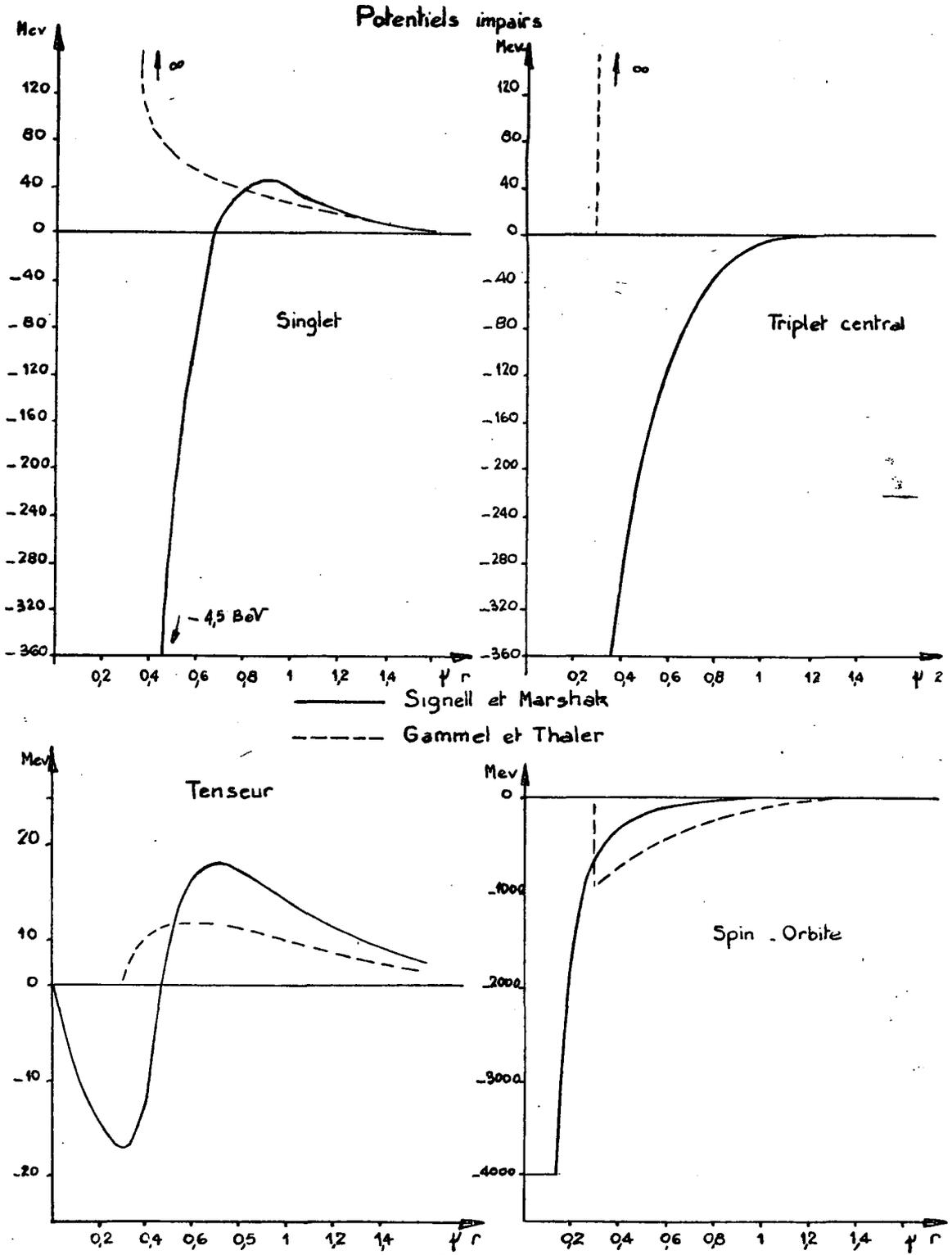


Figure 1



pas les résultats d'Harwell mais il explique les résultats d'Harward; c'est le contraire pour le potentiel de SIGNELL et MARSCHAK.

Pour expliquer des résultats de diffusion $n-p$ à 310 MeV il est nécessaire de faire varier légèrement les paramètres qui définissent le potentiel de GAMMEL et THALER. On pense que ceci est dû au fait que les potentiels physiques dépendent de la vitesse des nucléons et qu'un potentiel statique ne peut qu'en être une forme approchée. Aussi il semble inutile de rechercher d'autres formes de potentiels valables avec les mêmes paramètres dans un domaine d'énergie plus grand car il n'y a aucune raison que ces nouvelles formes de potentiels soient plus représentatives des phénomènes physiques.

Dans le cas du potentiel semi-phénoménologique de SIGNELL et MARSCHAK on peut se demander quelle est l'importance des éléments

phénoménologiques qui y sont inclus pour la description plus précise des résultats expérimentaux.

La forme asymptotique du potentiel donnée par la théorie des champs de mésons semble en bon accord avec ces résultats mais à moyen rayon d'action et à court rayon d'action le potentiel n'est plus connu suffisamment bien et la description est purement phénoménologique.

Certains physiciens pensent même que la limitation de la théorie des champs en général ne provient pas de l'outil mathématique mais de la physique inappropriée et qu'il semble nécessaire de construire une nouvelle théorie physique des particules élémentaires elles-mêmes avant de donner une description fondamentale plus détaillée des forces nucléaires.

GEORGES YVES PETIT

Salomon Rosenblum

(Biografia e obra científica) (1)

New York e Princeton (1941-44)

Referindo-se ao exílio de Salomon Rosenblum na América do Norte, durante a ocupação alemã da França, o Prof. Francis Perrin afirmou o seguinte na alocução feita junto das suas cinzas:

«A propósito deste exílio devo recordar que ele (S. R.) deveu, assim como outros cientistas franceses, a Louis Rapkine a possibilidade de partir a tempo com sua família para escapar às perseguições nazis e de continuar a trabalhar em segurança para benefício moral da França livre. Fez a viagem para Nova York, em 1941, na companhia de meu Pai, Jean Perrin, que tinha por ele afeição e grande estima, reconhecendo

nele as qualidades morais e o entusiasmo desinteressado que apreciava encontrar associados à vocação de investigador» (2).

S. Rosenblum chegou com sua família a New York, em fins de 1941, e aí permaneceu até ao Outono do ano seguinte. Durante esse tempo trabalhou em um laboratório de investigação da «Canadian Radium and Uranium Corporation».

Neste primeiro contacto com a investigação científica americana, teve ocasião de

(2) Essa viagem foi, para Rosenblum, cheia de imprevistos e dificuldades desde o princípio até ao fim: fuga da zona ocupada da França para a zona não ocupada, travessia da Espanha e Portugal, viagem no último navio norte-americano que atravessou o Atlântico antes da entrada em guerra dos E. U.

(1) Cont. do fasc. 8, vol. III, ps. 235-244.