

- <sup>22</sup> U. FANO and G. RACAH, Irreducible Tensorial Sets, Academic Press, New York 1959.
- <sup>23</sup> R. ARVIEU, Trieste Lectures 1969, ed. by Int. Atomic Energy Ag., Vienna 1970, p. 499.
- <sup>24</sup> A. EDMONDS, Angular Momentum in Quantum Mechanics, Univ. Press, Princeton, New Jersey 1968.
- <sup>25</sup> D. SCHÜTTE, Habilitationsschrift, Bonn 1969.
- <sup>26</sup> K. T. HECHT, Nucl. Phys. **63**, 177 [1965].
- <sup>27</sup> E. P. WIGNER, Phys. Rev. **51**, 106 [1937].
- <sup>28</sup> B. BREMOND, Nucl. Phys. **A 113**, 257 [1968].
- <sup>29</sup> J. TRITS, Tabellen zu den einfachen Lie Gruppen und ihre Darstellungen, Lecture Notes in Mathematics No. 40, Springer-Verlag, Berlin 1968.
- <sup>30</sup> D. SCHUBERT and D. SCHÜTTE, to be published.
- <sup>31</sup> R. ARVIEU and S. A. MOSKOWSKI, Phys. Rev. **145**, 830 [1966].

## Aquivalenz der N\*-Beiträge in der Starken Kopplung zu einem skalaren N-N-Potential

SIEGFRIED WAGNER \*

Institut für Theoretische Kernphysik der Universität Bonn

(Z. Naturforsch. **28 a**, 403—407 [1973]; eingegangen am 19. Oktober 1972)

KONRAD BLEULER zum 60. Geburtstag gewidmet

The coupled-channel contribution of  $N_{33}^*$  isobars, which appear in the solutions of the fixed-source strong coupling field equations, are equivalent to an effective scalar N-N potential with the range of the  $\sigma$ -exchange in usual OBE models.

### 1. Die Lösungen der starken Kopplung für das NN-System

Das Verfahren der „starken Kopplung“ wurde 1940 von WENTZEL<sup>1</sup> in die Feldtheorie eingeführt und in dem darauffolgenden Jahrzehnt von den Schülern WENTZELS und PAULIS<sup>2</sup> sowie von BLEULER<sup>3</sup> zu einer umfassenden Theorie der starken Wechselwirkung ausgearbeitet. Sowohl das Meson-Nukleon- als auch das Nukleon-Nukleon- (Deuteron und Streuung) und das Vielkörperproblem der Kernmaterie führte für verschiedenartige Kopplungsansätze zu geschlossenen Ausdrücken. Später wurden auch die seltsamen Teilchen einbezogen<sup>4</sup> sowie der gruppentheoretische Aspekt ausgearbeitet<sup>5</sup>.

Eine notwendige Voraussetzung der Theorie ist die Existenz eines Formfaktors für die Nukleonen. Es werden im Gegensatz zur gewöhnlichen Störungsreihe (die für physikalische Kopplungskonstanten bekanntlich divergiert) Entwicklungen nach fallenden Potenzen von  $g^2$  angesetzt. Da diese Theorie nur für den skalaren Fall in den höheren Ordnungen untersucht worden ist<sup>6</sup>, hat sich der Name „starke Kopplung“ für die Lösungen der Mesonenfeldtheorie in der Ordnung  $1/g^2$  eingebürgert, worauf auch die „strong coupling groups“ fußen. Für das Meson-

Nukleon-System erhält man in dieser Näherung ein unendliches System von isobaren Nukleonzuständen mit identischen halbzahligen Werten des Spins und Isospins  $j$  mit der Anregungsenergie:

$$E_{Is} = \varepsilon \mu [j(j+1) - \frac{3}{4}]; \quad (j = \frac{1}{2}, \frac{3}{2}, \frac{5}{2}, \dots) \quad (1)$$

mit  $\mu = m_\pi/\hbar c$  und

$$\varepsilon = \frac{3}{4} a \mu / f^2, \quad (2)$$

wobei  $f$  die im Hamiltonian angesetzte unrenormierte Kopplungskonstante ist, die mit der physikalischen Kopplungskonstante  $g$  zusammenhängt:

$$f^2 = 9 (m_\pi/2 m_N)^2 g^2/4 \pi \quad (3)$$

und  $a$  der Radius der Quelfunktion ist. Es ist bemerkenswert, daß der Limes verschwindenden Formfaktors in (1) zu dem unsinnigen Ergebnis eines nicht definierten Spins führt, was bei schwacher Kopplung nicht auftritt. Die Quantenzahlen des ersten angeregten Zustandes stimmen mit den ein Jahrzehnt nach Aufstellung dieser Theorie experimentell entdeckten  $N_{3/2}^*$ -Nukleon-Isobaren überein.

Das Auftreten der angeregten Nukleonen in den Lösungen der starken Kopplung für das Zweinukleonenystem führt auf ein Mehrkanalproblem. In niedrigster Ordnung der Störungsreihe der starken Kopplung erhält man:

$$\sum_n' [-d^2/dx^2 + L_n(L_n+1)/x^2 + V_{nn'}^{JP,T}(x)] F_u^{T,JP}(x, E) = \eta_n F_n^{JTP}(x, E), \quad (4)$$

\* Diese Arbeit wurde finanziert vom Bundesministerium für Wissenschaft und Forschung. Sonderdruckanforderungen an Dr. S. WAGNER, Institut für Theoret. Kernphysik der Universität Bonn, D-5300 Bonn, Nußallee 16.



wo  $J, T, P$  der Gesamtdrehimpuls, der totale Isospin und die Parität des NN-Systems bezeichnen und

$$x = \mu | \mathbf{r}^{(1)} - \mathbf{r}^{(2)} |, \quad \eta_n = (m_N/c^2 m_\pi^2) (\frac{1}{2} E - E_n),$$

wobei  $E$  die Energie im Schwerpunktsystem und

$$E_n = \varepsilon \mu [j_1(j_1+1) + j_2(j_2+1) - \frac{3}{2}] \quad (5)$$

die Anregungsenergie des Zweinukleonensystems bezeichnen.

FIERZ<sup>7</sup> hat die Ausreduzierung der Pion-Austauschpotentiale in der Basis

$$n = |SL j_1 j_2\rangle \quad (6)$$

angegeben, wo  $S$  und  $L$  das Spin- bzw. Bahnmoment des NN-Systems und  $j_1$  und  $j_2$  die halbzahligen Werte des Spins beider Nukleonen bedeuten:

$$V_{nn'}^{JTP}(x) = \frac{g^2}{4\pi} \frac{m_\pi}{2m_N} \left[ 3\Omega e^{-x}/x + (9\mathbf{T} - 3\Omega) \cdot e^{-x}/x \left( 1 + \frac{3}{x} + \frac{3}{x^2} \right) \right] \quad (7)$$

Die Konstruktion der Matrixelemente des Spin-Spin und des Tensorpotentials in Gl. (7) findet man in<sup>7</sup>. Die Matrixelemente für  $n = |SL \frac{1}{2} \frac{1}{2}\rangle$  sind identisch mit der störungstheoretischen Definition des OPE-Potentials. Das Potential gilt nur in dem Bereich, in dem sich die beiden Quelfunktionen nicht überlappen. Im Innenbereich ergibt sich ein Core-Potential<sup>8</sup> von der Reichweite der Ausdehnung der Quellen, das im Gegensatz zu (7) der unrenormierten Kopplungskonstante  $9g^2/4\pi$  proportional ist.

Die in den früheren Arbeiten<sup>1-3</sup> mittels dieser Gleichung erhaltenen numerischen Resultate widersprechen den experimentellen Tatsachen derart, daß Pauli für eine Aufgabe der Theorie plädierte und diese fast ganz aus dem Gesichtskreis des Interesses der heutigen Physik geriet. Der Grund für die Diskrepanzen liegt jedoch daran, daß man vor den Hofstadterschen Versuchen<sup>9</sup> annehmen mußte, daß die Ausdehnung des Nukleons von der Größenordnung einer Proton-Comptonwellenlänge ist. Mit diesem Wert von  $a$  und der physikalischen Kopplungskonstanten ist zwar die Bedingung der starken Kopplung ausgezeichnet erfüllt, jedoch wird in (1) und (5) die Isobarananregungsenergie um mindestens eine Größenordnung zu klein; das Entsprechende gilt für den Core-Radius. Bereits VILLARS<sup>10</sup> erkannte, daß man mit einem größeren Wert von  $\varepsilon$  zu vernünftigen Resultaten gelangt. Unter diesem Gesichtspunkt wurde das Problem von HOURIET<sup>11</sup> wie-

der aufgegriffen und in Zusammenarbeit mit HÉRIETIER<sup>11</sup>, ACHOUR, ADE, WINIGER und WAGNER<sup>12, 13</sup> numerisch gelöst. Dabei wurde von dem experimentellen Wert der  $N_{3/2}^*$ -Anregungsenergie

$$E_{ts}(N_{3/2}^*) = 300 \text{ MeV} \quad (8)$$

ausgegangen und im Sinne von Ref. <sup>8</sup> ein Hardcore eingeführt, der sich als freier Parameter zu

$$r_c \approx 0,5 \text{ fermi} \quad (9)$$

ergab. Mit (8) wird nach Gl. (1) die charakteristische Größe

$$\varepsilon \approx 1 \quad (9)$$

was mit (9) gut verträglich ist, sowie gut zu dem Hofstadterschen Formfaktor<sup>9</sup> paßt, wenn man berücksichtigt, daß der hier betreffende starke Formfaktor kleiner sein sollte als der elektromagnetische. Jedoch sollte man für einen so großen Wert von  $\varepsilon$  nicht mehr erwarten, daß man sich mit der niedrigsten Ordnung begnügen darf. Um so erstaunlicher sind die guten Resultate in<sup>11-13</sup>. Eine Erklärung dafür liefert möglicherweise ein Argument von PAULI<sup>8</sup>. Danach sollten die höheren Terme einer Entwicklung nach  $1/f$  die Lage der angeregten Niveaux nur wenig verschieben, jedoch mit wachsendem Spin eine erhebliche Verbreiterung der im Limes der starken Kopplung unendlich schmalen Linien eintreten. Und zwar soll die Unstabilität einsetzen für  $j > a \mu/f$ ; d. h.  $j \Rightarrow 1/2$ , was den experimentellen Tatsachen entspricht. Für die pseudoskalare Theorie sind jedoch die höheren Näherungen bisher nicht behandelt worden.

Um das Gleichungssystem (4) numerisch lösen zu können, wird es in ein System von Integro-Differentialgleichungen überführt, das sich iterativ lösen läßt: Diese lauten für den hier allein betrachteten Fall der ungekoppelten Grundfunktionen<sup>14</sup>:

$$\tilde{L}_1 \tilde{F}_1^{JTP}(x, E) = V_{11}^{JTP}(x) \tilde{F}_1^{JTP}(x, E) + \sum_{n'=2}^N V_{1n'}^{JTP}(x) \tilde{F}_{n'}^{JTP}(x, E), \quad (10)$$

$$\bar{F}_n^{JTP}(x, E) = \bar{L}_n^{-1} \cdot \left\{ V_{n1}^{JTP}(x) \tilde{F}_1^{JTP}(x) + \sum_{n'=2}^N V_{nn'}^{JTP}(x) \bar{F}_{n'}^{JTP}(x, E) \right\} \quad (11)$$

$$\text{mit} \quad \tilde{L}_1 = d^2/dx^2 - L_1(L_1+1)/x^2 - \eta_1 \quad (10a)$$

$$\text{und} \quad \bar{L}_n = d^2/dx^2 - L_n(L_n+1)/x^2 - \eta_n, \quad (11a)$$

wobei die Tilde die oszillatorischen Zustände für  $n = |LS \frac{1}{2} \frac{1}{2}\rangle$  mit auslaufenden Wellen als Randbe-

dingungen kennzeichnet, während der Querstrich die Isobarenzustände kennzeichnet, deren Eigenfunktionen im Unendlichen verschwinden müssen, da hier der Fall der elastischen NN-Streuung behandelt wird. In <sup>11</sup> und <sup>12</sup> wurde nur das jeweils niedrigste Isobarenniveau berücksichtigt, und zwar die Kanäle  $(N + N_{3/2}^*)$  und  $(N_{3/2}^* + N_{3/2}^*)$  für Isospin  $T = 1$  bzw.  $T = 0$ . In <sup>13</sup> wurde gezeigt, daß der zweite Kanal trotz der doppelten Anregungsenergie auch bei  $T = 1$  noch eine wesentliche Rolle spielt; jedoch spielen die Isobaren mit  $j > 3/2$ , die ohnehin in den höheren Näherungen stark verbreitert werden, nur eine geringe Rolle. In <sup>11</sup> wurden die Deuteron-Parameter und die S-Wellen effective-range-Parameter in guter Übereinstimmung mit dem Experiment berechnet, während in <sup>12</sup> und <sup>13</sup> die berechneten NN-Streuphasen mit dem Experiment verglichen wurden. Insbesondere in <sup>13</sup> erhält man mit dem Core als praktisch einzigen freien Parameter <sup>15</sup> beide S-Phasen quantitativ, was auch für die D- und höheren Phasen zutrifft. Einzig die <sup>3</sup>P<sub>0</sub>-Phase kommt völlig unphysikalisch heraus, worin sich der fehlende Rückstoß und das abwesende Spin-Bahn-Potential bemerkbar macht.

## 2. Definition eines Isobarenpotentials

Obwohl das Gleichungssystem [(10) – (11)] direkt gelöst werden konnte, soll hier versucht werden, das gekoppelte System von Schrödinger-Gleichungen in [für jedes  $(J, T, P)$ ] eine einzelne Schrödinger-Gleichung für ein effektives Potential umzuschreiben. Dies könnte bei der Lösung des Vielkörperproblems nützlich sein und zu einem besseren Verständnis der  $\sigma$ -Mesonen-Potentiale in den OBE-Modellen <sup>16, 17</sup> führen. Es ist eine wohlbekannte Tatsache der Quantenmechanik, daß die Beiträge geschlossener Kanäle einem anziehenden Potential entsprechen.

Das Differentialgleichungssystem [(10) – (11)] läßt sich formal folgendermaßen schreiben:

$$\tilde{\mathcal{L}}_1 \tilde{F}_1^{JTE}(x, E) = \{V_{11}^{JTP}(x) + U^{JTP}(x, E)\} \tilde{F}_1^{JTP}(x, E) \quad (12)$$

mit

$$U^{JTP}(x, E) = \sum_{n'=2}^N \left\{ V_{1n'}^{JTP}(x) \frac{\tilde{F}_{n'}^{JTP}(x, E)}{\tilde{F}_1^{JTP}(x, E)} \right\}. \quad (13)$$

womit ein energieabhängiges Isobarenpotential implizite definiert ist mittels der Eigenfunktionen. Unabhängig von der Theorie der starken Kopplung wurde von SUGAWARA und VON HIPPEL <sup>18</sup> ein ener-

gieabhängiges skalares Potential angegeben, das den Beitrag der N\*-Resonanzen im direkten Kanal entspricht. Dabei wurden eine Reihe von Vernachlässigungen <sup>19</sup> gemacht, die hier nicht erforderlich sind. Die Autoren fügen zu diesem nichtrelativistischen Potential noch ein relativistisches OPE- und OVE-Potential hinzu und vergleichen das Gesamtpotential mit dem Reid-Potential <sup>20</sup>.

Vernachlässigt man in den Isobarengleichungen (11) die Isobarenanteile auf der rechten Seite gegen den um mindestens eine Größenordnung größeren ersten Term mit der Grundwellenfunktion, so bekommt man den Ausdruck

$$U^{JTP}(x, E) = \frac{1}{\tilde{F}_1^{JTP}(x, E)} \sum_{n'=2}^N \cdot \{V_{1n'}^{JTP}(x) \mathcal{L}_{n'}^{-1} V_{1n'}^{JTP}(x) \tilde{F}_1^{JTP}(x, E)\}, \quad (14)$$

der nur noch die Grundwellenfunktion enthält. Hieraus ersieht man, daß das Potential in vierter Ordnung in der Kopplungskonstanten ist (sofern man von der geringen impliziten Abhängigkeit in  $\tilde{F}_1^{JTP}(x, E)$  absieht. Es entspricht deshalb einem stets anziehenden  $2\pi$ -Austausch-Potential. Im weiteren wird jedoch nur auf das ungenäherte Potential (13) Bezug genommen.

## 3. Berechnete Isobarenpotentiale und $\sigma$ -Meson

In Abb. 1 sind die berechneten Wellenfunktionen für den Zustand <sup>1</sup>D<sub>2</sub> ( $J = 2, T = 1, P = +1$ ) aufgetragen. Man erkennt, daß die Isobarenwellenfunktionen bereits im Bereich der ersten Halbwelle der Grundfunktion abgeklungen sind. Selbst in dem extremen <sup>1</sup>D<sub>2</sub>-Fall, in dem die Isobaren die Phasenverschiebung überwiegend bestimmen, ist die Amplitude der Isobarenwellenfunktion noch um eine Größenordnung kleiner als die der Grundwelle. Der Beitrag der Isobaren wächst mit der Energie.

Die mittels Gl. (13) berechneten Isobarenpotentiale für <sup>1</sup>D<sub>2</sub> sind in Abb. 2 dargestellt. Man bemerkt, daß die für 50 bzw. 210 MeV berechneten Isobarenpotentiale fast zusammenfallen, obgleich die Wellenfunktionen in Abb. 1 recht verschieden sind. Die Energieabhängigkeit des Isobarenpotentials ist also vernachlässigbar klein. Dagegen erkennt man aus Abb. 2, daß der mit 600 MeV angeregte Zustand  $|0\ 2\ \frac{3}{2}\ \frac{3}{2}\rangle$  keineswegs einen vernachlässigbaren Beitrag liefert. Für die anderen Partialwellen in Abb. 3 wurden diese doppelt angeregten Isobarenzustände jedoch im Sinne der Annahmen in <sup>11, 12</sup> weggelassen.

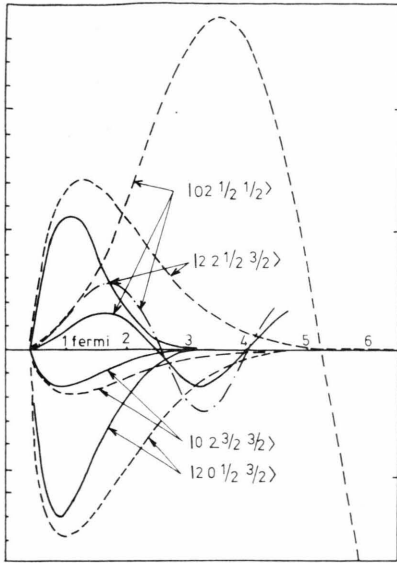


Abb. 1.  ${}^1D_2$  Wellenfunktionen in der Basis  $|SLj_1j_2\rangle$ . (Die Grundwellenfunktion  $|0 2 1/2 1/2\rangle$  ist im Maßstab 1 : 5 verkleinert eingezeichnet.) Ausgezogene Linien: Streuenergie  $E=50$  MeV; gestrichelte Linien: Streuenergie  $E=210$  MeV; - · - · ohne Isobarenankopplung (entspricht dem OPE-Fall).

Man bemerkt, daß die Isobarenpotentiale bei gegebenen  $T$  und  $P$  für verschiedenes  $J$  fast zusammenfallen. Und zwar sind die Singulett-Potentiale stärker als die Triplett-Potentiale, von denen die Triplett-ungerade-Potentiale gänzlich zu vernachlässigen sind. Bemerkenswert ist der große Isobarenbeitrag in den Singulett-gerade-Partialwellen  ${}^1S_0$  und  ${}^1D_2$ , wo fast

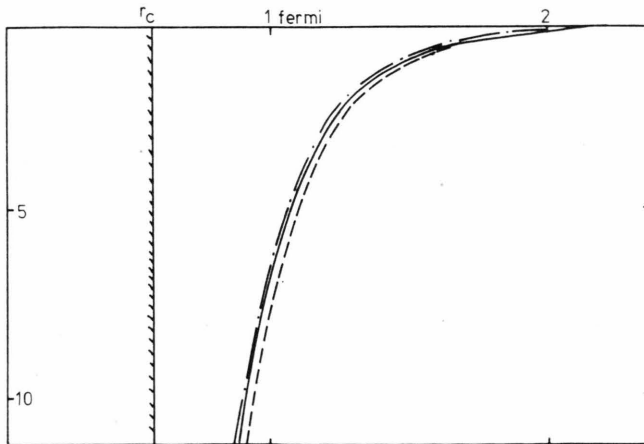


Abb. 2.  ${}^1D_2$  Isobarenpotentiale. Ausgezogene Linie: Streuenergie  $E=210$  MeV; strichpunktierte Linie:  $E=50$  MeV, jeweils für den Fall, daß nur die einfach angeregten Isobarenzustände berücksichtigt wurden; gestrichelte Linie für  $E=210$  MeV bei zusätzlicher Einbeziehung des Zustandes  $|0 2 3/2 3/2\rangle$ .

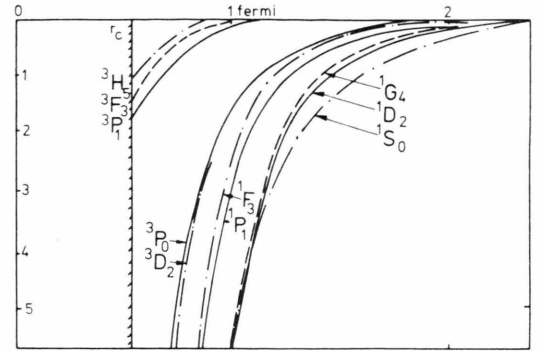


Abb. 3. Isobarenpotentiale für die ungekoppelten Zustände. Streuenergie  $E=210$  MeV. Nur das jeweils niedrigste Niveau berücksichtigt.

der ganze Beitrag zur Phasenverschiebung von den angeregten Nukleon-Zuständen herrührt. Berücksichtigt man alle  $\frac{3}{2}$ -Zustände, so ergeben sich in  ${}^{13}$  mit nur dem Core-Radius als freien Parameter quantitative  ${}^1S_0$ -,  ${}^3S_1$ - ${}^3D_1$ - und  ${}^1D_2$ -Streuphasen. Bei Vernachlässigung der doppelt angeregten Isobaren bei  ${}^1S_0$ , nicht jedoch bei  ${}^3S_1$ - ${}^3D_1$  in  ${}^{11}$  ergaben sich gute Übereinstimmungen für die S-Wellen-Niedrigenergieparameter einschließlich des Deuterons.

In den OBE-Modellen <sup>16, 17</sup> erhält man eine mittlere reichweitige Anziehung nur durch Einführung eines <sup>17</sup> oder meist zwei <sup>16</sup> skalaren Mesonen, die mit der vorausgesetzten Masse nicht beobachtet wer-

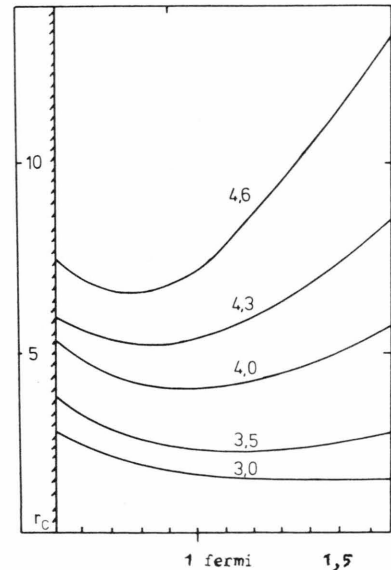


Abb. 4. Äquivalente Yukawa-Potentiale für  ${}^1D_2$  und  $E=200$  MeV.  $U_{JPT}(x, E) \cdot \exp(-\sigma x)/x$ , Abszisse:  $x$ , Ordinate:  $G^2, 1; +1(x, 200 \text{ MeV})$ , Parameter:  $\sigma = m_\sigma/m_\pi$ .

den. In dispersionstheoretischen Modellen<sup>21</sup> erhält man ein effektives skalares Potential mittels der  $N-N$ -,  $N-N_{3/2}^*$  und  $N_{3/2}^*-N_{3/2}^*$ -Zwischenzustände von der phänomenologisch festgestellten Reichweite. Es ist zu prüfen, ob das auch hier herauskommt. Zu diesem Ende wird der Verlauf des Isobarenpotentials mit einem Yukawa-Potential verglichen:

$$U^{JTP}(x, E) = G^{JTP}(x, E) \exp\{-\sigma x\}/x \quad (15)$$

mit

$$\sigma = m_\sigma/m_\pi.$$

In Abb. 4 wurde  $G^{JTP}(x, E)$  über  $x/\mu$  aufgetragen für den Fall  ${}^1D_2$  und  $E=200$  MeV. Man erkennt, daß die  $x$ -Abhängigkeit nur für  $\sigma \approx 3$  für große  $x$ -Werte konstant wird, wie man es von einem spinabhängigen Yukawa-Potential erwartet. Daher ist die Masse eines effektiven  $\sigma$ -Mesons  $m_\sigma \approx 400$  MeV, wie es in den meisten OBE-Modellen<sup>16</sup> angesetzt wird.

<sup>1</sup> G. WENTZEL, Helv. Phys. Acta **13**, 169 [1940].

<sup>2</sup> Eine Zusammenstellung der frühen Arbeiten von G. WENTZEL, M. FIERZ, A. HOURIET, F. COESTER, F. VILLARS, sowie von W. PAULI, S. KUSAKA, S. M. DANCOFF, R. SERBER, J. R. OPPENHEIMER u. J. SCHWINGER findet sich in Ref. 13.

<sup>3</sup> K. BLEULER, Helv. Phys. Acta **18**, 317 [1945].

<sup>4</sup> G. WENTZEL, Phys. Rev. **125**, 771 [1962] und Ref. 5.

<sup>5</sup> C. J. GOEBEL, Phys. Rev. Lett. **16**, 1130 [1966]; C. DULLEMOND u. F. J. M. VAN DER LINDEN, Ann. Phys. New York **41**, 372 [1966]; M. BEDNAR u. TOLÁR, Nucl. Phys. **B 7**, 255 [1968].

<sup>6</sup> H. JAHN, Nucl. Phys. **26**, 353 [1962].

<sup>7</sup> M. FIERZ, Helv. Acta **17**, 81 [1944], **18**, 158 [1945].

<sup>8</sup> R. SERBER u. S. M. DANCOFF, Phys. Rev. **63**, 143 [1943]; K. CHUN, Phys. Rev. **112**, 912 [1961].

<sup>9</sup> R. HOFSTADTER u. R. HERMAN, Phys. Rev. Lett. **6**, 293

<sup>10</sup> F. VILLARS, Helv. Phys. Acta **19**, 323 [1946].

<sup>11</sup> A. HOURIET u. C. A. HÉRITIER, Helv. Phys. Acta **35**, 414 [1962].

<sup>12</sup> P. WINIGER u. S. WAGNER, Helv. Phys. Acta **42**, 51 [1969].

<sup>13</sup> S. WAGNER, Phys. Rev. **177**, 2278 [1969] sowie DESY-Reports Nr. 68/9 und 68/49 [1968].

<sup>14</sup> Der Fall  $J=L\pm 1$  läßt sich ganz analog behandeln, erweist sich jedoch als komplizierter wegen der Notwendigkeit zur Bestimmung der Eigenstreuwerte.

<sup>15</sup> Der Wert der Pion-Kopplungskonstanten mußte allerdings mit  $g^2/4\pi \approx 13$  angenommen werden, wie er sich auch in verschiedenen OBE-Modellen<sup>17</sup> ergibt.

<sup>16</sup> G. KRAMER, in „Springer Tracts in Modern Physics“, Springer-Verlag, Berlin 1970, Bd. 55.

<sup>17</sup> K. ERKELENZ, K. HOLINDE u. K. BLEULER, Nucl. Phys. **A 139**, 308 [1969].

<sup>18</sup> H. SUGAWARA u. F. VON HIPPEL, Phys. Rev. **172**, 1764 [1968].

<sup>19</sup> Neben den in dieser Arbeit gemachten Vernachlässigungen weniger gravierender Art wurde noch das off-shell-Verhalten nicht berücksichtigt, weshalb die Autoren<sup>18</sup> aufgrund eines Einwandes von G. E. BROWN in Phys. Rev. **185**, 2046 [1969] diese Arbeit zurückziehen.

<sup>20</sup> R. V. REID, JR., Ann. Phys. New York **50**, 441 [1968].

<sup>21</sup> D. AMATI, E. LEADER u. B. VITALE, Nuovo. Cim. **17**, 68 [1960]; **18**, 409 [1960]; W. COTTINGHAM u. R. VINH MAU, Phys. Rev. **130**, 735 [1963].