Nukleon - Nukleon Wechselwirkung

- Aufbau der Kerne ist Kernkraft verantwortlich. Kernkraft = WW zw. Nukleonen
- Tröpfchenmodell: Kernkräfte immer zwischen zwei Nukleonen. Ansonsten wäre Bindungsenergie pro Nukleon nicht näherungsweise konstant.

=> „Austauschkraft" zw. zwei Nukleonen

- Reichweite von gleicher Größenordnung wie Durchmesser der Nukleonen
- Nukleonen in Kernen: Beschreibung durch freie Nukleonen in einem Potentialtopf („entartetes Fermigas")
- Es ist nicht möglich aus Eigenschaft der Kerne direkt auf die Form des Nukleon-Nukleon-Potentials zu schließen.

=> Bestimmung des NN-Potentials aus Analyse von Zweikörpersystemen: $\underbrace{\text{NN - Streuung}}_{\text{Vorl}}$ und gebundenen $\underbrace{\text{Proton-Neutron Zustand (D)}}_{\text{Übungsaufgabe}}$

NN - Streuung

Bei niedrigen Energien (unterhalb der Pionproduktionsschwelle $E < m_\pi c^2 \approx 10^2\,\mathrm{MeV}$) ~~rein~~ ist NN-Streuung rein elastisch.

Streuung kann mit nicht-relativistischer QM beschrieben werden.

Nukleonen : punktförmig, strukturlos, Spin u. Isospin

[starker Isospin : Proton u. Neutron sind zwei Zustände des gleichen Teilchens, des Nukleons, die mit $\uparrow$ und $\downarrow$ bezeichnet werden. Kernkräfte sind unabhängig davon, ob es sich um den $\uparrow$ oder $\downarrow$ Zustand handelt. Math. äquivalent mit Drehimpuls : $J = \frac{1}{2}$, $J_3 = \pm \frac{1}{2}$

Proton $J_3 = +\frac{1}{2}$ (uud)

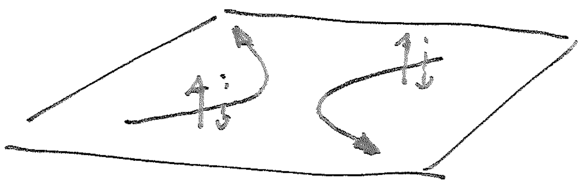
Neutron $J_3 = -\frac{1}{2}$ (udd)

u-Quark $J_3 = +\frac{1}{2}$

d-Quark $J_3 = -\frac{1}{2}$

starker Isospin bleibt in starker WW erhalten]

Die Physik d. WW kann in Form eines Potentials dargestellt werden.

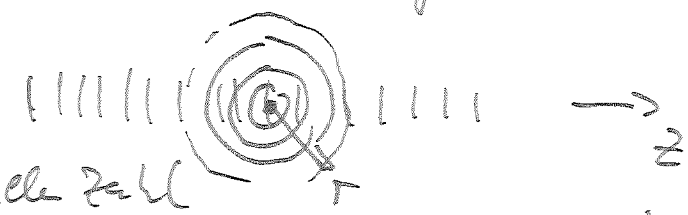


Experimente mit polarisierten Nukleonen
Streuung in ↑↓ (Spin)
und in ↑↑ Konfiguration
für Proton ↑ und Neutron ↓
(Isospin)

Experimente zeigen, daß <u>Streuamplitude</u> vom Gesamtspin und Gesamtisospin der Nukleonen abhängt.

Stationäre Behandlung der elastischen Streuung:

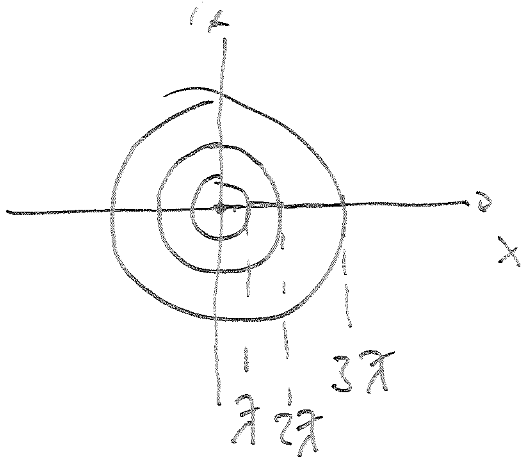
einlaufende ebene Welle e^{ikz} überlagert mit auslaufender Kugelwelle $\frac{e^{ikr}}{r}$



Faktor $\frac{1}{r}$ zur Erhaltung d. Teilchenzahl

Totale WF: $$\psi_T(\vec{r}) = A\left[e^{ikz} + f(\Theta)\,\frac{e^{ikr}}{r}\right]$$

Zusammenhang zw. experimenteller Beobachtungsgröße $\frac{d\sigma}{d\Omega}$ und $f(\Theta)$



$$p = \hbar k = \frac{\hbar}{\lambda\!\!\!^{-}}$$

Ein Abstand $b = \ell \lambda\!\!\!^{-}$ einfallendes Teilchen hat daher Bahndrehimpuls

$$\vec{b} \times \vec{p} = pb = \frac{\hbar}{\lambda\!\!\!^{-}} \ell \lambda\!\!\!^{-} = \hbar \ell$$

Relativimpuls von < 100 MeV/c
Potentialreichweite von a = 2 fm

$$\Big\} \Rightarrow \ell \leq \frac{p \cdot a}{\hbar} = \frac{100\,\mathrm{MeV}\ 2\,\mathrm{fm}}{200\,\mathrm{MeV\,fm}} = 1$$

für < 100 MeV/c s-Wellenstreuung ($\ell = 0$) dominant!

Entwicklung von ψ nach EF des Drehimpulses
(siehe 7. Bsp. Mayer-Kuckuk)

Für den Fall elast. Streuung (für große Abstände vom Streuzentrum) gilt:

$$f(\Theta) = \frac{1}{k} \sum_{\ell=0}^{\infty} (2\ell+1)\, \underset{\substack{\uparrow \\ \text{Phasenfaktor}}}{e^{i\delta_\ell}}\, \underset{\substack{\uparrow \\ \text{Amplitude}}}{\sin\delta_\ell}\, P_\ell(\cos\Theta)$$

wobei $k = \frac{1}{\lambda\!\!\!^{-}} = \frac{|p|}{\hbar} = \frac{\sqrt{2mE}}{\hbar}$

Teilchendichte $\rho = \psi^* \psi$; Stromdichte einlaufende Welle

$$j_e = v_e \rho = v_e |A e^{ikz}|^2 = A^2 v_e$$

auslaufende Stromdichte durch Flächenelement dF

$$j_a \, dF = v_a |\psi_a|^2 dF = v_a \left| A f(\Theta) \frac{e^{ikr}}{r} \right|^2 dF$$

$$= v_a A^2 |f(\Theta)|^2 \frac{dF}{r^2}$$

$$dF = r^2 d\Omega \quad \Rightarrow \quad v_a A^2 |f(\Theta)|^2 d\Omega$$

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \left(\frac{j_a}{j_e} \right) = |f(\Theta)|^2$$

experimentelle Beobachtungsgröße

Problem besteht darin, für ein gegebenes Streupotential die Amplitude $f(\Theta)$ mit Hilfe der Schrödinger Gl zu berechnen.

Methode: Partialwellenzerlegung, d. h. Entwicklung der gestreuten Welle nach Anteilen mit festem Drehimpuls ℓ

δ_ℓ : Phasenverschiebungswinkel

P_ℓ : Eigenfunktion zum Drehimpuls ℓ
in Form des Legendre-Polynoms ℓ-ter Ordnung

δ_ℓ beschreibt Phasenunterschied zwischen der am Potential gestreuten Welle und der ungestreuten Welle. Sie enthalten die Information über Form und Stärke des Potentials

s-Welle : $\Rightarrow f(\Theta) \simeq \frac{1}{k} e^{i\delta_0} \sin\delta_0$

Messung $\frac{d\sigma}{d\Omega} = |f(\Theta)|^2$

Bestimmung der Phasenverschiebung aus Experiment; Vergleich mit Phasenverschiebung berechnet aus konkreten Potentialverlauf ($\Rightarrow$ Variation) $\Rightarrow$ Bestimmung des zugrundeliegenden Potentialverlaufs.

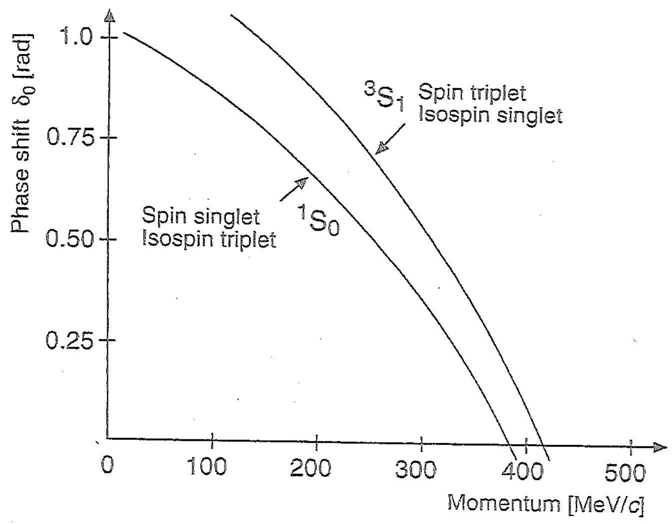


Fig. 16.1. The phase shift δ_0 as determined from experiment both for the spin triplet-isospin singlet $^3S_1$ and for the spin singlet-isospin triplet $^1S_0$ systems plotted against the relative momenta of the nucleons. The rapid variation of the phases at small momenta is not plotted since the scale of the diagram is too small.

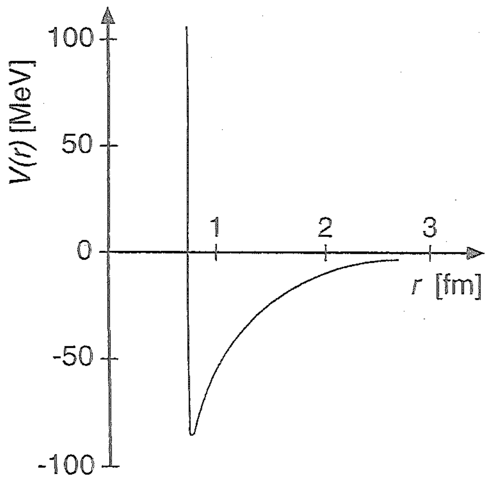


Abb. 16.4. Schematische Darstellung der radialen Abhängigkeit des Nukleon-Nukleon-Potentials für $\ell = 0$. Die Spin- und Isospinabhängigkeit des Potentials ist hier nicht dargestellt.

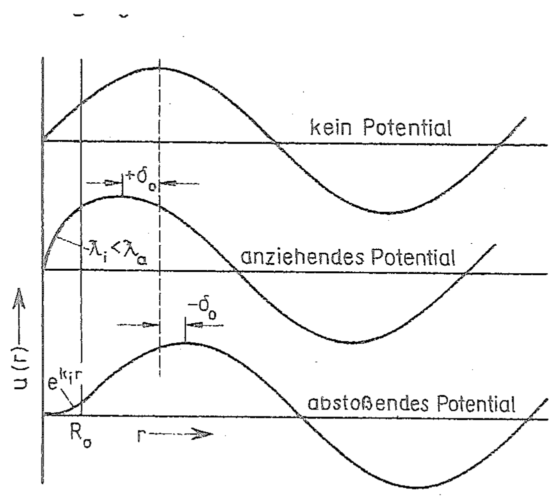


Fig. 56
Wirkung der Potentialform auf die Phasenverschiebung δ_0

$$\delta_0 = \arctan\left(\sqrt{\frac{E}{E+|V|}}\ \cancel{\tan}\ \cdot \tan\frac{\sqrt{2mc^2(E+|V|)}\cdot a}{\hbar c}\right) - \frac{\sqrt{2mc^2 E}\cdot a}{\hbar c}$$

(Mayer-Kuckuk)

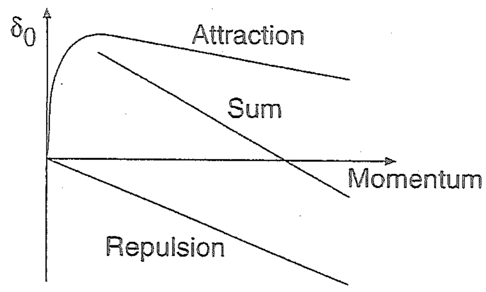


Fig. 16.3. Superposition of negative and positive scattering phases δ_0 plotted against the relative momenta of the scattered particles. The resulting effective δ_0 is generated by a short distance repulsive and a longer range attractive nucleon-nucleon potential.

(Povh)

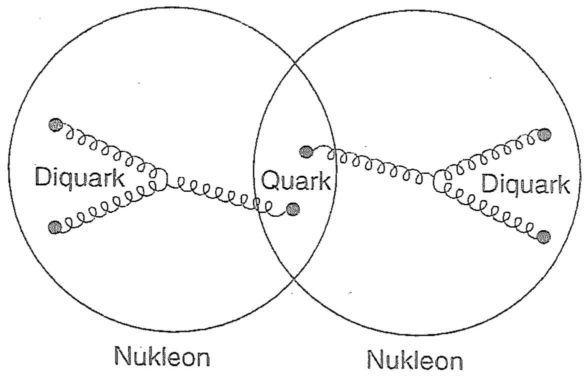


Abb. 16.8. Quarkkonfiguration im Bild der kovalenten Bindung. Bei großen Abständen, wenn die Nukleonen gerade überlappen, kann man die beiden Nukleonen als Diquark-Quark-Systeme auffassen.

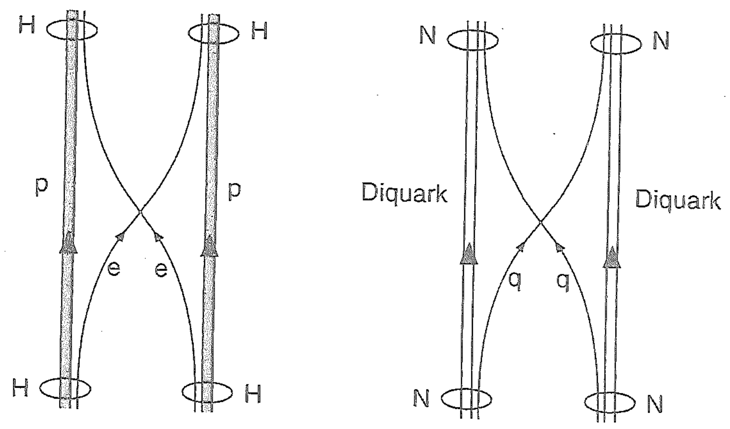


Abb. 16.9. Symbolische Darstellung der kovalenten Bindung im Wasserstoffmolekül *(links)* und im 2-Nukleonen-System *(rechts)*. Die Zeitachse verläuft in dieser Darstellung vertikal nach oben. Der Elektronenaustausch beim Wasserstoffmolekül entspricht einem Quarkaustausch beim Nukleonsystem.

10

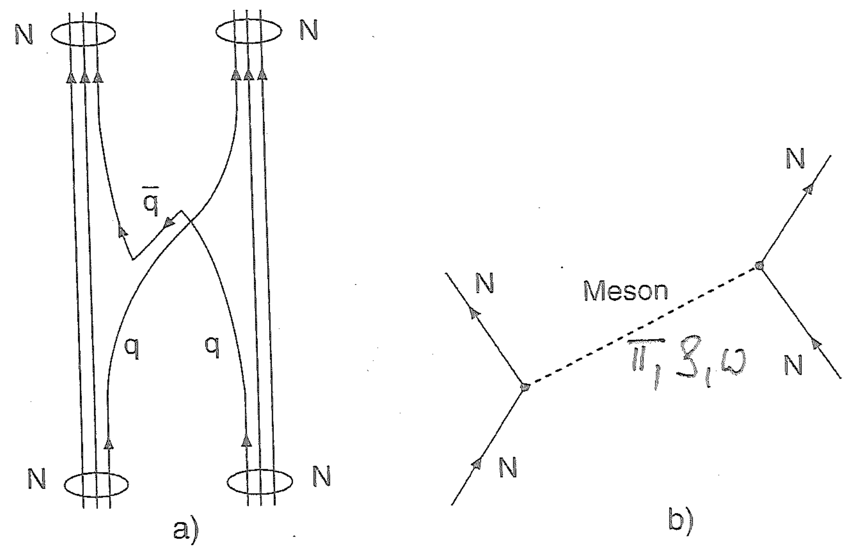


Abb. 16.10. (a) Darstellung des Quark-Austausches zwischen Nukleonen, vermittelt durch den Austausch von Quark-Antiquark-Paaren. Antiquarks werden in dieser Skizze als in der Zeit „zurücklaufende" Quarks dargestellt. (b) Weitgehend äquivalent hierzu ist der Austausch eines Mesons.

Yukawa:

Yukawa-Potential fällt schneller ab als Coulomb-Potential

$$V(r) = V_0 \frac{e^{-r/\lambda}}{r}$$