

V. Symmetrien und Erhaltungssätze

75

Invarianzen von Naturgesetzen bezügl. Transformationen; auch als Symmetrien bezeichnet, spielen in der Physik eine wesentliche Rolle und werden als Schlüssel zur Formulierung von Naturgesetzen betrachtet.

Mit Invarianzen (Symmetrien) sind Erhaltungsgrößen (Quantenmech.: Quantenzahlen) verknüpft. Dieser grundlegende Zusammenhang zwischen Symmetrien und Erhaltungsgrößen wurde erstmalig von Emmy Noether (Noether Theorem) 1918 formuliert*!

„Zu jeder Symmetrie Transformation existiert eine Erhaltungsgröße.“

Noether Theorem gilt sowohl für klassische als auch für q.m. Systeme. Man unterscheidet verschiedene Arten von Symmetrie Transformationen:

- (1) kontinuierliche Symmetrie Trf. \rightarrow additive Erhaltungsgrößen.
- 1a: Raum-Zeit Symmetrien (Bsp. Translation \rightarrow Impulserhaltung)
 - 1b: Innere Symmetrien \rightarrow „Ladungs“erhaltung (generalisierte Ladungen)
(1-dim oder n-dim. Phasentrif. \rightarrow Ladung; Isospin-Erhalt)

- (2) Diskrete Symmetrie-Trf. \rightarrow multiplikative Erhaltungsgrößen
(Parität; Teilchen-Anti-Teilchen-Konjugation)

Bem. Symmetrien die Beispiele der Z_2 Gruppe sind führen zu multiplikativen OZ. Z_2 enthält eine Operation P mit $P^2=1 \rightarrow$ alle Symmetrien die math. ähnlich zu Parität sind führen zu multiplikativen OZ.

*) Noether Theorem wurde formuliert + bewiesen für Lie-Gruppen:
Ist ein System invariant unter den Transformationen einer Lie-Gruppe, so existiert eine Erhaltungsgröße zu jedem Element der Lie-Algebra.

1. Erhaltungsgrößen und Transformationen

1.1 Observable und Erhaltungsgröße (Fraunhofer S. 187-189)

- Operator \hat{Q} entspricht einer physikalischen Observablen, wenn $\langle \hat{Q} \rangle$ reell ist und der Operator \hat{Q} hermitesch ist:

$$\hat{Q} = \hat{Q}^\dagger \quad (= \text{Selbstadjungierter Operator}); \quad \text{für Matrix: } Q_{ki}^* = Q_{ik}$$

- Observable erhalten wenn $\frac{d\langle \hat{Q} \rangle}{dt} = 0$ (Ableitung s. Fraunhofer S. 188):

$$\frac{d\langle \hat{Q} \rangle}{dt} = \frac{1}{i\hbar} \langle [\hat{Q}, \hat{H}] \rangle = \frac{1}{i\hbar} \langle (\hat{Q}\hat{H} - \hat{H}\hat{Q}) \rangle$$

d.h. die Observable Q ist erhalten, wenn der entsprechende Operator \hat{Q} mit dem Hamiltonoperator des Systems vertauscht $[\hat{Q}, \hat{H}] = 0$ Eignung von \hat{H} können so gewählt werden, daß sie auch Eignung zu \hat{Q} sind. Sie lassen sich dann aufgrund der Eigenwerte $Q = \langle \psi_Q | \hat{Q} | \psi_Q \rangle$ sortieren.

1.2 Symmetrie-Transformation:

Eine Symmetrieoperation sei definiert durch einen Operator \hat{U} :

$$\psi'(\vec{r}, t) = \hat{U} \psi(\vec{r}, t)$$

Da die Normierung der Wellenfunkt. ψ erhalten bleiben soll, muß \hat{U} unitar sein (= erhält die Norm):

$$\hat{U}^\dagger \hat{U} = \hat{U} \hat{U}^\dagger = \mathbb{1} \quad (\text{Einheitsmatrix}) \quad \text{also } \hat{U}^\dagger = \hat{U}^{-1}$$

→ Wirkung von \hat{U} auf ein System beschrieben durch \hat{H} :

$$\begin{aligned} \hat{U}(\hat{H}\psi) &= \hat{U}\hat{H}(\hat{U}^{-1}\hat{U})\psi = \hat{U}\hat{H}\hat{U}^{-1}(\hat{U}\psi) \\ &= \hat{H}'\psi' \end{aligned}$$

Wenn \hat{H} invariant ist,

$$\hat{H}' = \hat{U}\hat{H}\hat{U}^{-1} \stackrel{!}{=} \hat{H} \Rightarrow \hat{U}\hat{H} = \hat{H}\hat{U} \quad \text{bzw.} \quad [\hat{U}, \hat{H}] = 0$$

d.h. wenn \hat{U} mit \hat{H} kommutiert erfüllt $\psi' = \hat{U}\psi$ die gleiche Schröd. Gl. wie ψ und das System ist invariant unter \hat{U} .

Bem.
hermitesch
 $U = U^\dagger$
unitar
 $U^\dagger = U^{-1}$

Möglichkeiten für \hat{U} :

- (i) Wenn \hat{U} ebenfalls hermitesch ist, dann gibt es eine entsprechende erhaltene Observable (damit gilt $\hat{U}^2 = 1$). (Bsp. P)
- (ii) Wenn \hat{U} nicht hermitesch ist, kann es einen hermiteschen Operator \hat{F} geben mit $\hat{U} = \exp(i\epsilon\hat{F})$. Für kleine ϵ : (*)
- $$\hat{U}\psi = \exp(i\epsilon\hat{F})\psi = \left(1 + i\epsilon\hat{F} + \frac{(i\epsilon\hat{F})^2}{2!} + \dots\right)\psi$$

In diesem Fall ist der Erwartungswert von \hat{F} erhalten und \hat{F} wird als Generator der Symmetrieoperation \hat{U} bezeichnet.

2. Kontinuierliche Raum-Zeit-Transformationen:

2.1 Räumliche Translation:

$$\psi(\vec{r}, t) = \hat{U}\psi(\vec{r}, t) = \psi(\vec{r} + \Delta\vec{r}, t)$$

Infinitesimale Translation: $\psi'(\vec{r}, t) = \psi(\vec{r}, t) + \Delta\vec{r} \frac{d}{d\vec{r}} \psi(\vec{r}, t)$
 $= \left(1 + \Delta\vec{r} \frac{i}{\hbar} \cdot \hat{p}\right) \psi(\vec{r}, t)$

endliche Translation durch wiederholte Anwendung: = Impulsoperator

$$\psi'(\vec{r}, t) = \psi(\vec{r} + \Delta\vec{r}, t) = \lim_{n \rightarrow \infty} \left[\left(1 + \frac{\Delta\vec{r}}{n} \frac{i}{\hbar} \hat{p}\right)^n \psi(\vec{r}, t) \right]$$

$$= \exp\left(\frac{i}{\hbar} \Delta\vec{r} \hat{p}\right) \psi(\vec{r}, t)$$

$$= \hat{U}$$

$\exp(x) = \lim_{n \rightarrow \infty} \left(1 + \frac{x}{n}\right)^n$

Invarianz unter $\hat{U} \Leftrightarrow [\hat{H}, \hat{p}] = 0 \Rightarrow \hat{p} = \text{Erhaltungsgröße}$

Impulsoperator ist der Generator der Translation!

(*) i. a. ist $\exp(i\epsilon\hat{F}) \neq \exp(i\epsilon\hat{F}^\dagger)$ d.h. \hat{U} ist nicht hermitesch

2.2. Räumliche Rotation

In gleicher Weise findet man daß die Rotation durch den Drehimpulsoperator erzeugt wird:

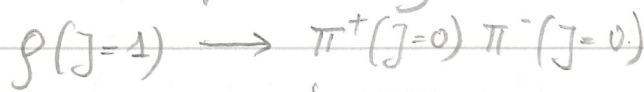
$$\hat{U} = \exp\left(\frac{i}{\hbar} \cdot \Delta\varphi \cdot \hat{L}\right) \quad \hat{L} = \text{Drehimpulsoperator.}$$

Invarianz: $[\hat{H}; \hat{L}] = 0$, d.h. man findet gemeinsame Eigenzustände zu \hat{H} , \hat{L} bzw. \hat{L}^2 .

Bem: Drehimpulsoperator wirkt nur auf den Winkelanteil der Wellenfkt. Eigenfkt zu ganzzahligem Drehimpuls (l) sind die Kugelflächenfkt. $Y_l^{m_l}$ mit:

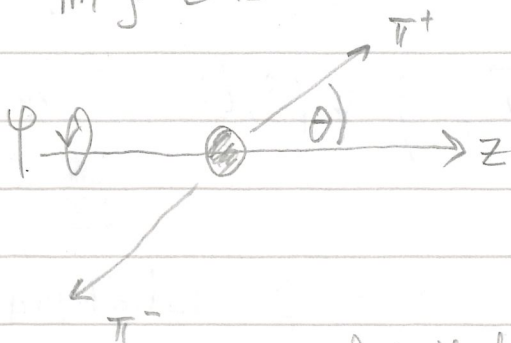
$$\begin{aligned} \hat{L}^2 Y_l^{m_l} &= l(l+1) Y_l^{m_l} \\ \hat{L}_z Y_l^{m_l} &= m_l Y_l^{m_l} \end{aligned}$$

Bedeutung der Drehimpulserhaltung in Teilchenreaktion kann man sich am Beispiel des ρ -Zerfalls klarmachen.



rel. Drehimpuls $l=1$

im ρ -CMS:



Aufgrund der Drehimpulserhaltung müssen die beiden Pionen im Drehimpulszustand $l=1$ sein.

$$\text{Auftrittswahrscheinl. } P(\theta, \varphi) \sim |Y_1^1(\theta, \varphi)|^2 = \frac{3}{8\pi} \sin^2\theta$$

→ Analyse der Winkelverteilung der Zerfallsprodukte gibt Informationen über das Spin der zerfallenden Teilchen

3. Innere Symmetrien und additive Erhaltungsgrößen

3.1 1-dim Phasentransformationen

Falls Phase (z.B. bei Wellenfkt.) unobservierbar ist \rightarrow Invarianz unter Phasen-Tf.:

$$\psi'(\vec{r}, t) = e^{i\delta} \psi(\vec{r}, t)$$

$\delta = \text{const}$: globale Phasen-Tf.

$\rightarrow \delta = \delta(\vec{r})$: lokale Phasen-Tf.

(U(1) Invarianz = Eichgruppe der QED)

Invarianz unter einer globalen Phasen-Tf ist mit der Erhaltung einer additiven "Ladung" verknüpft.

("Ladung" = generalisierte Ladung, nicht unbedingt nur elekt. Ladung)

- a) Bsp: Elektrischer Ladungsoperator \hat{Q} : $\hat{Q}|e^\pm\rangle = \pm 1|e^\pm\rangle$
Ladung bildet mit anderen simultanen beobachtbaren Eigenschaften einen Satz von Quantenzahlen, die den Teilchenzustand bestimmen.

Analog zu Impuls / Drehimpuls - Operator läßt sich auch mit \hat{Q} eine Transformation \hat{U} definieren:

$$\hat{U} := \exp(-i\alpha \hat{Q})$$

angewandt auf $|\psi\rangle$:

$$\textcircled{*} \quad \hat{U}|\psi\rangle = \exp(-i\alpha \hat{Q})|\psi\rangle = \exp(i\alpha \hat{Q})|\psi\rangle$$

$$\uparrow \hat{Q}|\psi\rangle = Q|\psi\rangle$$

(\rightarrow einfache Phasentrif.)

Ist der Hamiltonian invariant unter \hat{U} , d.h. $[\hat{U}, \hat{H}] = 0$

so ist die Ladung erhalten: globale Phasen Invarianz \Leftrightarrow Ladung

Bsp: $\pi^- + p \rightarrow \pi^0 + \pi^+ + \pi^- + n$

$$Q \quad -1 \quad +1 \quad \quad 0 \quad +1 \quad -1 \quad 0$$

$\textcircled{*}$ Dass es sich hierbei tatsächlich um elekt. Ladung handelt \rightarrow lokale Phasentransformation

Analog zum Ladungsoperator kann man statt dessen den Leptonzahloperator \hat{L} und Baryonzahloperator \hat{B} benutzen \rightarrow Erhaltung entsprechender additiver QZ (empirisches Faktum dem im SM entspr. Reduz. getrigg. wird)

b) Leptonzahlerhaltung

Sieht man vom Neutrino-Mixing ab, so sind die experimentellen Befunde konsistent mit der Annahme von Leptonzahlerhaltung, und zwar sowohl für jede Generation getrennt (L_e, L_μ, L_τ) als auch für die Gesamt-Leptonzahl $L = L_e + L_\mu + L_\tau$:

$$\sum_i L_{e,i} = \text{const} \quad \sum_i L_{\mu,i} = \text{const} \quad \sum_i L_{\tau,i} = \text{const} \quad \sum_i L_i = \text{const}$$

Leptonzahl für Teilchen + Antiteilchen entgegengesetzt. (Teilchen + 1):

$$L_e |e^-\rangle = L_e |\bar{\nu}_e\rangle = +1$$

$$L(e^-) = +1 \quad L(e^+) = -1$$

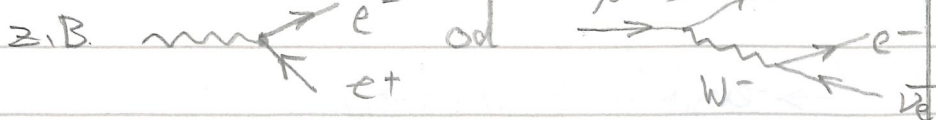
Bsp: $\mu^- \rightarrow e^- + \bar{\nu}_e + \nu_\mu$

$$L_\mu \quad +1 \quad 0 \quad 0 \quad +1$$

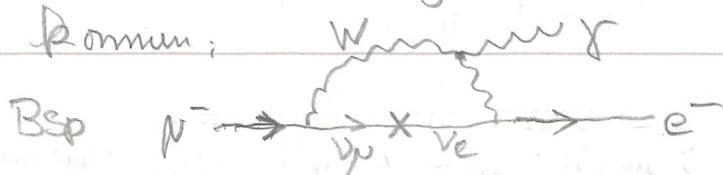
$$L_e \quad 0 \quad +1 \quad -1 \quad 0$$

$$L \quad +1 \quad +1 \quad -1 \quad +1$$

Erinnerung: Die Leptonzahl (L_i, L) ist allen allen Vertices (Feynman alle WW erhalten (genau wie Lady) ν_μ Diagramm)



Für Neutrinos verletzt die Existenz von Neutrino-Mixing die Leptonzahl explizit ($\nu_i \leftrightarrow \nu_j$). Aufgrund dieser Mischung kann es auch bei geladenen Leptonen zu sehr kleinen Leptonzahlverletzungen kommen:



Zerfallsverhältnis (Theorie):

$$BR(\mu \rightarrow e \gamma) < 10^{-53}$$

$$(\text{Limit } BR < 10^{-11})$$

Abb. V.0a

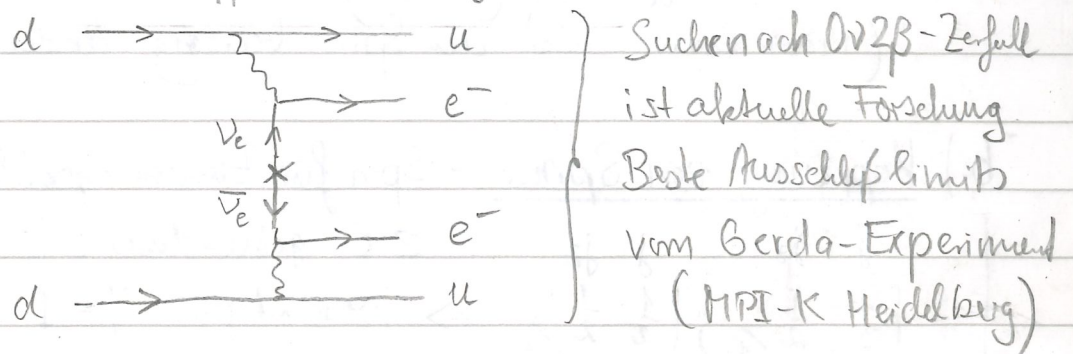
Bem.: Im Falle von Neutrinos ist unklar ob sie tatsächlich sogenannte Dirac-Teilchen sind, oder ob sie sogar Majorana-Teilchen sind. Majorana-Teilchen:

Abb. V.0b

Teilchen = eigenes Anti-Teilchen.

Existenz von Majorana-Teilchen wäre Leptonzahl verletzend. Ob ein Teilchen Dirac oder Majorana Teilchen ist (übrigens nur für neutrale Spin $\frac{1}{2}$ Teilchen möglich) hängt von der Art ab, wie die Masse erzeugt wird.

Experimentelle Signatur für Majorana-Neutrinos =
neutrinosloser Doppelbeta-Zerfall = Leptonzahlerhaltung



c. Baryonenzahl erhaltung: (\tilde{B}) Baryonenzahl $\tilde{B} = \frac{n_q - n_{\bar{q}}}{3}$
 $n_q, n_{\bar{q}}$ = Zahl (Anti)-Quarks

Baryonen: $p, n, \Lambda, \Delta \rightarrow \tilde{B} = +1$

Anti-Baryonen: $\bar{p}, \bar{n}, \bar{\Lambda}, \bar{\Delta} \rightarrow \tilde{B} = -1$



Es existiert kein zwingender theoretischer Grund: Obwohl in GUT-Theorien (Grand Unified Theories) Baryonenzahl Verletzung möglich ist (auch z.B. in Theorien mit Leptoquarks), läßt das Standardmodell keine \tilde{B} Verletzung zu.

Experimenteller Test durch Suche nach Protonzerfall: $p \rightarrow \pi^0 + e^+$

Bisheriges Limit für diesen Zerfall (Proton Lebensdauer):

$> 10^{32}$ Jahre (Aktu Universum $13 \cdot 10^9$ J)

3.2 Phasentrif. in zwei Dimensionen:
(Konzept der Isospin-Symmetrie)

a) Spin für nicht relativistische Elektronen:

Beschrieben durch 2-dim. Spinor: $\psi_e = \begin{pmatrix} a \\ b \end{pmatrix} \psi_0$

Ohne ein äußeres Magnetfeld ist Spin nicht beobachtbar, und das System ist invariant unter 2-dim Trf. im Spinraum:

$$\psi_e \rightarrow \psi_e' = \hat{U} \psi_e = \hat{U} \begin{pmatrix} a \\ b \end{pmatrix} \psi_0$$

mit dem Operator \hat{U} (2x2 Matrix):

$$\hat{U} = \exp(i \vec{\alpha} \cdot \vec{\sigma}) \text{ wobei } \vec{\sigma} = (\sigma_x, \sigma_y, \sigma_z) = \text{Pauli-Matrizen}$$

(man kann also den Spin beliebig ändern)

b.) Kopplung von Spins - Spin für zusammengesetzte Systeme

z.B. gebundenes e^+e^- = Positronium

$$e^+ \left| \frac{1}{2} \frac{1}{2} \right\rangle_1 \left| \frac{1}{2} \frac{1}{2} \right\rangle_2 \Rightarrow \text{Gesamtspin } J=1 \text{ (Triplet) Zustände} \\ J=0 \text{ (Singlet)}$$

Abb V.1

$$J=1 \begin{cases} J_z=1 & |1 \ 1\rangle = \left| \frac{1}{2} \frac{1}{2} \right\rangle \left| \frac{1}{2} \frac{1}{2} \right\rangle = |\uparrow\uparrow\rangle \\ J_z=0 & |1 \ 0\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}} \left(\left| \frac{1}{2} \frac{1}{2} \right\rangle \left| \frac{1}{2} -\frac{1}{2} \right\rangle + \left| \frac{1}{2} -\frac{1}{2} \right\rangle \left| \frac{1}{2} \frac{1}{2} \right\rangle \right) \\ J_z=-1 & |1 \ -1\rangle = \left| \frac{1}{2} -\frac{1}{2} \right\rangle \left| \frac{1}{2} -\frac{1}{2} \right\rangle = |\downarrow\downarrow\rangle \end{cases}$$

$$J=0 \quad J_z=0 \quad |0 \ 0\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}} \left(\left| \frac{1}{2} \frac{1}{2} \right\rangle \left| \frac{1}{2} -\frac{1}{2} \right\rangle - \left| \frac{1}{2} -\frac{1}{2} \right\rangle \left| \frac{1}{2} \frac{1}{2} \right\rangle \right) \\ = \frac{1}{\sqrt{2}} (|\uparrow\downarrow\rangle - |\downarrow\uparrow\rangle)$$

Symmetrisch (Tripletts) und antisymmetr. (Singlet) : $1 \leftrightarrow 0$

Bem: Allgemein kann man 2 Teilchen mit Spin (j_1, m_1) und (j_2, m_2) zu einem Gesamtimpuls (J, M) koppeln:

$$|J, M; j_1 j_2\rangle = \sum_{\substack{m_1, m_2 \\ m_1 + m_2 = M}} |j_1 m_1\rangle |j_2 m_2\rangle \cdot \underbrace{\langle j_1 m_1, j_2 m_2 | J M \rangle}_{\text{Clebsch-Gordan Koeffizienten}} |j_1 j_2\rangle$$

Abb V.2
V.3

C. Verallgemeinertes Spin - Isospin (kurz: starker Isospin)

"Starker" Isospin ist ein historisches Konzept (heute durch die Quarkflavor-Quantenzahl ersetzt) das 1932 von Heisenberg vorgeschlagen wurde: Proton und Neutron erscheinen für die starke Wechselwirkung als gleiches Teilchen (Nukleon) mit 2 verschiedenen Zuständen zwischen denen die WW nicht unterscheidet. Konzept macht nur Sinn, wenn man die e.m. WW ignoriert und man für p und n gleiche Massen annimmt (verhältnismäßig gut erfüllt).

→ Starke WW ist invariant gegenüber T-f. im 2-dim Isospin-Raum:

$$\begin{pmatrix} p \\ n \end{pmatrix} \rightarrow U \begin{pmatrix} p \\ n \end{pmatrix} \text{ mit } |p\rangle = |I=\frac{1}{2}, I_3=+\frac{1}{2}\rangle$$

$$|n\rangle = |I=\frac{1}{2}, I_3=-\frac{1}{2}\rangle$$

Invarianz heißt, daß die starke WW den Isospin erhält (Additiv) (= „generalized charge“)

Ähnlich zu (p,n) kann man die 3 Pionen (π^\pm, π^0) als Zustände eines $I=1$ Isospin-Triplett auffassen: (s. Abb V.4)

$$I=1 \quad \left\{ \begin{array}{l} \pi^+ : |I=1, I_3=+1\rangle \\ \pi^0 : |I=1, I_3=0\rangle \\ \pi^- : |I=1, I_3=-1\rangle \end{array} \right. \quad \begin{array}{l} \text{Gibt es auch ein } I=0 \\ \text{Isospin-Singlet Partner?} \\ I=0: \eta : |I=0, I_3=0\rangle \end{array}$$

Zwischen Ladung, Isospin (I_3) und Baryonenzahl existiert folgende Beziehung:

$$\frac{Q}{e} = I_3 + \frac{\tilde{B}}{2}$$

$$\tilde{B} = \frac{n_q - n_{\bar{q}}}{3} = \text{Baryonzahl}$$

Unter Berücksichtigung von Strayern S (s. Abschnitt 5)

$$\frac{Q}{e} = I_3 + \frac{\tilde{B}}{2} + \frac{S}{2}$$

$$= I_3 + \frac{Y}{2}$$

$\tilde{B} + S$ wird häufig als Hyperladung bezeichnet

d) Iso spin für zusammengesetzte Systeme (Isospin-Kopplung)
 Kopplung wie bei Spin.

Beispiel: 2-Nukleonensystem NN' mit $N, N' = n, p$

$$I=1 \quad \begin{cases} I_3=1 \quad \left| \frac{1}{2} \frac{1}{2} \right\rangle \left| \frac{1}{2} \frac{1}{2} \right\rangle = |p\rangle|p\rangle \\ \text{Triplet} \quad \begin{cases} I_3=0 \quad \frac{1}{\sqrt{2}} \left(\left| \frac{1}{2} \frac{+1}{2} \right\rangle \left| \frac{1}{2} \frac{-1}{2} \right\rangle + \left| \frac{1}{2} \frac{-1}{2} \right\rangle \left| \frac{1}{2} \frac{+1}{2} \right\rangle \right) = \frac{1}{\sqrt{2}} (|p\rangle|n\rangle + |n\rangle|p\rangle) \\ I_3=-1 \quad \left| \frac{1}{2} \frac{-1}{2} \right\rangle \left| \frac{1}{2} \frac{-1}{2} \right\rangle = |n\rangle|n\rangle \end{cases} \end{cases}$$

$$I=0 \quad \begin{cases} I_3=0 \quad \frac{1}{\sqrt{2}} \left(\left| \frac{1}{2} \frac{+1}{2} \right\rangle \left| \frac{1}{2} \frac{-1}{2} \right\rangle - \left| \frac{1}{2} \frac{-1}{2} \right\rangle \left| \frac{1}{2} \frac{+1}{2} \right\rangle \right) = \frac{1}{\sqrt{2}} (|p\rangle|n\rangle - |n\rangle|p\rangle) \\ \text{Singlett} \end{cases}$$

Totale Wellenfunkt eines 2-Nukleonen (= "Fermionen")-Zustandes:

$\Psi_{\text{tot}} = \phi_{\text{Raum}} \alpha_{\text{Spin}} \cdot \chi_{\text{Isospin}}$
 muß antisymmetrisch gegen Vertauschung von $1 \leftrightarrow 2$ sein!

Bsp: Deuteron $d = |pn\rangle$ mit $J=1$; gel. Drehimpuls $l=0$

ϕ_{Raum} : symmetr. wg $l=0$ (Grundzustand)

α_{Spin} : symmetr. wg $J=1$

$\Rightarrow \chi_{\text{Iso}}$: anti-sym. $\Rightarrow d = |I=0 \ I_3=0\rangle$ Zustand!

e.) Isospinerhaltung in starker WW:

$$(1) \quad \begin{array}{ccc} p + p & \rightarrow & d^+ + \pi^+ \\ I \quad \frac{1}{2} \quad \frac{1}{2} & & 0 \quad 1 \\ I_3 \quad +\frac{1}{2} \quad +\frac{1}{2} & & 0 \quad +1 \end{array}$$

Im Falle des (p, n)
 Streuung Raum
 das System im Zustand
 $I=0 \ I_3=0$ oder
 $I=1 \ I_3=0$ sein

$$(2) \quad \begin{array}{ccc} p + n & \rightarrow & d^+ + \pi^0 \\ I \quad \frac{1}{2} \quad \frac{1}{2} & & 0 \quad 1 \\ I_3 \quad +\frac{1}{2} \quad -\frac{1}{2} & & 0 \quad 0 \end{array}$$

Wegen Isospinerhaltung
 in starker WW trägt bei Reaktion
 (2) nur die Komponente $I=1 \ I_3=0$
 (50%) bei

(pn) System $\left\{ \begin{array}{l} I=1 \ I_3=0 \\ \text{od } I=0 \ I_3=0 \end{array} \right.$

$$\boxed{\sigma_2 / \sigma_1 = \frac{1}{2}}$$

Bem. zu Atomkernen (Z, A): $N = A - Z$

$I_3 = Z \cdot \frac{1}{2} - N \frac{1}{2} = Z - \frac{1}{2} A$ Isospin-Vektoren koppeln

$\Rightarrow I_3$ gegeben aus Z, N.

$\rightarrow I: \frac{1}{2} |Z - N| \leq I \leq \frac{1}{2} |Z + N|$ (Dreiecksbedingung)

f.) Strangeness S und S-Erhaltung in starker WW

Strangeness wurde als zusätzliche QZ eingeführt nach dem Teilchen entdeckt wurden, die eine lange Lebensdauer haben und einen sehr charakteristischen Zerfall aufweisen

$\Lambda^0 \rightarrow p + \pi^-$ "V-Signatur"

$K^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-$ "V-Signatur"

	K^0	K^+	K^-	Λ	$\bar{\Lambda}$
S	+1	+1	-1	-1	+1

(heute wissen wir daß diese Teilchen ein \bar{s} (S=+1) bzw. s-Quark (S=-1) enthalten)

Strangeness ist wie Isospin in starker WW erhalten.

Bsp: Assoziierte Produktion } in starker WW wird zu jedem Strange ein Anti-Strange Teilchen erzeugt.

	$\pi^- + p$	\rightarrow	$\Lambda + K^0$
S	0 0		-1 +1

Sowohl Isospin als auch Strangeness sind in der Schwachen Wechselwirkung verletzt

$(u \xrightarrow{W} d \text{ oder } s \xrightarrow{W} u)$

Quark level

Heute benutzt man statt des Isospins die Quarkflavourzahl (u, d, s, c, b), die in der starken WW ebenfalls erhalten sind, aber in schwacher WW verletzt sind (s.o.)