

Zur Beschreibung der Elementar-
k o r p u s k e l n (ausgewählte Ergebnisse).
=====

B. H E I M

A) Die Invarianten möglicher Grundmuster (Multipletts).

Symbole:

- k: Konfigurationszahl, $k=0$ keine ponderable Partikel (keine Ruhemasse). Für ponderable Korpuskeln nur $k=1$ und $k=2$ möglich, nicht $k > 2$. k ist eine metrische Kennziffer.
- ϵ : Sogn. 'Zeithelizität'. Bezogen auf den R_4 entscheidet $\epsilon=+1$ oder $\epsilon=-1$ ob es sich um eine R_4 -Struktur oder um die spiegelsymmetrische Antistruktur ($\epsilon=-1$) handelt.
- G: Die Anzahl quasikorpuskulärer interner Subkonstituenten struktureller Art.
- b_i : Symbol für diese $1 \leq i \leq G$ internen Subkonstituenten einer Elementarkorpuskel.
- B: Baryonenziffer.
- P: doppelter Isospin $P=2s$.
- $P_{1,2}$: Stellen im P- Intervall, an denen Multipletts vervielfacht auftreten (verdoppelt).
- I: Zahl der Komponenten x eines Isospinmultipletts, also $1 \leq x \leq I$.
- Q: doppelter Raumspin $Q=2J$.
- $\underline{Q}$: Wert Q bei $P_{1,2}$.
- $\mathcal{K}(\lambda)$: Sogn. 'Doublettziffer', die mehrere Doubletts durch $\mathcal{K}(1)=0$ oder $\mathcal{K}(\lambda > 1)=1$ unterscheidet.
- Λ : Obere Schranke des $\mathcal{K}$ -Intervalls $1 \leq \lambda \leq \Lambda$.
- C: Struktur distributor, identisch mit der Seltsamkeitsquantenzahl.
- q_x : elektrische Ladungsquantenzahl mit Ladungsvorzeichen der Komponente x des Isospinmultipletts.
- q: Betrag der Ladungszahl $q=|q_x|$.

Einheitliche Beschreibung der Quantenzahlen durch k und ϵ

$$G=k+1, B=k-1, 0 \leq P \leq G, P_1=2-k, P_2=2k-1, I=P+1,$$

$$Q(P)=k-1, Q(\underline{P})=2k-1, \mathcal{K}(\lambda)=(1-\delta_{1\lambda})\delta_{1P}, 1 \leq \lambda \leq \Lambda=4-k,$$

$$Ck(1+\mathcal{K})=2(P\epsilon_P+Q\epsilon_Q)(k-1+\mathcal{K}), \epsilon_{P,Q}=\epsilon \cos \alpha_{P,Q},$$

$$\alpha_P=\pi Q(\mathcal{K}+(\frac{P}{2})), \alpha_Q=\pi Q(Q(k-1)+(\frac{P}{2})),$$

$$2q_x=(P-2x)(1-\mathcal{K}Q(2-k))+\epsilon(k-1-(1+\mathcal{K})Q(2-k))+C, 0 \leq x \leq P, q=|q_x|$$

Mögliche Konfigurationen $k=1, k=2$ mit $\epsilon=\pm 1$.

Die möglichen Multipletts der Grundzustände.

Multiplett x_y der laufenden Ziffer y für $\varepsilon=+1$ und Antimultiplett $\bar{x}_y$ mit $\varepsilon=-1$. Allgemeine Darstellung:
 $x_y, (\varepsilon B, \varepsilon P, \varepsilon Q, \varepsilon \mathcal{L})_{\varepsilon} C(q_0, \dots, q_P)$

Mesonen: $k=1$, $G=2(\text{Quark}^{\frac{1}{2}})$, $B=0$, $0 \leq P \leq 2$, also vom Singulett $I=1$ bis Triplett $I=3$. $\underline{P}_1=\underline{P}_2=1$, $\underline{Q}=0$, $\underline{Q}=1$,
 $\mathcal{L}(k=1)=3$, $\mathcal{R}(1)=0$, $\mathcal{R}(2)=\mathcal{R}(3)=1$.

Baryonen: $k=2$, $G=3(\text{Quark}^{\frac{1}{2}})$, $B=1$, $0 \leq P \leq 3$ vom Singulett $I=1$ bis Quartett $I=4$, $\underline{P}_1=0$, $\underline{P}_2=3$, $\underline{Q}=1$,
 $\underline{Q}=3$, $\mathcal{L}(k=2)=2$, $\mathcal{R}(1)=0$, $\mathcal{R}(2)=1$.

Mögliche Multipletts für $\varepsilon=+1$:

- $k=1$: $x_1(0000)0(0) \equiv (\eta)$, $x_2(0110)0(0, -1) \equiv (e_0, e^-)$ (ist die Existenz e_0 möglich?),
 $x_3(0111)0(-1, -1) \equiv x_3(0111)0(-1) \equiv (\mu^-)$ Pseudosingulett.
 $x_4(0101)+1(+1, 0) \equiv (K^+, K^0)$,
 $x_5(0200)0(+1, 0, -1) \equiv x_5(0200)0(\pm 1, 0) \equiv (\pi^{\pm}, \pi^0)$ zu sich selbst Antitriplett.
 $k=2$: $x_6(1010)-1(0) \equiv (\mathcal{N})$, $x_7(1030)-3(-1) \equiv (\mathcal{N}^-)$,
 $x_8(1110)0(+1, 0) \equiv (p, n)$, $x_9(1111)-2(0, -1) \equiv (\Xi^0, \Xi^-)$,
 $x_{10}(1210)-1(+1, 0, -1) \equiv (\Sigma^+, \Sigma^0, \Sigma^-)$,
 $x_{11}(1310)-2(+1, 0, -1, -2) \equiv (o^+, o^0, o^-, o^{--})$ (Existenz möglich?).
 $x_{12}(1330)0(+2, +1, 0, -1) \equiv (\Delta^{++}, \Delta^+, \Delta^0, \Delta^-)$ (als Grundzustand denkbar).

Kürzungen: $\eta^4(4+\pi^4)=\pi^4$, $\mathcal{N}=5\eta+2\sqrt{\eta}+1$,
 $\eta_{qk}^4(q^4(4+k)+\pi^4)=\pi^4$, $\eta_{1k}(1+\sqrt{\eta_{1k}})A_k=1-\sqrt{\eta_{1k}}$,
 $2\pi\hbar=h$ Wirkungsquant, $c\sqrt{\varepsilon_0\mu_0}=1$, $c\mu_0=R_-$ Wellenwiderstand des
 leeren R_3 (elektr. magn.), c Lichtgeschwindigkeit ε_0 und
 μ_0 Konstanten der Influenz und Induktion.

Elektrische Elementarladung: $e_{\pm}=3C_{\pm}$ mit
 $4\pi^2 C_{\pm} = \pm \sqrt{2\hbar/R_-}$ (evtl. elektr. Quarkladung?).

Feinstrukturkonstante: $(2\pi)^5 \alpha \sqrt{1-\alpha^2} = 9\mathcal{N}(1-A_1A_2)$, $\alpha > 0$.

Lösung $\alpha_{(+)}$ (positiver Zweig) und $\alpha_{(-)}$ (negativer Zweig).

Numerisch $\alpha_{(+)}^{-1}=137,03602725$

$\alpha_{(-)}^{-1}=1,00001411$.

Was bedeutet diese starke Kopplung $\alpha_{(-)}$?

Kürzung: $\alpha_{(+)}=\alpha$, $\alpha_{(-)}=\beta \approx 137\alpha$.

B) Massenspektrum der Grundmuster und ihrer Resonanzen.

Die verwendeten Naturkonstanten und reine Zahlen:

Wirkungsquant $2\pi \hbar = h$, Lichtgeschwindigkeit c , und Newtonsche Gravitationskonstante γ . Abgeleitete Naturkonstante (Massenelement) $\mu c s_0 = 4\sqrt{\pi} \cdot 3\sqrt{3\pi s_0 \gamma \hbar} \cdot \sqrt{c \hbar}$, $s_0 = 1[m]$ (Eichfaktor). Basis natürlicher Logarithmen ${}^3\gamma e$, Zahl π und $\xi = 1,61803399$ als 1 in $m a_n: a_{n-1} = \xi$ (bis zur 8. Dezimalstelle durch $2\xi = 1 + \sqrt{5}$ darstellbar) $\times \eta^4(4 + \pi^4) = \pi^4$, Ziffern α_+ und α_- dargestellt durch $\eta^2(1 + \alpha_+)^3 \sqrt{\eta} = \eta(1 + \alpha_-) \cdot 3\sqrt{\eta} = 1 - \frac{2}{3}\xi \eta^2(1 - \sqrt{\eta})$.

Hilfsfunktionen:

$$\begin{aligned} \text{Quantenzahlen nach (A). } \eta_{qk}^4(q^4(4+k) + \pi^4) &= \pi^4, & N_1 &= \alpha_1, \\ 3N_2 &= 2\alpha_2, & N_3 &= 2\alpha_3, & 2\alpha_1 &= 1 + \sqrt{\eta_{qk}}, & \alpha_2 \eta_{qk} &= 1, & k\alpha_3 &= \\ &= e^{k-1-kq} \left[\frac{\alpha_1}{3}(1 + \sqrt{\eta_{qk}}) \cdot \left(\frac{\xi}{\eta_{qk}^2} \right)^{2k+1} \eta_{qk} + \frac{\eta_{qk}}{e\eta_{qk}} (2\xi \eta_{qk})^k \left(\frac{1 - \sqrt{\eta_{qk}}}{1 + \sqrt{\eta_{qk}}} \right) \right]. \end{aligned}$$

Invariante metrische Gerüststruktur (Kürzung $s = k^2 + 1$): $Q_1 = 3 \cdot 2^{s-2}$, $Q_2 = 2^s - 1$, $Q_3 = 2^s + 2(-1)^k$, $Q_4 = 2^{s-1} - 1$. Vierfache R_3 -Konturierung $1 \leq j \leq 4$. $Q_j = \text{const}$ hinsichtlich Zeit t . Besetzungsparameter $n_j = n_j(t)$ bedingt radioaktiven Zerfall. Massenelemente der Besetzungen der Konfigurationszonen j sind $\mu \alpha_+$. Weitere Hilfsfunktionen der Zonenbesetzung $K = n_1^2(1 + n_1)^2 N_1 + n_2(2n_2^2 + 3n_2 + 1)N_2 + n_3(1 + n_3)N_3 + 4n_4$, $G = Q_1^2(1 + Q_1)^2 N_1 + Q_2(2Q_2^2 + 3Q_2 + 1)N_2 + Q_3(1 + Q_3)N_3 + 4Q_4$, $H = 2n_1 Q_1(1 + 3(n_1 + Q_1 + n_1 Q_1) + 2(n_1^2 + Q_1^2))N_1 + 6n_2 Q_2(1 + n_2 + Q_2)N_2 + 2n_3 Q_3 N_3$, $\phi = \frac{3P}{\pi \sqrt{\eta_{qk}}} \left(1 - \frac{\alpha_-}{\alpha_+}\right) \cdot (P + Q) \cdot (-1)^{P+Q} \cdot \left(1 - \frac{\alpha_-}{3} + \frac{\pi}{2}(k-1) \cdot 3^{1-q/2}\right) \cdot [1 + \frac{2k}{3\eta^2} \xi (1 + \xi^2(P-Q)(\pi^2 - q))] (1 + 4 \frac{\xi}{k} (\frac{P}{2}) \cdot (\frac{\xi}{6})^q)^{-1} \cdot (2\sqrt{\eta_{11} \eta_{qk}} + q\eta^2(k-1)) (1 + \frac{4\pi\alpha}{\eta\sqrt{\eta}}) \cdot (1 + Q(1-Q)) \cdot (2-k) \cdot \frac{n_1}{Q_1} + 4(1 - \frac{\alpha_-}{\alpha_+}) \frac{\alpha_-}{\xi^2} (P+Q) + 4q \frac{\alpha_-}{\alpha_+}$.

Einheitliches Massenspektrum:

$$M = \mu \alpha_+ (K + G + H + \phi).$$

Nicht jede Quadrupel n_j liefert eine reale Masse! Zur Auswahlregel: In der vierfachen R_3 -Konturierung $1 \leq j \leq 4$ Konfigurationszonen $n(j=1)$, $m(j=2)$, $p(j=3)$, $\sigma(j=4)$. Besetzungsanstieg mit metrischen Strukturelementen Zentralzone n kubisch, Internzone m quadratisch, Mesozone p linear (Anschluß an den leeren R_3) Externzone σ punktuell.

*Der Folge $a_n = a_{n-1} + a_{n-2}$.

Anstiegsprinzip der Konfigurationszonen:

$$m_4 + Q_4 \leq (m_3 + Q_3) \alpha_3 \leq (m_2 + Q_2)^2 \alpha_2 \leq (m_1 + Q_1)^3 \alpha_1.$$

Auswahlregel der Konfigurationszonenbesetzungen

$$(m_1 + Q_1)^3 \alpha_1 + (m_2 + Q_2)^2 \alpha_2 + (m_3 + Q_3) \alpha_3 + \exp\left(\frac{1-2k}{3Q_4} (n_4 + Q_4)\right) + iF(\vec{r}) = \\ = W_{\gamma X} \left[1 + (1-Q(2-k)(1-\mathcal{Q})) \left(a_{\gamma X} \frac{N}{N+2} + b_{\gamma X} \sqrt{N(N-2)} \right) \right].$$

$$W_{\gamma X} = g(kq) w_{\gamma X}, \text{ Basisanstieg } g(kq) = Q_1^3 \alpha_1 + Q_2^2 \alpha_2 + Q_3 \alpha_3 + \exp\left(\frac{1-2k}{3}\right)$$

für $n_j = 0$. Strukturpotenz des diskutierten Zustandes

$x_{\gamma X} (kPQ) \in C(q_X)$ als Komponente x des Multipletts γ ist:

$$w_{\gamma X} = \left[(1-Q)(A_{11} - P(A_{12} + \frac{Q}{\eta_{qk}} A_{13})) - \binom{P}{2} (A_{14} - \frac{q}{\eta_{qk}} A_{15}) + \mathcal{Q} Q \eta_{qk} A_{16} \right]^{2-k} + \\ + \left[(q-1)A_{21} + (1-P)A_{22} + \binom{P}{2} (A_{23} - q_X \eta_{qk} (1+A_{24}(1+q_X))^{-1} A_{25}) + \right. \\ + \mathcal{Q} (A_{26} + q \eta_{qk}^2 A_{31}) + \binom{Q}{3} \eta_{qk} A_{32} + \binom{P}{3} \left\{ \frac{q^3 A_{33}}{3-q} (q_X - (-1)^q) + \right. \\ \left. + \frac{e(P-Q)\eta(q-1)q/4}{8-A_{66}q(q-1)} \left(1 - \frac{q}{\eta_{qk}} (2-q) A_{34}^{1-q_X} A_{35} \right) \frac{\eta_{qk}}{\eta^2} - A_{36} \right\} \left. \right]^{k-1}. \text{ Ferner}$$

gilt als Resonanzbasis $ka_{\gamma X} = A_{41}(1+a_n a_q)$ mit

$$a_n = PA_{42} \left[1 - \mathcal{Q} A_{43} (1+A_{44} (-\alpha)^{2-k} A_{45}^{k-1}) (1 - \mathcal{Q} A_{46} (2-k)) - A_{51} (k-1) (1-\mathcal{Q}) \right]$$

$$\text{und } a_q = 1 - q A_{52} (1 - 2 \mathcal{Q} A_{53}^k) \left(1 + \frac{q_X}{6} (3-q_X) (k-1) (1-\mathcal{Q}) \right). \text{ Resonanz-}$$

$$\text{raster ist } k^P (1+P+Q+\mathcal{Q} \eta^{2-q}) b_{\gamma X} = A_{54} A_{55}^{k-1} \left[1 + PA_{56} (1 - \mathcal{Q} A_{61} A_{62}^{1-k}) (1 + \right. \\ \left. + q A_{63} (1 + \mathcal{Q} A_{64})) \right] (1 - k^{-1} (A_{65} (q+k-1))^{2-k} \binom{P}{2} (1 - \binom{P}{3})). \text{ Die Koeffiziente}$$

A_{rs} können als Elemente der quadratischen Koeffizientenmatrix

$$\hat{A} = (A_{rs})_6 \text{ mit } A_{rs} \neq A_{sr} \text{ und } \text{Im} A_{rs} = 0 \text{ aufgefaßt werden.}$$

Vorschlag zur Bestimmung der Matrixelemente (Reduktion auf π, e und ξ):

$$2\eta^2 A_{11} = \xi^2 (\pi e \xi)^2 (1 - 4\pi \alpha^2), 3A_{12} = 2\pi e \xi^2 \left(\frac{\mathcal{Q}}{8} - \pi e \eta \frac{\alpha^2}{3} \right), A_{13} = \\ = 3(4 + \eta \alpha) \left(1 - \frac{\eta^2}{5} \left(\frac{1 - \sqrt{\eta}}{1 + \sqrt{\eta}} \right)^2 \right), \alpha A_{14} = 1 + \frac{3\eta}{4\xi} \left(2\eta \alpha - e^2 \xi \left(\frac{1 - \sqrt{\eta}}{1 + \sqrt{\eta}} \right)^2 \right),$$

$$3A_{15} = e^2 (1 - 2e \frac{\alpha^2}{\eta}), A_{16} = (\pi e)^2 \left(1 + \frac{\alpha}{5\eta} (1 + 6\frac{\alpha}{\pi}) \right), A_{21} = 2 \left(\frac{e\alpha}{2\eta} \right)^2 \left(1 - \frac{\alpha}{2\xi^2} \right),$$

$$12A_{22} = \xi \left(1 - \xi \left(-\frac{\alpha}{\eta^2} \right)^2 \right), eA_{23} = \eta^2 + 6\xi \alpha^2, 3\eta A_{24} = 2\xi^2,$$

$$A_{25} = \xi (\pi e)^2 (1 - \beta^2), e\xi^2 A_{26} = 2 \left(1 - \frac{\pi}{2} (e\xi \alpha)^2 \sqrt{\eta} \right),$$

Anmerkung zu Seit 4, Zeile 9 bis Zeile 12:

$$w(1) = (1-Q) \left[A_{11} - P(A_{12} + \frac{Q}{\eta_{qk}} A_{13}) - \binom{P}{2} (A_{14} - \frac{q}{\eta_{qk}} A_{15}) \right] + Q \eta_{qk} A_{16}$$

$$\text{und } w(2) = (q-1)A_{21} + (1-P)A_{22} + \binom{P}{2} \left[A_{23} - q_x \eta_{qk} A_{25} (1 + A_{24} (1 + q_x))^{-1} \right] + Q (A_{26} + q \eta_{qk} A_{31}) + \binom{Q}{3} \eta_{qk} A_{32} + \binom{P}{3} \left\{ \frac{q}{3-q} A_{33} (q_x - (-1)^q) + \right. \\ \left. + \frac{e(P-Q)\eta(q-1)q/4}{8 - A_{66}q(q-1)} \left(1 - \frac{q}{\eta_{qk}} (2-q) A_{34}^{1-q_x} A_{35} \right) \frac{\eta_{qk}}{\eta} - A_{36} \right\}$$

in $v_{yx} = [w(1)]^{2-k} + [w(2)]^{k-1}$ können für einzelne Quantenzahlensätze bei $k=1$ zu $w(2)=0$ oder bei $k=2$ zu $w(1)=0$ werden was zu uneigentlichen Termen 0^0 führt, die aber als Strukturpotenzanteile stets den Wert 1 haben müssen. Aus diesem Grunde ist es bei der Programmierung zu empfehlen, $w(1)$ und $w(2)$ durch die numerisch nicht relevanten Summanden $k-1$ und $2-k$ zu ergänzen. Da stets $w(1) \neq -1$ und $w(2) \neq -1$ bleiben, aber nur $k=1$ oder $k=2$ möglich ist, erscheinen in der Fassung

$$w_{yx}(k) = [k-1+w(1)]^{2-k} + [2-k+w(2)]^{k-1}$$

die uneigentlichen Terme nicht mehr. Für mesonische Strukturen wird $w_{yx}(k=1)=1+w(1)$ und für barionische Strukturen $w_{yx}(k=2)=1+w(2)$ nach dieser Korrektur sofort deutlich.

$$\begin{aligned}
 A_{31} &= (\pi e \alpha)^2 (1 - (\pi e)^2 (1 - \beta^2)), & 6A_{32} &= \xi^2 (1 + (2e \frac{\alpha}{\eta})^2), \\
 A_{33} &= (\pi e \xi \alpha)^2 (1 - 2\pi (e \xi)^2 (1 - \beta^2)), & A_{34} &= \eta \sqrt{2\pi \eta}, & e \xi A_{35} &= 3\alpha, \\
 A_{36} &= (1 - \pi e (\xi e)^2 (1 - \beta^2))^{-1}, & A_{41} (2\beta - \alpha) &= \xi (2 + (\xi \alpha)^2) - 2\beta, \\
 2A_{42} &= \pi \xi^2 \eta (\beta - 3\alpha), & 2A_{43} &= \xi, & A_{44} &= 2(\frac{\eta}{\xi})^2, & 6 \xi A_{45} &= 3\beta - \alpha, \\
 A_{46} &= \frac{\pi e}{\xi \eta} - e \eta^2 \frac{\alpha}{2}, & A_{51} &= (2\alpha + 1)^2, & \eta^2 A_{52} &= 6\alpha, & A_{53} &= (\frac{\xi}{\eta})^3, \\
 A_{54} &= \alpha (\beta - \alpha) \sqrt{3/2}, & A_{55} &= \xi^3, & A_{56} &= (\frac{\xi}{\eta})^4, & 12\beta A_{61} &= \pi \xi (2\beta - \alpha), \\
 12A_{62} &= \pi^2 (\beta - 2\alpha), & 9A_{63} &= \sqrt{\eta}, & 3\eta A_{64} &= \pi, & 3 \xi A_{65} &= \pi, & A_{66} &= \xi \eta.
 \end{aligned}$$

Die Resonanzordnung $N \geq 0$ (positiv ganzzahlig) wählt die zugelassenen Quadrupel n_j mit $1 \leq j \leq 4$. Mit der Kürzung $f(N) = (1 - Q(2-k)(1-Q))(a_{yx} \frac{N}{N+2} + b_{yx} \sqrt{N(N-2)})$ folgt, daß die unbekannte Funktion $F(\Gamma) = 0$ für alle $N \neq 1$ bleibt (rechte Seite ist reell). Im Fall $N=0$ wird $f=0$, so daß $(n_1+Q_1)^3 \alpha_1 + (n_2+Q_2)^2 \alpha_2 + (n_3+Q_3) \alpha_3 + \exp(\frac{1-2k}{3Q_4}(n_4+Q_4)) = W_{yx}$ die n_j des Zustandes $x_y x$ und damit die Masse $M_0(x)$ der Komponente x des Multipletts x_y beschreibt. Die $N \geq 2$ ordnen $x_y x$ ein Spektrum von Besetzungsparameterquadrupeln und damit nach der Massenformel Resonanzmassen $M_N(x)$ zu (für jede Komponente $x_y x$ also ein Massenspektrum). Im Fall $N=1$ kein Spektralterm. Hier ist nicht $f(N) \geq 0$, es ist $f(1)$ komplex. Realteil: $(n_1+Q_1)^3 \alpha_1 + (n_2+Q_2)^2 \alpha_2 + (n_3+Q_3) \alpha_3 + \exp(\frac{1-2k}{3Q_4}(n_4+Q_4)) = W_{yx} (1 + (1-Q(2-k)(1-Q)) a_{yx}/3)$. Imaginärteil $F(\Gamma) = W_{yx} (1-Q(2-k)(1-Q)) b_{yx}$. Die n_j und $F(\Gamma)$ stehen mit N in irgendeiner Beziehung zu den vollen Bandbreiten Γ . Auch muß es einen Zusammenhang $Q_N = Q(N)$ zwischen doppelter Spinquantenzahl Q und N geben. Wie könnten diese Zusammenhänge beschaffen sein?

Wird $N=1$ ausgeschlossen, dann $F=0$ und reelle Beziehung $(n_1+Q_1)^3 \alpha_1 + (n_2+Q_2)^2 \alpha_2 + (n_3+Q_3) \alpha_3 + \exp(\frac{1-2k}{3Q_4}(n_4+Q_4)) = W_{yx} (1+f)$ diskutieren. Im allgemeinen $f > 0$ für $N \geq 2$ und $f=0$ für $N=0$. Im Fall des Multipletts x_2 jedoch $f=0$ für alle $N \geq 0$, weil hier allein $Q(2-k)(1-Q)=1$ ist. Elektronen sind nach diesem Bild nicht anregbar! Bei numerischer Bestimmung von W_{yx}, a_{yx}, b_{yx} und ϕ_{yx} (Quantenzahlenfunktion im Massenspektrum M) nicht $Q_N = Q(N)$ sondern $Q=Q(0)$ des x_y verwenden. Zur Bestimmung der n_j wird das Anstiegsprinzip der Konfigurationszonenbesetzungen berücksichtigt. Zunächst für eine Resonanzordnung

$N=0$ oder $N \geq 2$ die rechte Seite $W_{\gamma x}(1+f(N))=W_1$ numerisch bestimmen. Nach der Auswahlregel die maximale Kubikzahl K_1^3 feststellen, deren Produkt mit α_1 noch in W_1 enthalten ist. Dann $W_1 - \alpha_1 K_1^3 = W_2 \geq 0$ einsetzen in $(n_2+Q_2)^2 \alpha_2 + (n_3+Q_3) \alpha_3 + \exp(\frac{1-2k}{3Q_4}(n_4+Q_4)) = W_2$. Jetzt maximale Quadratzahl K_2^2 derart, daß $\alpha_2 K_2^2$ noch in W_2 enthalten ist, also $W_2 - \alpha_2 K_2^2 = W_3 \geq 0$. Ganz entsprechend in $(n_3+Q_3) \alpha_3 + \exp(\frac{1-2k}{3Q_4}(n_4+Q_4)) = W_3$ maximale Zahl K_3 im Sinne $W_3 - \alpha_3 K_3 = W_4 \geq 0$ bestimmen. Für W_4 drei Möglichkeiten: (a) $W_4=0$, (b) $0 < W_4 \leq 1$, (c) $W_4 > 1$. Allgemeiner Fall (b): $\ln W_4 \leq 0$ und $K_4(2k-1) = 3Q_4 \ln W_4$. Im Fall (c) ist $\ln W_4 > 0$ und $K_4 < 0$. Dies ist unmöglich weil stets $n_j + Q_j \geq 0$ bleiben muß. Wegen $n_4 + Q_4 \leq (n_3+Q_3) \alpha_3$ des Anstiegsprinzips wird dann K_3 um 1 vermindert und $\alpha_3 K_3$ zu $K_4 < 0$ addiert, so daß ein neuer Wert $K_4 \geq 0$ entsteht. Im Fall (a) hätte $W_4 \rightarrow 0$ die Divergenz $K_4 \rightarrow \infty$ zur Folge doch ist dies wegen $K_4 \leq \alpha_3 K_3$ unmöglich (zumal es divergierende Selbstenergiepotentiale nicht gibt). Aus diesem Grunde wird im Fall (a) der maximale Wert $K_4 = \alpha_3 K_3$ berechnet. Aus den ermittelten K_j folgt $n_j = K_j - Q_j$. Es ist zwar neben $n_j \geq 0$ auch $n_j < 0$ möglich, doch gilt stets $K_j \geq 0$, also $n_j \geq -Q_j$. Die so ermittelte Quadrupel n_j wird mit $\phi_{\gamma x}$ in das Massenspektrum eingesetzt, was numerisch $M_N(\gamma x)$ als Spektralterm des Massenspektrums zu $x_{\gamma x}$ liefert.

Vermerk: Die K_j sind stets ganzzahlig. Im Fall der Bestimmung von K_4 treten jedoch regelmäßig Dezimalstellen auf. Im Fall der Dezimalstellen ,99...99 muss die Identität ,99...99 = 1 verwendet werden. Ist dagegen die Folge der Dezimalstellen von diesem Wert verschieden, dann darf nicht aufgerundet werden. Die Dezimalstellen sind abzuschneiden, weil die K_j die Anzahlen von Strukturentitäten sind.

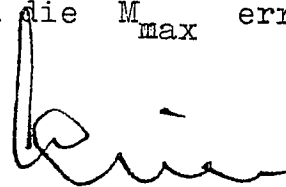
* was $K_3 > 0$ voraussetzt; denn im Fall $K_3 = 0$ kann diese Dilation wegen des quadratischen Anstieges von $j=2$ nicht erfolgen, so daß diese Resonanzordnung N für $x_{\gamma x}$ nicht existiert (verbotener Term).

Grenzen der Resonanzspektren:

Allgemeines Bauprinzip der Konfigurationszonen $n_4+Q_4 \leq (n_3+Q_3)\alpha_3$,
 $\alpha_3(n_3+Q_3)(1+n_3+Q_3) \leq 2\alpha_2(n_2+Q_2)^2$, $\alpha_2(n_2+Q_2)[2(n_2+Q_2)^2 +$
 $+3(n_2+Q_2)+1] \leq 6\alpha_1(n_1+Q_1)^3$. Wird durch den Anstieg N zwischen
zwei Zonen die Gleichheit erreicht, dann $n_j+Q_j \rightarrow 0$ in j ,
während $j-1$ um die Ziffer 1 auf $n_{j-1}+Q_{j-1}+1$ angehoben
wird. Anregung erfolgt also 'von Außen nach Innen'. Stets
 $n_j+Q_j \geq 0$ ganzzahlig, da Anzahl von Strukturentitäten. Leerraum-
bedingung $n_j = -\frac{\alpha_j}{\alpha_{j+1}}(n_j)_{\max} = L_j < \infty$ (keine divergierenden Selbst-
energiepotentiale). Intervalle $-Q_j \leq n_j \leq L_j < \infty$ bedingen
 $0 \leq N \leq L < \infty$ der Resonanzordnung. Mit $M_0(x) = M_0$ gilt
 $4\mu\alpha_1(L_1+Q_1)^3 = (2(P+1))^{2-k} M_0^k$ mit $G=k+1$ und daraus nach dem Bauprinzip
 $\alpha_2(L_2+Q_2)[2(L_2+Q_2)^2 + 3(L_2+Q_2)+1] = 6\alpha_1(L_1+Q_1)^3$, $\alpha_3(L_3+Q_3)(1+$
 $+L_3+Q_3) = 2\alpha_2(L_2+Q_2)^2$, $L_4+Q_4 = \alpha_3(L_3+Q_3)$. Implizit gilt für L
der Resonanzordnungen $\alpha_1(L_1+Q_1)^3 + \alpha_2(L_2+Q_2)^2 + \alpha_3(L_3+Q_3) +$
 $+ \exp(\frac{1-2k}{3Q_4}(L_4+Q_4)) = W_x(1+f(L))$. Auch bei der Bestimmung von L_j

und L nicht aufrunden, sondern Dezimalstellen abschneiden!
Die aus dem Bauprinzip gewonnenen L_j liefern die absoluten
Maximalmassen $M_{\max}$, aber die aus den L ermittelten Quadru-
peln die realen Grenzterme $M_L < M_{\max}$, die jedoch mit $(M_{\max} - M_L)c^2$
sekundär anregbar sind und dann die $M_{\max}$ erreichen.

NORTHEIM den 25.2.1982
Schillerstraße 2



(Heim)

Verteilt an: Deutsches Elektronen-Synchrotron Hamburg
Eidgenössische technische Hochschule Zürich
Messerschmitt-Bölkow-Blohm GmbH München
Max-Planck-Institut für theoretische Phys. München
Dr. G. Emde, Dr. Kroy, Dipl.-Phys. I.v.Ludwiger
Staatsanwalt G. Sefkow und H. Trosiner.