

Zur Beschreibung der Elementar-
korpuskeln (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 $P_{1,2}$.
- $\mathcal{R}(\lambda)$: Sogn. "Doublettziffer", die mehrere Doublets durch $\mathcal{R}(1)=0$ oder $\mathcal{R}(\lambda>1)=1$ unterscheidet.
- Λ : Obere Schranke des $\mathcal{R}$ -Intervalls $1 \leq \lambda \leq \Lambda$.
- C: Strukturdistributor, 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

$$G=k+1, B=k-1, 0 \leq P \leq G, P_1=2-k, P_2=2k-1, I=P+1, \\ Q(P)=k-1, Q(P)=2k-1, \mathcal{R}(\lambda)=(1-\delta_{1\lambda})\delta_{1P}, 1 \leq \lambda \leq \Lambda=4-k,$$

$$Ck(1+\mathcal{R})=2(P\epsilon_P+Q\epsilon_Q)(k-1+\mathcal{R}), \epsilon_{P,Q}=\epsilon \cos \alpha_{P,Q}, \\ \alpha_P=\pi Q(\mathcal{R}+(\frac{P}{2})), \alpha_Q=\pi Q(Q(k-1)+(\frac{P}{2})),$$

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

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

$$q=|q_x|$$

PROG
1a
1b
2

Die möglichen Multipletts der Grundzustände.

Multiplett x_γ der laufenden Ziffer γ für $\epsilon=+1$ und Antimultiplett $\bar{x}_\gamma$ mit $\epsilon=-1$. Allgemeine Darstellung:
 $x_\gamma (\epsilon B, \epsilon P, \epsilon Q, \epsilon \mathcal{R})_\epsilon C(q_0, \dots, q_p)$

Mesonen: $k=1$, $G=2(\text{Quark}^{\frac{1}{2}})$, $B=0$, $0 \leq P \leq 2$, also vom Singulett $I=1$ bis Triplet $I=3$. $P_1=P_2=1$, $Q=0$, $Q=1$,
 $\Lambda(k=1)=3$, $\mathcal{R}(1)=0$, $\mathcal{R}(2)=\mathcal{R}(3)=1$.

Baryonen: $k=2$, $G=3(\text{Quark}^{\frac{1}{2}})$, $B=1$, $0 \leq P \leq 3$ vom Singulett $I=1$ bis Quartett $I=4$, $P_1=0$, $P_2=3$, $Q=1$,
 $Q=3$, $\Lambda(k=2)=2$, $\mathcal{R}(1)=0$, $\mathcal{R}(2)=1$.

Mögliche Multipletts für $\epsilon=+1$:

- $k=1$: $x_1(0000)0(0) \equiv (\eta)$, $x_2(0110)0(0, -1) \equiv (e_0, e^-)$ (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 Antitrip.
 $k=2$: $x_6(1010)-1(0) \equiv (\Lambda)$, $x_7(1030)-3(-1) \equiv (\Sigma^-)$,
 $x_8(1110)0(+1, 0) \equiv (p, n)$, $x_9(1111)-2(0, -1) \equiv (\Xi^0, \Xi^-)$,
 $x_{10}(1210)-1(+1, 0, -1) \equiv (\Sigma^+, \Sigma^0, \Sigma^-)$,
 $x_{11}(1310)-2(+1, 0, -1, -2) \equiv (o^+, o^0, o^-, o^{--})$ (Existenz möglich?)..
 $x_{12}(1330)0(+2, +1, 0, -1) \equiv (\Delta^{++}, \Delta^+, \Delta^0, \Delta^-)$ (als Grundzustand denkbar)

Kürzungen: $\eta^4(4+\pi^4)=\pi^4$, $\mathcal{R}=5\eta+2\sqrt{\eta}+1$,

$\eta_{qk}^4(q^4(4+k)+\pi^4)=\pi^4$, $\eta_{1k}^{-\frac{1}{2}}(1+\sqrt{\eta_{1k}})A_k=1-\sqrt{\eta_{1k}}$

$2\pi\hbar=h$ Wirkungsquant, $c\sqrt{\epsilon_0\mu_0}=1$, $c\mu_0=R_-$ 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 $4\pi^2C_\pm=\pm\sqrt{2\mathcal{R}\hbar/R_-}$ (evtl. elektr. Quarkladung?).

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

Lösung $\alpha_{(+)}_1$ (positiver Zweig) und $\alpha_{(-)}$ (negativer Zweig).

Numerisch $\alpha_{(+)}_1=137,03596147$

$\alpha_{(-)}^{-1}=1,00001363$

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

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

(1982)

- 3 -

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

Hilfsfunktionen:

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

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 $K = n_1^2(1+n_1)^2 N_1 + n_2(2n_2^2 + 3n_2 + 1)N_2 +$

$+ n_3(1+n_3)N_3 + 4n_4$, $G = Q_1^2(1+Q_1)^2 N_1 + Q_2(2Q_2^2 + 3Q_2 + 1)N_2 + Q_3(1+Q_3)N_3 + 4Q_4$,

$H = 2n_1 Q_1(1+3(n_1+Q_1+n_1 Q_1)+2(n_1^2+Q_1^2))N_1 + 6n_2 Q_2(1+n_2+Q_2)N_2 + 2n_3 Q_3 N_3$,

$\phi = \frac{3P}{\pi \sqrt{\eta_{qk}}} \left(1 - \frac{\alpha_-}{\alpha_+}\right) \cdot (P+Q) \cdot (-1)^{P+Q} \cdot \left(1 - \frac{\alpha_-}{3} + \frac{\pi}{2}(k-1) \cdot 3^{1-q/2}\right) \cdot [1 +$

$+ \frac{2k}{3\eta^2} \xi (1+\xi^2(P-Q)(\pi^2-q))](1+4 \frac{\xi}{k} \left(\frac{P}{2}\right) \cdot \left(\frac{\xi}{6}\right)^q)^{-1} \cdot (2\sqrt{\eta_{11}} \eta_{qk} + q\eta^2(k-1)) \cdot \left(1 + \frac{4\pi\alpha_-}{\eta\sqrt{\eta}}\right) \cdot (1+Q(1-Q)) \cdot (2-k) \cdot \frac{n_1}{Q_1} + 4\left(1 - \frac{\alpha_-}{\alpha_+}\right) \frac{\alpha_-}{\xi} (P+Q) + 4q \frac{\alpha_-}{\alpha_+}$.

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

- 4 -

5 base
↓

Anstiegsprinzip der Konfigurationszonen:

$$n_4 + Q_4 \leq (n_3 + Q_3) \alpha_3 \leq (n_2 + Q_2)^2 \alpha_2 \leq (n_1 + Q_1)^3 \alpha_1$$

Auswahlregel der Konfigurationszonenbesetzungen

$$\left\{ \begin{aligned} & (n_1 + Q_1)^3 \alpha_1 + (n_2 + Q_2)^2 \alpha_2 + (n_3 + Q_3) \alpha_3 + \exp\left(\frac{1-2k}{3Q_4} (n_4 + Q_4)\right) + iF(\vec{r}) = \\ & = W_{yx} \left[1 + (1-Q(2-k)(1-2Q)) \left(a_{yx} \frac{r}{N+2} + b_{yx} \sqrt{N(N-2)} \right) \right] \end{aligned} \right.$$

② $W_{yx} = g(kq) w_{yx}$ 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

$x_{yx}(kPQ) \in C(q_x)$ als Komponente x des Multipletts y ist:

comp¹ ③ $w_{yx} = \left[(1-Q) \left(A_{11} - P \left(A_{12} + \frac{q}{n_{qk}} A_{13} \right) - \left(\frac{P}{2} \right) \left(A_{14} - \frac{q}{n_{qk}} A_{15} \right) + 2Qn_{qk} A_{16} \right)^{2-k} + \right.$

to 2 ④ $+ \left[(q-1) A_{21} + (1-P) A_{22} + \left(\frac{P}{2} \right) \left(A_{23} - q_x n_{qk} (1 + A_{24} (1 + q_x))^{-1} A_{25} \right) + \right.$
 $+ 2(A_{26} + q n_{qk}^2 A_{31}) + \left(\frac{Q}{3} \right) n_{qk} A_{32} + \left(\frac{P}{3} \right) \left\{ \frac{q^3 A_{33}}{3-q} (q_x - (-1)^q) + \right.$
 $\left. + \frac{e(P-Q)n(q-1)q/4}{8-A_{66}q(q-1)} \left(1 - \frac{q}{n_{qk}} (2-q) A_{34}^{1-q} x A_{35} \right) \frac{n_{qk}}{n^2} - A_{36} \right\} \Big]^{k-1}$ *Ferner

④a gilt als Resonanzbasis $ka_{yx} = A_{41} (1 + a_n a_q)$ mit

⑤ $a_n = PA_{42} \left[1 - 2A_{43} (1 + A_{44} (-\alpha)^{2-k} A_{45}^{k-1}) (1 - 2QA_{46} (2-k)) - A_{51} (k-1) (1 - 2Q) \right]$

⑥ und $a_q = 1 - qA_{52} (1 - 2QA_{53}^k) \left(1 + \frac{q_x}{6} (3 - q_x) (k-1) (1 - 2Q) \right)$. Resonanz-

⑦ raster ist $k^P (1 + P + Q + 2Qn^{2-q}) b_{yx} = A_{54} A_{55}^{k-1} \left[1 + PA_{56} (1 - 2QA_{61} A_{62}^{1-k}) (1 + \right.$
 $\left. + qA_{63} (1 + 2A_{64}) \right] (1 - k^{-1} (A_{65} (q + k - 1))^{2-k} \left(\frac{P}{2} \right) (1 - \left(\frac{P}{3} \right))$. Die Koeffizienten

A_{rs} können als Elemente der quadratischen Koeffizientenmatrix

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

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

$2n^2 A_{11} = \xi^2 (\pi e \xi)^2 (1 - 4\pi \alpha^2), 3A_{12} = 2\pi e \xi^2 \left(\frac{3}{8} - \pi e n \frac{\alpha^2}{3} \right), A_{13} =$
 $= 3(4 + n\alpha) \left(1 - \frac{n^2}{5} \left(\frac{1 - \sqrt{n}}{1 + \sqrt{n}} \right)^2 \right), \alpha A_{14} = 1 + \frac{3n}{4\xi} (2n\alpha - e^2 \xi \left(\frac{1 - \sqrt{n}}{1 + \sqrt{n}} \right)^2),$
 $3A_{15} = e^2 (1 - 2e \frac{\alpha^2}{n}), A_{16} = (\pi e)^2 (1 + \frac{\alpha}{5n} (1 + 6\frac{\alpha}{\pi})), A_{21} = 2 \left(\frac{e\alpha}{2n} \right)^2 (1 - \frac{\alpha}{2\xi^2}),$
 $12A_{22} = \xi (1 - \xi \left(\frac{\alpha}{n^2} \right)^2), eA_{23} = n^2 + 6\xi \alpha^2, 3nA_{24} = 2\xi^2,$
 $A_{25} = \xi (\pi e)^2 (1 - \beta^2), e\xi^2 A_{26} = 2(1 - \frac{\pi}{2} (e\xi \alpha)^2 \sqrt{n}),$

* siehe Bemerkung

S. 4 a

420

base
temp 1
temp 2

Anmerkung zu Seite 4, Zeile 9 bis Zeile 12:

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

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

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

$$A_{31} = (\pi e \alpha)^2 (1 - (\pi e)^2 (1 - \beta^2)), \quad 6A_{32} = \xi^2 (1 + (2e \frac{\alpha}{\eta})^2),$$

$$A_{33} = (\pi e \xi \alpha)^2 (1 - 2\pi (e \xi)^2 (1 - \beta^2)), \quad A_{34} = \eta \sqrt{2\pi \eta}, \quad e \xi^2 A_{35} = 3\alpha,$$

$$A_{36} = (1 - \pi e (\xi e)^2 (1 - \beta^2))^{-1}, \quad A_{41} (2\beta - \alpha) = \xi (2 + (\xi \alpha)^2) - 2\beta,$$

$$2A_{42} = \pi \xi^2 \eta (\beta - 3\alpha), \quad 2A_{43} = \xi, \quad A_{44} = 2(\frac{\eta}{\xi})^2, \quad 6 \xi A_{45} = 3\beta - \alpha,$$

$$A_{46} = \frac{\pi e}{\xi \eta} - e \eta^2 \frac{\alpha}{2}, \quad A_{51} = (2\alpha + 1)^2, \quad \eta^2 A_{52} = 6\alpha, \quad A_{53} = (\frac{\xi}{\eta})^3,$$

$$A_{54} = \alpha (\beta - \alpha) \sqrt{3/2}, \quad A_{55} = \xi^3, \quad A_{56} = (\frac{\xi}{\eta})^4, \quad 12\beta A_{61} = \pi \xi (2\beta - \alpha),$$

$$12A_{62} = \pi^2 (\beta - 2\alpha), \quad 9A_{63} = \sqrt{\eta}, \quad 3\eta A_{64} = \pi, \quad 3 \xi A_{65} = \pi, \quad A_{66} = \xi \eta.$$

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 $(n_1+Q_1)^2 \alpha_1 + (n_2+Q_2)^2 \alpha_2 + (n_3+Q_3) \alpha_3 + \exp(\frac{1-2k}{3Q_4} (n_4+Q_4)) = W_{yx}$ die n_j des Zustandes x_{yx} und damit die Masse $M_0(x)$ der Komponente x des Multipletts x_y beschreibt. Die $N \geq 2$ ordnen x_{yx} ein Spektrum von Besetzungsparameterquadrupeln und damit nach der Massenformel Resonanzmassen $M_N(x)$ zu (für jede Komponente x_{yx} also ein Massenspektrum). Im Fall $N=1$ kein Spektralterm. Hier ist nicht $f(N) \geq 0$, es ist $f(1)$ komplex. Realteil: $(n_1+Q_1)^2 \alpha_1 + (n_2+Q_2)^2 \alpha_2 + (n_3+Q_3) \alpha_3 + \exp(\frac{1-2k}{3Q_4} (n_4+Q_4)) = W_{yx} (1 + (1 - Q(2-k)(1-Q)) a_{yx} / 3)$. 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 $(n_1+Q_1)^2 \alpha_1 + (n_2+Q_2)^2 \alpha_2 + (n_3+Q_3) \alpha_3 + \exp(\frac{1-2k}{3Q_4} (n_4+Q_4)) = W_{yx} (1+f)$ 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

6

- $$n_4 + Q_4 - \alpha_3 = (K_3 - 1) \alpha_3$$

7

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 $n_j = -Q_j$ (^{aber}) $(n_j)_{\max} = L_j < \infty$ (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
① $4 \alpha_1 \alpha_2 (L_1 + Q_1)^3 = (2(P+1))^{2-k} M_0$ und daraus nach dem Bauprinzip
② $\alpha_2 (L_2 + Q_2) [2 (L_2 + Q_2)^2 + 3 (L_2 + Q_2) + 1] = 6 \alpha_1 (L_1 + Q_1)^3$, $\alpha_3 (L_3 + Q_3) (1 +$
③ $+ L_3 + Q_3) = 2 \alpha_2 (L_2 + Q_2)^2$, $L_4 + Q_4 = \alpha_3 (L_3 + Q_3)$. Implizit gilt für L
der Resonanzordnungen $\alpha_1 (L_1 + Q_1)^3 + \alpha_2 (L_2 + Q_2)^2 + \alpha_3 (L_3 + Q_3) +$
④ $+ \exp(\frac{1-2k}{3Q_4} (L_4 + Q_4)) = W_x (1 + f(L))$. 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 $(M_{\max} - M_L) e^2$
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.