

BURKHARD HEIM

**Veröffentlichungen**

Reihe: „EINHEITLICHE BESCHREIBUNG DER WELT“

HEIM, Burkhard: **Elementarstrukturen der Materie: einheitliche strukturelle Quantenfeldtheorie der Materie und Gravitation. Bd. 1.** - 2., unveränd. Aufl. - Innsbruck: Resch, 1989. - X, 309 S., ISBN 3-85382-008-5  
n: öS 1212.-, DM 166.-, SFr 147.-

HEIM, Burkhard: **Elementarstrukturen der Materie: einheitliche strukturelle Quantenfeldtheorie der Materie und Gravitation. Bd. 2.** - 2., unveränd. Aufl. - Innsbruck: Resch, 1996. - XII, 385 S., ISBN 3-85382-036-0  
n: öS 1278.-, DM 175.-, SFr 155.50

DRÖSCHER, W. / HEIM, B.: **Strukturen der physikalischen Welt und ihrer nichtmateriellen Seite.** - 1. Aufl. - Innsbruck: Resch, 1996. - X, 63 S., ISBN 3-85382-059-X  
Ln: öS 694.-, DM 95.-, SFr 86.50

HEIM, B. / DRÖSCHER, W. / RESCH, A.: **Einführung in B. Heim: Einheitliche Beschreibung der Welt. Mit Begriffs- und Formelregister.** - Innsbruck: Resch, 1998. - ISBN 3-85382-064-6  
Neuauf. in Vorber.

Aus der Reihe: „GRENZFRAGEN“

HEIM, Burkhard: **Der kosmische Erlebnisraum des Menschen.** - 3., unveränd. Aufl. - Innsbruck: Resch, 1995 (Grenzfragen; 3). - 49 S., ISBN 3-85382-022-0  
Brosch.: öS 80.-, DM 11.-, SFr 10.50

HEIM, Burkhard: **Der Elementarprozeß des Lebens.** - 3., unveränd. Aufl. - Innsbruck: Resch, 1994 (Grenzfragen; 4). - 76 S., ISBN 3-85382-023-9  
Brosch.: öS 124.-, DM 17.-, SFr 16.-

HEIM, Burkhard: **Postmortale Zustände? Die televariante Area integraler Weltstrukturen.** - 3., unveränd. Aufl. - Innsbruck: Resch, 1994 (Grenzfragen; 5). - 122 S., ISBN 3-85382-013-1  
Brosch.: öS 204.-, DM 28.-, SFr 26.-

HEIM, Burkhard: **Einheitliche Beschreibung der Materiellen Welt. Informativische Zusammenfassung von „Elementarstrukturen der Materie“ Bd. 1 und Bd. 2.** - 2., unveränd. Aufl. - Innsbruck: Resch, 1994 (Grenzfragen; 16). - 75 S., ISBN 3-85382-048-4  
Brosch.: öS 167.-, DM 22.90, SFr 21.-

Nachtrag

Walter Dröscher / Burkhard Heim

**Strukturen  
der physikalischen Welt  
und  
ihrer nichtmateriellen Seite**

**Termselektoren**

Einheitliche Beschreibung  
der Existenzzeiten  
materieller Elementarstrukturen



RESCH VERLAG INNSBRUCK

Nachtrag

Walter Dröscher / Burkhard Heim

**Strukturen  
der physikalischen Welt  
und  
ihrer nichtmateriellen Seite**

**Termselektoren**

Einheitliche Beschreibung  
der Existenzzeiten  
materieller Elementarstrukturen



RESCH VERLAG INNSBRUCK

## TERMSELEKTOREN

Erst nach Drucklegung des Buches von W. DRÖSCHER / B. HEIM: *Strukturen der physikalischen Welt und ihrer nichtmateriellen Seite* (Innsbruck: Resch, 1996) war es möglich, für das in Kapitel V, 1 angeschnittene Thema der Existenzzeiten von Elementarpartikeln eine Lösung zu finden. Da die folgenden Ausführungen logisch unmittelbar an [3] anschließen, wird die Numerierung der Bezugsgleichungen aus [3] hier fortgeführt.

Eine Konsequenz der im Buch erwähnten Hyperraumdynamik wurde darin gesehen, daß es mittels dieser Hyperraumdynamik zu einer Öffnung des  $R_6$  zur nichtmateriellen Seite der Welt hin kommt und der  $R_6$  in veränderter Form als  $R'_6$  hieraus hervorgeht, was durch  $R_6 \rightarrow R_{12} \rightarrow R'_6$  darstellbar ist. Diese Hyperraumdynamik ist nur bei Wechselwirkungspartikeln erkennbar, deren Erzeugungs- bzw. Vernichtungswahrscheinlichkeiten durch Kopplungskonstanten wiedergegeben werden. Mit Hilfe eines Mengenalgorithmus und von Dimensionszahlen als Variable konnten die Werte der spezifischen Kopplungskonstanten bestimmt werden.

Es ergab sich nunmehr noch die Frage, ob nicht nur für Wechselwirkungspartikel, sondern auch für Elementarpartikel Umstrukturierungskonstanten angeführt werden können, die den Existenzzeiten der Elementarpartikel entsprechen würden. Die zur Bestimmung der Existenzzeiten gültige Mathematik würde wiederum eine Mengenalgebra sein, die bereits bei den Kopplungskonstanten benützt wurde.

In der vorliegenden Ergänzung wird nun für eine kleine Gruppe von quasistabilen Partikeln die Berechnung der zugehörigen Existenzzeiten vorgestellt.

### 1. Mengenalgebraischer Ansatz

Es hatte sich gezeigt [3, Gl. 16], daß ein Mengenkalkül mit Dimensionszahlen von Hyperräumen als Parameter u. a. die vier bekannten Wechsel-

wirkungskonstanten lieferte. Da zumindest die Konstanten der elektroschwachen und -starken Wechselwirkung gleitender Art, also energieabhängig sind, müssen die punktuell erhaltenen Wechselwirkungskonstanten spezifischen Energien zugeordnet werden.

Diese spezifischen Energien wurden dadurch erhalten, daß die aus [3, Gl. 20] hervorgehende Elementarlänge  $\delta l_0^*$  zur Zeit  $t = 0$  jeweils mit einer aus dem genannten Mengenalgorithmus hervorgehenden Konstanten  $A_i$  und einer weiteren Konstanten  $\exp(-2\pi m)$  multipliziert wurde, sodaß sich die elementaren Längen  $\delta s_i = A_i \delta l_0^* \exp(-2\pi m)$  ergaben, wobei  $A_i$  nur von den Dimensionszahlen von Unterräumen der genannten Hyperräume abhing und  $2m$  die Dimensionszahl eines Hyperraumes war: Da nach [3, Gl. 24] stets Längen einer Energie quantentheoretisch zugeordnet werden können, ergab sich  $E_i \sim \frac{1}{\delta s_i}$ .

Um eine ausgezeichnete Menge von Existenzzeiten  $\tau_i$  elementarer Teilchen zu erhalten, kann gleichartig vorgegangen werden. Denn deren Multiplikation mit  $c$  liefert elementare Längen  $\delta s_i = c \cdot \tau_i$ . Da dimensionsmäßig nunmehr eine Zeit vorliegt, war demnach die Länge  $\delta l_0^*$  in einfachster Weise durch die Lichtgeschwindigkeit  $c$  zu dividieren.

Da außerdem aus [2] hervorgeht, daß bei den Elementarteilchen ein zirkulärer Fluß vorliegt und der Zerfall eines Elementarteilchens nach  $n$ -maligem Umfließen stattfindet, ergibt sich eine Grundexistenzzeit

$$A = \frac{\pi \delta l_0^*}{c} = 1,03856 \cdot 10^{-8} \text{ s, wobei } \pi \delta l_0^* \text{ einem einmaligen Umlauf entspricht.}$$

Die Menge möglicher Elementarteilchen und deren Existenzzeiten ist sehr groß und die bereits erhaltene Menge  $E_i$  spezifischer Energien klein. Es bestand somit die Forderung, die bekannte Menge von Elementarteilchen derart einzuschränken, daß eine kleine Menge von Existenzzeiten bekannter Elementarteilchen übrig bleibt. Dies führt dazu, die am häufigsten vorkommenden leichten und stabilen Teilchen, die nicht der starken Wechselwirkung unterliegen, zu bestimmen. Wird gleichartig wie bei der Ermittlung der  $\delta s_i$  vorgegangen, dann sind die Existenzzeiten  $\tau_i$  gemäß der Beziehung

$$\tau_i = B_i(n_1, n_2 \dots n_k) \frac{\delta l_0^* \pi}{c} \cdot \exp(-2\pi a_i) \text{ zu berechnen, wobei } n_1, n_2 \dots n_k$$

die Dimensionszahlen von Hyperräumen bzw. deren Unterräumen sind und  $a_i$  deren funktionale Abhängigkeit von diesen ausdrückt.

Im vereinfachten Fall reduziert sich  $B_i(n_1 \dots n_k)$  zu  $B_i(n)$ , wobei  $n$  eine noch unbekannte Dimensionszahl ist.

Außer  $\delta l_0^*$  wurden in [3] noch die elementaren Längen  $\delta s_5$  und  $\delta s_0$  aufgefunden. Wird die dimensionslose Größe  $\frac{\delta s_5}{\delta s_0} \approx 72$  gebildet, dann liefert diese Zahl 72 die in [3] vorkommende höchstmögliche Dimensionszahl 72. Diese wird nachfolgend für  $n$  verwendet.

In [3] wurde wiederholt der Begriff des Kardinalzahlenkomplexes  $K_j$  benutzt, wobei  $K_j = \{m_1; m_2; \dots m_l\}$   $\sum_{i=1}^l m_i = j$  ist und  $m_1, m_2 \dots m_l$  die Dimensionszahlen von Unterräumen der in [2] und [3] aufgefundenen Hyperräume wiedergeben.  $m_1, m_2 \dots m_l$  stehen hier stellvertretend für die Koordinatenzahlen der jeweiligen Unterräume. Es hatte sich in [2] und [3] gezeigt, daß Mengen, deren Elemente von Elementarlängen bzw. funktionell von Dimensionszahlen abhängen, wiederholt einigen wenigen Kardinalzahlenkomplexen genügen. Der einfachste Kardinalzahlenkomplex  $K_4$  geht aus dem bekannten vierdimensionalen Raum  $R_4$  hervor, dessen Koordinaten, mengenmäßig angeschrieben,

$M_4 = \{\{x_1, x_2, x_3\}, \{x_4\}\}$  lauten. Die drei räumlichen Koordinaten bilden eine Untermenge und werden daher in Klammern gesetzt. Die Koordinate  $x_4$  bildet eine zweite Untermenge. Daraus ergibt sich ein

$K_4 = \|M_4\| = \{3; 1\}$ . Bildet  $K_4$  eine invariante Größe, dann wäre für die

Faktoren von  $\tau_i$   $T_i = \{\{\alpha_i(n), \beta_i(n), \exp(-2\pi a_i)\}, \{\frac{\delta l_0^* \pi}{c}\}\}$  zu setzen, wobei  $\|T_i\| = \{3; 1\}$  ist. Somit wird für  $\tau_i$  eine Aufspaltung in die Grundterme ersichtlich und  $\tau_i$  lautet dann:

$\tau_i = \alpha_i(n) \beta_i(n) \exp(-2\pi a_i) \frac{\delta l_0^* \pi}{c}$ . Zur übersichtlicheren Darstellung wird anstelle  $n$  der Buchstabe  $B$  gewählt, wobei  $n = B = 72$  gilt.

Bei der Bestimmung der  $\alpha_i(n)$  und  $\beta_i(n)$  soll ein Bezug zu den in [2] und [3] erhaltenen Dimensions- bzw. Kardinalzahlen hergestellt werden. Dies geschieht u. a. dadurch, daß  $\alpha_i$  und  $\beta_i$  die Werte  $B^{\frac{1}{m}} \approx B_m$  bzw.  $B^{\frac{1}{m}} \approx \bar{B}_m$  annehmen können und  $m$  eine Dimensionszahl eines Unter- bzw. Hyperraumes ist. Die Menge  $M = \{B_m^1, B_m^2 \dots B_m^m\}$  mit  $B_m^i \approx B_m^j \approx B_m$

liefert dann bei Anwendung der Multiplikation auf die Menge  $M$  ein  $B_m^1 \cdot B_m^2 \dots B_m^m \approx B$  bzw.  $\bar{B}_m^1 \cdot \bar{B}_m^2 \dots \bar{B}_m^m \approx B$ , wobei  $\|M\| = m$  gilt und demnach eine Dimensionszahl als Kardinalzahl wiedergegeben wird. Die natürliche Zahl  $m$  möge nachfolgend als Indexzahl bezeichnet werden. Es kann nun nach den Mengen von Indexzahlen gesucht werden, die bisher erhaltene Kardinalzahlenkomplexe widerspiegeln.

Da gezeigt wurde, daß eine Indexzahl mit einer Dimensionszahl übereinstimmt, können diese Indexzahlen nicht nur zur Ermittlung der  $B_m$  und  $\bar{B}_m$ , sondern auch zur Bestimmung der  $\exp(-2\pi a_i)$  verwendet werden, wobei  $a_i$  zu einer Dimensionszahl wird.

Die zu bestimmende Indexzahlenmenge wird im Allgemeinen aus der Vereinigungsmenge von mehreren Untermengen zusammengesetzt sein.

Aus  $K_{12} = \{1; 3; 2; 2; 4\}$  ergibt sich vorerst  $I_{12} = \{1, 3, \overset{1}{2}, \overset{2}{2}, 4\}$ . Einer  $K_6$ -Symmetrie folgt die aus [3, Gl. 11] hervorgehende Dimensionszahlenmenge  $\underline{D} = \{(12, 28, 24), (36), (4, 64)\}$ . Die höchste Dimensionszahl ist hier 64. Als weitere Indexzahlenmenge möge  $I_{64}$  konstruiert werden. Da  $I_{12}$  5 Zahlenelemente aufweist, werden für  $I_{64}$ , um eine 12-elementige Menge konstruieren zu können, 7 Zahlenelemente benötigt, die zum Unterschied von  $I_{12}$  aus Dimensionszahlen bestehen, welche durch die Summe von Unterraumdimensionszahlen gebildet werden. Es bieten sich hier  $1 + 3 = 4$ ,  $1 + 3 + 2 = 6$ ,  $1 + 3 + 2 + 2 = 8$  an. Diese Dimensionszahlen mögen einer  $K_6$ -Symmetrie folgen:  $I_{40} = \{\{\overset{1}{4}\}, \{\overset{1}{6}, \overset{2}{6}\}, \{\overset{1}{8}, \overset{2}{8}, \overset{3}{8}\}\}$ . Auf  $I_{64}$  fehlt noch die Dimensionszahl 24, so daß sich schließlich

$$I_{64} = \{\{\overset{1}{4}\}, \{\overset{1}{6}, \overset{2}{6}\}, \{\overset{1}{8}, \overset{2}{8}, \overset{3}{8}\}, \{\overset{1}{24}\}\} \text{ ergibt.}$$

Um eine  $K_8$ -Symmetrie zu erhalten, kommt noch 24 hinzu, so daß  $I_{64} \cup I_{24} = I_{64+24} = \{\{\overset{1}{4}\}, \{\overset{1}{6}, \overset{2}{6}\}, \{\overset{1}{8}, \overset{2}{8}, \overset{3}{8}\}, \{\overset{1}{24}, \overset{2}{24}\}\}$  ist. Zusammen mit  $I_{12}$  ergibt sich  $I_{12+64+24}$ . Werden die Zahlen 12, 64, 24 mit den Zahlenelementen von  $\underline{D}$  verglichen, dann zeigt sich, daß die erstgenannten der Dimensionszahlenmenge völlig  $\underline{D}$  angehören.

In der Menge  $\underline{D}$  kommen noch 36, 28 und 4 vor. Die Zahl 64, die aus  $36 + 28$  zusammengesetzt werden kann, wurde bereits verwendet. Somit bleibt demnach noch 4 übrig. Es ergibt sich eine 14-elementige Indexmenge der Gestalt  $I_{12+64+24+4} = \{1, 3, \overset{1}{2}, \overset{2}{2}, \overset{1}{4}, \overset{2}{4}, \overset{3}{4}, \overset{1}{6}, \overset{2}{6}, \overset{1}{8}, \overset{2}{8}, \overset{3}{8}, \overset{1}{24}, \overset{2}{24}\}$ . Die

Kardinalzahl 14 stimmt hier wiederum mit der aus (3, Gl. 14) hervorgehenden Dimensionszahl 14 überein. Dort ergab sich ein  $R_{14}^*$  als ein Unterraum eines  $R_{28}^*$  zur Zeit  $t=0$ . In Bezug auf die Dimensionszahlenmenge  $\underline{D}$  wurden die Dimensionszahlen 36 und 28 ausgeklammert. Um diese ebenfalls zu berücksichtigen, kann eine Erweiterung des Zahlenbereiches hinsichtlich der Indexzahlen, die bisher natürliche Zahlen waren, vorgenommen werden. Es mögen nunmehr als „Indexzahlen“ auch negative und rationale Zahlen zugelassen werden, die wiederum von Dimensionszahlen abhängen. Es kann hier in einfachster Weise  $\frac{36}{28} \approx 1,3$  gewählt werden, so daß sich  $I_{12+64+24+4+1,3}$  ergibt. Die Zahl 1,3 muß hier aus 4 Zahlen zusammengesetzt zu behandeln sein, um aus einer 14-elementigen eine 18-elementige Menge zu erhalten. Denn aus [3] geht als nächsthöherer Unterraum des  $R_{14}^*$  ein  $R_{18}^*$  hervor. Um diese 4 zusätzlichen Zahlen zu bekommen, wird vorerst auf  $I_{12+64+24+4}$  zurückgegriffen. Um eine Strukturierung von  $I_{12+64+24+4}$  zu erhalten, können die ersten 3 Zahlen 1, 3 und 2 als Indexleitzahlen behandelt werden, die den  $B_m$  und  $\bar{B}_m$  zugeordnet werden können. Die Indexzahlen 1 und 3 gehören hierbei eigenschaftsmäßig zusammen, da sie eine Dimensionszahl  $1 + 3 = 4$  und somit die Strukturierung des bekannten  $R_4$  mit dem Kardinalzahlenkomplex  $K_4 = \{3; 1\}$  liefern. Es ergibt sich demnach ein  $B_1 = B_2 \cdot B_4 \cdot B_{4,8} \cdot B_{24}$ ,  $B_3 = B_6 \cdot B_8 \cdot B_{24}$  und  $\bar{B}_2 = \bar{B}_4 \cdot \bar{B}_8 \cdot \bar{B}_8$ . Zu der 14-elementigen Menge ist hier 4, 8 als neue „Indexzahl“ hinzugekommen. Im Hinblick auf diese Menge bleiben noch die Indexzahlen 4 und 6 übrig, die  $\exp(-2\pi a_i)$  zugeordnet werden können, wodurch sich die Faktoren  $\exp(-2\pi \cdot 4) = \exp(-8\pi)$  und  $\exp(-2\pi \cdot 6) = \exp(-12\pi)$  ergeben.

Auf die früher erwähnte 18-elementige Indexzahlenmenge fehlen nunmehr noch 3 Indexzahlen, die nicht mehr dem natürlichen Zahlenbereich angehören müssen. Es gilt  $1, 3 = 4, 8 + x_1 + x_2 + x_3$ , wobei  $x_1, x_2, x_3$  die noch unbekannten Indexzahlen sind. Wird wiederum die den bekannten  $R_4$  beschreibende Dimensionszahlenmenge  $\{1, 3\}$  verwendet, so können gleichartig zur Bruchbildung  $\frac{36}{28} \approx 1,3$  mit den Zahlen 1, 3 und

$1 + 3 = 4$  die Brüche  $\frac{1}{3}, \frac{1}{4}, \frac{3}{1}, \frac{4}{1}, \frac{3}{4}, \frac{4}{3}$  erzeugt werden. Um  $-3,5 = x_1 + x_2 + x_3$  zu erhalten, ist die Summenbildung

$-3,5 = (-\frac{4}{1}) + \frac{3}{4} + (-\frac{1}{4}) = -4 + 0,75 - 0,25$  möglich. Mittels der Indexleitzahlen wurden bereits alle  $B_m, \bar{B}_m$  bestimmt, mit denen die  $B_i(B)$  dargestellt werden können. Es verbleibt eine Zuordnung zu  $\exp(-2\pi a_i)$ , was die Faktoren  $\exp(-2\pi(-4)) = \exp(8\pi)$ ,  $\exp(-2\pi \cdot (0,75)) = \exp(-1,5\pi)$ ,  $\exp(-2\pi(-0,25)) = \exp(0,5\pi)$  liefert.

Ähnlich der Mengenbildung durch Indexleitzahlen für die  $\beta_i(B)$  müßte auch hier eine Mengendarstellung der  $\alpha_i(B)$  möglich sein. Diese Mengen sollten Symmetrien, und zwar durch Kardinalzahlenkomplexe gebildet, genügen. Die  $\alpha_i(B)$  selbst wiederum sollten schließlich einfach aufgebaut sein.

Das einfachst mögliche Bildungsgesetz ist dadurch gegeben, daß  $\alpha_i(B)$  die Werte  $B, \bar{B}, B, \bar{B} = B^\circ = \bar{B}^\circ = 1$  annimmt. Genügt eine Menge  $M_6$  einer  $K_6$ -Symmetrie, dann ist deren Aufbau durch

$M_6 = \{\{u_1, u_2, u_3\}, \{v_1\}, \{w_1, w_2\}\}$  gegeben. Denn es gilt

$\|M_6\| = K_6 = \{3; 1; 2\}$ . Nun können die Elemente  $u_i, v_j, w_k$  wiederum Mengen mit den Zahlenelementen  $B, \bar{B}, B^\circ = \bar{B}^\circ = 1$  sein. Es kann auf diese Weise eine 14-elementige Menge durch

$$M_{14} = \{\{\bar{B}, \bar{B}, \bar{B}\}, \{\bar{B}, \bar{B}, \bar{B}\}, \{\bar{B}, \bar{B}, \bar{B}\}, \{\bar{B}, \bar{B}, \bar{B}\}, \{\bar{B}, \bar{B}, \bar{B}\}, \{\bar{B}, \bar{B}, \bar{B}\}, \{\bar{B}, \bar{B}, \bar{B}\}, \{\bar{B}, \bar{B}, \bar{B}\}, \{\bar{B}, \bar{B}, \bar{B}\}, \{\bar{B}, \bar{B}, \bar{B}\}, \{\bar{B}, \bar{B}, \bar{B}\}, \{\bar{B}, \bar{B}, \bar{B}\}, \{\bar{B}, \bar{B}, \bar{B}\}\}$$

konstruiert werden, wobei  $B_1^L$  von den Indexleitzahlen ausgeborgt wurde. Diese Menge hat die Symmetrieeigenschaften, daß die Multiplikation aller Zahlenelemente miteinander 1 liefert und daß die jeweils in der 2. Mengenklammer stehenden Zahlenelemente, multiplikativ genommen,  $\bar{B}^3, B^2, B^1$  sind.

Durch Umformung kann eine Menge mit einer  $K_{12}$ -Symmetrie konstruiert werden:

$$M_{12} = \{\{B_1^L\}, \{\bar{B}, \bar{B}, \bar{B}\}, \{\bar{B}, \bar{B}, \bar{B}\}, \{\bar{B}, \bar{B}, \bar{B}\}, \{\bar{B}, \bar{B}, \bar{B}\}, \{\bar{B}, \bar{B}, \bar{B}\}, \{\bar{B}, \bar{B}, \bar{B}\}, \{\bar{B}, \bar{B}, \bar{B}\}, \{\bar{B}, \bar{B}, \bar{B}\}, \{\bar{B}, \bar{B}, \bar{B}\}, \{\bar{B}, \bar{B}, \bar{B}\}, \{\bar{B}, \bar{B}, \bar{B}\}\}$$

$\|M_{12}\| = K_{12} = \{1; 3; 2; 2; 4\}$ . Diese Menge soll nunmehr mit der untermenge-  
weise strukturierten  $\alpha_i(B)$  übereinstimmen.

Somit sind alle Terme außer den noch fehlenden mit dem Wert 1 zur Bestimmung der  $\tau_i$  gemäß  $\tau_i = \frac{\pi \delta l_0^*}{c} \alpha_i(B) \beta_i(B) \exp(-2\pi a_i)$  aufgefün-

den, die nachfolgend mengenweise aufgelistet werden:

$$\alpha_i(B) : \{\bar{B}, \bar{B}, \bar{B}\}, \{\bar{B}, \bar{B}, \bar{B}\}, \{\bar{B}, \bar{B}, \bar{B}\}, \{\bar{B}, \bar{B}, \bar{B}\}, \{\bar{B}, \bar{B}, \bar{B}\}, \{\bar{B}, \bar{B}, \bar{B}\}, \{\bar{B}, \bar{B}, \bar{B}\}, \{\bar{B}, \bar{B}, \bar{B}\},$$

$$\beta_i(B) : \{B_2, B_4, B_{4,8}, B_{24}\}, \{B_6, B_8, B_{24}\}, \{\bar{B}_4, \bar{B}_8, \bar{B}_8\},$$

$$\exp(-2\pi a_i) : \{\exp(8\pi), \exp(-8\pi)\}, \{\exp(-12\pi)\}, \{\exp(-1,5\pi), \exp(0,5\pi)\}.$$

In der letzten Zeile wurden eigenschaftsmäßig zusammengehörige Elemente in Mengenklammern gesetzt. Für die ersten 2 Elemente gilt  $\exp(8\pi), \exp(-8\pi) = 1$ . Bei den letzten 2 Elementen wurde für  $a_i$  0,75 und -0,25 erhalten, die zwar von Dimensionszahlen abhängen, aber selbst keine Dimensionszahlen sind.

Zu einer geeigneten Menge von Massentermen eine entsprechende Menge von Zerfallszeiten dieser Terme aufzufinden, ist hierdurch nicht nur eine einheitliche Beschreibung dieser Zerfallszeiten innerhalb der Menge gegeben, sondern im Prinzip auch sozusagen ein „Termselektor“, der aufzeigt, welche Massenterme nach [2, Gl. 115] real existent sind. Diese Existenz in der materiell energetischen Welt  $R_6$  setzt nämlich voraus, daß für die Existenzzeit  $\tau_i$  des Terms  $c\tau_i > 0$  und daher nach der in [2] hergeleiteten Unschärferelation  $\Gamma_i < \infty$  gilt.

Dieser Termselektor bedeutet also  $\tau_i \geq 0, \Gamma_i < \infty$  (30a) für den Massenterm  $i$ . Nur im Fall  $\Gamma_i \rightarrow \infty$  und daher  $\tau_i = 0$  ist  $i$  nur eine logische Möglichkeit von (2, Gl. 115) ohne reale Existenz, denn wenn für  $i$  mit  $\tau_i = 0$  keine Existenzzeit vorhanden ist, wäre auch  $c\tau_i = 0$ , d. h., der Term  $i$  ist nicht  $\epsilon$  von  $R_4$ , hat also keine zeitliche  $R_4$ -Erstreckung und existiert somit nicht real in der physischen Welt.

Es kommt nunmehr darauf an, die mengenmäßig strukturierten Terme spaltenweise einander richtig zuzuordnen. Um dies durchführen zu können, muß in jeder Zeile die gleiche Anzahl von Mengen und Mengenelementen stehen. Die fehlenden Stellen können hier in einfachster Weise mit 1 aufgefüllt werden.

Die den  $\alpha_i(B)$  zugeordnete Zeile zeigt, daß 4 Mengen in jeder Zeile stehen. Wird wiederum eine  $K_4 = \{3; 1\}$ -Symmetrie vorausgesetzt und eine 14-elementige Menge zugrunde gelegt, dann kann diese in der Form

$$N_4 = \{\{D_1, D_2, D_3\}, \{E_1\}\} \text{ mit } D_1 = \{1, \bar{B}, \bar{B}, \bar{B}\}, D_2 = \{1, 1, \bar{B}, \bar{B}\},$$

$$D_3 = \{\bar{B}, \bar{B}, \bar{B}, B^3\}, E_1 = \{B^\circ, \bar{B}^\circ\} \text{ realisiert werden.}$$

Für die restlichen Zeilen ist gleichartig vorzugehen. Somit ergibt sich symmetrisiert aufgelistet:

$$\alpha_i(B) : \{1, \overset{1}{B}, \overset{2}{B}, \overset{3}{B}\}, \{1, 1, \overset{1}{B}, \overset{2}{B}\}, \{\overset{1}{B}, \overset{2}{B}, \overset{3}{B}, B^3\}, \{B^0, \bar{B}^0\},$$

$$\beta_i(B) : \{B_2, B_4, B_{4,8}, B_{24}\}, \{1, B_6, B_8, B_{24}\}, \{1, \bar{B}_4, \bar{B}_8, \bar{B}_8\}, \{1, 1\},$$

$$\exp(-2\pi a_i) : \{1, 1, 1, \exp(-8\pi)\}, \{1, 1, 1, \exp(8\pi)\}, \{1, 1, 1, \exp(-12\pi)\}, \\ \{\exp(-1,5\pi), \exp(0,5\pi)\}.$$

Nunmehr müssen die Mengen und deren Mengenelemente so geordnet werden, daß spaltenweise die Zahlenelemente multipliziert werden können, um die  $\tau_i$  zu erhalten. Beim Ordnen der Mengenelemente in den einzelnen Mengen kann auf die Entwicklungsgeschichte des Universums [3, Kap. IV, 3] zurückgegriffen werden. Aus einem Raum mit der Dimensionszahl 1 bildeten sich hochdimensionale Räume, die dann wiederum in niederdimensionale zerfielen oder überhaupt verschwanden. Wird der Term mit der Zahl 1 dem ursprünglichen Urraum mit der Dimensionszahl 1 zugeordnet, dann werden die Mengen, mit 1 beginnend, über Mengenelemente mit hohen Index- bzw. Dimensionszahlen zu solchen mit niederen Index- bzw. Dimensionszahlen geordnet. Treten negative Indexzahlen auf, stehen die koordinierten Terme vor denen mit 1. Wird nach diesem Schema geordnet, dann ergibt sich:

$$\alpha_i(B) : \{1, \overset{1}{B}, \overset{2}{B}, \overset{3}{B}\}, \{1, 1, \overset{1}{B}, \overset{2}{B}\}, \{\overset{1}{B}, \overset{2}{B}, \overset{3}{B}, B^3\}, \{B^0, \bar{B}^0\},$$

$$\beta_i(B) : \{B_{24}, B_{4,8}, B_4, B_2\}, \{1, B_{24}, B_8, B_6\}, \{1, \bar{B}_8, \bar{B}_8, \bar{B}_4\}, \{1, 1\},$$

$$\exp(-2\pi a_i) : \{1, 1, 1, \exp(-8\pi)\}, \{\exp(8\pi), 1, 1, 1\}, \{1, 1, 1, \exp(-12\pi)\}, \\ \{\exp(0,5\pi), \exp(-1,5\pi)\}.$$

In der ersten Zeile ist die Stellung von  $\bar{B}$  hinsichtlich  $B^3$  mit Index- bzw. Dimensionszahlen schwer erklärbar. Eine Erklärung wäre hier, daß einfache Terme vor komplexeren stehen.

Nun müssen noch die Mengen selbst geordnet werden. Nachfolgend wird auf Ordinalzahlenkomplexe, die geordnete Kardinalzahlenkomplexe sind, zurückgegriffen [3, S. 73]. In der Zeile von  $\alpha_i(B)$  ist eine Ordinalzahlensymmetrie mit  $O_{14} = \{1; 3; 2; 2; 4; 2\}$  erkennbar. Denn als Ordinal-

nalzahlenkomplexe für die 4 Mengen ergeben sich  $\{1; 3\}$ ,  $\{2; 2\}$ ,  $\{3 + 1\}$ ,  $\{2\}$ , falls die Mengenelemente in den einzelnen Mengen nach algebraischen Eigenschaften geordnet und in Untermengen aufgegliedert werden. Somit ist die erste Zeile schon richtig geordnet. Die ersten 3 Mengen in der Zeile von  $\beta_i(B)$  wurden mit der Indexleitzahlenmenge  $\{1, 3, 2\}$  gebildet, die die gleiche Gestalt wie der Ordinalzahlenkomplex  $O_6 = \{1; 3; 2\}$  hat. Nun ist aber auch der Ordinalzahlenkomplex  $O'_6 = \{3; 1; 2\}$  möglich, was einer geordneten Indexleitzahlenmenge  $\{3, 1, 2\}$  entspricht. Um die erste Menge von  $\alpha_i(B)$  gemäß ihres Ordinalzahlenkomplexes  $O_4 = \{1; 3\}$  mit der ersten Menge von  $\beta_i(B)$  in Übereinstimmung zu bringen, werden bei  $\beta_i(B)$  die beiden ersten Mengen vertauscht. Somit wird eine geordnete Leitzahlenmenge  $\{3, 1, 2\}$  erzielt. Die dritte und vierte Menge von  $\beta_i(B)$  behalten ihre Stellung bei.

Da  $\exp(-8\pi) \exp(8\pi) = 1$  ist, gehören die ersten beiden Mengen von  $\exp(-2\pi a_i)$  eigenschaftsmäßig zusammen. Um wiederum eine Anpassung an die jeweilige erste Menge von  $\alpha_i(B)$  und  $\beta_i(B)$  zu erreichen und somit bei allen 3 ersten Mengen eine  $O_4 = \{1; 3\}$ -Symmetrie zu erzielen, werden wiederum die beiden ersten Mengen von  $\exp(-2\pi a_i)$  miteinander vertauscht. Die Stellung der restlichen 2 Mengen bleibt gleich. Aufgelistet ergibt sich somit:

$$\alpha_i(B) : \{1, \overset{1}{B}, \overset{2}{B}, \overset{3}{B}\}, \{1, \overset{1}{1}, \overset{2}{B}, \overset{2}{B}\}, \{\overset{1}{B}, \overset{2}{B}, \overset{3}{B}, B^3\}, \{B^0, \bar{B}^0\},$$

$$\beta_i(B) : \{1, B_{24}, B_8, B_6\}, \{B_{24}, B_{4,8}, B_4, B_2\}, \{1, \bar{B}_8, \bar{B}_8, \bar{B}_4\}, \{1, \overset{1}{1}, \overset{2}{1}\},$$

$$\exp(-2\pi a_i) : \{\exp(8\pi), 1, 1, 1\}, \{1, 1, 1, \exp(-8\pi)\}, \{1, 1, 1, \exp(-12\pi)\}, \\ \{\exp(0,5\pi), \exp(-1,5\pi)\}.$$

## 2. Menge der Existenzzeiten

Die 14 Existenzzeiten von Elementarteilchen lauten demnach mit

$$A = \frac{\delta l_0^* \pi}{c} :$$

$A\exp(8\pi)$ ,  $A\bar{B}B_{24}$ ,  $A\bar{B}B_8$ ,  $A\bar{B}B_6$ ,  $AB_{24}$ ,  $AB_{4,8}$ ,  $ABB_4$ ,  $ABB_2\exp(-8\pi)$ ,  
 $A\bar{B}$ ,  $A\bar{B}\bar{B}_8$ ,  $A\bar{B}\bar{B}_6$ ,  $AB^3\bar{B}_4\exp(-12\pi)$ ,  $A\exp(0,5\pi)$ ,  $A\exp(-1,5\pi)$ .

Nun sind noch die Elementarteilchen den jeweiligen Existenzzeiten zuzuordnen. Es ist mit den Mitteln des hier verwendeten Mengenalgorithmus eine derartige Ordnung in eine 14-elementige Elementarteilchenmenge zu bringen, daß die beiden geordneten Mengen, Elementarteilchen und Existenzzeiten, direkt miteinander verknüpfbar sind (s. Tab. 1).

Es kann vorausgesetzt werden, daß die vorhandenen 14 Elementarteilchen mit einer  $O_{14} = \{1; 3; 2; 2; 4; 2\}$ -Symmetrie korrespondieren.

Da im einfachsten Fall 3 verschiedene Typen von Teilchen, nämlich Leptonen, Mesonen und Baryonen existieren, kann eine

$1 - (2 + 3) - (2 + 4 + 2) \triangleq 1 - 5 - 8$ -Symmetrie vorausgesetzt werden. Dies wird durch 1 Lepton, 5 Mesonen und 8 Baryonen erreicht. Es kommen daher die Partikel:

$\{\mu^-\} - \{\pi^\pm, \pi^0, K^\pm, K_S^0, K_L^0\} - \{n, \Lambda, \Omega^-, \Xi^-, \Xi^0, \Sigma^-, \Sigma^+, \Sigma^0\}$  in Frage.

Vier Gruppen kommen dadurch zustande, daß Gruppen von zusammengehörenden Teilchen, aufsteigend nach den physikalischen Eigenschaften ihrer Differenzierung gebildet, festlegbar sind. Es ergibt sich vorerst eine Partikelmenge

$I = \{\{\Xi^-, \Xi^0\}, \{\pi^\pm, \pi^0\}, \{\Sigma^-, \Sigma^+, \Sigma^0\}, \{K^\pm, K_L^0, K_S^0\}\}$ .

Da die vierte Gruppe nur 2 Partikel enthalten kann (es existieren ja nur 2 Existenzzeiten hierzu), ist  $K^\pm$  an anderer Stelle unterzubringen; am günstigsten in der Gruppe der Mesonen. Es verbleibt noch die Teilchenmenge  $R = \{n, \Lambda, \mu^-, \Omega^-\}$ , die – da 4 Elemente vorkommen – einer  $O_4 = \{1; 3\}$ -Symmetrie genügen sollte.

Die Ordinalzahlen 1, 3 können hier mit der Stellung der Partikel innerhalb der Gruppe korrespondieren. Die Partikel wären demnach in der jeweiligen Gruppe an 1. Stelle – 3. Stelle – 3. Stelle – 3. Stelle unterzubringen.

$n$  nimmt eine besondere Stellung ein (maßgebend für den Aufbau der Materie) und kann an die 1. Stelle der 1. Gruppe gesetzt werden.  $\mu^-$  gehört den leichten Partikeln an und wäre an der 3. Stelle der 2. Gruppe

unterzubringen. Es verbleiben somit für die 3. Stelle der 1. und 3. Gruppe nur mehr  $\Lambda$  und  $\Omega^-$ . Wegen der strangeness  $s = -1$  kann  $\Lambda$  in die 1. Gruppe und wegen  $s = -3$  für  $\Omega^-$  kann letzteres Partikel in die 3. Gruppe gesetzt werden.

$\Xi^-$  und  $\Xi^0$  stehen an der 2. und 4. Stelle der 1. Gruppe. Demnach wäre auch  $\pi^\pm, \pi^0$  an die 2. und 4. Stelle der 2. Gruppe zu setzen. An die 1. Stelle der 2. Gruppe käme dann  $K^\pm$ . Bei den 2 Partikeln der 4. Gruppe:  $K_L^0$  und  $K_S^0$  gibt es keinen Hinweis auf eine Stellungssymmetrie. Sie sind daher ungeordnet und werden als solche durch Unterstreichen ausgezeichnet. Erst durch Vergleich mit ihren theoretischen und experimentell erhaltenen Existenzzeiten kann diesen ihre Stellung in der 4. Gruppe zugewiesen werden.

Somit kommt die „geordnete“ (teilweise geordnete) Partikelmenge  $T = \{\{n, \Xi^-, \Lambda, \Xi^0\}, \{K^\pm, \pi^\pm, \mu^-, \pi^0\}, \{\Sigma^-, \Sigma^+, \Omega^-, \Sigma^0\}, \{K_L^0, K_S^0\}\}$  zustande.

Nunmehr kann  $T$  direkt der Menge der Existenzzeiten  $\tau_i$  zugewiesen werden.

### 3. Stabilität der Materie

Betrachtet man in [2, Gl. 115] die Stratonmatrizen der Massenterme, dann zeigt sich, daß sich bei fehlenden Protosimplexbesetzungen  $n_j = 0$  aller Konfigurationszonen  $j \leq 4$  numerisch die Massen des Protons und des Elektrons  $p$  und  $e^-$  mit hoher Präzision ergaben. Empirisch bauen aber  $p$  und  $e^-$  das H-Atom auf. Nach der Kosmogonie der Materie entstehen jedoch die Nuklide aller höheren Elemente durch intrastellare Brennvorgänge aus H, wobei Fe das Element mit der höchsten kosmologischen Wahrscheinlichkeit ist. Diese Stabilität geht offenbar darauf zurück, daß diese Kosmogonie der Materie als inflationärer Prozeß zur Zeit  $t_1$  nach dem Weltenursprung  $t = 0$  lawinenartig begann, so daß  $t(p, e^-) \leq t - t_1$  sein muß, wenn  $t$ , bezogen auf  $t = 0$ , das gegenwärtige Weltalter kennzeichnet. Die Stabilität der Materie im  $R_3$  geht also darauf zurück, daß für  $k = 1$  und  $k = 2$  im Fall reiner Gerüststrukturen die Existenzzeit mindestens  $t - t_1$  ist.

$A\exp(8\pi)$ ,  $A\bar{B}B_{24}$ ,  $A\bar{B}B_8$ ,  $A\bar{B}B_6$ ,  $AB_{24}$ ,  $AB_{4,8}$ ,  $ABB_4$ ,  $ABB_2\exp(-8\pi)$ ,  
 $A\bar{B}$ ,  $A\bar{B}\bar{B}_8$ ,  $A\bar{B}\bar{B}_8$ ,  $AB^3\bar{B}_4\exp(-12\pi)$ ,  $A\exp(0,5\pi)$ ,  $A\exp(-1,5\pi)$ .

Nun sind noch die Elementarteilchen den jeweiligen Existenzzeiten zuzuordnen. Es ist mit den Mitteln des hier verwendeten Mengenalgorithmus eine derartige Ordnung in eine 14-elementige Elementarteilchenmenge zu bringen, daß die beiden geordneten Mengen, Elementarteilchen und Existenzzeiten, direkt miteinander verknüpfbar sind (s. Tab. 1).

Es kann vorausgesetzt werden, daß die vorhandenen 14 Elementarteilchen mit einer  $O_{14} = \{1; 3; 2; 2; 4; 2\}$ -Symmetrie korrespondieren.

Da im einfachsten Fall 3 verschiedene Typen von Teilchen, nämlich Leptonen, Mesonen und Baryonen existieren, kann eine

$1 - (2 + 3) - (2 + 4 + 2) \triangleq 1 - 5 - 8$ -Symmetrie vorausgesetzt werden. Dies wird durch 1 Lepton, 5 Mesonen und 8 Baryonen erreicht. Es kommen daher die Partikel:

$\{\mu^-\} - \{\pi^\pm, \pi^0, K^\pm, K_S^0, K_L^0\} - \{n, \Lambda, \Omega^-, \Xi^-, \Xi^0, \Sigma^-, \Sigma^+, \Sigma^0\}$  in Frage.

Vier Gruppen kommen dadurch zustande, daß Gruppen von zusammengehörenden Teilchen, aufsteigend nach den physikalischen Eigenschaften ihrer Differenzierung gebildet, festlegbar sind. Es ergibt sich vorerst eine Partikelmenge

$I = \{\{\Xi^-, \Xi^0\}, \{\pi^\pm, \pi^0\}, \{\Sigma^-, \Sigma^+, \Sigma^0\}, \{K^\pm, K_L^0, K_S^0\}\}$ .

Da die vierte Gruppe nur 2 Partikel enthalten kann (es existieren ja nur 2 Existenzzeiten hierzu), ist  $K^\pm$  an anderer Stelle unterzubringen; am günstigsten in der Gruppe der Mesonen. Es verbleibt noch die Teilchenmenge  $R = \{n, \Lambda, \mu^-, \Omega^-\}$ , die – da 4 Elemente vorkommen – einer  $O_4 = \{1; 3\}$ -Symmetrie genügen sollte.

Die Ordinalzahlen 1, 3 können hier mit der Stellung der Partikel innerhalb der Gruppe korrespondieren. Die Partikel wären demnach in der jeweiligen Gruppe an 1. Stelle – 3. Stelle – 3. Stelle – 3. Stelle unterzubringen.

$n$  nimmt eine besondere Stellung ein (maßgebend für den Aufbau der Materie) und kann an die 1. Stelle der 1. Gruppe gesetzt werden.  $\mu^-$  gehört den leichten Partikeln an und wäre an der 3. Stelle der 2. Gruppe

unterzubringen. Es verbleiben somit für die 3. Stelle der 1. und 3. Gruppe nur mehr  $\Lambda$  und  $\Omega^-$ . Wegen der strangeness  $s = -1$  kann  $\Lambda$  in die 1. Gruppe und wegen  $s = -3$  für  $\Omega^-$  kann letzteres Partikel in die 3. Gruppe gesetzt werden.

$\Xi^-$  und  $\Xi^0$  stehen an der 2. und 4. Stelle der 1. Gruppe. Demnach wäre auch  $\pi^\pm, \pi^0$  an die 2. und 4. Stelle der 2. Gruppe zu setzen. An die 1. Stelle der 2. Gruppe käme dann  $K^\pm$ . Bei den 2 Partikeln der 4. Gruppe:  $K_L^0$  und  $K_S^0$  gibt es keinen Hinweis auf eine Stellungssymmetrie. Sie sind daher ungeordnet und werden als solche durch Unterstreichen ausgezeichnet. Erst durch Vergleich mit ihren theoretischen und experimentell erhaltenen Existenzzeiten kann diesen ihre Stellung in der 4. Gruppe zugewiesen werden.

Somit kommt die „geordnete“ (teilweise geordnete) Partikelmenge  $T = \{\{n, \Xi^-, \Lambda, \Xi^0\}, \{K^\pm, \pi^\pm, \mu^-, \pi^0\}, \{\Sigma^-, \Sigma^+, \Omega^-, \Sigma^0\}, \{K_L^0, K_S^0\}\}$  zustande.

Nunmehr kann  $T$  direkt der Menge der Existenzzeiten  $\tau_i$  zugewiesen werden.

### 3. Stabilität der Materie

Betrachtet man in [2, Gl. 115] die Stratonmatrizen der Massenterme, dann zeigt sich, daß sich bei fehlenden Protosimplexbesetzungen  $n_j = 0$  aller Konfigurationszonen  $j \leq 4$  numerisch die Massen des Protons und des Elektrons  $p$  und  $e^-$  mit hoher Präzision ergaben. Empirisch bauen aber  $p$  und  $e^-$  das H-Atom auf. Nach der Kosmogonie der Materie entstehen jedoch die Nuklide aller höheren Elemente durch intrastellare Brennvorgänge aus H, wobei Fe das Element mit der höchsten kosmologischen Wahrscheinlichkeit ist. Diese Stabilität geht offenbar darauf zurück, daß diese Kosmogonie der Materie als inflationärer Prozeß zur Zeit  $t_1$  nach dem Weltenursprung  $t = 0$  lawinenartig begann, so daß  $t(p, e^-) \leq t - t_1$  sein muß, wenn  $t$ , bezogen auf  $t = 0$ , das gegenwärtige Weltalter kennzeichnet. Die Stabilität der Materie im  $R_3$  geht also darauf zurück, daß für  $k = 1$  und  $k = 2$  im Fall reiner Gerüststrukturen die Existenzzeit mindestens  $t - t_1$  ist.

Bis zum Jahr 1992 wurde in [4] von der Particles Data-Group im CERN  $\eta$  als „stable particle“ angegeben, für die also die Resonanzordnung  $N = 0$  gelten muß. Seit dem Jahr 1992 hingegen wird  $\eta$  als mesonische Resonanz aufgeführt, so daß tatsächlich  $N > 0$  gefordert werden muß. Auf jeden Fall kann auf den Grundzustand  $\eta_0$  geschlossen werden. Unabhängig von dieser Beschreibung muß wegen der verschwindenden Quantenzahlen  $P = Q = \kappa = 0$  geschlossen werden, daß auch die Neutrinofunktion  $\phi(P, Q, \kappa) = 0$  verschwindet, so daß beim  $\eta_0$ -Zerfall keine  $\nu$ -Strahlung freigesetzt werden kann. Wie in [2] dargestellt, müssen die Quanten dieser Strahlung sozusagen als „Feldkatalyte“ interpretiert werden, von denen gruppentheoretische Eigenschaften als die gruppentheoretische Identität eines Massenterms über  $R_3$ -Distanzen transferiert werden. Diese Eigenschaft der  $\eta_0$  findet sich nur noch bei den  $\pi^0$ -Termen, so daß die hypothetischen  $\eta^0$  in der Partikelmenge neben  $\pi^0$  stehen müssen. Dies wäre der Fall, wenn es gelingt, aus den bekannten Eigenschaften des  $\eta_0$ , also  $\phi = 0$  und  $N = 0$  auf diese Masse zu schließen. Schließlich wäre noch zu vermuten, daß die starke Diskrepanz zwischen den Zerfallszeiten der  $K^0$ -Komponenten  $K_S^0$  und  $K_L^0$  trotz gleicher Massen und gleicher Quantenzahlen nur auf eine Stereoisomerie der  $K^0$  definierenden Flußaggregate zurückgehen kann, wobei möglicherweise Enantiostereoisomeren einzelner zyklischer Komponenten von Bedeutung sein können.

Die aufgefundenen Mengen weisen einige besondere Eigenheiten auf. Werden mit  $\tau_j^-$  die Existenzzeiten mit negativer und mit  $\tau_j^+$  diejenigen mit positiver Abweichung  $\vartheta$  bezeichnet, dann ist

$$\frac{\prod_j \tau_{j^-}^{\text{theor}}}{\prod_j \tau_{j^-}^{\text{exp}}} = \frac{1}{1,7442} \approx \overline{B}_8 = \frac{1}{1,7067} \quad \text{und}$$

$$\frac{\prod_e \tau_e^+}{\prod_e \tau_e^+} = 1,2168 \approx B_{24} = 1,195.$$

$\overline{B}_8$  und  $B_{24}$  sind aber die kleinstmöglichen Werte von  $\overline{B}_m$  und  $B_n$ . Diejenigen multiplikativen Faktoren  $B_j$ , die den Termen mit positiver Abweichung zugeordnet sind, lauten:  $B_{24}, B_6, B_{24}, \overline{B}_8, \overline{B}_8, 1$ . Die Multiplikation dieser Größen liefert den Wert 1 (Tab. 1).

Tab. 1: Auflistung der 14-elementigen Menge und Empirie:

| Partikel                                         | $\tau_{\text{exp}}[\text{s}]$ | $\tau_{\text{theor}}[\text{s}]$ | $\vartheta[\%]$ |
|--------------------------------------------------|-------------------------------|---------------------------------|-----------------|
| $n \quad A_{\text{exp}}(8\pi)$                   | 887                           | 853,96                          | -3,72           |
| $\Xi^- \quad A\overline{B}B_{24}$                | $1,639 \cdot 10^{-10}$        | $1,7238 \cdot 10^{-10}$         | +5,17           |
| $\Lambda \quad A\overline{B}B_8$                 | $2,632 \cdot 10^{-10}$        | $2,46187 \cdot 10^{-10}$        | -6,46           |
| $\Xi^0 \quad A\overline{B}B_6$                   | $2,9 \cdot 10^{-10}$          | $2,94208 \cdot 10^{-10}$        | +1,45           |
| $K^+ \quad AB_{24}$                              | $1,2371 \cdot 10^{-8}$        | $1,241139 \cdot 10^{-8}$        | +0,3265         |
| $\pi^+ \quad AB_{4,8}$                           | $2,6030 \cdot 10^{-8}$        | $2,531488 \cdot 10^{-8}$        | -2,747          |
| $\mu^- \quad A\overline{B}B_4$                   | $2,19703 \cdot 10^{-6}$       | $2,1782 \cdot 10^{-6}$          | -0,857          |
| $\pi^0 \quad A\overline{B}B_2 \exp(-8\pi)$       | $0,84 \cdot 10^{-16}$         | $0,771648 \cdot 10^{-16}$       | -8,137          |
| $\Sigma^- \quad A\overline{B}$                   | $1,479 \cdot 10^{-10}$        | $1,44244 \cdot 10^{-10}$        | -2,47           |
| $\Sigma^+ \quad A\overline{B}\overline{B}_8$     | $0,799 \cdot 10^{-10}$        | $0,845147 \cdot 10^{-10}$       | +5,77           |
| $\Omega^- \quad A\overline{B}\overline{B}_8$     | $0,822 \cdot 10^{-10}$        | $0,845147 \cdot 10^{-10}$       | +2,816          |
| $\Sigma^0 \quad AB^3\overline{B}_4 \exp(-12\pi)$ | $7,4 \cdot 10^{-20}$          | $5,643905 \cdot 10^{-20}$       | -23,73          |
| $K_L^0 \quad A_{\text{exp}}(0,5\pi)$             | $5,17 \cdot 10^{-8}$          | $4,99597 \cdot 10^{-8}$         | -3,37           |
| $K_S^0 \quad A_{\text{exp}}(-1,5\pi)$            | $0,8926 \cdot 10^{-10}$       | $0,932968 \cdot 10^{-10}$       | +4,52           |

$\vartheta$  in [%] gibt hier die Abweichung des theoretischen Wertes vom experimentellen Wert an.

Aus [3] und der vorliegenden Existenzzeitenermittlung geht hervor, daß die Ansicht von existierenden Hyper- und deren Unterräumen nicht fiktiv ist, sondern im Hintergrund vom physikalischen Geschehen steht. Demnach scheint das Weltbild eines nur den  $R_4$  umfassenden Seins seine Daseinsberechtigung verloren zu haben. Andernfalls müßten die Kategorien menschlicher Anschauung nach I. KANT, der Raum  $R_3(x_1 \dots x_3)$  und die Zeitstruktur  $T_1(x_4)$  mit  $x_4 = \text{ict}$ , nur durch die geometrische Ver-

ipfung  $R_4(x_1 \dots x_4) = R_3 \cup T_1$  bereits in der Lage sein, zum Verständ-  
des Hintergrundes des physikalischen Geschehens zu führen, was of-  
sichtlich etwas unwahrscheinlich erscheint.

## LITERATURVERZEICHNIS

- 1] B. HEIM: Elementarstrukturen der Materie: Einheitliche strukturelle  
uantenfeldtheorie der Materie und Gravitation. Bd. 1. – 2. veränd. Aufl. –  
nsbruck: Resch, 1989.
- 2] B. HEIM: Elementarstrukturen der Materie: Einheitliche strukturelle  
uantenfeldtheorie der Materie und Gravitation. Bd. 2. – 2. unveränd. Aufl. –  
nsbruck: Resch, 1996.
- 3] W. DRÖSCHER / B. HEIM: Strukturen der physikalischen Welt und ihrer  
ichtmateriellen Seite. – Innsbruck: Resch, 1996.
- [4] Particles Data-Group: Particles' Properties, CERN, Genf.

## SACHREGISTER

Baryon 12  
Dimensionszahlen 5  
Elementarteilchen 12  
Enantiostereoisomerien 14  
Existenzzeiten 3, 11, 13  
Grundexistenzzeit 4  
Hyperraumdynamik 3  
Indexleitzahlen 8

Lepton 12  
Meson 12  
Ordinalzahlenkomplexe 10  
Partikel 12  
Stabilität /Materie 13  
Stereoisomerie 14  
Termselektor 1 – 16  
Zerfallszeiten 9