Wenn wir schließlich noch

$$L'(T) = L_0,\ T_0 T = T_0^2$$

setzen, leiten wir aus Gln. (58)—(60) die für hochverdünnte Lösungen gültige Beziehung ab:

$$\frac{\Delta T}{x} = -\frac{R T_0^2}{L_0}\left[\nu + \frac{1}{2}\left(2\nu - \frac{\nu^2{}_a}{\nu_b} + \frac{\nu'_\beta{}^2}{\nu_\beta} + \frac{\nu'_\gamma{}^2}{\nu_\gamma}\right)x - B x^{n-1}\ldots\right]. \quad (61)$$

Die Experimente an geschmolzenen Salzen und Salzhydraten[31,38] zeigen, daß die $(\Delta T/x)\,(x)$-Kurven in verdünnten Lösungen linear und nahezu parallel zur x-Achse verlaufen. Dies kann nach Gl. (61) nur auf einer weitgehenden Kompensation des in x linearen Terms mit dem Ausdruck $B x^{n-1} + \ldots$ beruhen. Die Annahme, der Aktivitätskoeffizient f'_b sei wegen der praktisch unveränderlichen Ionenstärke der Lösung weitgehend unabhängig von der Konzentration, entspricht nicht den Versuchsergebnissen, da der Koeffizient von x in Gl. (61) erhebliche Neigungen ergeben würde. Diese Annahme geht ja auch von einer sicherlich unerlaubten Anwendung der Ergebnisse der Debye-Hückel-Theorie aus. Noch bedenklicher sind die Versuche mancher Autoren, die Abweichungen vom waagerechten Verlauf der $(\Delta T/x)\,(x)$-Kurven auf unvollständige Dissoziation zurückzuführen und diese mittels des klassischen Massenwirkungsgesetzes zu diskutieren; denn selbst bei einer idealen Mischung ($\ln f_b' = \text{const}$ im gesamten Konzentrationsgebiet) würde der Term mit x in Gl. (61) nicht verschwinden.

Es sei abschließend noch einmal darauf hingewiesen, daß wir zur Ableitung der allgemeinen Ergebnisse dieses Kapitels, z. B. der Grenzgesetze (15), (21), (22), (36), (37), (38) und (52), an nichtthermodynamischen Grundlagen nur die Sätze 1 und 2 benutzt haben, was wir an den betreffenden Stellen im Text hervorgehoben haben. Da Satz 2 thermodynamisch aus Satz 1 folgt, so ist klar ersichtlich, daß die Grenzgesetze für unendliche Verdünnung aus einem einzigen Satz über konzentrierte Mischungen (Satz 1) abgeleitet werden können.

Herrn Prof. E. Hückel, Marburg, danke ich herzlich für wertvolle Kritik.

NOTIZEN

Neue neutrale Teilchen in der kosmischen Strahlung?

Von W. Bothe

Aus dem Institut für Physik im Max-Planck-Institut für med. Forschung, Heidelberg

(Z. Naturforschg. **8a**, 393—394 [1953]; eingeg. am 4. Mai 1953)

Die Deutung des 2. bis 4. Maximums der Schauerauslösekurve (Rossi-Kurve) stößt auf so tiefgreifende Schwierigkeiten, daß der starke Verdacht auftauchte, daß hier neue, bisher unbekannte Teilchen und Wechselwirkungsarten im Spiele sind[1–4]. Die Hauptschwierigkeit liegt, mindestens beim 2. Maximum bei ca. 16 cm Pb, darin, daß in der Nebelkammer die entsprechenden Schauer nicht gefunden werden konnten, jedenfalls nicht in der zu erwartenden Häufigkeit. Zwar haben die Zählrohrmessungen bereits ergeben, daß die Schauer des 2. Maximums wahrscheinlich aus einem Meson und einer nicht oder sehr schwach ionisierenden Begleitstrahlung bestehen[3], aber auch eine solche Begleitstrahlung sollte sich nach bisherigen Vorstellungen in der Nebelkammer irgendwie bemerkbar machen, wenn sie in der Lage ist, Zählrohre zum Ansprechen zu bringen.

Im folgenden soll ein Weg angedeutet werden, wie man durch Annahme einer neuen Teilchenart dieser Schwierigkeit entgehen kann. Bei der zunächst sehr großen Zahl solcher Möglichkeiten soll das Auswahlprinzip gelten, daß *keine neuen Naturkonstanten* eingeführt werden sollen. Die Schwierigkeit verschwindet offenbar, wenn man annehmen kann, daß in den fraglichen Schauern Teilchen vorkommen, deren Ionisierungsdichte so klein ist, daß ihre Bahnen in der Nebelkammer praktisch nicht mehr erkennbar sind, weil die einzelnen gebildeten Ionenpaare in dem allgemeinen Untergrund verschwinden, d. h. die Ionisierungsdichte muß etwa $< 1/\text{cm}$ Luft sein. Zählrohre würden dagegen auf solche Teilchen immer noch mit einer gewissen Wahrscheinlichkeit ansprechen, indem ein Ionenpaar in der Gasfüllung gebildet wird. *Geladene* Teilchen mit dieser Eigenschaft wären nur möglich, wenn man eine neue Elementarladung annimmt, die sehr viel kleiner als die Elektronenladung sein müßte.

[1] K. Schmeiser u. W. Bothe, Ann. Physik **32**, 161 [1938].
[2] W. Bothe u. H. Thurn, Physic. Rev. **79**, 344 [1950].
[3] H. Thurn u. W. Bothe, Z. Naturforschg. **6a**, 567 [1951].
[4] H. Thurn, Z. Naturforschg. **7a**, 497 [1952]; **8a**, 134 [1953].

Es kommen daher nur elektrisch neutrale Teilchen in Frage.

Die nächstliegende Annahme ist dann, daß es Teilchen gibt, die aus einem *elektrischen Dipol* bestehen, ungefähr mit dem Moment M = Elementarladung $e \times$ Elektronenradius $r_0 = e^2/(m c^2)$. (Denkt man sich z. B. ganz primitiv die beiden Pole als gewöhnliches Positron und Elektron, so wäre die Masse eines solchen Teilchens $2\,m - e^2/(r_0\,c^2) = m$, man könnte es also als „neutrales Elektron" bezeichnen[5]. Um das Ionisierungsvermögen dieses hypothetischen Teilchens für Geschwindigkeiten $\approx c$ roh abzuschätzen, kann man von der klassischen Thomsonschen Theorie der Ionisation ausgehen[6]. Diese ergibt für den Ionisierungsquerschnitt eines Atomelektrons gegenüber einem unmagnetischen Teilchen von der Ladung e' und Geschwindigkeit v den Ausdruck

$$\sigma = 2\,\pi\,e^2\,e'^2/(m\,v^2 W)\,, \tag{1}$$

wo W die Ablösearbeit des Atomelektrons ist. Diese Formel liefert für $v = c$ die Minimalionisation eines Elektrons nur um einen mäßigen Zahlenfaktor zu klein. Durch eine genau entsprechende einfache Rechnung erhält man für einen bewegten Dipol mit dem angegebenen Moment, wenn die Orientierung des Dipols während des Prozesses ungeändert bleibt, zunächst die auf das Atomelektron übertragene Energie

$$E = \frac{2\,M^2\,e^2}{m\,v^2\,p^4}\,\sin^2\vartheta\,,$$

wo p der Stoßparameter, ϑ der Winkel zwischen Dipolachse und Teilchengeschwindigkeit ist. $E = W$ und Mittelung über ϑ ergeben

$$\sigma = \pi\,\overline{p^2} = \frac{\pi^2\,M e}{\sqrt{8\,m\,v^2 W}} = \frac{\pi^2\,m\,c^2\,r_0{}^2}{\sqrt{8\,m\,v^2 W}}\,. \tag{2}$$

Nimmt man für die Stickstoffmolekel 4 Elektronen mit $W = 400$ eV und 10 Elektronen mit $W = 16$ eV an und setzt wieder $v = c$, so ergibt sich für Stickstoff unter Normalbedingungen die Ionisierungsdichte

$$I = 1{,}5 \cdot 10^{-2}/\text{cm}\,, \tag{3}$$

während man für Elektronenstrahlen nach (1) erhält: $I = 4{,}4$ also rd. 300mal mehr. Eine Strahlung, die 300-mal schwächer ionisiert als schnelle Elektronen, wäre wohl sicher bisher den Beobachtungen mit der Nebelkammer entgangen, auch wenn man die gelegentliche Bildung von Nestern und δ-Strahlen berücksichtigt. Dagegen wäre die Ansprechwahrscheinlichkeit eines guten Zählrohres für solche Strahlen durchaus beachtlich, nämlich etwa gleich derjenigen für harte γ-Strahlen. Außerdem ließe die sehr starke Zunahme von I am Reichweitenende die Schärfe der Schauermaxima verständlicher erscheinen.

Die Annahme fester Orientierung der fliegenden Dipole ist natürlich willkürlich, schon weil die Rückwirkung des Atomelektrons auf den Dipol nicht berücksichtigt ist. Nimmt man als anderes Extrem an, daß der Dipol sich immer adiabatisch in Richtung auf das festliegende Atomelektron einstellt, so wird σ nur um einen Faktor 2 größer. Die obige Abschätzung wird also wenig berührt.

Als weitere elektrisch neutrale Strahlenteilchen könnten noch Magnetpole und magnetische Dipole in Betracht gezogen werden. Für die Polstärke eines *magnetischen Monopols* würde man etwa annehmen Φ = Bohrsches Magneton μ/Elektronenradius r_0, d. h. $\Phi = \hbar/(2\,e)$ (alle Größen in esE oder alle in emE gerechnet)[7]. Hiermit berechnet sich die Energie, welche ein Atomelektron durch das vom vorbeifliegenden Magnetpol erzeugte elektrische Feld erhält: $E = \hbar^2/(2\,m p^2)$ und hieraus der Wirkungsquerschnitt

$$\sigma = \pi\,\hbar^2/(2\,m\,W)\,. \tag{4}$$

Dieser ist also verständlicherweise unabhängig von der Geschwindigkeit des Pols. Der Ausdruck (4) ist bei $v = c$ größer als der entsprechende für Elektronenstrahlen (1) um den Faktor

$$(2\,\alpha)^{-2} = 4700 \tag{5}$$

(α = Feinstrukturkonstante = 1/137). Ein Teilchen mit der etwa 4700fachen Minimalionisation des Elektrons wäre aber mit Sicherheit in der Nebelkammer zu beobachten. Deshalb scheidet in diesem Zusammenhang der magnetische Monopol als Strahlenteilchen aus.

Für *magnetische Dipole* als Strahlenteilchen wird man am natürlichsten das Bohrsche Magneton als Moment annehmen. Dann kann man ohne weitere Rechnung sagen, daß der Wirkungsquerschnitt sich von demjenigen für den oben betrachteten schnellen elektrischen Dipol (2) etwa um die Wurzel aus dem Faktor (5) unterscheiden wird. Damit wird die primäre Ionisierungsdichte gerade von der Größenordnung 1/cm, und es ist schwer zu sagen, ob solche Teilchenbahnen auf normalen guten Nebelkammeraufnahmen ohne besonderes Augenmerk hätten beobachtet werden müssen.

So grob diese Abschätzungen sein mögen, geben sie doch dem Gedanken Nahrung, daß in der kosmischen Strahlung bisher unbekannte, elektrisch und magnetisch neutrale Teilchen auftreten könnten, die ein plausibles elektrisches oder (und) möglicherweise auch magnetisches Moment haben, und die mit Zählrohren verhältnismäßig leicht, mit der Nebelkammer aber sehr schwer nachweisbar wären, so daß die Widersprüche in den Ergebnissen dieser beiden Methoden sich als nur scheinbar aufklären würden. Weitere Versuche zu dieser Frage sind im Gange.

[5] Auf die mögliche Existenz von Positron-Elektron-Dipolen unbestimmten Moments hat schon P. K. Sen Chaudhury aus vermeintlichen Absorptionsanomalien der γ-Strahlen geschlossen (Physic. Rev. **81**, 274 [1951]), doch konnten diese Experimente nicht bestätigt werden (J. Clay, C. Wanstronk u. Th. J. Dekker, Physica **18**, 582 [1952]). Es kommen aber auch, wie bereits an früherer Stelle bemerkt[2], neutrale μ-Mesonen in Frage, über deren Eigenschaften (Dipolmoment, Lebensdauer) bisher nichts bekannt ist.

[6] Vgl. Handb. d. Physik XXII/**2**, 68 [1933].

[7] Mein Mitarbeiter Dr. H. Faißner machte mich darauf aufmerksam, daß dies gerade die Stärke des von P. A. M. Dirac diskutierten elementaren Magnetpols ist (Proc. Roy. Soc. [London], Ser. A, **133**, 60 [1931]; Physic. Rev. **74**, 817 [1948]).