

Über die Konsequenzen der Annahme, dass die schweren Elementarteilchen Zustände negativer Ladung besitzen

Autor(en): **Fierz, M.**

Objektyp: **Article**

Zeitschrift: **Helvetica Physica Acta**

Band (Jahr): **14 (1941)**

Heft II

PDF erstellt am: **20.04.2024**

Persistenter Link: <https://doi.org/10.5169/seals-111173>

Nutzungsbedingungen

Die ETH-Bibliothek ist Anbieterin der digitalisierten Zeitschriften. Sie besitzt keine Urheberrechte an den Inhalten der Zeitschriften. Die Rechte liegen in der Regel bei den Herausgebern.

Die auf der Plattform e-periodica veröffentlichten Dokumente stehen für nicht-kommerzielle Zwecke in Lehre und Forschung sowie für die private Nutzung frei zur Verfügung. Einzelne Dateien oder Ausdrucke aus diesem Angebot können zusammen mit diesen Nutzungsbedingungen und den korrekten Herkunftsbezeichnungen weitergegeben werden.

Das Veröffentlichen von Bildern in Print- und Online-Publikationen ist nur mit vorheriger Genehmigung der Rechteinhaber erlaubt. Die systematische Speicherung von Teilen des elektronischen Angebots auf anderen Servern bedarf ebenfalls des schriftlichen Einverständnisses der Rechteinhaber.

Haftungsausschluss

Alle Angaben erfolgen ohne Gewähr für Vollständigkeit oder Richtigkeit. Es wird keine Haftung übernommen für Schäden durch die Verwendung von Informationen aus diesem Online-Angebot oder durch das Fehlen von Informationen. Dies gilt auch für Inhalte Dritter, die über dieses Angebot zugänglich sind.

Über die Konsequenzen der Annahme, dass die schweren Elementarteilchen Zustände negativer Ladung besitzen

von M. Fierz.

(5. II. 41.)

Einleitung und Zusammenfassung.

Gemäss den heute geläufigen theoretischen Vorstellungen sollen die in der Höhenstrahlung entdeckten Mesonen die Erklärung der Kernkräfte ermöglichen. Von YUKAWA und anderen Autoren¹⁾ wurde eine Mesonentheorie entwickelt, wobei die Gleichungen für das Mesonenfeld analog zu denjenigen des elektromagnetischen Feldes angesetzt wurden. Die aus dieser Theorie folgenden Wirkungsquerschnitte für die Streuung von Mesonen an schweren Teilchen sind jedoch viel zu gross, sodass die grosse Härte der Mesonenstrahlung durch die Theorie nicht wiedergegeben wird. Es lässt sich zeigen, dass diese grossen Streuquerschnitte u. a. davon herrühren, dass das Meson ein geladenes Teilchen ist, wodurch charakteristische Unterschiede zur Elektrodynamik zustande kommen.

HEITLER²⁾ und BHABHA³⁾ haben versucht, diese Schwierigkeiten durch folgende Hypothese zu überwinden:

Die schweren Teilchen, Protonen und Neutronen, können nicht nur die Ladung e und o besitzen, sondern jede ganzzahlige, positive oder negative Ladung $\pm ne$. Diese neuen Zustände der schweren Teilchen sollen jedoch grössere Massen als die Neutronen besitzen und gehen deshalb radioaktiv in Protonen und Neutronen über, weshalb sie bis jetzt nicht beobachtet wurden. Bei Streuprozessen spielen sie jedoch in Zwischenzuständen eine wesentliche Rolle.

HEITLER hat gezeigt, dass die Streuung die richtige Grössenordnung bekommt, falls man annimmt, dass die Masse der Teilchen mit der Ladung $-e$ und $2e$ etwa um 17 MeV grösser als die Protonenmasse ist. Die Wirkungsquerschnitte werden dabei proportional zum Quadrat dieser Massendifferenz. Für dieses Resultat ist die weitere Annahme wesentlich, dass die neuen Teilchen sich in bezug auf ihre Wechselwirkung mit den Mesonen alle gleich verhalten, sich also nur durch ihre Massen und elektrischen Ladungen unterscheiden.

Es soll in der folgenden Arbeit gezeigt werden, dass diese Hypothese mit den heute bekannten Daten über die Atomkerne unvereinbar ist, da sich in den Kernen die Neutronen und Protonen teilweise in Teilchen negativer Ladung verwandeln würden, wodurch die Ladung eines Atomkerns gegebener Masse viel kleiner wird, als dies tatsächlich der Fall ist. Um eine solche Umwandlung zu vermeiden, muss die Masse der Teilchen der Ladung $-e$, die wir Q -Teilchen nennen wollen, mindestens um 55 MeV grösser sein, als die Protonenmasse. Dann werden aber die Streuquerschnitte für Mesonen wieder zu gross. Im gleichen Zusammenhang wurde von HEITLER²⁾ die Hypothese höherer Spinzustände der schweren Teilchen diskutiert. Diese Hypothese soll hier nicht weiter untersucht werden, sie führt jedoch zu ähnlichen Widersprüchen mit der Erfahrung. Wir glauben daher, dass mittelst derartiger Annahmen diese Schwierigkeiten der Mesonentheorie nicht überwunden werden können. Es scheint fast, als ob hier nur eine Theorie weiter hülfe, die zu einem besseren Verständnis der Ladung führt, und damit das Problem der Wechselwirkung quantisierter Felder im allgemeinen, physikalisch und mathematisch konsequent behandelt.

Man wird zudem bei einer Diskussion des Streuproblems auch auf die von L. NORDHEIM⁴⁾ aufgewiesene Tatsache eingehen müssen, dass nämlich der Erzeugungsquerschnitt für Mesonen grosser Energie aus Lichtquanten experimentell etwa 30 mal grösser ist als der entsprechende Absorptionsquerschnitt der Mesonen.

Q -Teilchen und Atombau.

Wir nehmen an, dass neben den beiden bekannten Zuständen der schweren Teilchen, Proton und Neutron, ein weiterer Zustand existieren soll, der die Ladung $-e$ trägt und dessen Masse um ϵ MeV grösser als die Protonenmasse ist. Diese schweren Teilchen der Ladung $-e$ heissen wir Q -Teilchen. Sie sind von den aus der relativistischen Feldtheorie folgenden negativen Protonen verschieden. Die Q -Teilchen sollen sich in bezug auf ihre Wechselwirkung mit den Mesonen wie die Protonen und Neutronen verhalten. Sie werden deshalb z. B. auf Neutronen genau die gleichen Kräfte wie die Protonen ausüben. Sie verwandeln sich radioaktiv in Neutronen:

$$q \longrightarrow n + e^- + \nu.$$

Einen Kern, der aus N Neutronen, P Protonen und Q Q -Teilchen besteht, charakterisieren wir durch das Symbol (N, P, Q) . Der Kern $(2, 2, 0)$ ist demnach ein α -Teilchen. Die gleiche Bin-

dungsenergie wie das α -Teilchen hat der Kern $(2, 0, 2)$, während die Kerne $(2, 1, 1)$, $(1, 2, 1)$, $(1, 1, 2)$, $(0, 2, 2)$ wegen der elektrischen Anziehungskraft zwischen Proton und Q -Teilchen eine etwas stärkere Bindung aufweisen. Setzt man aber $\varepsilon > 5$ MeV, dann sind alle diese Kerne β -instabil, und verwandeln sich in α -Teilchen. In Kernen grösserer Massenzahl als 4 werden jedoch zwei Effekte das Auftreten von Q -Teilchen begünstigen:

1. Es können 2 Neutronen, 2 Protonen und 2 Q -Teilchen, also 6 Teilchen, sich in räumlich äquivalenten Zuständen befinden. Dies führt zu einer wesentlichen Vergrößerung der Austauschwechselwirkung zwischen den Teilchen, die den Atomkern aufbauen.

2. Da die Q -Teilchen eine negative Ladung tragen, wird in schweren Kernen die Coulombenergie herabgesetzt, wenn Neutronen oder Protonen durch Q -Teilchen ersetzt werden.

1. Austauschwechselwirkung.

Wir wollen die Bindungsenergie der beiden Kerne $(2, 2, 1)$ und $(2, 2, 2)$ abschätzen. Um diese Energie wirklich auszurechnen, sind spezielle Annahmen über das Kraftgesetz zwischen den schweren Teilchen nötig. Es soll deshalb mit einer halbempirischen Methode ausgehend von He^3 , auf die Energie jener Kerne geschlossen werden.

Wir setzen die Bindungsenergie eines Kerns, der aus A -Teilchen besteht, die sich alle im gleichen räumlichen Zustand befinden proportional zu $\frac{A(A-1)}{2}$. Damit wird die Anzahl der Bindungen zwischen den Teilchen berücksichtigt, d. h. die Anzahl der Terme in der Wechselwirkungsenergie, die bei einem Ansatz mit Zweikörperkräften auftreten. Vernachlässigt wird, dass durch das Anwachsen des Packungsanteils mit A , das Kernvolumen abnimmt und die Wechselwirkung hierdurch verstärkt wird. Die Näherung wird deshalb zu kleine Massendefekte ergeben, wenn nicht bei den Kernen vom Atomgewicht 5 und 6 starke abstossende Mehrkörperkräfte auftreten. Der Verlauf der Massendefekte von H^2 bis He^4 lässt dies als unwahrscheinlich erscheinen. Wenn man vom Massendefekt von H^2 auf denjenigen von H^3 nach obigem Verfahren schliesst, erhält man

$$\frac{2 \cdot 3}{2} \cdot 2,4 \text{ MeV} = 7,2 \text{ MeV}$$

Der experimentelle Wert ist grösser, nämlich 8,3 MeV. Gehen wir

nun vom Wert 8,3 MeV für H^3 aus, so können wir wieder den Massendefekt des α -Teilchens abschätzen:

$$\frac{4 \cdot 3}{3 \cdot 2} \cdot 8,3 \text{ MeV} = 16,6 \text{ MeV}.$$

Der Massendefekt von He^4 ist jedoch 27,6 MeV, also bedeutend grösser. Wir sehen hieraus, dass die Massendefekte von H^2 bis He^4 bedeutend schneller als $A(A-1)$ anwachsen. Wir nehmen deshalb an, dass wir für die beiden Kerne $(2, 2, 1)$ und $(2, 2, 2)$ eher eine zu kleine Bindungsenergie ΔE erhalten, wenn wir setzen

$$\Delta E = \frac{A(A-1)}{3 \cdot 4} \cdot 27,6 \text{ MeV}.$$

Für $A = 5$ erhalten wir so

$$\Delta E = 46 \text{ MeV}$$

für $A = 6$

$$\Delta E = 69 \text{ MeV}.$$

Der Kern $(2, 2, 1)$ ist ein Wasserstoffisotop H^5 . Dieses kommt erfahrungsgemäss in der Natur nicht vor. Der Kern $(2, 2, 1)$ ist, im Widerspruch zur Erfahrung, stabil, falls seine Masse kleiner ist als die von $He^4 + H^1$. Die Stabilitätsbedingung wäre

$$3 M_p + 2 M_N - 27,6 > 3 M_p + 2 M_N + \varepsilon - 46.$$

Daraus erhalten wir ε

$$\varepsilon < 18,4 \text{ MeV}.$$

Den Kern $(2, 2, 2)$ vergleichen wir mit Li^6 , das den Massendefekt 31 MeV besitzt. Der Kern $(2, 2, 2)$ wird stabil sein, falls seine Masse kleiner ist als die von Li^6 . Dann gälte die Stabilitätsbedingung

$$\varepsilon < 19 \text{ MeV}.$$

Da aber Kerne vom Atomgewicht 5 in der Natur nicht vorkommen und Li^6 stabil ist, müssen die Kerne $(2, 2, 1)$ und $(2, 2, 2)$ instabil sein. Daher muss ε grösser sein als 19 MeV, wobei dieser Wert eine Abschätzung nach unten darstellt.

2. Coulombenergie.

Die Coulombenergie eines schweren Kernes vom Atomgewicht A und der Ladung Z ist gleich

$$\frac{3}{5} \frac{e^2}{r_0} \frac{Z^2}{A^{1/3}} = 0,582 \frac{Z^2}{A^{1/3}} \text{ MeV.}$$

Dabei wurde $r_0 = 1,48 \cdot 10^{-13}$ cm gesetzt.

Ersetzt man in einem Kern ein Neutron durch ein Q -Teilchen, so ändert sich seine Energie um den Betrag

$$\Delta E_N = \varepsilon - 1,16 \frac{Z - \frac{1}{2}}{A^{1/3}}$$

falls man ein Proton ersetzt:

$$\Delta E_p = \varepsilon - 2,33 \frac{Z - 1}{A^{1/3}}.$$

Der so entstehende Kern ist in einem angeregten Zustand, weil wegen des unter 1) besprochenen Effektes das Q -Teilchen sich mit zwei Protonen und zwei Neutronen zusammenschliessen kann, wobei unserer Abschätzung gemäss mindestens 20 MeV frei werden. Wir betrachten nun einen Kern (N, P, Q) . Er kann durch Positronen-Emission in den Kern $(N - 1, P, Q + 1)$ übergehen. Dabei wird im ganzen die Energie

$$-\Delta E_N + 20 = -\varepsilon + 1,16 \frac{Z - \frac{1}{2}}{A^{1/3}} + 20$$

frei. Falls dies positiv ist, wird der Kern (N, P, Q) instabil. Wenden wir dies auf Uran an. Wir finden

$$-\Delta E_N + 20 = -\varepsilon + 37,4.$$

Wenn $\varepsilon < 37$ MeV ist, wird der Urankern β -instabil und unter Emission von Positronen seine Ladung verkleinern. Damit Uran β -stabil ist, muss jedenfalls $\varepsilon > 37$ MeV sein. Dies ist jedoch nicht hinreichend. Es könnte sich ja auch ein Proton durch Emission von zwei Positronen in ein Q -Teilchen verwandeln. Bei diesem Prozess beträgt die Abnahme der Coulombenergie 35 MeV, so dass im ganzen etwa 55 MeV frei werden. Die Theorie des β -Zerfalls zeigt allerdings, dass dieser Prozess äusserst unwahrscheinlich ist. Man könnte deshalb mittelst Hypothesen über die Entstehung der Elemente erklären, warum die stabilen Isobaren des Uran, die viel kleinere Ladungen besitzen würden, nicht vorkommen.

Dann ist die Bedingung $\varepsilon > 37 \text{ MeV}$ genügend. Dieser Ausweg erscheint jedoch wenig befriedigend. Wir glauben annehmen zu müssen, wenn man die Q -Teilchen als existierend betrachtet, dass

$$\varepsilon > 55 \text{ MeV}$$

sein muss. Beide Werte für ε sind derartig gross, dass die Mesontheorie auch mit Berücksichtigung der Q -Teilchen zu grosse Streuquerschnitte für Mesonen liefert.

Basel, Physikal. Anstalt und mathem. physikal. Seminar
der Universität.

Literatur.

- 1) YUKAWA, SAKATA und TAKETANI, Proc. Physico-Math. Soc. Japan (1938) **20**, S. 319. — BHABHA, Proc. Roy. Soc. (1938) **166 A**, S. 501. — FRÖHLICH, HEITLER und KEMMER, Proc. Roy. Soc. (1938) **166 A**, S. 154.
 - 2) HEITLER, Nature (1940) **145**, S. 29.
 - 3) BHABHA, Proc. Indian Acad. (1940) **9**, S. 348.
 - 4) NORDHEIM und HEBB, Phys. Rev. (1939) **56**, S. 494.
-