

## Die Bedeutung der Mesonenatome in Kernphysik und Elementarteilchenphysik

G. BACKENSTOSS

CERN, Genf

(Z. Naturforschg. **21 a**, 1751—1757 [1966] ; eingegangen am 15. März 1966)

*Herrn Professor Dr. W. GENTNER zum 60. Geburtstag gewidmet*

Aus mesonischen Atomspektren können genaue Mesonenmassen erhalten und elektromagnetische Eigenschaften des Myons (Vakuumpolarisation) geprüft werden. Ladungsverteilungen und Kernmomente sphärischer und deformierter Kerne werden mit Hilfe von Myonenatomen mit Genauigkeiten bestimmt, die denen anderer Methoden vergleichbar oder überlegen sind.

Pionenatome liefern direkte Aussagen über die Pion—Kern-Wechselwirkung.

Mesonenatome, deren Existenz von WHEELER<sup>1</sup> 1947 vorausgesagt und die in den Jahren nach 1953 experimentell untersucht wurden<sup>2</sup>, haben sich in den vergangenen Jahren als ein nützliches Instrument erwiesen, um Probleme der Kernphysik wie auch der Elementarteilchenphysik zu lösen. Im folgenden sollen die Gründe dafür aufgezeigt und einige Ergebnisse besprochen werden.

Da in Mesonenatomen Meson und Atomkern in einem quantenmechanisch definierten System vereinigt sind, kann man erwarten, daß aus Untersuchungen an einem solchen System Schlüsse auf die beiden Partner dieses Systems, nämlich Meson und Atomkern, sowie auf deren Wechselwirkung gezogen werden können. Dies um so mehr, als infolge der, verglichen mit dem Elektron großen Masse der Mesonen, diese sich in enger Nachbarschaft des Atomkerns befinden.

In den beiden uns leicht zur Verfügung stehenden Mesonen, dem Myon und dem Pion, haben wir Teilchen vor uns, die sich grundlegend in der Art ihrer Wechselwirkung mit der Kernmaterie unterscheiden. Das Myon verhält sich in all seinen bisher bekannt gewordenen Eigenschaften wie ein schweres Elektron, d. h. es besitzt mit den Nukleonen neben der schwachen Wechselwirkung, die man in diesem Zusammenhang vernachlässigen kann, lediglich die elektromagnetische Wechselwirkung. Dagegen kommt bei den Pionen zur elektromagnetischen Wechselwirkung noch die starke Wechselwirkung zwischen Pion und Nukleon hinzu.

### a) Myonenatome

Da die Elektrodynamik zumindest bei den kleinen Energien, wie sie in Mesonenatomen zur Diskussion

stehen, sehr gut fundiert ist, wird man die Myon-Nukleon-Wechselwirkung als gegeben ansehen. Somit stellt das Myonenatom ein prinzipiell lösbares Problem dar, dessen Lösung die Bestimmung der elektromagnetischen Eigenschaften des Myons und des Kerns erlaubt. Für das Myon bedeutet dies, daß seine Behandlung als DIRAC-Teilchen zu richtigen Ergebnissen führen muß, vorausgesetzt, daß man die Masse des Myons richtig wählt. Über den Atomkern werden Aussagen bezüglich seiner elektrischen Ladungsverteilung und der elektrischen und magnetischen Momente zu erwarten sein. Dasselbe gilt natürlich ebenso gut für ein normales Elektronenatom. Der Unterschied zu diesem ist lediglich quantitativer Natur, aber dennoch sehr bedeutungsvoll. Wenn man sich klar macht, daß das Myon sich im Verhältnis der Massen  $m_\mu/m_e$  näher am Kern befindet als ein Elektron im selben Quantenzustand, was z. B. bedeutet, daß schon für mittlere Kerne ( $Z=45$ ) der Radius der myonischen 1s-Bahn mit dem Kernradius vergleichbar wird, so wird daraus ersichtlich, welch geeignete Testpartikel man im Myon besitzt, um den Kern abzutasten. Es ist klar, daß die tiefliegenden Niveaus, vor allem das 1s-Niveau und die  $2p_{1/2}$ - und  $2p_{3/2}$ -Niveaus am stärksten durch den Atomkern beeinflusst werden, während für höher angeregte Zustände der Kern in immer besserer Näherung als Punktkern angesehen werden kann. Daraus folgt, daß man zum Zweck der Bestimmung der Mesonenmasse hochangeregte Zustände leichter Kerne untersuchen wird, während man zur Messung von Kerneigenschaften den Grundzustand und die tiefliegenden Niveaus benutzen wird.

<sup>1</sup> J. A. WHEELER, Phys. Rev. **71**, 320 [1947].

<sup>2</sup> D. WEST, Mesonic Atoms, Rep. Progr. Phys. **21**, 271 [1958].



### b) Pionenatome

Da das Pion dieselbe Ladung wie das Myon besitzt, gilt das für Myonenatome Gesagte ebenso für Pionenatome mit der Einschränkung, daß für das Pion mit Spin 0 die KLEIN-GORDON-Gleichung an Stelle der DIRAC-Gleichung für Spin  $1/2$ -Teilchen in Anwendung gebracht werden muß. Zur elektromagnetischen Wechselwirkung tritt jedoch noch die starke Wechselwirkung zwischen Pion und Nukleonen hinzu. Man wird deshalb Pionenatome nicht zur Untersuchung elektromagnetischer Eigenschaften verwenden, sondern diese aus Myonenatomen ableiten und an Pionenatomen die zusätzlichen Effekte der starken Wechselwirkung untersuchen. Macht man die naheliegende Annahme, daß die Nukleonverteilung im Kern identisch mit der elektrischen Ladungsverteilung im Kern ist, so können die Ergebnisse im Hinblick auf die Pion-Nukleon-Wechselwirkung interpretiert werden. Erst wenn über diese hinlängliche Klarheit besteht, könnte die Methode auch erweitert werden, um etwa Details der Nukleonverteilung in verschiedenen Kernen zu untersuchen.

Die Ursachen dafür, daß diese seit langem bekannten Tatsachen zu einigen Erfolgen geführt haben, liegen vor allem darin, daß in den letzten Jahren stärkere Mesonenquellen, d. h. intensivere Mesonenstrahlen zur Verfügung standen, mit denen auch Detektoren mit geringerer Ansprechwahrscheinlichkeit Verwendung finden konnten und daß vor allem die Entwicklung der Festkörperzähler, besonders der mit Lithium kompensierten Germaniumdiode, große Fortschritte gemacht hat. Das Auflösungsvermögen eines Ge-Detektors für  $\gamma$ -Strahlung im Bereich zwischen 100 keV und 6 MeV, in dem sich die zu messenden Übergangsenergien mesonischer Atome bewegen, ist um etwa eine Größenordnung besser als dasjenige eines NaJ-Spektrometers. Dieses verbesserte Auflösungsvermögen kommt vor allem dort zur Geltung, wo es sich darum handelt, Feinstrukturen oder Hyperfeinstrukturen aufzulösen oder Linienbreiten zu messen. Selbstverständlich wird auch die Genauigkeit der Energiemessung einer Linie erhöht, jedoch sind die dabei auftretenden Verbesserungen infolge anderer Fehlerquellen wesentlich geringer als es der besseren Auflösung entsprechen würde.

<sup>3</sup> J. F. LATHROP, R. A. LUNDY, V. L. TELEGI, R. WINSTON u. D. D. YOVANOVITCH, *Nuovo Cim.* **17**, 109 und 114 [1960].

<sup>4</sup> S. DEVONS, G. GIDAL, L. M. LEDERMAN u. G. SHAPIRO, *Phys. Rev. Letters* **5**, 330 [1960].

Im folgenden sollen nun die verschiedenen Gebiete behandelt werden, zu denen Beiträge auf Grund der Untersuchungen an Mesonenatomen geliefert wurden oder wo sie erwartet werden können.

## 1.1. Eigenschaften des Myons

### a) Masse

Wie schon erwähnt, wird man zur Massenbestimmung des Myons höherliegende Übergänge in relativ leichten Atomen zu messen haben. Aus der Lösung der DIRAC-Gleichung für punktförmigen Kern ergibt sich, daß die relative Genauigkeit, mit der eine Übergangsenergie gemessen werden kann, auch die relative Genauigkeit der Myonmasse bestimmt. Selbst mit Ge-Detektoren dürfte diese Genauigkeit für den in Frage kommenden Energiebereich nicht wesentlich unter 1% liegen. Einen besonders glücklichen Zufall hat die Natur jedoch damit geliefert, daß die  $3d \rightarrow 2p$ -Linie von  $\mu - {}_{15}\text{P}$  genau auf die RÖNTGEN-Absorptionskante von Pb zu liegen kommt. Mit Hilfe der Methode kritischer Absorber kann daher eine wesentlich genauere Energiebestimmung des betreffenden Übergangs erfolgen, weil die Pb-Kante sehr genau mit einem Kristalldiffraktionsspektrometer vermessen werden und somit die Lage der  $3d \rightarrow 2p$ -Linie auf dieser Kante bestimmt werden konnte. Man erhielt so für die  $\mu$ -P-Linie

$$E_{3d \rightarrow 2p} = (88017 \pm_{-10}^{+15}) \text{ eV},$$

woraus sich unter Berücksichtigung elektromagnetischer Korrekturen, vor allem der Vakuumpolarisation für die Myonenmasse ein Wert <sup>3, 4</sup>

$$m_{\mu} = (206,76 \pm_{-0,02}^{+0,03}) m_e$$

ergab.

### b) Elektromagnetische Eigenschaften des Myons

Unabhängig von obiger Massenbestimmung ergibt sich ein neuer Wert für die Myonmasse  $m_{\mu}'$  aus der Präzessionsfrequenz des Myons in Ruhe im bekannten Magnetfeld und dem gemessenen Wert für den  $g$ -Faktor. Man erhält so einen Wert <sup>5</sup>

$$m_{\mu}' = (206,765 \pm 0,003) m_e.$$

Da die Übereinstimmung zwischen  $m_{\mu}$  und  $m_{\mu}'$  beachtlich gut ist, ergibt sich die Möglichkeit, den Bei-

<sup>5</sup> G. CHARPAK, F. J. M. FARLEY, R. L. GARWIN, R. MÜLLER, J. C. SENS u. A. ZICHICHI, *Nuovo Cim.* **37**, 1241 [1965].

trag der Elektronenvakuum polarisation für das Myon zu prüfen. Diese Korrektur<sup>6</sup> beläuft sich für den gemessenen  $3d \rightarrow 2p$ -Übergang in  $\mu - P$  auf 331,42 eV, während andere elektromagnetische Korrekturen  $< 1\%$  dieses Wertes bleiben. Da man die Masse  $m_\mu$  kennt, kann man die Massenbestimmung  $m_\mu$  als eine Bestimmung der Vakuum polarisation auffassen. Die Energie des  $3d \rightarrow 2p$ -Übergangs ist auf +15 bzw. -10 eV bekannt, womit die Vakuum polarisation für das Myon auf 4% bestätigt wird. Zum Vergleich sei angemerkt, daß für das Elektron die LAMB-Ver schiebung eine Prüfung auf etwa 1% ergibt.

## 1.2. Eigenschaften des Atomkerns

### a) Elektrische Ladungsverteilung sphärischer Kerne

Die tiefliegenden Energieniveaus werden vor allem bei mittleren und schweren Kernen stark durch die endliche Ausdehnung der Ladung des Kerns beeinflusst. So wird z. B. das  $1s$ -Niveau für  $^{82}\text{Pb}$  um mehr als die Hälfte desjenigen Wertes angehoben, der sich für einen punktförmigen Pb-Kern ergeben würde. Beschränkt man sich auf die Messung des  $2p \rightarrow 1s$ -Übergangs, so wird man einen Parameter der Ladungsverteilung bestimmen können. Es ist üblich, als solchen den Äquivalentradius  $R_e$  zu wählen, d. h. den Radius einer homogen geladenen Kugel, deren Ladungsverteilung zum gleichen Ergebnis führen würde wie die wirkliche Ladungsverteilung. Die Messungen an Myonatomen liefern zur Zeit die besten und vollständigsten Werte für  $R_e$ . Abgesehen von einigen leichten Kernen ( $Z > 25$ ), wo  $R_e$  nur auf etwa 5% genau angegeben werden kann, nimmt die Genauigkeit, mit der  $R_e$  bestimmt werden kann, von mittleren zu schweren Kernen von etwa 2% auf 1% zu, wenn man die Messungen mit NaJ-Spektrometer zu Grunde legt<sup>7, 8</sup>. Für mittlere und schwere Kerne ist die Genauigkeit von  $R_e$  besser als 0,5% bei Benutzung von Ge-Detektoren<sup>9</sup>. Die Messungen mit Ge-Detektoren gestatten die Auflösung des  $2p$ -Doublets auch für mittelschwere Kerne. Dadurch wird es möglich, auch die höher liegenden und daher auf Änderungen der Ladungsverteilung weniger empfindlichen  $2p_{1/2}$ - und  $2p_{3/2}$ -Niveaus, d. h. also die Über-

gangsenergien  $E(3d_{3/2} \rightarrow 2p_{3/2})$  und  $E(3d_{3/2} \rightarrow 2p_{1/2})$  zur Bestimmung der Ladungsverteilung zu verwenden. Dann können wie bei der Streuung von Elektronen an Kernen zwei Parameter einer Ladungsverteilung, also z. B. der Radialparameter  $c$  und der Parameter der Oberflächendicke  $t$  einer Fermi-Verteilung bestimmt werden. Trägt man in einem  $c$ - $t$ -Diagramm (Abb. 1) die isoenergetischen Linien, z. B. für den  $2p_{1/2} \rightarrow 1s_{1/2}$ - und den  $3d_{3/2} \rightarrow 2p_{1/2}$ -Übergang auf, so schneiden diese sich in einem Punkt der  $c$ - $t$ -Ebene. Infolge der Meßfehler wird aus diesem Punkt eine Fläche, die alle möglichen Kombinationen von  $c$  und  $t$  enthält, die mit den Energiewerten der beiden Übergänge verträglich sind. Für schwere Kerne, d. h. für sphärische Kerne zwischen  $^{79}\text{Au}$  und  $^{83}\text{Bi}$  ist die Genauigkeit der aus Myonatomen erhaltenen  $c$ - und  $t$ -Werte<sup>10</sup> besser als die aus Elektronenstreuung erhaltenen Daten. Für leichtere Kerne sind die  $2p$ -Niveaus zu unempfindlich, um das Band, das durch die  $2p$ - $1s$ -Energie gegeben ist, wesentlich einzuschränken. Nimmt man hier z. B. das Modell einer kon-

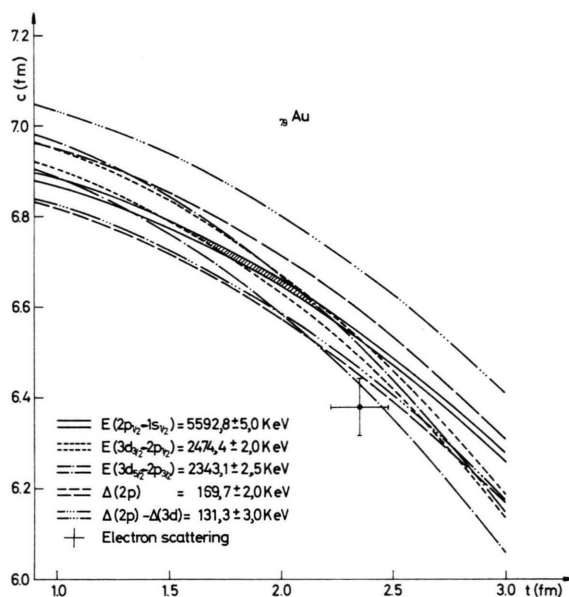


Abb. 1.  $c$ - $t$ -Diagramm von  $^{79}\text{Au}$ . Die gestrichelte Fläche gibt die Kombinationen von  $c$  und  $t$ , die mit allen gemessenen Myonübergängen verträglich sind. Zum Vergleich ist der  $c$ - $t$ -Wert aus Elektronenstreuungen angegeben.

<sup>6</sup> A. PETERMANN u. Y. YAMAGUCHI, Phys. Rev. Letters **2**, 359 [1959].

<sup>7</sup> D. QUITMANN, R. ENGFER, U. HEGEL, P. BRIX, G. BACKENSTOSS, K. GOEBEL u. B. STADLER, Nucl. Phys. **51**, 609 [1964].

<sup>8</sup> G. BACKENSTOSS, K. GOEBEL, B. STADLER, U. HEGEL u. D. QUITMANN, Nucl. Phys. **62**, 449 [1965].

<sup>9</sup> H. L. ACKER, G. BACKENSTOSS, C. DAUM, J. C. SENS u. S. A. DE WIT, Phys. Letters **14**, 317 [1965].

<sup>10</sup> H. L. ACKER, G. BACKENSTOSS, C. DAUM, J. C. SENS u. S. A. DE WIT, Nucl. Phys. **87**, 1 [1966].

stanten Oberflächendicke  $t$  zu Hilfe oder kombiniert die Daten mit denen der Elektronenstreuung, so tragen auch hier die Messungen von Myonatonen zu einer beträchtlichen Verbesserung der existierenden Daten bei. In Abb. 2 wird dies deutlich demonstriert, wo in Abhängigkeit von  $A$   $c_0 = c A^{-1/3}$  und  $Q_n$ , die mit Hilfe der FERMI-Verteilung berechnete Nukleonendichte im Kernzentrum, aufgetragen sind. Abgesehen von den schweren Kernen wurde für die übrigen Kerne ( $Z \leq 60$ ) für  $t$  der Mittelwert  $\bar{t} = 2,21$  fm, der sich aus den schweren Kernen ( $79 < Z < 83$ ) ergab, angenommen. Zum Vergleich sind auch die Kurven wiedergegeben, die sich für den aus Elektronenstreudaten ergebenden Mittelwert  $\bar{t} = 2,49$  fm berechnen lassen.

### b) Deformierte Kerne

Für die Kenntnis der Ladungsverteilung deformierter Kerne dürfen aus Messungen an Myonatonen besondere Fortschritte erwartet werden. Deformierte Kerne besitzen ein inneres Quadrupolmoment,  $Q_0$ , das die Myonenzustände mit den Kernzuständen vermischt<sup>11</sup>; Kernspin  $I$  und Drehimpulsquantenzahl  $j = l + s$  müssen zum Gesamtspin  $F$  zusammengesetzt werden, weil nur dieser noch eine gute Quantenzahl darstellt. Es entsteht so ein völlig neues Spektrum, dessen einzelne Komponenten durch die Matrixelemente der Quadrupolwechselwirkung

$$\langle H_Q \rangle = \langle I n l j, F M | H_Q | I' n' l' j', F M \rangle$$

bestimmt werden. Nach Abseparieren der Winkelanteile erhält man

$$\langle H_Q \rangle = -1/2 e^2 Q_0 \langle \Phi_{nlj} | f(r) | \Phi_{n'l'j'} \rangle,$$

wo  $f(r)$  die radiale Abhängigkeit der Quadrupolwechselwirkung beschreibt und  $\Phi_{nlj}$  die Radialanteile der Myonwellenfunktionen bedeuten.  $f(r)$  ergibt sich aber als Radiallösung der Poisson-Gleichung für eine gegebene Ladungsverteilung  $\varrho(\mathbf{r})$ . Da aus der Analyse der gemessenen Spektren, wie eines in Abb. 3 gezeigt ist, immer das Produkt

$$Q_0 \langle f(r) \rangle$$

auftritt, bedeutet dies, daß man entweder  $Q_0$  bei Annahme einer speziellen Ladungsverteilung bestimmen oder, falls man  $Q_0$  aus anderen Messungen kennt, Aussagen über die Form der Ladungsverteilung machen kann. Im Fall des  $^{238}\text{U}$  konnte festgestellt werden<sup>12</sup>, daß ein Modell, bei dem der deformierte Kern durch Deformation des gesamten Kerns aus einem entsprechenden kugelsymmetrischen Kern hervorgeht, besser mit der Erfahrung übereinstimmt, als wenn sich die Deformation nur auf die Oberflächenzone bezieht, wobei in beiden Fällen natürlich Ladung und Quadrupolmoment des Kerns als Nebenbedingungen bestehen bleiben. Da die Quadrupolwechselwirkung auch die angeregten Kernzustände beimischt, die in deformierten (gg)-Kernen die Rotationsstruktur  $0^+, 2^+, 4^+ \dots$  aufweisen, können auch Quadrupolmomente von Kernen mit Spin 0 gemessen werden, wobei auch das Vorzeichen bestimmt werden kann.

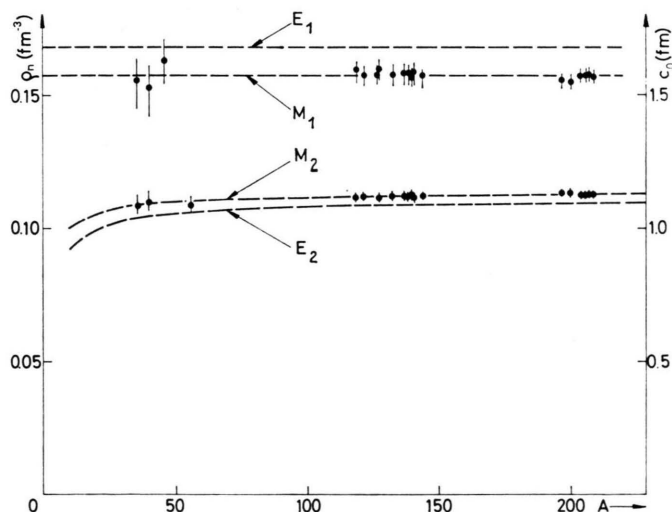


Abb. 2.  $E_1$  Elektronenstreuung ( $t=2,49$  fm,  $Q_n$ )  
 $E_2$  Elektronenstreuung ( $t=2,49$  fm,  $c_0$ )  
 $M_1$  Myonatonen ( $t=2,21$  fm,  $Q_n$ )  
 $M_2$  Myonatonen ( $t=2,21$  fm,  $c_0$ )

Radialparameter  $c_0 = c A^{-1/3}$  und Nukleonendichte  $Q_n$  als Funktion von  $A$ . Für  $A < 150$  wurden diese Werte erhalten, indem für  $t$  der Wert  $2,21$  fm angenommen wurde. Zum Vergleich sind die Kurven für  $t=2,49$  fm angegeben, welcher Wert den Mittelwert der Elektronenstreudaten darstellt.

<sup>11</sup> H. L. ACKER, H. MARSCHALL, G. BACKENSTOSS u. D. QUITMANN, Nucl. Phys. **62**, 477 [1965].

<sup>12</sup> H. L. ACKER u. H. MARSCHALL, Phys. Letters **19**, 127 [1965].



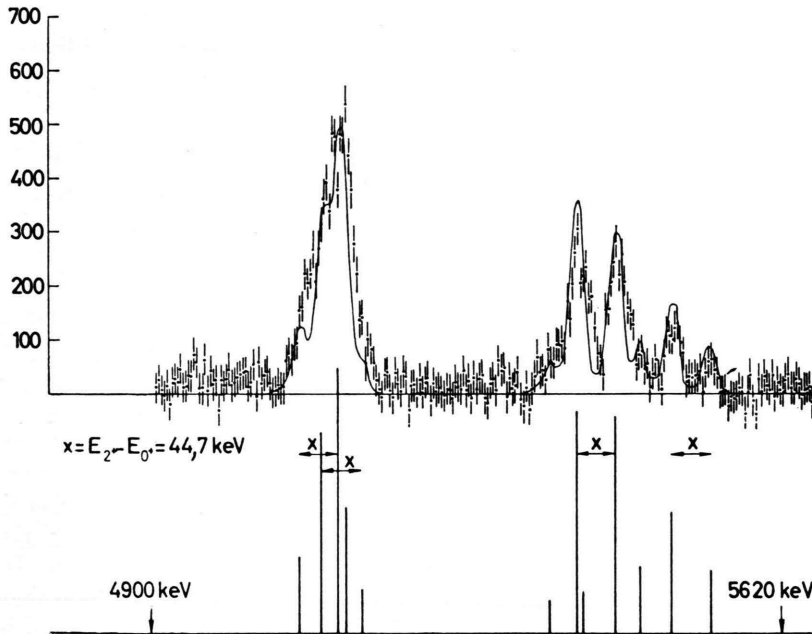


Abb. 3.  $2p-1s$ -Übergänge in  $^{238}\text{U}$ . Die ausgezogene Kurve entsteht durch Faltung des unten gezeigten Spektrums mit der experimentellen Linienbreite. Für die Rechnung liegen folgende Daten zu Grunde: FERMI-Verteilung mit  $c=6,94$  fm,  $t=2,75$  fm;  $Q_0=10,52$  b,  $E_{\text{rot}}(2^+)=44,7$  keV,  $E_{\text{rot}}(4^+)=148$  keV.

Aus der Analyse einer ganzen Anzahl gemessener Spektren deformierter Kerne im Gebiet der Seltenen Erden und des Urans dürfen Resultate über Ladungsverteilungen oder über Quadrupolmomente und deren Formfaktor erwartet werden<sup>13</sup>. Ähnliche Aussagen könnten wohl nur aus Elektronenstreuversuchen an polarisierten Kernen erhalten werden.

### c) Elektromagnetische Momente des Korns

Wie in der optischen Spektroskopie müssen auch in den Spektren myonischer Atome Hyperfeinstruktureffekte auftreten. Die Energieaufspaltung infolge des elektrischen Quadrupolmoments wird bei guter Auflösung deutlich sichtbar. So findet man für  $^{197}\text{Au}$ , dessen spektroskopisches Quadrupolmoment mit  $(0,56 \pm 0,10)$  b angegeben wird, eine Aufspaltung im  $2p_{3/2}$ -Niveau zwischen den  $F=1$ - und  $F=2$ -Zuständen von  $(19,0 \pm 0,4)$  keV<sup>10, 14</sup> bei einer Energie des  $2p_{3/2} \rightarrow 1s$ -Übergangs von 5762 keV, was zu einer verbesserten Bestimmung<sup>10</sup> von  $Q = (0,58 \pm 0,01)$  b führt, wozu die endliche Ausdehnung des Korns berücksichtigt wurde, die eine Korrektur von etwa 10% ergibt.

Infolge des im Verhältnis der Massen  $m_e/m_\mu$  verkleinerten magnetischen Moments des Myons, sind

die zu erwartenden magnetischen Dipoleffekte klein. Sie betragen z. B. für  $^{209}\text{Bi}$  mit einem magnetischen Dipolmoment von 4,08 Kernmagnetonen nur etwa 6 keV im  $1s$ -Niveau bei einer Energie des  $2p_{1/2}-1s$ -Übergangs von 6032 keV. Da auch das  $2p_{1/2}$ -Niveau aufspaltet, können die 4 auftretenden Linien mit der gegenwärtig erreichbaren Auflösung kaum mehr getrennt werden.

## 2.1. Masse des Pions

Da sich für Pionenatome kein ähnlich günstiger Zufall zur exakten Messung einer geeigneten Übergangsenergie fand, wurde als bester Wert für  $m_\pi$  ein solcher betrachtet, der aus der Myonenmasse und dem beim  $\pi-\mu$ -Zerfall in Ruhe gemessenen Impuls des Myons zu  $(273,34 \pm 0,13)m_e$  bestimmt wurde<sup>15</sup>. Mit Hilfe der Energiemessung der  $4f \rightarrow 3d$ -Übergänge in  $^{20}\text{Ca}$  und  $^{22}\text{Ti}$  mit einem Kristalldiffraktionspektrometer konnten nun aber diese Energien von etwa 80 keV auf 1 eV genau gemessen werden, woraus sich eine Pionmasse von

$$m_\pi = (273,163 \pm 0,029)m_e$$

ergab<sup>16</sup>.

<sup>13</sup> H. L. ACKER, G. BACKENSTOSS, C. DAUM, J. C. SENS u. S. A. DE WIT, eingesandt an Nucl. Phys. [1966].

<sup>14</sup> R. E. COTÉ, R. GUSO, S. RABOY, R. A. CARRIGAN, A. GAIGALAS, R. B. SUTTON u. C. C. TRAIL, Phys. Letters 19, 18 [1965].

<sup>15</sup> K. M. CROWE, Nuovo Cim. 5, 541 [1957].

<sup>16</sup> R. E. SHAFER, K. M. CROWE u. D. A. JENKINS, Phys. Rev. Letters 14, 923 [1965].

## 2.2. Pion-Nukleon Wechselwirkung

Infolge der starken Wechselwirkung zwischen Pionen und Nukleonen ergibt sich eine Energieverschiebung  $\Delta E$  der Niveaus der Pionenatome gegenüber derjenigen wie sie von Myonenatomen bei Berücksichtigung des Massenverhältnisses  $m_\pi/m_\mu$  erwartet werden kann. Außerdem können Pionen aus einem Niveau vom Kern absorbiert werden, was sich in einer Linienverbreiterung oder aber in einer Abnahme der Intensität der elektrischen Dipolstrahlung in die tiefer liegenden Niveaus bemerkbar macht, falls die Absorption aus einem angeregten Niveau erfolgt. Man kann versuchen, diese Effekte zu beschreiben, indem man die Ergebnisse der  $\pi$ -p- und der  $\pi$ -n-Streuung verwendet und die Wechselwirkung mit dem Kern als Summe der elementaren Wechselwirkungen auffaßt<sup>17</sup>. Abgesehen davon, daß die Daten über die  $\pi$ -N-Streuung bei den kleinen in Frage kommenden Energien wenig genau sind, verhalten sich die einzelnen Nukleonen auch nur näherungsweise additiv.

Sinnvoller ist es, die elementare Wechselwirkung durch den mittleren Effekt eines Potentials für die Pion-Kern-Wechselwirkung zu ersetzen. Man hat es mit einem komplexen Potential zu tun, dessen Realteil die Energieverschiebung der Niveaus und dessen Imaginärteil die Absorption beschreibt. Da für das 1s-Niveau  $\Delta E < 0$  ist, das Potential also abstoßend ist, während es für das 2p-Niveau anziehend ist, folgt, daß man z. B. einen geschwindigkeitsabhängigen Term der Form  $\vec{\sigma}(\mathbf{V} - \mathbf{v})$  einführen muß, wo  $\vec{\sigma}$  den Nukleonenspin und  $(\mathbf{V} - \mathbf{v})$  die Relativgeschwindigkeit zwischen Nukleon und Meson bedeutet. Dies kann durch eine effektive Masse beschrieben werden

$$m_{\text{eff}} = \frac{m}{1 + \alpha},$$

womit dann das Potential  $U$  die Form

$$U = V(r) - \nabla \alpha(r) \nabla$$

annimmt und die SCHRÖDINGER-Gleichung

$$\frac{\hbar^2}{2m} \nabla^2 \psi + (E - V) \psi = 0$$

lautet. Sowohl  $V(r)$  als auch  $\alpha(r)$  sind komplexe Größen; man hat also vier Parameter zu bestimmen. Aus einer Störungsrechnung sieht man, daß

$$\Delta E_l =$$

$$\langle \psi_l | U | \psi_l \rangle = \langle \psi_l | V(r) | \psi_l \rangle + \langle \nabla \psi_l | \alpha(r) | \nabla \psi_l \rangle.$$

Für den S-Zustand ( $l=0$ ) spielt nur der erste Term eine Rolle, während für  $l=1$  der zweite Term überwiegt. Das bedeutet aber, daß man  $\text{Re}[V(r)]$  aus einer Messung des 1s-Niveaus erhalten kann, während die Messung des 2p-Niveaus  $\text{Re}[\alpha(r)]$  festlegt. Ähnliches gilt für  $\text{Im}[V(r)]$  und  $\text{Im}[\alpha(r)]$ , d. h. für die Niveaubreiten  $\Gamma_{1s}$  und  $\Gamma_{2p}$ . Die Untersuchung dieser Größen ( $\Delta E_{1s}$ ,  $\Delta E_{2p}$ ,  $\Gamma_{1s}$ ,  $\Gamma_{2p}$ ) bietet also den großen Vorteil, die vier Parameter getrennt bestimmen zu können, und deshalb ist das Problem einfacher als bei der Bestimmung der Streuphasen aus Streuversuchen. Man wird daher auch eine wesentlich bessere Genauigkeit erwarten dürfen. Die existierenden Messungen sind noch sehr lückenhaft. Lediglich für den  $2p \rightarrow 1s$ -Übergang, durch den im wesentlichen  $\Delta E_{1s}$  bestimmt wird, wurde  $\Delta E/E$  für  $3 \leq Z \leq 9$  gemessen und erreicht  $-11\%$  für  ${}^9\text{F}$ . Für den  $3d \rightarrow 2p$ -Übergang, also zur Bestimmung von  $\Delta E_{2p}$ , existiert bisher nur ein Wert für  ${}^{13}\text{Al}$  mit  $\Delta E/E = + (0,28 \pm 0,1)\%$ , gemessen mit einem Kristalldiffraktionsspektrometer. Aus der erwarteten  $Z$ -Abhängigkeit würde sich ein Wert von  $2\%$  oder eine  $\Delta E$  von  $4 \text{ keV}$  für  ${}^{20}\text{Ca}$  oder ein  $\Delta E = 45 \text{ keV}$  für  ${}^{30}\text{Zn}$  ergeben.

Für  $\Gamma_{1s}$  existiert bisher ein einziger Wert von  $1,2 \text{ keV}$  für  ${}^4\text{Be}^*$ . Für  ${}^8\text{O}$  sollte man  $\Gamma_{1s} \approx 19 \text{ keV}$  erwarten.  $\Gamma_{2p}$  wurde bisher nicht gemessen, doch sollte man gemäß obigen Überlegungen einen Wert von etwa  $7 \text{ keV}$  für  ${}^{30}\text{Zn}$  erwarten. Diese wenigen Zahlen mögen zeigen, daß Messungen mit Hilfe gut auflösender Ge-Detektoren sehr wohl in der Lage sein werden, wesentliche Fortschritte in Richtung auf eine bessere Bestimmung der Parameter des optischen Potentials der Pion-Nukleon-Wechselwirkung zu erzielen. Da man diese Parameter wieder zu den  $\pi$ -N-Streuamplituden und den Wirkungsquerschnitten der  $\pi$ -Produktion bei Nukleon-Nukleon-Stößen in Beziehung setzen kann<sup>18</sup>, erweisen sich die Messungen

<sup>17</sup> S. DESER, M. L. GOLDBERGER, K. BAUMANN u. W. THIRRING, Phys. Rev. **96**, 774 [1954].

<sup>17a</sup> G. BACKENSTOSS, S. CHARALAMBUS, H. DANIEL, G. POELZ u. H. SCHMITT, Int. Conf. Nucl. Phys. Gatlinburg, Tenn. Sept. 1966.

<sup>18</sup> M. ERICSON u. T. E. O. ERICSON, Ann. Phys. **36**, 323 [1966].

\* Anm. b. d. Korr.: Kürzliche mit einem Ge-Detektor erhaltene vorläufige Resultate erlauben neben einer genaueren Energiebestimmung auch die Messung von Linienbreiten der  $2p \rightarrow 1s$ -Übergänge. Es ergaben sich nach Abzug der apparativen Linienbreite von etwa  $1,5 \text{ keV}$  folgende Werte <sup>17a</sup> für die natürliche Linienbreite in keV: <sup>10</sup>B: 1,3; <sup>11</sup>B: 2,3; <sup>12</sup>C: 3,2; <sup>14</sup>N: 4,7.

an Pionatomen als eine fruchtbare Methode zur Untersuchung der  $\pi$ -N-Elementarprozesse.

In der vorliegenden Übersicht konnte gezeigt werden, daß die Verbindung, die im Mesonatom zwischen Kernphysik und Elementarteilchenphysik hergestellt ist, zur Erweiterung und Verbesserung der

Kenntnisse auf beiden Gebieten benutzt werden kann. Der Atomkern dient dazu, um Eigenschaften der Mesonen wie auch ihrer Wechselwirkung mit Kernmaterie zu untersuchen, während umgekehrt die Mesonen, besonders das Myon, als sehr geeignetes Testpartikel für den Atomkern betrachtet werden kann.

## Die magnetischen Momente der Hyperonen

J. COMBE, W. M. GIBSON \*, L. HOFFMANN und G. VANDERHAEGHE

CERN, Genf

(Z. Naturforsch. **21 a**, 1757—1760 [1966]; eingegangen am 21. März 1966)

Herrn Professor Dr. W. GENTNER zum 60. Geburtstag gewidmet

In 1959 W. GENTNER supported strongly the project of endowing the CERN-emulsion group with a pulsed-magnet equipment. A 300 kilo-Joule condenserbank and coils were constructed to supply fields of 200 kilo-Gauss over a few hundreds  $\text{cm}^3$  and for several milliseconds. One of the aims was to make use of this apparatus to measure the magnetic moments of short-living particles.

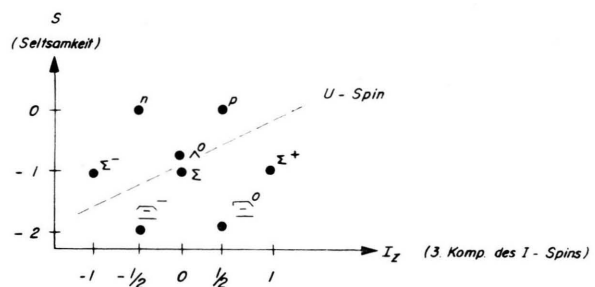
In this report we try to summarize the present status of knowledge about the magnetic moment of hyperons, describing the method of measurements and reviewing the results obtained in various high-energy laboratories.

Einem Teilchen mit dem Spin  $\frac{1}{2}\hbar$ , der Ladung  $e$  und der Masse  $m$  ist nach der DIRACschen Theorie ein magnetisches Moment  $\mu = e\hbar/mc$  zugeordnet. Sehr genaue Messungen bestätigen diese Vorhersage für das Elektron und Müon bis auf Korrekturen kleiner als 1%. Das magnetische Moment des Protons ergab den 2,79-fachen Wert des erwarteten Kernmagnetons  $\mu_K$  und für das Neutron wurde der Wert  $-1,95\mu_K$  gefunden. Diese „Anomalie“ wird als Beitrag der virtuellen Mesonen zu dem magnetischen Moment des „nackten“ Nukleons erklärt.

Eine „Anomalie“ des magnetischen Momentes der Hyperonen wurde erwartet. Voraussagen beruhen einerseits auf Berechnungen<sup>1</sup> der Anomalie als Folge der Wechselwirkung der Baryonen mit dem Feld der  $\pi$ - und K-Mesonen, andererseits enthält das Schema der unitären Symmetrien<sup>2</sup> die Vorhersage der Verhältnisse der magnetischen Momente der Baryonen. So ergibt sich für das Verhältnis der magnetischen Momente<sup>3</sup> von Neutron und Proton in  $SU_6$   $-2/3$  in guter Übereinstimmung mit dem Experiment. Die Voraussagen der unitären Symmetrien begründen sich darauf, daß

1. die elektromagnetische Wechselwirkung den U-Spin (Abb. 1) streng erhält, und
2. die Summe aller magnetischen Momente im Oktett der Baryonen gleich Null ist.

In Tab. 1 sind die nach  $SU_3$  und  $SU_6$  sich ergebenden Werte zusammengestellt.



BARYONEN - OKTETT

\* H. H. WILLS, Physics Laboratory, University of Bristol.

<sup>1</sup> W. G. HOLLADAY, Phys. Rev. **115**, 1331 [1959].

<sup>2</sup> Siehe z. B.: A. SALAM, Symmetry of Strong Interactions, Conf. of High Energy Physics, Dubna 1964.

<sup>3</sup> B. SAKITA, Phys. Rev. Letters **13**, 643 [1964]. — M. A. B. BÉG, B. W. LEE u. A. PAIS, Phys. Rev. Letters **13**, 514 [1964].