

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.

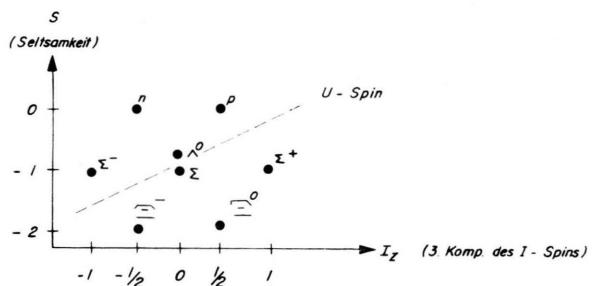
In this report we try to summarize the present status of knowledge about the magnetic moment of hyperons, describing the method of measurements and reviewing the results obtained in various high-energy laboratories.

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  $\text{SU}_6$   $-2/3$  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  $\text{SU}_3$  und  $\text{SU}_6$  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].



Dieses Werk wurde im Jahr 2013 vom Verlag Zeitschrift für Naturforschung in Zusammenarbeit mit der Max-Planck-Gesellschaft zur Förderung der Wissenschaften e.V. digitalisiert und unter folgender Lizenz veröffentlicht: Creative Commons Namensnennung-Keine Bearbeitung 3.0 Deutschland Lizenz.

Zum 01.01.2015 ist eine Anpassung der Lizenzbedingungen (Entfall der Creative Commons Lizenzbedingung „Keine Bearbeitung“) beabsichtigt, um eine Nachnutzung auch im Rahmen zukünftiger wissenschaftlicher Nutzungsformen zu ermöglichen.

This work has been digitized and published in 2013 by Verlag Zeitschrift für Naturforschung in cooperation with the Max Planck Society for the Advancement of Science under a Creative Commons Attribution-NoDerivs 3.0 Germany License.

On 01.01.2015 it is planned to change the License Conditions (the removal of the Creative Commons License condition "no derivative works"). This is to allow reuse in the area of future scientific usage.

Baryon	Voraussage der unitären Symmetrien $SU_3$ und $SU_6^a$	$SU_6^b$ ( $\mu$ relativ zu $\mu(p)$ )	Magnetisches Moment <sup>c</sup> in Einh. $\mu_K$	mit korrekt. $m_p/m_B$
p	$\mu(n) = -\frac{2}{3}\mu(p)$	1	<b>2,793</b>	2,793
n		$-\frac{2}{3}$	-1,86	-1,86
$\Lambda^0$	$\mu(\Lambda^0) = \frac{1}{2}\mu(n)$	$-\frac{1}{3}$	-0,93	-0,78
$\Sigma^0$	$\mu(\Sigma^0) = -\frac{1}{2}\mu(n)$	$\frac{1}{3}$	0,93	0,74
$\Sigma^+$	$\mu(\Sigma^+) = \mu(p)$	1	2,79	2,20
$\Sigma^-$	$\mu(\Sigma^-) = -\mu(n) - \mu(p)$	$-\frac{1}{3}$	-0,93	-0,73
$\Xi^0$	$\mu(\Xi^0) = \mu(n)$	$-\frac{2}{3}$	-1,86	-1,33
$\Xi^-$	$\mu(\Xi^-) = \mu(\Sigma^-)$	$-\frac{1}{3}$	-0,93	-0,66

<sup>a</sup> Siehe Ref. <sup>2</sup>.<sup>b</sup> Nach Ref. <sup>3</sup>.<sup>c</sup> Die absoluten Werte für das magnetische Moment sind berechnet mit dem experimentellen Wert für das Proton.

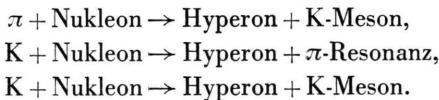
Tab. 1.

## I. Prinzip der Messungen

Die kurze Lebensdauer der Hyperonen (in der Größenordnung von  $10^{-10}$  sec) und die verhältnismäßig kleinen Produktionsraten zwingen zu besonderen Meßmethoden. Das in allen Messungen angewandte Prinzip ist 1956 von GOLDHABER <sup>4</sup> vorgeschlagen worden. Es beruht auf den folgenden drei Voraussetzungen:

### 1. Die Hyperonen müssen polarisiert sein

In starken Wechselwirkungen werden Hyperonen erzeugt, die senkrecht zu ihrer Produktionsebene polarisiert sind, wenn nicht mehr als zwei Teilchen entstehen. Deshalb sind polarisierte Hyperonen nahe der Schwellenenergie in den folgenden Reaktionen zu erwarten:



In den beiden ersten Reaktionen werden Hyperonen mit der Seltsamkeit  $S = -1$  erzeugt, in der letzten Hyperonen mit  $S = -2$ , wenn das einfallende und erzeugte K-Meson entgegengesetztes Vorzeichen der Seltsamkeit haben.

### 2. Die ausgerichteten Spins der Hyperonen müssen durch eine äußere Kraft gedreht werden

In einem Magnetfeld, mit Kraftlinien senkrecht zur Polarisationsrichtung der Hyperonen, werden die Spins um den Winkel  $\varphi_0$  gedreht, der proportional

<sup>4</sup> M. GOLDHABER, Phys. Rev. **101**, 1828 [1956].

zu dem magnetischen Moment  $\mu$  ist.

$$\varphi_0 = \mu \frac{e}{m c^2} \cdot \frac{H l}{\beta} \quad (1)$$

für  $\beta =$  Geschwindigkeit des Hyperons/ $c \approx 1$  und  $m = m_p$  folgt  $e/m c^2 = 18,3^\circ/\text{Mega-Gauß} \cdot \text{cm} \cdot \mu_K$ .

Da die Hyperonen infolge ihrer kurzen Lebensdauer nur eine Strecke  $l$  von wenigen cm im Magnetfeld  $H$  durchlaufen, müssen extrem hohe Felder angewandt werden, um Drehwinkel von einigen 10 Grad zu erhalten.

### 3. Die Richtung des Spins muß beim Zerfall des Hyperons beobachtbar sein

Die wesentliche Zerfallsart ist bei den meisten Hyperonen eine schwache Wechselwirkung. Die Winkelverteilung der Zerfallsteilchen ist dann infolge der Paritätsverletzung asymmetrisch bezüglich der Ebene, die normal zu der Spinpolarisation der Hyperonen liegt. Der Zerfall der Hyperonen kann deshalb als Analysator für den mittleren Drehwinkel  $\varphi_0$  benutzt werden.

In Abb. 2 ist diese Methode für ein einzelnes Hyperon dargestellt. Die Winkelverteilung der Zerfallsteilchen einer Probe von Hyperonen mit dem Impuls  $\mathbf{p}$  ist im Ruhesystem des Hyperons

$$dN \sim (1 + k \alpha P \cos \varphi) d\varphi, \quad (2)$$

$k$  ist eine vom Experiment abhängige geometrische Konstante. Mit  $P$  ist der Grad der Polarisation bezeichnet,  $\varphi$  ist der mittlere Winkel zwischen der Richtung der Zerfallsteilchen (in die Ebene  $(\mathbf{P}, \mathbf{p})$  projiziert) und der Polarisation  $\mathbf{P}$  der Hyperonen. Der Asymmetrieparameter  $\alpha$  ist eine Konstante, die charakteristisch für den Zerfall eines Hyperons ist.

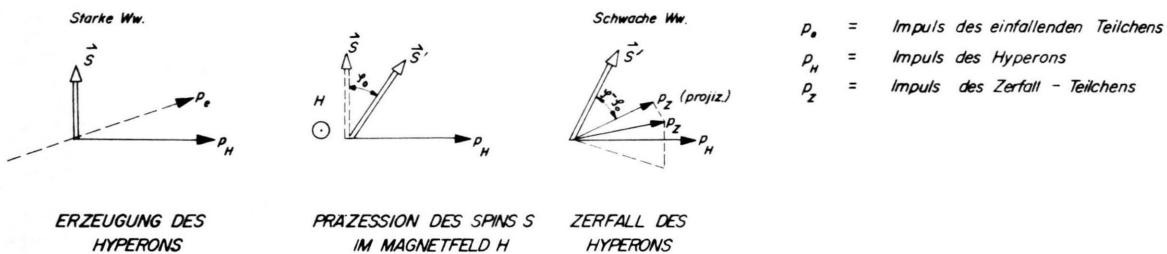
$$\alpha = \frac{2 \operatorname{Re}(S^* P)}{|S|^2 + |P|^2} \quad (3)$$

mit den Amplituden  $S$  und  $P$  für den Zerfall des Hyperons im  $s$ - oder  $p$ -Zustand.

Die Winkelverteilung der Zerfallsteilchen, die ein Magnetfeld durchlaufen haben, ist

$$dN \sim (1 + k \cdot \alpha P \cos(\varphi \pm \varphi_0)) d\varphi, \quad (4)$$

da im Magnetfeld die Polarisationsrichtung der Hyperonen um den Winkel  $\varphi_0$  gedreht wurde. Aus der Phasendifferenz der beiden Winkelverteilungen (2) und (4) kann  $\varphi_0$  bestimmt werden. In den meisten Experimenten wurde jedoch  $\varphi_0$  aus den beiden Winkelverteilungen ermittelt, die den entgegengesetzten Feldrichtungen ( $\pm H$ ) entspricht.



Die beschriebene Meßmethode setzt voraus, daß  $\alpha P \neq 0$  ist. In Tab. 2 ist der experimentell bestimmte Asymmetrieparameter  $\alpha$  für die verschiedenen Zerfälle der Hyperonen aufgeführt.

Hyperon	Zerfall	Häufigkeit (%)	$\alpha$
$\Lambda^0 \rightarrow$	$p + \pi^-$ $n + \pi^0$	66,3 33,6	$0,659 \pm 0,047$ $\sim 0,6^6$
$\Sigma^+$	$p + \pi^0$ $n + \pi^+$	51 49	$-0,79 \pm 0,09$ $-0,05 \pm 0,08$
$\Sigma^0$	$\Lambda^0 + \gamma$	100	—
$\Sigma^-$	$n + \pi^-$	100	$-0,16 \pm 0,21$
$\Xi^0$	$\Lambda^0 + \pi^0$	$\sim 100$	$-0,34 \pm 0,12$
$\Xi^-$	$\Lambda^0 + \pi^-$	$\sim 100$	$-0,41 \pm 0,46$

Tab. 2<sup>5</sup>.

Da der Parameter  $\alpha$  für den Zerfall des  $\Sigma^-$ -Hyperons etwa Null ist, eignet sich diese Methode zur Messung des magnetischen Momentes des  $\Sigma^-$ -Hyperons nicht. Ebenso versagt die Methode bei dem  $\Sigma^0$ -Hyperon, da sein Zerfall eine elektromagnetische Wechselwirkung ist.

## II. Ergebnis der Messungen

Fünf Messungen zur Bestimmung des magnetischen Moments des  $\Lambda^0$ -Hyperons liegen bis heute vor (Tab. 3). In den verschiedenen Experimenten wurden als Detektor alle visuellen Techniken der Hochenergiephysik angewandt, Funken- und Blasenkammer, Kernemulsionen und Diffusionskammer. Der statistische Fehler  $\delta \mu$  ist in allen Messungen

$$\delta \mu \sim \frac{1}{\sqrt{N} \int H \, dl}$$

und verringert sich proportional mit zunehmendem Feld  $H$ , aber nur mit der Wurzel aus der Ereigniszahl  $N$ . Die Ergebnisse mit dem kleinsten Fehler wurden mit der Funkenkammer<sup>11</sup> und den Kernemulsionen<sup>10</sup> erhalten, während das Blasenkammerergebnis<sup>9</sup> trotz der großen Zahl der Ereignisse mit größerem Fehler behaftet ist infolge des begrenzten Magnetfeldes.

In allen Experimenten wurde eine Probe der  $\Lambda^0$ -Hyperonen durch kinematischen Test, und „ $x^2$ -fits“ ausgewählt. Die Reinheit der  $\Lambda^0$ -Probe wurde geprüft entweder durch einen Lebensdauertest<sup>7, 11</sup> oder mit dem Test der invarianten Masse<sup>10</sup> für das  $\Lambda^0$ -Hyperon.

Der Untergrund ist in den verschiedenen Detektoren recht unterschiedlich. Elektronenpaare mit einer dem  $\Lambda^0$  ähnlichen Kinematik können Anlaß zur Verwechslung mit  $\Lambda^0$  in den Funkenkammern geben, da die Spuren keine Ionisationsunterschiede aufweisen. In den Emulsionen dagegen sammeln sich während der Exposition „zwei-prong-Sterne“ an, die von Neutronen gebildet werden. In einigen Fällen können diese Ereignisse  $\Lambda^0$ -Zerfälle vortäuschen.

Der gewichtete Mittelwert aus allen fünf Experimenten ergibt

$$\mu_{\Lambda^0} = (0,73 \pm 0,17) \mu_K.$$

Dieses Ergebnis ist in seinen Fehlergrenzen in Übereinstimmung mit den Voraussagen der unitären Symmetrien. Ein genauereres Resultat wäre wünschenswert, um einerseits die Grenzen und Korrekturen der theoretischen Vorstellung kennenzulernen, und andererseits auf die Struktur des  $\Lambda^0$ -Hyperons schließen zu können. Ein weiteres Experiment<sup>14</sup>, das einen wesentlich kleineren Fehler anstrebt, ist im CERN in Vorbereitung.

Die beiden Experimente zur Bestimmung des magnetischen Momentes des  $\Sigma^+$ -Hyperons haben zu

<sup>5</sup> A. H. ROSENFELD, A. BARBARO-GALTIERI, W. H. BARKAS, P. L. BASTIEN, J. KIRZ u. M. Roos, UCRL 8030 [1965].

Teilchen	Erzeugung	Detektor	$\int H \, dl$ kG · cm	Zahl der ausgewählten Ereignisse	$\mu^*$ (in Einh. $\mu_K$ )	Ref.
$\Lambda^0$	$\pi^+ + n(Be) \rightarrow \Lambda^0 + K^+$	K <sup>+</sup> -trigger Funkenkammer	540	254	$-1,5 \pm 0,5$	7
	$\pi^- + p(LiH) \rightarrow \Lambda^0 + K^0$	Diffusions-Nebelkammer	1420	20	$0 \pm 0,6$	8
	$\pi^- + p \rightarrow \Lambda^0 + K^0$	H <sub>2</sub> -Blasenkammer	~ 200	8553	$-1,39 \pm 0,72$	9
	$\pi^- + p(CH_2) \rightarrow \Lambda^0 + K^0$	Kernemulsionen	1500	151	$-0,5 \pm 0,28$	10
	$\pi^+ + n(Be) \rightarrow \Lambda^0 + K^+$	K <sup>+</sup> -trigger Funkenkammer	450	2220	$-0,77 \pm 0,27$	11
$\Sigma^+$	$\gamma + p(CH_2) \rightarrow \Sigma^+ + K^0$ $\pi^+ + p(CH_2) \rightarrow \Sigma^+ + K^+$	Kernemulsionen K <sup>+</sup> -trigger Funkenkammer	750 —	24 ~ 1000	$4,3 \pm 1,5$ $2,0 \pm 1,0$	12 13

\* Der angegebene Fehler entspricht einem Wert zwischen 0,1 und 1/e in den von den Autoren benutzten „likelihood-Funktionen“. In Ref. <sup>10</sup> ist der angegebene Fehler (1/e) gleich dem statistischen Fehler.

Tab. 3.

große Fehler, um mehr als über das Vorzeichen der Anomalie auszusagen. Weitere Messungen sind abzuwarten. Ein Experiment <sup>15</sup> mit Kernemulsionen wird z. Zt. bei CERN ausgewertet.

Experimente zur Bestimmung der magnetischen Momente der  $\Xi$ -Hyperonen werden in BNL <sup>16</sup> vorbereitet.

Das CERN- $\Lambda^0$ -Experiment <sup>10</sup> war in Zusammenarbeit mit den Emulsionsgruppen von Bristol, Lausanne und München unternommen worden. Die Spu-

len und die Anlage des gepulsten Magneten sind in Ref. <sup>17</sup> und <sup>18</sup> beschrieben.

Im CERN- $\Sigma^+$ -Experiment <sup>15</sup> hat sich die Emulsionsgruppe von Rom den oben erwähnten Laboratorien angeschlossen. Für dieses Experiment wurde eine Spule aus Aluminium-Spiralen (isoliert mit Aluminiumoxyd) bei 200 kG für mehrere 10 000 Pulse benutzt. In der Spule (Innen  $\varnothing$  7,5 cm, Länge 15 cm) befand sich die Target aus flüssigem Wasserstoff und die als Detektoren verwandten Emulsionen.

<sup>6</sup> B. CORK, L. KERTH, W. A. WENZEL, J. W. CRONIN u. R. L. COOL, Phys. Rev. **120**, 1000 [1960].

<sup>7</sup> R. L. COOL, E. W. JENKINS, T. F. KYCIA, D. A. HILL, L. MARSHALL u. R. A. SCHLUTER, BNL 6121 sowie Phys. Rev. **127**, 2223 [1962].

<sup>8</sup> W. KERNAN, T. B. NOVEY, S. D. WARSHAW u. A. WATTENBERG, Int. Conf. on High Energy Physics CERN 1962.

<sup>9</sup> J. A. ANDERSON u. F. S. CRAWFORD, UCRL 1127 (Abstract) 1964.

<sup>10</sup> G. CHARRIERE et al., CERN-Lausanne-Bristol-München-Collaboration, Phys. Letters **15**, 66 [1965].

<sup>11</sup> D. A. HILL, K. K. LI, E. W. JENKINS, T. F. KYCIA u. H. RUDERMAN, Phys. Rev. Letters **15**, 85 [1965].

<sup>12</sup> A. D. McINTRUFF u. C. E. ROOS, Phys. Rev. Letters **13**, 246 [1964].

<sup>13</sup> E. D. PLATNER, V. COOK, T. E. EWART, G. E. MASEK u. J. R. ORR, Meeting of the Am. Phys. Soc., New York 1965; R. W. WILLIAMS, private Mitteilung.

<sup>14</sup> Emulsion Group CERN, private Mitteilung.

<sup>15</sup> Emulsion Group CERN, private Mitteilung.

<sup>16</sup> R. L. COOL, private Mitteilung.

<sup>17</sup> E. BRAUNERSREUTHER, J. COMBE, L. HOFFMANN u. M. MORPURGO, CERN-Report 62-7. — L. HOFFMANN u. M. MORPURGO, Nucl. Instr. and Meth. **20**, 489 [1963].

<sup>18</sup> PH. ROSSELET, Nucl. Instr. and Meth. **20**, 487 [1963].