



AKADEMIE DER WISSENSCHAFTEN DER DDR

ZENTRALINSTITUT FÜR KERNFORSCHUNG
ROSSENDORF BEI DRESDEN

ZfK-510

JAHRESBERICHT 1982

Bereich Kernbrennstoffforschung

Herausgeber: Prof. Dr. D. Nebel

Verantwortl. Redakteur: Dr. sc. H. Kelm

Redaktionskollegium: Dr. R. Eichler, Dr. M. Henke,
Prof. Dr. S. Niese, Prof. Dr. T. Reetz,
Dr. sc. H. Steinkopff

Techn. Redaktion: A. Heinze, I. Lippmann

Oktober 1983

ISSN 0138-2950

4.20. ZUR BERECHNUNG DER MAGNETISCHEN DIPOLMOMENTE DER NUKLEONEN UND EINFACHER ATOMKERNE

G. Schäfer

Zentralinstitut für Kernforschung, Rossendorf, Bereich KB

Die Neutronenaktivierungsanalyse hat sich in vielfältigster Weise mit Elementarteilchen und Atomkernen auseinanderzusetzen. So werden z.B. Kenntnisse über Kernreaktionen, über die Wechselwirkungsprozesse von γ -Quanten sowie auch Kenntnisse über die Zusammensetzung der Höhenstrahlung und ihre Wirkung auf den Nachweis von Spurenelementgehalten benötigt. Aus der Beschäftigung mit der intensivsten Komponente der Höhenstrahlung, den μ -Mesonen, entstanden interessante Fragestellungen und Lösungen, die die Elementarteilchenphysik und die Kernphysik betreffen.

Die Nukleonen besitzen anomale magnetische Dipolmomente, die auf eine innere Struktur der Teilchen hinweisen. Nur die magnetischen Dipolmomente des Elektrons und des μ -Mesons werden exakt durch eine Theorie, die Quantenelektrodynamik, beschrieben. Es wird deshalb der Versuch unternommen, die Nukleonenmomente aus dem Moment des μ -Mesons abzuleiten, indem quarkähnliche Strukturen gebildet werden, die ein ungepaartes μ -Meson enthalten. Die magnetischen Dipolmomente der Nukleonen und Atomkerne stellt man in Einheiten des Kernmagnetons μ_K dar. Für punktförmige Dirac-Teilchen sollte gelten:

$$\mu_K^u = \frac{e \hbar}{2 m_p \cdot c} \quad (1)$$

d.h.

$$\mu_p^u = \frac{e \hbar}{2 m_p \cdot c} = 1 \mu_K \quad (2)$$

$$\mu_n^u = \frac{e \hbar}{2 m_p \cdot c} = 0 \mu_K \quad (3)$$

Aus der SU(6)-Symmetrie [1] und mit Hilfe der Quarktheorie (z.B. [2]) ist es möglich, das Verhältnis $\frac{\mu_p}{\mu_n}$ zu bestimmen. Die Quarks werden als punktförmige Objekte betrachtet, die sich nichtrelativistisch im Baryon bewegen. Aus der Vektorsumme der magnetischen Momente der Quarks erhält man das Verhältnis $\frac{\mu_p}{\mu_n}$, wenn die Massen der Quarks u und d gleichgesetzt werden.

Eine Übersicht in Tab. 3 zeigt den Vergleich von theoretischen und experimentellen Werten der magnetischen Dipolmomente der Nukleonen. Offensichtlich ist die Definition des Kernmagnetons nicht geeignet, die magnetischen Momente der Nukleonen zu erklären.

Es wird ein triviales nichtrelativistisches Mesonenmodell der Nukleonen entwickelt. Analog zum Kernaufbau mit ganzzahligen Nukleonen werden die Nukleonen aus π -Mesonen, den Wechselwirkungsquanten der Kernkraft, und μ -Mesonen, den Teilchen, die den Nukleonenspin und die magnetischen Dipolmomente erzeugen sollten, zusammengesetzt. Die Schwierigkeiten, die mit dem μ -Meson als eventueller Kernbaustein entstehen, werden hier nicht diskutiert. Wir benutzen die Spinquantenzahl $I = 1/2$ für das Isospinduplett der Nukleonen als Ordnungsprinzip. Von allen Möglichkeiten des Aufbaus der Nukleonen aus einer Anzahl geladener Pionen und μ -Mesonen wählen wir nur die zwei Varianten mit kleinstmöglicher positiver Differenz zur Nukleonenruhmasse und ungerader Zahl von μ -Mesonen aus.

Man findet leicht, daß

$$6 \cdot m_\pi + 1 m_\mu \approx 3 m_\pi + 5 m_\mu \quad (4)$$

Mit $m_{\pi^+} = m_{\pi^-} = 139.6$ MeV und $m_{\mu^+} = m_{\mu^-} = 105.66$ MeV erhält man:

Variante 1: $6 m_\pi + 1 m_\mu = 943.26$ MeV

Variante 2: $3 m_\pi + 5 m_\mu = 947.10$ MeV

Die Ruhmassen von Proton und Neutron betragen: $m_{o_p} = 938.28$ MeV; $m_{o_n} = 939.57$ MeV .

Beide Varianten besitzen einen halbzahligen Spin. Die Variante 2 enthält eine gerade Anzahl von Ladungen, so daß wir sie dem Neutron zuordnen mit der Aussicht, daß sich die Ladungen kompensieren mögen. Variante 1 sollte das Proton darstellen.

Verwenden wir die für Kerne gebräuchliche Art der Ermittlung von Bindungsenergien, so erhalten wir für die Nukleonen:

$$E_{B_p} \approx 5.00 \text{ MeV}$$

$$E_{B_n} \approx 7.55 \text{ MeV},$$

wobei beim Zerfall des Neutrons insgesamt 3.84 MeV entstehen und ca. $\frac{1}{3}$ der Zerfallsenergie frei wird. Die Umwandlung des Neutrons in ein Proton ergibt sich nach dem Modell aus einer Umwandlung von 4 μ -Mesonen in 3 Pionen unter Freisetzung eines Elektrons und eines Elektronenantineutrinos.

Mit den genannten Mesonen kann man für jedes Nukleon 3 Unterstrukturen bilden, so daß eine gewisse Ähnlichkeit mit der Quarktheorie entsteht (Tab. 1).

Tabelle 1
Die Q-Strukturen der Nukleonen

Zahl der μ \ / Zahl der π	0	1	2	Nukleon
1	-	Q_1	Q_3	$Q_1 + 2Q_3 \hat{=} n$
2	Q_2	Q_4	-	$2Q_2 + Q_4 \hat{=} p$
Charakter	Boson	Fermion	Boson	Fermion

Aus der Summe der in den Zeilen und Spalten enthaltenen Mesonen setzen sich die Q-Strukturen zusammen.

Die Nukleonen besitzen jeweils zwei gleiche Q-Strukturen, die dritten Strukturen mit den Spin $\frac{1}{2}$ -Werten werden in der Lage sein, ein magnetisches Dipolmoment zu bilden, da sie ein ungepaartes μ -Meson enthalten. Einige Eigenschaften der vier verschiedenen Q-Strukturen sind aus der Tab. 2 zu entnehmen.

Tabelle 2
Einige Eigenschaften der Q-Strukturen

Struktur	Masse [MeV]	ganzzahlige Ladung (gerade/ungerade)	Spin (halbzahlig/ganzzahlig)
Q_1	245.26	gerade	halbzahlig
Q_2	279.20	gerade	ganzzahlig
Q_3	350.92	ungerade	ganzzahlig
Q_4	384.86	ungerade	halbzahlig

Aus (1) ergibt sich die Definition eines Q-Dipolmomentes, wobei Punktförmigkeit der Q-Struktur angenommen wird.

$$\mu_Q = \frac{e \hbar}{2 m_Q \cdot c} = \frac{m_p}{m_Q} \mu_K \quad (5)$$

Mit den Strukturen Q_1 und Q_4 erhält man die Massenverhältnisse:

$$\frac{m_p}{m_{Q_1}} = 3.8256 \quad \text{und} \quad \frac{m_p}{m_{Q_4}} = 2.4380 \quad (6) \quad (7)$$

und man erkennt, daß das magnetische Dipolmoment des Neutrons sich berechnen läßt aus:

$$\mu_n = -\gamma_2 \mu_{Q_1} = -\gamma_2 \cdot \frac{m_p}{m_{Q_1}} \mu_K = -1.9128 \mu_K \quad (8)$$

Das Neutronenmoment ist das halbe Spinmoment der Q_1 -Struktur im Diracschen Sinne oder anders ausgedrückt $g_{Q_1} = 2g_n = 7.651$. Das Protonenmoment findet man aus der Summe der zwei Q-Dipolmomente μ_{Q_1} und μ_{Q_4} :

$$\begin{aligned} \mu_p &= (g_{Q_1} + g_{Q_4}) \mu_K \quad \text{mit} \quad g_{Q_4} = -\frac{2 m_p}{m_{Q_4}} \\ \mu_p &= (7.651 - 4.876) \mu_K = 2.775 \mu_K \end{aligned} \quad (9)$$

Die zwei Terme in (9) weisen darauf hin, daß es sich um ein Spin- und ein Bahnmoment handeln könnte. Wir formen deshalb um und führen ein:

$$\begin{aligned} g_{s_p} &= 2g_{Q_1} = 4g_{s_n} & g_{l_p} &= g_{Q_4} \\ I_p &= \gamma_2 & l_p &= 1 \end{aligned} \quad (10)$$

$$\begin{aligned} g_p &= g_{s_p} + 2g_{l_p} \\ \mu_p &= (I_p \cdot g_{s_p} + l_p \cdot g_{l_p}) \mu_K \\ \mu_p &= (\gamma_2 \cdot 15.303 - 4.876) \mu_K \end{aligned} \quad (11)$$

Die Struktur Q_4 erzeugt offensichtlich Spin- und Bahnmomente, die Bahnmomente lassen sich in Vielfachen von $\frac{m_p}{m_{Q_4}}$ darstellen. Die Struktur Q_1 , die nicht explizit im Protonenmodell erscheint, erzeugt nur Spinmomente, die sich als Vielfache von $\frac{m_p}{m_{Q_1}}$ ergeben. Für eine exakte Analyse müßten die Quantenzahlen der Q-Strukturen ermittelt werden.

Tabelle 3

Vergleich von theoretischen und experimentellen Werten der magnetischen Dipolmomente der Nukleonen in μ_K

	μ_{Dirac}	$\mu_{\text{SU}(6)}$	μ_{Quark}	$\mu_{\text{Mesonen-Modell(MM)}}$	$\mu_{\text{exp.}}$	$\frac{\mu_{\text{exp.}} - \mu_{\text{MM}}}{\mu_{\text{MM}}}$
Proton	1.00	-	-	+2.7750	+2.7928	$+6.4 \cdot 10^{-3}$
Neutron	0.00	-	-	-1.9128	-1.9131	$+1.6 \cdot 10^{-4}$
$\frac{\mu_p}{\mu_n}$	-	-1.50	-1.50	-1.4507	-1.4598	$+6.3 \cdot 10^{-3}$

Die Übereinstimmung ist ohne Korrekturen gut. Bei der Darstellung der magnetischen Dipolmomente der Kerne muß sich zeigen, ob das Modell allgemeinere Gültigkeit besitzt. Das Deuteronendipolmoment wird aus dem Neutronspinmoment und den zwei Protonenteilmomenten gebildet. Es wird davon ausgegangen, daß das Deuteron einen Spintriplettzustand mit dem Spin $I = 1$ einnimmt, was bedeutet, daß die Spins parallel ausgerichtet sind (z.B. in einer Vorzugsrichtung, der z-Achse). Da beim Neutron Spin und Moment antiparallel stehen, ergibt sich für das magnetische Dipolmoment des Deuterons:

$$\mu_d = (7.651 - 4.876 - 1.9128) \mu_K \quad (12)$$

$$\begin{aligned} \mu_d &= 0.862 \mu_K \\ \mu_{d_{\text{exp}}} &= 0.857 \mu_K \end{aligned} \quad [3]$$

Für die 3-Nukleonensysteme werden die Einteilchenkonfigurationen benutzt. Das bedeutet, daß die Kernmomente die Größe eines einzelnen Nukleonmomentes besitzen.

Mit den gemessenen Kern-g-Faktoren

$$\begin{array}{lll} g_{1p} = 1 & g_{sp} = 5.58 & \text{für das Proton} \\ g_{1n} = 0 & g_{sn} = -3.82 & \text{für das Neutron} \end{array} \quad (13)$$

erhält man für den ^3H -Kern das Protonenmoment und für den ^3He -Kern das Neutronenmoment. Die Differenzen zwischen experimentellen und theoretischen Werten betragen ca. 0.2 Kernmagnetonen.

Der Spin $I = 1/2$ der zwei Kerne ^3H und ^3He deutet darauf hin, daß zwei Nukleonenspins parallel stehen und der dritte Spin antiparallel dazu, d.h., es existieren eine Singulett- und eine Triplettsbindung. Die Singulettbindung hebt die beiden beteiligten Spins auf, der übrigbleibende Nukleonenspin bestimmt den Kernspin. Da es keinen Erhaltungssatz für magnetische Momente gibt, ist es möglich, daß das Gesamtmoment für ein Nukleonenspinpaar stark modifiziert werden kann, wenn sich die Kopplungsteilchen innerhalb der Reichweite der Wechselwirkung befinden [5]. Die mit den Spins verknüpften magnetischen Momente können also verschwinden.

Es kann gezeigt werden, daß mit den aus dem Mesonenmodell abgeleiteten g-Faktoren:

$$\begin{array}{lll} g_{1p} = -4.876 & g_{sp} = 15.303 & \text{für das Proton} \\ g_{1n} = 0 & g_{sn} = -3.826 & \text{für das Neutron} \end{array} \quad (14)$$

die Systeme $A = 3$ unter Verwendung der für leichte Kerne gültigen LS-Kopplung bei gleichzeitiger Inanspruchnahme der Aufhebung der an einer Singulettbindung beteiligten Dipolmomente berechnet werden können. Für den Tritiumkern verbleiben nach Kompensation eines Neutronenspinmomentes und des Protonenspinmomentes nur noch zwei Momente:

$$\begin{aligned} \Sigma L &= n_1 \cdot l \cdot g_{1p} = 1 \cdot 1 \cdot (-4.876) = -4.876 \\ \Sigma S &= n_s \cdot I \cdot g_{sn} = 1 \cdot 1/2 \cdot (-3.826) = -1.913 \\ \mu_{^3\text{H}} &= (-\Sigma L + \Sigma S) \mu_K = (4.876 - 1.913) \mu_K \\ \mu_{^3\text{H}} &= 2.963 \mu_K \\ \mu_{^3\text{H}_{\text{exp}}} &= 2.979 \mu_K \end{aligned} \quad [3]$$

Das Protonenbahnmoment zeigt in Richtung der z-Achse. Der ^3He -Kern besitzt insgesamt fünf Teilmomente, nach Kompensation verbleiben drei Teilmomente:

$$\begin{aligned} \Sigma L &= n_1 \cdot g_{1p} \cdot l = 2 \cdot (-4.876) \cdot 1 = -9.752 \\ \Sigma S &= n_s \cdot g_{sp} \cdot I = 1 \cdot 15.303 \cdot 1/2 = 7.651 \\ \mu_{^3\text{He}} &= (\Sigma L + \Sigma S) \mu_K = (-9.752 + 7.651) \mu_K \\ \mu_{^3\text{He}} &= -2.101 \\ \mu_{^3\text{He}_{\text{exp}}} &= -2.127 \end{aligned} \quad [3]$$

Das Protonenspinmoment zeigt in Richtung der z-Achse.

Mit diesem Nukleonenmodell, das nur geladene π^- - und μ^- -Mesonen enthält, sind quarkähnliche Strukturen denkbar, deren magnetische Dipolmomente als Einheiten für die Quantelung der Momente der Nukleonen und einfachster Kerne auftreten. Die Anwesenheit nichtstark wechselwirkender Teilchen im Nukleon ist von der Theorie her problematisch. Das zur Leptonenfamilie gehörende μ^- -Meson ohne wesentlichen anomalen Beitrag zum magnetischen Moment sollte nur an schwachen und elektromagnetischen Wechselwirkungen teilnehmen. Aus dem Modell ist vorstellbar, daß die μ^- -Mesonen letztendlich die magnetischen Momente der Nukleonen hervorrufen sowie für die Instabilität des Neutrons verantwortlich sind. Eine interessante Darstellung des β -Zerfalls als Umwandlung von μ^- -Mesonen in π^- -Mesonen ist möglich. Die Kopplungskonstanten für die Fermi-Wechselwirkung des μ^- -Mesons und des Nukleons sind nahezu gleich. Die Strukturen Q_1 und Q_4 , die für die Generierung der Momente in Frage kommen, sollten sich im Singulettzustand gegenüberstehen und einen Platzwechsel eines μ^- -Mesons möglich machen, der zu einem gepaarten μ^- -Meson-Zustand führt mit der Aufhebung der magnetischen Spinmomente. Dieser Platzwechsel führt zu einem Ladungsaustausch, das Proton, d.h. die Struktur Q_4 , gibt das μ^+ -Meson ab und wird neutral, das Neutron, d.h. die Struktur Q_1 , nimmt das μ^+ -Meson auf und geht in den positiven Ladungszustand über. Solche Vorgänge werden in der Hülle angetroffen und rein formal für die Kerne in den Austauschwechselwirkungen angenommen. Die Rolle des μ^- -Mesons überhaupt könnte damit erklärt werden.

L i t e r a t u r

- [1] Bég, M.A.B. et al., Phys. Rev. Letters 13 (1964) 514
- [2] Lanius, K.: Physik der Elementarteilchen. Berlin: Akademie-Verl. 1981
- [3] Lederer, C.M., V.S. Shirley (Eds.): Table of Isotopes. 7. Edition. New York: John Wiley & Sons 1978
- [4] Codata-Bericht 1973 u. Empfehlungen der IUPAP (Dokument U.I.P20 1978)
- [5] Bohr, A., B.R. Mottelson: Struktur der Atomkerne. Bd. I. Berlin: Akademie-Verl. 1975, S. 352