Zeitschrift: Helvetica Physica Acta
Band: 48 (1975)
Heft: 1

Artikel: Paritätsmischende Effekte in myonischen Atomen
Autor: Simons, L.M.
DOI: https://doi.org/10.5169/seals-114665

Nutzungsbedingungen
Die ETH-Bibliothek ist die Anbieterin der digitalisierten Zeitschriften auf E-Periodica. Sie besitzt keine Urheberrechte an den Zeitschriften und ist nicht verantwortlich für deren Inhalte. Die Rechte liegen in der Regel bei den Herausgebern beziehungsweise den externen Rechteinhabern. Das Veröffentlichen von Bildern in Print- und Online-Publikationen sowie auf Social Media-Kanälen oder Webseiten ist nur mit vorheriger Genehmigung der Rechteinhaber erlaubt. Mehr erfahren

Conditions d'utilisation
L'ETH Library est le fournisseur des revues numérisées. Elle ne détient aucun droit d'auteur sur les revues et n'est pas responsable de leur contenu. En règle générale, les droits sont détenus par les éditeurs ou les détenteurs de droits externes. La reproduction d'images dans des publications imprimées ou en ligne ainsi que sur des canaux de médias sociaux ou des sites web n'est autorisée qu'avec l'accord préalable des détenteurs des droits. En savoir plus

Terms of use
The ETH Library is the provider of the digitised journals. It does not own any copyrights to the journals and is not responsible for their content. The rights usually lie with the publishers or the external rights holders. Publishing images in print and online publications, as well as on social media channels or websites, is only permitted with the prior consent of the rights holders. Find out more

Download PDF: 02.07.2025

ETH-Bibliothek Zürich, E-Periodica, https://www.e-periodica.ch

Helvetica Physica Acta
Vol. 48, 1975.

Birkhäuser Verlag Basel

Paritätsmischende Effekte in myonischen Atomen

von **L. M. Simons**

CERN, Genf, Schweiz

(23. IX. 74)

Abstract. A new method of measuring parity violation effects in muonic atoms is presented. A theoretical calculation yields a forward–backward asymmetry of 10^{-5}–10^{-6}.

Seit in den letzten Jahren auf Grund von feldtheoretischen Untersuchungen der schwachen Wechselwirkung die mögliche Existenz von schwachen neutralen Strömen sehr in den Vordergrund theoretischen Interesses gerückt ist [1], hat es nicht an Versuchen gefehlt, auch eine experimentelle Evidenz aufzuzeigen. So könnten Ereignisse in der Gargamelle-Blasenkammer (CERN) und in einem Funkenkammerexperiment (N.A.L.) auf Neutrinoreaktionen hindeuten, die durch schwache neutrale Ströme induziert werden [2, 3]. Eine von dieser Art von Experimenten völlig abweichende Technik besteht in der Untersuchung gebundener Systeme wie elektronischer oder myonischer Atome. Da die Kopplung des neutralen Vektorbosons mit dem Elektron oder Myon und dem Kern paritätsverletzend ist, besteht die Möglichkeit, die Existenz neutraler Ströme durch Messung paritätsverletzender Effekte in myonischen oder elektronischen Atomen nachzuprüfen. Bis vor kurzem befassten sich Vorschläge und Messungen solcher Effekte mit elektronischen Atomen, nur waren die experimentellen Techniken in diesem Falle nicht empfindlich genug, um die theoretischen Vorhersagen zu überprüfen. Ein von M. A. Bouchiat und C. C. Bouchiat [4] vorgeschlagenes Experiment benützt allerdings ein Verfahren, welches Aussicht auf Erfolg zu haben scheint.

In einer neulich erschienenen Veröffentlichung von J. Bernabeu, T. E. O. Ericson und C. Jarlskog [5] sowie G. Feinberg und M. Y. Chen [6] wird auf die Möglichkeit hingewiesen, ähnliche Effekte wie in elektronischen Atomen, nämlich die Interferenzmischung von $M1$–$E1$-Uebergangsamplituden im $2s$–$1s$-Uebergang, in leichten myonischen Atomen zu messen. Die aus dieser Interferenzmischung resultierenden Messeffekte sind um 3 Grössenordnungen grösser als für elektronische Atome. Als störend für eine Messung erweist sich allerdings der vom $2s$–$1s$-Zweiphotonenübergang herrührende Untergrund, der im Bereich der $M1$-Uebergangslinie etwa hundertmal grösser ist als die Linie selbst. Weiterhin ist man zur Definition der Myonenpolarisation auf den Nachweis der zum $M1$ Uebergang koinzidenten Zerfallselektronen aus dem Myonenzerfall angewiesen. Wegen der langen Halbwertszeit muss man, um Intensitätsverluste zu vermeiden, auch das Zeitfenster der Koinzidenz entsprechend lang machen, wobei dann aber die Gefahr systematischer Fehler wie etwa Verfälschung der Myonenpolarisation besteht.

Die folgenden Ueberlegungen befassen sich mit einer bis jetzt noch nicht in Betracht gezogenen Interferenzmischung, die diese Schwierigkeiten nicht hat.

Theoretischer Hintergrund

Beim Vorhandensein einer paritätsverletzenden Wechselwirkung, beschrieben durch ein zum ungestörten Hamiltonoperator H_0 zusätzliches Potential $V^{\text{P.V.}}$ werden einem Zustand ψ_i paritätsfremde Zustände ψ_j beigemischt [7]. Der Gesamtzustand Ψ ergibt sich in Störungsrechnung zu:

$$\Psi = \psi_i + \sum_{j \neq i} \frac{\langle \psi_j | V^{\text{P.V.}} | \psi_i \rangle}{E_i - E_j} \psi_j; \quad V^{\text{P.V.}} \ll H_0$$

Im Falle der myonischen Atome genügt es, nur einen beimischenden Zustand zu betrachten:

$$\Psi_i = \psi_i + \frac{\langle \psi_j | V^{\text{P.V.}} | \psi_i \rangle}{E_i - E_j} \psi_j$$

$$= \psi_i + \eta \psi_j$$

Die Grösse $\eta = \langle \psi_j | V^{\text{P.V.}} | \psi_i \rangle / (E_i - E_j)$ wird Mischungsparameter genannt.

Der Mischungsparameter η und der daraus folgende Wert für $V^{\text{P.V.}}$ kann bestimmt werden durch Beobachtung eines paritätsverbotenen Uebergangs proportional η^2 oder durch Messung von Interferenzeffekten proportional zu η. Hier interessiert wegen der Kleinheit von η nur der zweite Fall, speziell die Messung der Vorwärts-Rückwärts-Asymmetrie A der von dem Zustand Ψ_i ausgehenden Multipolstrahlung bezüglich des Myonenspins. Diese lässt sich in guter Näherung schreiben als

$$A = C \cdot R \cdot P_\mu \cdot \eta.$$

Der Faktor C is abhängig von den Drehimpulsen des Anfangs- und Endzustandes. Es gilt $C \sim 1$. P_μ ist der Polarisationsgrad der Myonen.

$$R = \frac{\langle \| O_L \| \rangle}{\langle \| O'_{L'} \| \rangle}.$$

$\langle \| O_L \| \rangle$ ist das reduzierte Matrixelement für den regulären, $\langle \| O'_{L'} \| \rangle$ das für den irregulären = paritätsverletzenden Uebergang, der durch die Beimischung möglich wird. Im oben angeführten Fall der $M1$–$E1$-Mischung, die wegen $|E_i - E_j| \sim 1$ eV im Bereich leichter Kerne möglich wird, nimmt R den Wert

$$R = \frac{\langle \| E1 \| \rangle}{\langle \| M1 \| \rangle} \simeq 10^6$$

an. Dies bedeutet, dass die relative Kleinheit von $\langle \| M1 \| \rangle$ eine aussergewöhnlich grosse Asymmetrie $|A| \sim 3\,\%$ hervorruft, was aber gleichzeitig bedeutet, dass die $M1$-Uebergangswahrscheinlichkeit und damit die Intensität des Uebergangs sehr klein ist.

Zusammen mit den schon erwähnten Schwierigkeiten lässt dies eine Messung mit den zur Zeit verfügbaren Techniken als recht langwierig erscheinen.

E2–E1-Interferenzmischung

Die Idee für Messungen von Interferenzeffekten verschiedener Art, wie auch der vorhin erwähnten $E1$–$M1$-Mischung, ist aus der Niederenergiekernphysik übernommen worden, wo man mit ähnlichen Verfahren den Nachweis von Selbstkopplungstermen in der schwachen Wechselwirkung zu erbringen versucht. Dabei ist das Auftreten der Multipolmischung von Multipolen verschiedenen Charakters typisch, deren Ordnung sich um eine gerade Zahl unterscheidet. Der auch mögliche Fall der Mischung von Multipolen gleichen Charakters und verschiedener ($\Delta L = 1, 3, \ldots$) Ordnungszahl kann in kernphysikalischen Messungen nicht ausgenützt werden. Hat im Fall der $E1$–$E2$-Mischung z.B. der reguläre Uebergang $E1$-Charakter, dann ist demgegenüber $E2$ stark benachteiligt [8]. Wenn $E2$ regulär ist, dann ist der $E1$-Uebergang unabhängig von der Parität durch die innere Kernstruktur benachteiligt. Beides resultiert in Werten $R < 1$.

Ganz anders ist das Verhalten in der Atomphysik bei myonischen Atomen. Hier nimmt für $E2$-Uebergänge – z.B. $3d_{3/2} - 1s_{1/2}$ –

$$R = \frac{\langle \| E1 \| \rangle}{\langle \| E2 \| \rangle}$$

Werte zwischen 25 ($Z = 20$) und 5 ($Z = 92$) an. Als weitere Grösse geht die Energiedifferenz $E_i - E_j$ in den Messeffekt ein und es ist durchaus möglich, dass auch bei schwereren Kernen Energiedifferenzen erreicht werden, die mit denen leichter Kerne vergleichbar sind. Ein wichtiger Aspekt ergibt sich ausserdem bei der Betrachtung des Matrixelementes $\langle \psi 3p_{3/2} | V^{\mathrm{P.V.}} \| \psi 3d_{3/2} \rangle$ mit [4, 9].

$$V^{\mathrm{P.V.}} = \frac{G_F}{m_\mu} \cdot \frac{1}{4\sqrt{2}} \cdot (\vec{\sigma} \cdot \vec{p} \delta^3(\vec{r}) + \delta^3(\vec{r}) \vec{\sigma} \cdot \vec{p})\, Q_w(Z, N)$$

G_F ist die Fermikopplungskonstante, m_μ die Myonenmasse, $\vec{\sigma}$ und $\vec{p}$ sind die Spin- und Impulsoperatoren für das Myon und $Q_W\,(Z, N)$ ist ein theorieabhängiger Faktor, der für die Weinberg-Theorie der schwachen Wechselwirkung den Wert

$$Q_W(Z, N) = -((4 \sin^2 \theta_W - 1) Z + N)$$

annimmt. $\sin^2 \theta_W \sim 0{,}4$ gibt den Wert des Weinberg-Winkels an, wie er sich aus den letzten Neutrinomessungen ergibt.

Im Falle einer ausgedehnten Ladungsverteilung scheint es sinnvoll, eine Ersetzung $\delta^3(\vec{r}) \to \rho(r)$, $\rho(r) =$ Ladungsverteilung vorzunehmen, da die schwache Wechselwirkung wegen ihrer kurzen Reichweite nur dort wirksam wird, wo die Myonenwellenfunktionen mit dem Kern überlappen. Dies gibt zusammen mit der Z-Abhängigkeit des Faktors Q_W für mittelschwere Kerne mit $Z = 30$ eine beträchtliche Erhöhung der Asymmetrie der $E2$–$E1$-Strahlung gegenüber leichten Kernen, die unter Berücksichtigung des hier vorhandenen Untergrundes der $E1$-Strahlung Werte für die zu messende Asymmetrie $|A_M|$ mit einigen 10^{-6} annehmen kann. Eine solche Asymmetrie rückt für die bald zur Verfügung stehenden Mesonenfabriken in den Bereich der Messbarkeit.

Somit könnte auch die Methode der $E1$–$E2$-Mischung geeignet sein, Effekte neutraler Ströme in myonischen Atomen nachzuweisen.

Verdankung

Für anregende und klärende Diskussionen danke ich den Herren G. Backenstoss, H. Koch, H. Poth, L. Tauscher sowie anderen Mitgliedern meiner Arbeitsgruppe am CERN. Herrn L. Tauscher möchte ich besonders für die Unterstützung bei den numerischen Rechnungen und Herrn W. Fetscher für die Überprüfung der Rechnungen danken.

Literatur

[1] Eine ausführliche Referenzliste befindet sich z.B. in J. D. Bjorken und C. H. Llewellyn-Smith, Phys. Rev. *D7*, 887 (1973); E. S. Abers und B. W. Lee, Phys. Lett. *9C*, 1 (1973).
[2] F. H. Hasert et al. (Gargamelle collaboration), Phys. Lett. *B46*, 138 (1973).
[3] A. Benvenuti et al. (Harvard–Pennsylvania–Wisconsin–NAL collaboration), preprint.
[4] M. A. Bouchiat und C. C. Bouchiat, Phys. Lett. *48B*, 111 (1973). Hier befinden sich Literaturangaben zu früheren atomphysikalischen Messungen.
[5] J. Bernabeu, T. E. O. Ericson und C. Jarlskog, CERN-TH-1853.
[6] G. Feinberg und M. Y. Chen, Rockefeller University, Report number C00-2232-B-43.
[7] Ausführliche Literaturangaben zur Paritätsmischung in Kernen finden sich in R. J. Blin-Stoyle, *Fundamental Interaction and the Nucleus* (North Holland Publ. Co., Amsterdam 1973).
[8] L. Krüger, Z. Physik *157*, 369 (1959).
[9] F. Curtis Michel, Phys. Rev. 408 (1965).