Archiv von Heisenbergs Briefen

von: Werner Heisenberg
an: Pauli
Datum: 30.10.1957
Stichworte: Thirring Modell, Erhaltungssätze für Nukleonenprozesse
Ursprung: Pauli Archiv in Genf
Kennzeichen im Pauli Archiv in Genf: heisenberg_0017-1654r
Meyenn-Nummer: 2725

Veröffentlichung mit freundlicher Genehmigung der Familie Heisenberg
und des Pauli-Archivs in Genf.
Copyright (c) Heisenberg-Gesellschaft e. V., München, VR 204617, 2016
Reproduktion (auch auszugsweise) nur mit Erlaubnis der Rechteinhaber.

PLC 0017,1654 r

Göttingen 30. 10. 57.

NACHLASS
PROF. W. PAULI 1/430

Lieber Pauli!

Die Arbeit von Thirring habe ich erst in den letzten Tagen studieren können. Mein Eindruck ist, dass die Mathematik in Ordnung sein dürfte, und dass die S-Matrix unitär herauskommen wird; denn es wird ja nirgends eine Kopplungsrenormierg. oder dergl. mit einer $\sqrt{-1}$ vorgenommen. Aber ich glaube, dass das Thirring'sche Modell so weit von der Wirklichkeit entfernt ist (ähnlich, wie das Ising'sche Modell des Ferromagnetismus). Bei einer einzigen Raumdimension haben ja schon die Green'schen Funktionen keine Singularitäten mehr und ein δ-förmiges Potential gibt eine vernünftige Streuung. Beides ist völlig anders bei höherer Dimensionszahl. Man kann bei *einer* Dimension daher punktförmige Elementarteilchen konstruieren; aber das geht nicht bei höherer Dimensionszahl. Auch lässt sich in der Thirring'schen Theorie die Wellengleichung nicht mehr endlich in den renormierten Operatoren ausdrücken.

Also ich glaube, das ist alles zu weit von der Physik entfernt. — —

In meiner eigenen Theorie bin ich etwas weiter gekommen in der Frage der γ_5-Invarianz und der Erhaltungssätze. Ich kann Dir aber einstweilen nur unklares Zeug schreiben.

1.) Wenn man die ~~Geist~~ Zwischenzustände des H.R. II in der V.R. weglassen dürfte (was aber nicht der Fall ist) so könnte man schliessen, dass die ~~V.R.~~ $S(xx')$-Funktion γ_5-invariant sein muss. Denn für die H.R. I-Zustände allein gilt, dass $\{\psi^*(x), \psi(x')\} = \delta(x-x')$ für $t = t'$ sein muss. Diese Forderung ist γ_5-invariant, ebenso die nichtlineare Wellengleichung. Daraus würde folgen, dass für das Massenspektrum $\rho(\kappa)$ gelten muss: $\rho(\kappa) = \rho(-\kappa)$. D.h. Verdopplung der Eigenwerte, also eventuell so etwas wie der Isotopenspin.

Lässt man die Zwischenzustände des H.R. II nicht weg, so ist der Schluss nicht mehr möglich, da $\{\psi^*(x), \psi(x')\} = 0$ für $t = t'$.

0017,1654
NACHLASS
PROF. W. PAULI 1/431

Ich vermute nun, dass die V. R. trotzdem noch <u>näherungsweise</u> γ_5-invariant sind, d.h. dass die Abweichungen, die ja vom H. R. II herrühren, von der Grössenordnung der elektromagnetischen Effekte sind. <u>Das könnte gut zur Erfahrung passen</u>. Denn erstens ist der Massenunterschied Neutron - Proton klein. Zweitens können die Teilchen, die ganz unsymmetrisch in die V. R. eingehen, wie z.B. das Λ_0-Teilchen, einen Faktor $\rho(\kappa)$ erhalten, der selbst von der Grössenordnung $\frac{1}{137}$ ist. Das hätte zur Folge, dass die Paarerzeugung von Λ_0^*s (oder wohl auch von Λ_0 und K) ca 137-mal seltener ist als die Nukleonenprozesse. Das scheint zu stimmen; denn in

$$P + \pi^- \rightarrow \begin{cases} P + \pi^- \\ N + \pi^0 \\ \Lambda_0 + K_0 \end{cases}$$

ist der letztere Prozess, soviel ich weiss, auch bei hohen Energien einige hundert Mal seltener als die ersten beiden.

2.) Man kann fragen, ob eine nichtlineare Spinorgleichung die genügende Anzahl von Erhaltungssätzen liefert.

Man braucht strenge Erhaltungssätze für die Baryonenzahl, die Ladung (oder die Isotopenspin-z-Komponente) und die Strangeness-quantenzahl, wenn man (was ich jetzt immer tun will) die schwache Wechselwirkung streicht. Das heisst: man braucht mindestens zwei kontinuierliche ~~zy~~ zyklische Gruppen (da die Quantenzahlen von $-\infty$ bis $+\infty$ gehen); dazu eine weitere Gruppe mit vielleicht nur einer endlichen Zahl von Elementen (à la Prentki-Espagnat), da die Strangenessquantenzahl vielleicht nur ein paar Werte haben kann.

<u>Eine</u> zyklische Gruppe ist trivial:

$$\psi \to e^{i\eta}\psi \;;\quad \psi^* \to \psi^* e^{-i\eta} . \qquad (1)$$

Daneben habe ich für meine Spinorgleichung keine weitere kontinuierliche Gruppe gefunden. Wenn man aber von der folgenden Lagrangefunktion ausgeht:

$$L = \psi^+\gamma_\nu \frac{\partial\psi}{\partial x_\nu} - l^2\left[(\psi^+\psi)(\psi^+\psi) - (\psi^+\gamma_5\psi)(\psi^+\gamma_5\psi)\right]$$

$$= \psi^+\gamma_\nu \frac{\partial\psi}{\partial x_\nu} - l^2\left(\psi^+(1+\gamma_5)\psi\right)\left(\psi^+(1-\gamma_5)\psi\right) , \qquad (2)$$

so hat man auch noch Invariant für

$$\psi \to e^{i\alpha\gamma_5}\psi \;;\quad \psi^* \to \psi^* e^{-i\alpha\gamma_5} ;\quad \psi^+ \to \psi^+ e^{i\alpha\gamma_5} . \qquad (3)$$

0017,1654
NACHLASS
PROF. W. PAULI 1/432

Hier hat man also die geforderten zwei zyklischen Gruppen. Denen entsprechen bei der klassischen Lagrange'funktion (2) auch schon die beiden Erhaltungssätze:

$$\int \psi^* \psi \, dV = \text{const.} \quad \text{und} \quad \int \psi^* \gamma_5 \psi \, dV = \text{const.} \qquad (4)$$

Für die Lagrangefunktion (2) hat man auch noch die endlichen Gruppen:

$$\psi \to e^{\pm i\frac{\pi}{2}\gamma_4}\psi \,, \quad \text{und} \quad \psi \to e^{\pm i\frac{\pi}{2}\gamma_4\gamma_5}\psi \,. \qquad (5)$$

Vielleicht wird dies also für alle Erhaltungssätze ausreichen. Ich wage dies einstweilen noch nicht recht zu hoffen, will es aber, zusammen mit Yamasaki, untersuchen. Ich hab Dir all diese unklaren Dinge nur geschrieben, damit Du weisst, um was ich mich zur Zeit bemühe. Am 13.11. werde ich in Genf über die Lee-Modell-Sache Vortrag halten; vielleicht könnte ich auf dem Rückweg in Zürich vorbeikommen.

Viele Grüsse!

Dein W. Heisenberg