

Archiv von Heisenbergs Briefen

von: Werner Heisenberg

an: Pauli, Källen

Datum: 05.03.1954

Stichworte: Hilbertraum II = deus ex machina, der den massiven punktförmigen Kern der Teilchen beseitigt

Ursprung: Pauli Archiv in Genf

Kennzeichen im Pauli Archiv in Genf: heisenberg_0017-139r

Meyenn-Nummer: 1737

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.

1/596

Jöttingen S. 3.54.

-1-

Hochedelstr. 18

Lieber Pauli u. lieber Källén!

Herzlichen Dank für Ihren Brief, aus dem ich mit
 Freude sehe, dass wir uns jetzt über wesentliche Punkte verstanden
 haben. Nur in einem Punkt besteht offenbar noch ein kleines
 Missverständnis: Ich behauptete ja nicht, dass Gl. (30) d. Bl. schon
 die exakte Form von $\langle 0 | \{ \psi^\dagger(x), \psi(x') \} | 0 \rangle$ gäbe; ebensowenig ^{voll} (33)
 die exakte Form für $\langle 0 | [\psi^\dagger(x), \psi(x')] | 0 \rangle$ geben. Bisherige wird
 nur behauptet, dass diese Formeln in der ununterbrochenen Annä-
 herung von $s=0$ richtig sein sollen, weiter aussen sind sie
 nicht falsch, da es ja viele Klassen u. kontinuierliche Folger
 gibt. Das liegt ^{in Gl. (28)} an dem Ersatz des $\kappa(s)$ durch κ . Keine
 Annäherung ist also: um $\langle 0 | \{ \psi^\dagger(x), \psi(x') \} | 0 \rangle$ zu erhalten, voll-
 man ruhig, so wie üblich, über alle Zustände des Hilbert-
 Raumes I ^{bzw. integrieren} summieren, bekommt man jedem Zustand einen
 Beitrag der Form $S(x-x', \kappa)$, wobei κ die Masse des Zustandes
 ist, und ~~das~~ kann für ~~alle~~ $s \neq 0$ die Beiträge des Hilbert-
 Raumes II weglassen. Damit kann man dann in Gl. (35) einsetzen,
 d. h. man kann mit jedem Näherungsschritt auch die Funktion
 S_F verbessern; das wird allerdings immer weniger ausmachen,
 je größer N gewählt ist. In meiner ersten Arbeit hatte ich
^{ein bisschen} ja auf S. 119 diese Verbesserung der Kontraktionsgröße Δ , Γ
^{auch} vorgenommen, aber selbst bei $N=3$ betrug dort die
 Veränderung der Eigenwerte nur etwa 1%.

Der entscheidende Krüppel des Hilbert-Raums II soll also
 nur in der Begründung der Triagonalität bei $s=0$ bestehen,
 und da hebt die Kritik recht, dass dieser Krüppel mehr
 nach $h_{\alpha\alpha} = \text{Null}$ als $\sqrt{h_{\alpha\alpha}}$ = unendlich aussieht, σ
 obwohl der Cauchy wegen $S'(p'')$ auch nicht stimmt. (Siehe
 auch Abschn. 1 auf S. 12 des Bl. dr.)

Im Ganzen bin ich natürlich mit Buch einig, dass der
 Hilbert-Raum II hier als „deus ex machina“ eingeführt ist;
 aber erstens scheint mir, dass man ^{damit} zu einem geschlosseneren
 mathematischen Formalismus kommt, zweitens glaube ich,
 dass man ^{im Lauf der Zeit} auch prinzipiell noch besser verstehen wird
 werden kann. Ich will das Buch denn noch ein paar unfertige
 Gedanken schreiben.

Zunächst ein Problem aus der An. Gl.: Wie sieht die

Ladungsdichteverteilung des Elektrons aus? Dazu teile man
 (siehe d. Zustand: die Elektronen in x' der) $\int f(x') dx' \psi_{\alpha}^{\dagger}(x') \Omega$, wobei $f(x)$ eine eventuell
 etwa dem Hilbertvektor $\psi_{\alpha}^{\dagger}(x)$ Ω , wobei $f(x)$ eine eventuell
 beliebig wählbare Funktion oder dergl. ist, und frage nach

dem Erwartungswert von $\frac{1}{2} [\psi^{\dagger}(x) \psi(x) - \psi(x) \psi^{\dagger}(x)]$. In der un-
 relativistischen Theorie müßte man nach $\psi^{\dagger}(x) \psi(x)$ fragen und
 da käme einfach $|f(x)|^2$ als Dichte heraus, das Elektron ist also
 punktförmig. In der relativistischen Theorie ohne Beschränkung

aber kommt der Reiz

$$\rho(x) = \langle \Omega | \int \psi_{\alpha}^{\dagger}(x') f(x') dx' \frac{1}{2} [\psi_{\alpha}^{\dagger}(x) \psi_{\alpha}(x) - \psi_{\alpha}(x) \psi_{\alpha}^{\dagger}(x)] \int \psi_{\alpha}^{\dagger}(x'') f(x'') dx'' | \Omega \rangle$$

$$= \frac{1}{2} \int dx' dx'' f(x') f(x'') \left(S_{\alpha\beta}^{(1)}(x'-x) - i S_{\alpha\beta}^{(2)}(x'-x) \right) \left(S_{\beta\alpha}(x-x'') - i S_{\beta\alpha}^{(2)}(x-x'') \right) \beta_{\beta\delta}$$

$$= \frac{1}{2} |f(x)|^2 + \dots$$

von der Ladung ist der ^{etwa} $\frac{1}{2}$ Teil die Hälfte in einem Punkte
 konzentriert, die andere Hälfte ist über einem Raum von
 der Größenordnung der Comptonwellenlänge ausbreitet.
 Treibt man ausgedehnte Ben. Gl. mit Renormierung, so
 ändert sich deren grundsätzliche Wahrscheinlichkeit nicht, und ich
 vermute den allgemeinen Satz: In jeder Theorie mit
 Renormierungstechnik enthalten die Elementarteilchen
 einen "massiven punktförmigen Kern", der aussen von
 einer "Quelle" umgeben ist. Dieser punktförmigen Kern
heißt ich plausibel für Neutronen.

In meiner Theorie beseitigt der Hilbert-Raum II mit
 reinem "Farber" den punktförmigen Kern; es bleibt
 nur noch eine logarithmische Spitze, die aber praktisch
 keine Ladung mehr enthält (auch ^{Spitze} ~~Spitze~~ würde ich gerne
 noch beseitigen, aber das scheint nicht zu gehen!).
 Für das Nicht Vorhandensein des "massiven punktförmigen Kerns"
 gibt es auch ein experimentelles Argument, nämlich die
 Winkelverteilung der ganz grossen Luftstreuung. Es scheint
 nämlich kein Zusammenstoß energiereicher Nucleonen fest
 mit vorhandenem, das im Schwerpunktsystem senkrecht zur
 Primäreinstrahlung beson. sehr grosser Energie ($E \gg m_{\pi}$) ausgemittelt
 werden. Das ist leicht zu verstehen, wenn die Nucleonen keinen
 punktförmigen Kern haben (siehe meine Arbeit ZS.f. Phys. 133, 65, 52),
 würde aber bei punktförmigen Kern unverständlich bleiben.

Also schreibt mal, was Du zur Gestalt der Elementarteilchen
 meinst! Mit vielen Grüßen
 Hans J. Kirsberg