

Archiv von Heisenbergs Briefen

von: Werner Heisenberg

an: Pauli

Datum: 25.01.1934

Stichworte: Kommentar zu Paulis Manuskript "Über die quantenelektrodynamische Formulierung der Löchertheorie"

Ursprung: Pauli Archiv in Genf

Kennzeichen im Pauli Archiv in Genf: heisenberg_0017-065r

Meyenn-Nummer: 344

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.

Leipzig 25.1. 34

Liebe Pauli: NACHLASS
PROF. W. PAULI

hat vielen dank für deinen interessanten Brief. Obwohl ich glaube, dass deine kleinen Rechnungen im Wesentlichen die Lösung des gestellten Problems enthalten, möchte ich noch einige Fragen stellen und Bedenken vorbringen. Das wichtigste Manko ist die Vereinbarkeit deiner Gl. (19)

$$\frac{\partial H_{\mu\nu}}{\partial x_\nu} = \Phi_\mu + c\text{-Zahl} \quad (19)$$

mit den Relationen (12)

$$\frac{\partial f}{\partial x_h} = -\frac{i}{h} [G_h, f], \quad \frac{\partial f}{\partial t} = \frac{i}{h} [H, f]. \quad (12)$$

Aus der Eichinvarianz folgt, dass die c-Zahl der rechten Seite von (19) räumlich und zeitlich unverändert sein muss oder jedenfalls sein kann. Wenn nun die Relationen (12) für $\frac{\partial H_{\mu\nu}}{\partial x_\nu}$ eingesetzt und Φ_μ andererseits gelten, so folgt ein Widerspruch; denn für die c-Zahlen gelten ja die Gl. (12) trivialerweise nicht. Nun glaube ich aber, aus diesem Dilemma den Ausweg zu sehen: die Relationen (12) sollen ja nur für eichinvariante Größen richtig sein. Schon in der klassischen Theorie gelten ja die Gl. (12) nicht für die Potentiale (z. B. ist $[\Phi_i, G_j] = 0$ obwohl $\frac{\partial \Phi_i}{\partial x_j} \neq 0$), ebenso nicht für die ψ

$([\psi g_1] = \frac{\partial \psi}{\partial x} + \frac{e}{c} \Phi_1 \psi \text{ statt } \frac{\partial \psi}{\partial x})$. Dann speziell die Relationen

$f = \frac{1}{\hbar} [\bar{H} f]$ in der gewöhnlichen Theorie gelten, liegt nur

darin, dass $\bar{\Phi}_4 = 0$ gesetzt wird, was eigentlich trivial ist.

Denkt man an die Kettenentwicklung der Wellenfunktionen, die wir in Brief 1 besprochen, so ist es auch klar, dass die

Gl. (12) nur für erkinvariante Größen richtig sein können,

denn nur sie lassen eine Kettenentwicklung in einem Sinne

zu. Damit verschwindet der Widerspruch mit (19). Aber

man komme ich auf meinen alten Vorschlag zurück:

Man nehme einfach an, dass für räumliche Vektoren $P \rightarrow P'$

$$\varphi_P^*(P) \varphi_P(P') + \varphi_P(P') \varphi_P^*(P) = \underset{so}{R}(PP') \quad (1)$$

mit allen Größen vertauschbar, d.h. eine c-Zahl sei.

Früher war unser Einwand gegen diese Annahme, dass ja die rechte Seite räumlich u. zeitlich veränderlich sein könnte, im Widerspruch zu (12). Für die Größen $\underset{so}{R}(PP')$

gelten aber jetzt die Gl. (12) gar nicht mehr, weil

$\underset{so}{R}(PP')$ nicht erkinvariant ist. Ich glaube auch, dass

deine Gl. (19) praktisch mit (1) identisch ist. Ich sehe

also jetzt keinen Grund mehr gegen die Annahme (1)

und glaube auf Grund deiner Rechnungen sogar, dass

alle anderen Annahmen über R_P u. s. w. durch

diese Gl (1) erhalten können. --

25.1. Abends. Inzwischen habe ich über diese Fragen noch
genauer nachgedacht. Die Annahme ~~von~~ (1), zusammen
mit deinen Gleichungen $\frac{\partial T_{\mu\nu}}{\partial x_\nu} = 0$ und Gl. (12) ergibt
leider doch einen Widerspruch. Wendet man Gl. (12) auf
die R_μ selbst an, so folgt etwas anderes als $\frac{\partial T_{\mu\nu}}{\partial x_\nu} = 0$,
wie du früher einmal festgestellt hast. Daraus möchte
ich nun die folgende Konsequenz ziehen, die Annahme
(1) beizubehalten und die differentielle Form der
Erhaltungssätze anzugeben. Ich denke hierbei an eine
frühere Arbeit von Energieschwankungen im Strahlungsfeld,
bei denen ich herausstellte, dass das Schwungho-
quadrat unendlich groß wird, wenn man ein Volumen
mit scharfen Grenzen vorgibt. Physikalisch heisst das:
Bei Abgrenzung des Volumens nötige Eingriffe
steht das System unso mehr, je schärfer die Grenzen
sind. Unter diesem Umstand gibt aber die nötige
Forderung von $\frac{\partial T_{\mu\nu}}{\partial x_\nu} = 0$. Denn ~~was~~ die differentielle
Form der Erhaltungssätze braucht nur so genau
gelten, als man die Störung bei der Messung
vernachlässigen kann. Wenn man die Energie u. d. d.

soll nie so stehen, dass die
 Aussage genau dem
 Gegenstande entspricht.

Impuls in einem Volumen mit unscharfen Grenzen wirkt,
 so müssen die ~~differenziellen~~ ~~Formen~~ der Behauptungsart
 immer genauer gelten, je unschärfer die Grenzen des Volumens
 sind. Inner Beobachtung von Δr entspricht ein Energie-bzw.
 Impulsbetrag von $\frac{hc}{\Delta r}$ bzw. $\frac{h}{\Delta r}$.

Du siehst, ich möchte die ganze Theorie wesentlich
 einfacher haben und bin auf deine Meinung gespannt.
 — Im Berechnen sei noch bemerkt, dass die $H_{\mu\nu}$ -Klammern
 Formulierung wohl notwendig sind; ich sehe keinen
 Grund ein, sie wegzulassen. —

Noch ein Wort zu der Fermi'schen Arbeit; die Einführung
 der Wechselwirkung mit der merkwürdigen Konstanten C
 ist wohl noch etwas unschön, aber wenn man doch eine
 charakteristische Länge $\frac{h}{mc}$ einführt, kann man auch
 eine Größe $C \approx (\frac{h}{mc})^3 \cdot mc^2$ in die Gleichungen setzen.
 Das Fermische C ist etwas klein und so eingerichtet,
 dass die beobachteten Zerfallszeiten beim β -Zerfall heraus-
 kommen (dies beantwortet wohl deine Frage; für den
 Übergang $Proton \rightarrow Neutron + e^+ + \text{Neutrino}$ ergibt sich etwa
 die gleiche Zerfallszeit, wenn die Energie bekannt ist).
 Was du über die Spinoren schreiben, ist richtig, ich hätte hier
 geschluppert. Am Resultat ändert es aber nichts, die Frage, was
 an Stelle von $\frac{c}{v^2}$ bei $v \ll \frac{h}{mc}$ tritt, ist übrigens rein mathematisch,
 im Prinzip ist alles in der Fermischen Beschreibung enthalten. — Übrigens
 könnte man gut $\psi^* \chi \psi^* \chi$ setzen und Neutrino-Löcher betrachten (statt
 $\psi^* \chi \psi^* \chi^*$). — Noch eine ästhetische Bemerkung zur Lörke Theorie: man