YHAL F08 071

INSTITUTE OF THEORETICAL PHYSICS
KYOTO IMPERIAL UNIVERSITY.

On the Interaction of

Scalar (or Pseudoscalar) Meson
with the Electromagnetic Field

II

F. London, Quantentheoretische Deutung der Theorie von Weyl (ZS. f. Phys. 42 (1927), 375)

Kap. I. $ds^2 = g_{ik} dx^i dx^k$

Weyl macht, daß nur die Verhältnisse der g_{ik} an einer Stelle, nicht ihre Absolutbeträge sinngemäß festgelegt werden können und dementsprechend setzt er für die Änderung dl eines ~~Einheit~~ Eichmaßstabes von der Länge l bei einer infinitesimalen Verschiebung dx^i an

$$dl = l\,\varphi_i\,dx^i,$$

wobei die Proportionalitätsfaktoren φ_i Funktionen des Ortes sind, Charakteristika der Maß~~bed~~verhältnisse des Raumes — ähnlich den g_{ik}. Oder, wenn man (1) integriert:

$$l = l_0\, e^{\int \varphi_i dx^i}$$

($l_0 = l$ am Anfang der Verschiebung).
Das Eichmaß ist im allgemeinen vom Wege abhängig (nicht integrabel), es sei denn, daß die Größen

$$f_{ik} = \frac{\partial \varphi_i}{\partial x^k} - \frac{\partial \varphi_k}{\partial x^i}$$

verschwinden.

Gravitation — variable Krümmung des Riemannschen Raumes

elektromagnetisches Feld — Variabilität des Eichmaßes

Kap. I & II.

Quantentheoretische Umdeutung von der Variabilität des Eichmaßes:

II. de Broglie

$$\psi \propto l \;\hat{=}\; l_0\, e^{\frac{2\pi i}{h}\int \frac{e}{c}\Phi_i dx^i}$$

$$\psi = e^{\frac{2\pi i}{h}\{\int \frac{\partial W}{\partial x^i} dx^i + m_0 c^2 \tau\}}$$

$$\frac{\psi}{l} = \frac{1}{l_0}\, e^{\frac{2\pi i}{h}\{\int (\frac{\partial W}{\partial x^i} - \frac{e}{c}\Phi^i) dx^i + m_0 c^2 \tau\}}$$

$$= \frac{1}{l_0}\, e^{\frac{2\pi i}{h}\{\int (\frac{\partial W}{\partial x^i} - \frac{e}{c}\Phi_i)^2 \frac{d\tau}{m_0} + m_0 c^2 \tau\}}$$

$$= \frac{1}{l_0} \cancel{e^{\frac{2\pi i}{h}}} = \text{const.}$$

$$\psi = e^{\frac{2\pi i}{h} W(x_i)} \quad \rightarrow \left(\frac{\partial W}{\partial x_i} - \frac{e}{c}\Phi_i\right)\left(\frac{\partial W}{\partial x_i} - \frac{e}{c}\Phi_i\right) = -m_0^2 c^2$$

Die komplexe Amplitude der de Broglieschen Welle genau so ~~#~~ verhält wie das Weylsche Maß.

Der Streckenexponent des Weylschen Maßes, geführt über eine räumlich geschlossene Quantenbahn, ist ein ganzzahliges Multiplum der Planckschen Konstanten:

$$\oint \frac{e}{c}\Phi_i dx^i = n h$$

III. Schrödinger

$$\psi = |\psi| \, e^{\frac{2\pi i}{h} W} \qquad W : \text{reell}$$

$$\left(\frac{h}{2\pi i}\right)^2 \frac{\Box|\psi|}{|\psi|} + \left(\frac{\partial W}{\partial x_i} - \frac{e}{c}\Phi_i\right)\left(\frac{\partial W}{\partial x_i} - \frac{e}{c}\Phi_i\right) + m^2c^2 = 0$$

$$\frac{\partial}{\partial x_k}\left\{|\psi|^2 \frac{e}{m}\left(\frac{\partial W}{\partial x_k} - \frac{e}{c}\Phi_k\right)\right\} = 0$$

Die Aufgabe muß vielmehr sein, an ~~die~~ der jetzt veralteten Weylschen Theorie den entsprechenden Schritt zu vollziehen, welcher von de Broglie zu Schrödinger führt, sie muß ihrerseits entsprechend der quantenmechanischen Korrektur der klassischen ~~Ges~~ Gesetze modifiziert werden.

$$dx_1^2 + dx_2^2 + dx_3^2 + dx_4^2 + dx_5^2 = 0$$

$$dx_5 = c\,d\tau \qquad d\tau : \text{Eigenzeit}$$

$$e\Phi_5 = m_0c^2 \sqrt{1 + \left(\frac{h}{2\pi i}\right)^2 \frac{\Box|\psi|}{m_0^2c^2|\psi|}} \quad (1 -) \qquad (1)$$

$$l = l_0 \, e^{\frac{2\pi i}{h}\int \sum_1^5 \frac{e}{c}\Phi_i \, dx^i}$$

$$\frac{dx_k}{dx_5} = \frac{u_k}{c} = \frac{\psi\bar{\psi}}{\rho}\frac{e}{m_0c}\left(\frac{\partial W}{\partial x} - \frac{e}{c}\Phi_k\right)$$

$$\rho = e\psi\bar{\psi}\sqrt{1 + \left(\frac{h}{2\pi i}\right)^2 \frac{\Box|\psi|}{m_0^2c^2|\psi|}} = e\psi\bar{\psi}\left(1 - \frac{e}{m_0c^2}\Phi_5\right)$$

$$e\Phi_5 = m_0c^2\left(1 - \frac{\rho}{e\psi\bar{\psi}}\right)$$

Schrödingergl.: $\sum_1^5 \left(\frac{\partial W}{\partial x_i} - \frac{e}{c}\Phi^i\right)\left(\frac{\partial W}{\partial x^i} - \frac{e}{c}\Phi_i\right) = 0$

$$\frac{\psi}{l} = \frac{|\psi|}{l_0} \qquad \Phi_k^* = \Phi_k - \frac{hc}{2\pi i e}\frac{\partial}{\partial x^k}\ln|\psi|$$

と置けば $\frac{\psi}{l} = \text{const.}$