**Archiv von Heisenbergs Briefen**

von: Werner Heisenberg
an: Pauli
Datum: 01.05.1939
Stichworte: Vergleich von Heisenbergs Schauertheorie mit Bhaba-Heitler
Ursprung: Pauli Archiv in Genf
Kennzeichen im Pauli Archiv in Genf: heisenberg_0017-128r
Meyenn-Nummer: 552

Leipzig 1.5.39. 

Lieber Pauli!

Hab vielen Dank für Deinen Brief, aus dem ich viel gelernt habe, und für die Zusage des Berichtes.

Zunächst zur Physik: Dass Bhabha bei seinen Annahmen einen kleinen Streuquerschnitt ~~bekommt~~ zu Meson-Proton bekommt, ist wohl, wie Du schreibst, trivial. – Mit Deiner Kritik der Annahme, dass die Trägheit der Selbstenergie der Spinbewegung von der Ordnung $\frac{M_{Prot}\, c}{\hbar}$ sein solle, war ich ~~aber~~ nicht ganz einverstanden. Ich glaube nämlich, zeigen zu können, dass 1.) die Experimente über die Absorption der Mesotronen einen Streuquerschnitt fordern, der sehr viel kleiner ist, als der Bhabha-Heitlersche $\frac{2 \ell^4 k^4}{3\pi k_0^2}$; dass 2.) an den Kernkräften durch die zusätzliche Trägheit nichts geändert wird.

Punkt 1.) ist ziemlich trivial. ~~Setzt man etwa~~ Für $k \approx k_0 = 5\cdot 10^8$ eV, findet man nach der obigen Formel $Q \approx 2\cdot 10^{-25}\,\mathrm{cm}^2$; also hätten Mesotronen der Energie $5 \cdot 10^8$ eV eine Reichweite von nur 7 mm Pb, was nicht entfernt stimmt. Dagegen besteht allerdings bei geringeren Mesotronenenergien die Möglichkeit dafür, dass die Formel $Q = \frac{2}{3\pi} \frac{e^4 k^4}{h_0^2}$ zutrifft.

Punkt 2.) beruht nach meiner Ansicht darauf, dass die Gültigkeit der Formel (37) meiner Arbeit auf grössere Frequenzen beschränkt ist, dass aber bei sehr langsamen Frequenzen die andere Formel $Q = \frac{2}{3\pi} \frac{e^4 k^4}{h_0^2}$ zu Recht besteht. Um diese Frage ganz klarzustellen (die Betrachtung mit dem Faktor $\eta$ in meiner Arbeit ist dazu zu schlampig), habe ich die Gleichungen (27) u. (29) meiner Arbeit exakt integriert. Ich will Dir die Rechnung kurz skizzieren:

Es sei $\mathfrak{k} \parallel \sigma \parallel$ z-Achse; $\mathfrak{e} \parallel$ x-Achse. Dann setze man versuchsweise $\sigma = \sigma_0 + \mathfrak{v} e^{-ik_0\tau}$, wobei $\mathfrak{v} \perp \sigma_0$ und $|\mathfrak{v}| \ll 1$. Die inhomogene Gleichung (29) wird dann gelöst durch

$$\zeta = \zeta_0 + \zeta_1 ; \quad \zeta_0 = \sigma_0 e \int \frac{D(r')\, e^{-\kappa r_{p'p}}}{4\pi r_{p'p}} \, dv' , \qquad (1)$$

$$\zeta_1 = \mathfrak{v} e\, e^{-ik_0\tau} \int \frac{D(r')\, e^{+ik r_{p'p}}}{4\pi r_{p'p}} \, dv' . \qquad (2)$$

Ferner ist es zweckmässig, ein Feld $\mathfrak{Z}_1^{(K)}$ durch

Pol. durch $\vec{\bar{a}} = \vec{a}\, e^{-K\tau}$

$$\mathfrak{Z}_1^{(K)} = n\, l\, e^{-ik_0\tau} \int \frac{D(v')\, e^{-K r_{pp'}}}{4\pi r_{pp'}}\, dv' \qquad (3)$$

einzuführen. ~~Tensor~~ Ausserdem gilt $\mathfrak{y} = \operatorname{rot}\operatorname{rot}\mathfrak{Z}$, dazu kommt aber noch die einfallende ebene Welle; also im Ganzen

$$\mathfrak{y} = \mathfrak{y}_{eb.W.} + \mathfrak{y}_0 + \mathfrak{y}_1 .$$

$$\left[\vec{\bar{g}}_0 + \vec{\bar{g}}_1^{(K)}, \vec{s}\right] = 0$$

Aus (27) wird

$$\dot{\mathfrak{s}} = 2l\left[\bar{\mathfrak{y}}_{eb.W} + \bar{\mathfrak{y}}_0 + \bar{\mathfrak{y}}_1, \mathfrak{s}\right]$$

$$= 2l\left[\bar{\mathfrak{y}}_{eb.W} + \bar{\mathfrak{y}}_0 + \bar{\mathfrak{y}}_1^{(K)} - \bar{\mathfrak{y}}_1^{(K)} + \bar{\mathfrak{y}}_1, \mathfrak{s}\right]$$

$$= 2l\left[\bar{\mathfrak{y}}_{eb.W} + \bar{\mathfrak{y}}_1 - \bar{\mathfrak{y}}_1^{(K)}, \mathfrak{s}\right]$$

$$\approx 2l\left[\bar{\mathfrak{y}}_{eb.W} + \bar{\mathfrak{y}}_1 - \bar{\mathfrak{y}}_1^{(K)}, \mathfrak{s}_0\right]. \qquad (4)$$

Dabei ist $\bar{\mathfrak{y}}_1 = \cancel{\text{konst}} \int D(v)\, dv \operatorname{rot}\operatorname{rot} n\, l\, e^{-ik_0\tau} \cdot \int \frac{D(v')\, e^{ikr_{p'p}}}{4\pi r_{p'p}}\, dv'$

$$= -\frac{2}{3} n\, l\, e^{-ik_0\tau} \int D(v)\, dv\, \Delta \int \frac{D(v')\, e^{ikr_{p'p}}}{4\pi r_{p'p}}\, dv'$$

Analog $\bar{\mathfrak{y}}_1^{(K)} = -\frac{2}{3} n\, l\, e^{-ik_0\tau} \int D(v)\, dv\, \Delta \int \frac{D(v')\, e^{-Kr_{p'p}}}{4\pi r_{p'p}}\, dv'$

$$= n\, e^{-ik_0\tau}\, |\bar{\mathfrak{y}}_0| . \qquad (5)$$

Man schreibt dies bequem mit der Bezeichnung:

$$\bar{\mathfrak{y}}_1^{(K)} = n\, e^{-ik_0\tau}\, \bar{g}_0(K); \quad \bar{\mathfrak{y}}_1 = n\, e^{-ik_0\tau}\, \bar{g}_0(-ik). \qquad (6)$$

Dann folgt aus (4)

$$-ik_0 n = 2l\left[i[kn] + n\left(\bar{g}_0(-ik) - \bar{g}_0(K)\right), \mathfrak{s}_0\right]. \qquad (7)$$

Die Lösungsansätze:

Die Lösung lautet:

$$v_x = -\frac{2l\, k_x k_0 v_z}{4l^2\left(\bar g_0(-ik)-\bar g_0(\kappa)\right)^2 - k_0^2}\,; \quad v_y = \frac{4i\, l^2 k_x v_z \cdot \left(\bar g_0(-ik)-\bar g_0(\kappa)\right)}{4l^2\left(\bar g_0(-ik)-\bar g_0(\kappa)\right)^2 - k_0^2}\,.$$

Man erkennt hieraus: Wenn $2l\left(\bar g_0(-ik)-\bar g_0(\kappa)\right) \gg k_0$ ist, so kommt man zu einer Formel vom Typus (36) meiner Arbeit (mit etwas anderen Zahlenfaktoren). Wenn dagegen $2l\left(\bar g_0(-ik)-\bar g_0(\kappa)\right) \ll k_0$ ist, so kommt man zur Bhabha-Heitlerschen Formel zurück. Bei den sehr langsamen Frequenzen ($k_0 \ll \kappa$), die als echte Wellen nicht mehr möglich sind, wohl aber (als exponentiell abfallende Felder) im Kern auftreten, wird $k = \sqrt{k_0^2-\kappa^2}$ imaginär, $-ik$ ist durch $\sqrt{\kappa^2-k_0^2}$ zu ersetzen. Dann wird ~~mit abnehmender Frequenz~~ $-ik \sim \kappa - \frac{k_0^2}{2\kappa}$, $\bar g_0(-ik)-\bar g_0(\kappa) \approx -\bar g_0'(\kappa)\,\frac{k_0^2}{2\kappa}$. Bei hinreichend kleinen Frequenzen gelten also die Bhabha-Heitlerschen Formeln, an den Kernkräften wird *nichts* geändert. Bei hohen Frequenzen dagegen ($k_0 \gg \kappa$) wird

$$Q = \frac{l^2 k^4}{6\pi\left|\bar g_0(\kappa)-\bar g_0(-ik)\right|^2}\,,$$

der Wirkungsquerschnitt wird also erheblich kleiner als bei Bhabha-Heitler. Dieses Resultat scheint mir auch durchaus verständlich: Bei langsam veränderlichen Feldern muss der Spin adiabatisch mitgehen, die Trägheit spielt dort keine Rolle, bei schnell veränderlichen Feldern dagegen wird die Trägheit merklich. Ich sehe also kein Argument dagegen, die Trägheit mit der Protonenmasse in Verbindung zu bringen.

Sehr interessiert hat mich Deine Bemerkung über den Elektronenspin. Auch hier würde sich in der Feinstruktur wohl nichts ändern, da die Frequenzen zu klein sind. Wohl aber sind die Stosszeiten in den Elektronen-Experimenten von Dymond vergleichbar mit $\frac{\hbar}{mc^2}$. Es könnte also sein, wie Du andeutest, dass diese Spinträgheit die bekannte Diskrepanz erklärt. Für die Feinstruktur von $H_\alpha$ sollte ~~diese~~ sie aber nichts ändern.

An Langevin u. Bohr werde ich schreiben. Könntest Du so freundlich sein u. mir eine etwas ausführlichere Disposition von Deinem Abschnitt, so wie er geplant ist, schicken. Das würde mir für meinen Anteil helfen. Wir schicken unseren Bericht dann gleichzeitig an Bohr u. nach Brüssel.

Nochmal vielen Dank u. viele Grüsse!

Dein Werner Heisenberg.