

Solvere aequationes in darum
non homogenas (cum
secundo termino).

Continet:

- a.) Solutionem aequationis de Brogliauae (alias: Gordoniae), cum problemae initiali, secundum methodum Riemanni; conducentem ad analysin "campi fontium" secundum functionem Besseli (argumenti Eigen temporis).
- b.) Analysin "Favrier" functionis Besseli, conducentem ad analysin effectus fontium secundum ~~qua~~ solutiones primitivas sphaericas de Brogliauas.
- c.) Solutiones eiusdem aequationis, singulares in data linea mundi. Methodus Conway praestans solutionem per integrationem complexam super solutiones fundamentales $J_0(\mu s)$ et $J_2(\mu s)$. Relatio inter eas et identificatio solutionis cuiusdam symbolicae quam invenit Conway cum ~~secunda~~ ^{prima} earum (utens ~~prima~~ ^{secunda} quasi medio).
- d.) Campus puncti moventis translatore per methodum directam.

Gordon - Gleichung.

Man stellt sich Lösung von

$$L[u] = \frac{\partial^2 u}{\partial x_1^2} + \frac{\partial^2 u}{\partial x_2^2} + \frac{\partial^2 u}{\partial x_3^2} - \frac{\partial^2 u}{\partial x_4^2} - \mu^2 u = f(x_1, x_2, x_3, x_4)$$

wobei vorgegeben Werte $u(x_1, x_2, x_3, 0) = \frac{\partial u}{\partial x_4}(x_1, x_2, x_3, 0)$ fest. D.h. δ ist eine vorgegebene Funktion. Wir wählen ein Wertesystem $\xi_1, \dots, \xi_4$ fest, für das wir u bestimmen wollen. Wir nennen

$$S = \sqrt{(x_4 - \xi_4)^2 - (x_1 - \xi_1)^2 - (x_2 - \xi_2)^2 - (x_3 - \xi_3)^2}$$

und setzen zunächst, dass die Funktion $v(x_1, x_2, x_3, x_4; \xi_1, \xi_2, \xi_3, \xi_4) = \frac{J_0(\mu S)}{S}$ der Gln. $L[v] = 0$

identisch in $\xi_1, \xi_2, \xi_3, \xi_4$ genügt. v ist null für $S=0$, aber haben wir andere Differentialgleichungen sind das nicht mehr. Wir müssen das selbe vorgegebene Werte zunächst in Integralform gebr., das $S=0$ nicht erfüllt sondern dass die Ebene $x_4=0$ mit uns fassen, wobei $S=\epsilon$ लगभग ist. Punkte der Ebene $x_1, \dots, x_4$:

$$\xi_4 - x_4 = t, \quad \xi_1 - x_1 = r \sin \varphi, \quad \xi_2 - x_2 = r \sin \varphi \cos \vartheta, \quad \xi_3 - x_3 = r \cos \vartheta,$$

so dass $S^2 = t^2 - r^2$ wird; ferner entspricht:

$$u(\xi_1, \xi_2, \xi_3, \xi_4) = u(r \sin \varphi \cos \vartheta, r \sin \varphi \sin \vartheta, r \cos \vartheta, t)$$

$$L[u] = \frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} \left(r^2 \frac{\partial u}{\partial r} \right) + \frac{1}{r^2} \left(\frac{1}{\sin \varphi} \frac{\partial}{\partial \varphi} \sin \varphi \frac{\partial u}{\partial \varphi} \right) + \frac{1}{r^2 \sin^2 \varphi} \frac{\partial^2 u}{\partial \vartheta^2} - \mu^2 u$$

$$\{v L[u] - u L[v]\} r^2 \sin \varphi = \frac{\partial}{\partial r} \left[r^2 \sin \varphi \left(v \frac{\partial u}{\partial r} - u \frac{\partial v}{\partial r} \right) \right] + \frac{\partial}{\partial \varphi} \left[\sin \varphi \left(v \frac{\partial u}{\partial \varphi} - u \frac{\partial v}{\partial \varphi} \right) \right] + \frac{\partial}{\partial \vartheta} \left[\frac{1}{\sin \varphi} \left(v \frac{\partial u}{\partial \vartheta} - u \frac{\partial v}{\partial \vartheta} \right) \right] - \frac{\partial}{\partial t} \left(v \frac{\partial u}{\partial t} - u \frac{\partial v}{\partial t} \right) r^2 \sin \varphi$$

Da v von r, φ unabhängig, fallen alle vier Glieder fort, gewonnen können wir über ϑ, φ integrieren. Wir haben dann die Mittelwert gleicher über ϑ, φ ist. Dann Mittelwert von u bzgl. ϑ, φ , bei festem r und t nennen wir $\bar{u}$. Dann ist

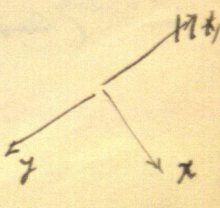
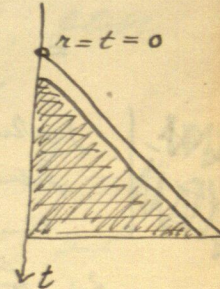
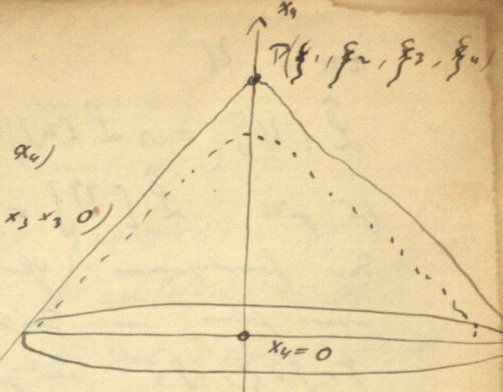
$$\frac{1}{4\pi} \int \{v L[u] - u L[v]\} r^2 \sin \varphi d\varphi d\vartheta dr dt = \frac{1}{4\pi} \int \{v \frac{\partial}{\partial r} [r^2 (v \frac{\partial \bar{u}}{\partial r} - \bar{u} \frac{\partial v}{\partial r})] - \frac{\partial}{\partial t} [r^2 (v \frac{\partial \bar{u}}{\partial t} - \bar{u} \frac{\partial v}{\partial t})]\}$$

lassen wir das rückführen, setzen wir wieder Formeln für r, t . $t+r=x, t-r=\tau$

Abgelesen. Es geht so, wir haben ganz einfach die selbe Riemann für Klein genommen. Die richtige ist

$$v = \frac{J_0(\mu S)}{S}$$

Wir nehmen an der Stelle wieder auf.



$$ru = u \quad V = J_0(\mu \sqrt{t^2 - r^2})$$

$$\hat{L}[u] (= r L[u]) = \frac{\partial^2 u}{\partial r^2} + \frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} \left(r^2 \frac{\partial u}{\partial r} \right) + \frac{1}{r^2} \frac{\partial^2 u}{\partial t^2} - \frac{\partial^2 u}{\partial t^2} - \mu u$$

Es gilt $\hat{L}[V] = 0$ identisch in ξ, η, ζ . Auf der rechten Seite der Bewegungsgleichung steht jetzt auf einem Ausdruck. Man sieht, wie schon in Beispiel 2, dass Volumenkonstanten mit dem Integral ξ, ξ, ξ, ξ misgefasst, so dass die rechte Seite die Form $f(\xi, r \sin \varphi, \xi, \dots, \xi, -t)$ annimmt.

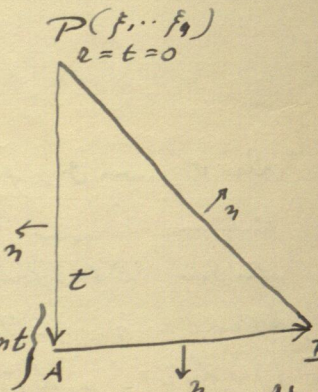
Jetzt tritt auf der rechten Seite $r = \sqrt{(x_1 - \xi_1)^2 + (x_2 - \xi_2)^2 + (x_3 - \xi_3)^2}$ hinzu.

Jetzt wird

$$[V \hat{L}(u) - u \hat{L}(V)] \sin \delta = \frac{\partial}{\partial r} \left(V \frac{\partial u}{\partial r} - u \frac{\partial V}{\partial r} \right) \sin \delta + \frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} \left[\sin \delta \left(V \frac{\partial u}{\partial r} - u \frac{\partial V}{\partial r} \right) \right] + \frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial t} \left(V \frac{\partial u}{\partial t} - u \frac{\partial V}{\partial t} \right) - \left(V \frac{\partial u}{\partial t} - u \frac{\partial V}{\partial t} \right) \sin \delta$$

Langwiegend der Mittelwertbildung hat jetzt alles genau wie früher. Erste Bewegungsgleichung hat schon offenbar nicht (mit der Bedingung $r=0$) Punkte von dem Inneren; aber u ist auf $r=0$ regulär und V ist der Grenzwert nach Volumen. Auf ist jetzt kein Grund mehr, nicht über den ganzen Kugel, einen ~~Weg~~ zu integrieren und für $r=0$ zu integrieren. Also

$$\frac{1}{4\pi} \int_V \left(V \frac{\partial u}{\partial r} - u \frac{\partial V}{\partial r} \right) \sin \delta \, d\delta \, d\varphi \, dt = \int \int \left\{ \left(V \frac{\partial u}{\partial r} - u \frac{\partial V}{\partial r} \right) \cos(nr) - \left(V \frac{\partial u}{\partial t} - u \frac{\partial V}{\partial t} \right) \cos nt \right\} d\sigma$$



1.) Auf PA ist $\cos nt = 0$, $\cos nr = -1$, aber bewegt u sich $r=0$ sein und für Definition für $r=0$ im System; folglich kein Beitrag von hier.

2.) Auf der Kugel: $\cos nt = 1$. Man wendet das über die „Lichtkegel“ (das Innere von Kugel) an. Folglich

$$\int \left(V \frac{\partial u}{\partial t} - u \frac{\partial V}{\partial t} \right) \frac{dV}{r^2} \quad (\text{d.h. das Volumenelement bezieht auf zwei Mannen „r“}).$$

3.) Auf PB: Sei $V=0$, wie auch die Gleichung mit den Grenzwerten von V miteinander teilt. Also kommt

$$\int d\sigma \left(\frac{\partial u}{\partial r} \cos(nr) - \frac{\partial u}{\partial t} \cos nt \right) \quad \begin{cases} \cos nr = \frac{1}{r} \\ \cos nt = -\frac{1}{r} \end{cases}$$

und wenn man $d\sigma$ auf PB setzt $\begin{cases} \cos(nr) = \frac{1}{r} \\ \cos(nt) = \frac{1}{r} \end{cases}$

Es stellt also der Ausdruck von u in Richtung der Zeitachse in der Ebene und das Ergebnis ist $u(P) = 0$.

Neuer Versuch (Zurückführung auf 2 Dimensionen).

Man hat den 1. Lösungssatz von

$$\frac{\partial^2 u}{\partial x_1^2} + \frac{\partial^2 u}{\partial x_2^2} + \frac{\partial^2 u}{\partial x_3^2} - \frac{\partial^2 u}{\partial x_4^2} - \mu^2 u = f(x_1, x_2, x_3, x_4)$$

Als Operation M bezeichnen wir: werten jede Funktion an einem Mittelwert mit der Kugel um den Punkt auf der $r=0$ liegt, deren Radius r ist. M kann, mit Δ verknüpft, mit Δ jeder Funktion u mit $Mu = g$, $Mf = g$, Funktion von r, t sein.

Es gilt

$$\frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} \left(r^2 \frac{\partial f}{\partial r} \right) - \frac{\partial^2 f}{\partial t^2} - \mu^2 f = Mf$$

oder

$$\frac{\partial^2 \chi}{\partial r^2} - \frac{\partial^2 \chi}{\partial t^2} - \mu^2 \chi = g \quad \text{mit } g = r Mf.$$

Man wendet man wieder von oben Litzen $\chi = r g = r Mf = r M u$. Man hat, weil zum Anfang für $r=0$ mit $M(u)$ $r=0$ gegeben wird. Der Grenzwert ist, dass man die Punkte 0 gegeben wird. Der Grenzwert ist, dass man die Punkte 0 gegeben wird. Der Grenzwert ist, dass man die Punkte 0 gegeben wird.

mit

$$\frac{\partial g}{\partial r} = \frac{\partial}{\partial r} (r Mf) = Mf + r M \frac{\partial f}{\partial r} \quad \text{nach } g.$$

Man wendet $\frac{\partial \chi}{\partial r} = Mu + r M \frac{\partial u}{\partial r}$. Man wendet auf jetzt das Differenzial? Ja. Mu beginnt mit r^2 , $r Mu$ mit r^3 , der 2. Term verbleibt gerade nach. Das ist also r und r^2 .

Direkt Lösung.

oder wir können die Lösung von

$$L[\chi] = \frac{\partial^2 \chi}{\partial r^2} - \frac{\partial^2 \chi}{\partial t^2} - \mu^2 \chi = g \quad \text{mit: } g = Mf + r M \frac{\partial f}{\partial r}$$

wobei χ die Lösung ist: $\chi = M u + r M \frac{\partial u}{\partial r}$.

Die

$$v = J_0(\mu \sqrt{t^2 - r^2})$$

wofür gilt $L[v] = 0$; aber die Δ -Fkt:

$$\int dt \int dr (v L[\chi] - \chi L[v]) = \int dt \int dr v g =$$

$$\int dt \int dr \left[\frac{\partial}{\partial r} (v \frac{\partial \chi}{\partial r} - \chi \frac{\partial v}{\partial r}) - \frac{\partial}{\partial t} (v \frac{\partial \chi}{\partial t} - \chi \frac{\partial v}{\partial t}) \right] =$$

$$\oint d\sigma \left[(v \frac{\partial \chi}{\partial r} - \chi \frac{\partial v}{\partial r}) \cos nr - (v \frac{\partial \chi}{\partial t} - \chi \frac{\partial v}{\partial t}) \cos nt \right]$$

PA gibt keine Lösung, weil dort $\cos nt = 0$, $\frac{\partial \chi}{\partial r} = \frac{\partial v}{\partial r} = 0$.

AB gibt die Lösung ($\cos nt = -1$):

$$+ \int_0^B (v \frac{\partial \chi}{\partial t} - \chi \frac{\partial v}{\partial t}) dr$$

Auf PB ist $\cos nr = \frac{1}{\sqrt{2}}$, $\cos nt = \frac{1}{\sqrt{2}}$. Prüft man das von

P auf B, so ist $\cos(\sigma \cdot t) = -\frac{1}{\sqrt{2}}$, $\cos(\sigma \cdot r) = +\frac{1}{\sqrt{2}}$; man
hat also $\chi(B) - \chi(P)$ und das ist die Lösung mit der
wir uns von v befassen. Somit ist v konstant (+1). Also

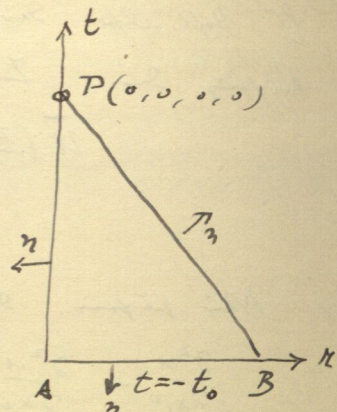
$$\int_{PB} d\sigma \left(v \frac{\partial \chi}{\partial r} \cos nr - \frac{\partial \chi}{\partial t} \cos nt \right) = \int_{PB} d\sigma \frac{d\chi}{d\sigma} = \chi(B) - \chi(P)$$

Zu Beginn also:

$$\int dt \int dr v g = \int_0^B (v \frac{\partial \chi}{\partial t} - \chi \frac{\partial v}{\partial t}) dr + \chi(B) - \chi(P)$$

$$\chi(P) = - \int dt \int dr v g + \int_0^B (v \frac{\partial \chi}{\partial t} - \chi \frac{\partial v}{\partial t}) dr + \chi(B)$$

$\chi(P)$ ist aber jetzt nicht der Wert der gesuchten
Funktion χ in der Lösung. Die beiden Ausdrücke sind
möglich, wenn die aufeinander die ist, dass man mit
 v allein auskommen müsste. Man ist



$$\frac{\partial v}{\partial t} = - \frac{\mu r}{\sqrt{t^2 - r^2}} J_0' \quad \frac{\partial v}{\partial r} = + \frac{\mu t}{\sqrt{t^2 - r^2}} J_0' \quad \text{also} \quad \frac{\partial v}{\partial t} = - \frac{t}{r} \frac{\partial v}{\partial r}$$

$$\int_0^B \chi \frac{\partial v}{\partial t} dr = + \int_0^B \chi \frac{t}{r} \frac{\partial v}{\partial r} dr = \chi \frac{t}{r} v \Big|_0^B - \int_0^B v \frac{\partial \chi}{\partial r} dr$$

Dies gilt aber nicht, wegen der Schwierigkeit in der in der Lösung.

Angenommen ist es so, dass man beliebig weit absteigen kann:

$$- \int dt \int dr v g = - \int dt \int dr v \frac{\partial}{\partial r} M f = - \int dt (v r M f) \Big|_{r=0}^{r=t} + \int dt \int dr r M f \frac{\partial v}{\partial r}$$

$$= - \int dt \frac{M f \cdot r^2}{r} + \int dt \int r^2 dr M f \frac{\mu J_0(\mu r)}{r}$$

Die Mittelwert der Lösung ist also das Mittel und man hat den

Verdacht, dass das Problem vielleicht, das man in manchen Fällen
nicht auf eine Lösung von Mittel führt.

Aber die Form mit J_0 , das Mittel berechnen, ist eigentlich
unmöglich. Die Mittel mit gegebenem also

$$- \int dt \int dr \cdot r^2 \cdot \frac{J_0(\mu r)}{r} \left(\frac{M f}{r} + M \frac{\partial f}{\partial r} \right)$$

Nächste Aufgabe: Feld einer bewegten Punktladung.

Das Intervall ist in μ Maß ist, dass
man Punktladung, die sich irgendwo in
Raumzeit des Ursprungs befindet, immer
wobei davon gesprochen ist, der Punkt ist
nicht bloß in einem einzigen Punkt von
jeder beeinflusst. Das ist aber in großer
Maßung bloß ein Effekt, aber es wird
überprüft werden. (Man muss es wirklich
bestimmen, weil man es

Nb: Zusammenhang der Riemannschen
Lösungsmethode mit der Auf-
stellung der _____ Gleichung.

wahrscheinlich. - In
der Lösung ist
etwas (wegen).

was hier steht.

Punktladung

Druck Prüfung.

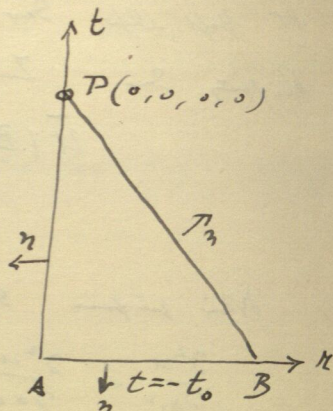
Wir brauchen die Lösung von

$$L[\chi] = \frac{\partial^2 \chi}{\partial r^2} - \frac{\partial^2 \chi}{\partial t^2} - \mu^2 \chi = g \quad \text{mit: } g = M_f + r M \frac{\partial f}{\partial r}$$

wobei χ die Lösung ist: $\chi = M_u + r M \frac{\partial u}{\partial r}$
 in

$$v = J_0(\mu \sqrt{t^2 - r^2})$$

weiter gilt $L[v] = 0$; über die Δ -Fläche:



$$\int dt \int dr (v L[\chi] - \chi L[v]) = \int dt \int dr v g =$$

$$\int dt \int dr \left[\frac{\partial}{\partial r} (v \frac{\partial \chi}{\partial r} - \chi \frac{\partial v}{\partial r}) - \frac{\partial}{\partial t} (v \frac{\partial \chi}{\partial t} - \chi \frac{\partial v}{\partial t}) \right] =$$

$$\int d\sigma \left[(v \frac{\partial \chi}{\partial r} - \chi \frac{\partial v}{\partial r}) \cos nr - (v \frac{\partial \chi}{\partial t} - \chi \frac{\partial v}{\partial t}) \cos nt \right]$$

PA gibt keine Leistung, weil dort $\cos nt = 0$, $\frac{\partial \chi}{\partial r} = \frac{\partial v}{\partial r} = 0$.

AB gibt die Leistung ($\cos nt = -1$):

$$+ \int_0^{t_0} \left(v \frac{\partial \chi}{\partial t} - \chi \frac{\partial v}{\partial t} \right) dr$$

Auf PB ist $\cos nr = \frac{1}{\sqrt{2}}$, $\cos nt = \frac{1}{\sqrt{2}}$. Prüft man das von

P nach B, so ist $\cos(\sigma \cdot t) = -\frac{1}{\sqrt{2}}$, $\cos(\sigma \cdot r) = +\frac{1}{\sqrt{2}}$; man

hat also $\chi(B) - \chi(P)$ erhalten. Zusammen ist v konstant (+1). Also

$$\int_{PB} d\sigma \left(\frac{\partial \chi}{\partial r} \cos nr - \frac{\partial \chi}{\partial t} \cos nt \right) = \int_{PB} d\sigma \frac{d\chi}{d\sigma} = \chi(B) - \chi(P)$$

Zu Beginn also:

$$\int dt \int dr v g = \int_0^{t_0} \left(v \frac{\partial \chi}{\partial t} - \chi \frac{\partial v}{\partial t} \right) dr + \chi(B) - \chi(P)$$

$$\chi(P) = - \int dt \int dr v g + \int_0^{t_0} \left(v \frac{\partial \chi}{\partial t} - \chi \frac{\partial v}{\partial t} \right) dr$$

$\chi(P)$ ist aber jetzt nicht die Lösung, sondern die Anfangswert.

möglich, wenn die Anfangswert v allein mit χ übereinstimmt.

$$\frac{\partial v}{\partial t} = - \frac{\mu r}{\sqrt{t^2 - r^2}} J_0' \quad \frac{\partial v}{\partial r} = + \frac{\mu t}{\sqrt{t^2 - r^2}} J_0' \quad \text{also} \quad \frac{\partial v}{\partial t} = - \frac{t}{r} \frac{\partial v}{\partial r}$$

$$\int_0^B \chi \frac{\partial v}{\partial t} dr = + \int_0^B \chi \frac{t}{r} \frac{\partial v}{\partial r} dr = \chi \frac{t}{r} v \Big|_0^B - \int_0^B v \frac{\partial \chi}{\partial r} dr$$

Das gilt aber nicht, wegen der Divergenz in der ersten Formel.

Angenommen es ist so, dass man beliebig groß r wählen kann:

$$- \int dt \int dr v g = - \int dt \int dr v \frac{\partial}{\partial r} M_f = - \int dt \left(v r M_f \Big|_{r=0}^{r=t} + \int dt \int dr r M_f \frac{\partial v}{\partial r} \right)$$

$$= - \int dt \frac{M_f \cdot r^2}{r} + \int dt \int dr r^2 M_f \frac{\mu J_0(\mu s)}{s}$$

$$\frac{dJ_0}{dr} = - J_1(r) \quad !!!$$

Die Mittelwert der Leistung ist also das Integral über r und t der

Leistung, das ist $\int dt \int dr v g$, das ist in unserer Dimension

Leistung pro Fläche, das ist $\int dt \int dr v g$.

Aber die Formel mit J_0 , das ist $\int dt \int dr v g$, ist eigentlich

unfalsch. Die Einheit ist $\frac{J_0(\mu s)}{r} \left(\frac{M_f}{r} + M \frac{\partial f}{\partial r} \right)$.

$$- \int dt \int dr \cdot r^2 \cdot \frac{J_0(\mu s)}{r} \left(\frac{M_f}{r} + M \frac{\partial f}{\partial r} \right)$$

Nächste Aufgabe: Feld einer bewegten Punktladung.

Das Integral $\int dt \int dr v g$ ist, dass

man die Punktladung, die sich irgendwohin in

der Ebene bewegt, das ist $\int dt \int dr v g$, immer

wird darin gemittelt, das ist $\int dt \int dr v g$, also

nicht bloß in einem einzigen Punkt, sondern

über den gesamten Raum. Das ist $\int dt \int dr v g$, also

über den gesamten Raum. Das ist $\int dt \int dr v g$, also

über den gesamten Raum. Das ist $\int dt \int dr v g$, also

über den gesamten Raum. Das ist $\int dt \int dr v g$, also

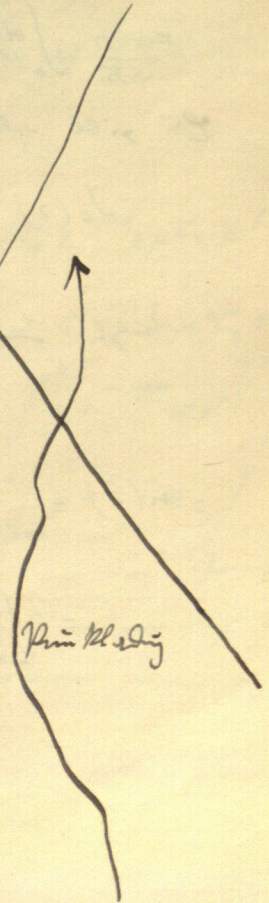
über den gesamten Raum. Das ist $\int dt \int dr v g$, also

über den gesamten Raum. Das ist $\int dt \int dr v g$, also

über den gesamten Raum. Das ist $\int dt \int dr v g$, also

über den gesamten Raum. Das ist $\int dt \int dr v g$, also

über den gesamten Raum. Das ist $\int dt \int dr v g$, also



Rüfende Punktlösung

$$\chi(r) = u(r) = - \int dt / dr \quad \dot{V} g$$

$$V = J_0(\mu \sqrt{t^2 - r^2}) \quad g = Mf + r M \frac{\partial f}{\partial r}$$

Es handelt sich um ein

$$V = \int_{-\infty}^{-r} J_0(\mu \sqrt{t^2 - r^2}) dt =$$

$$= \int_r^{\infty} J_0(\mu \sqrt{t^2 - r^2}) dt =$$

$$= \int_0^{\infty} J_0(\mu x) \frac{x dx}{\sqrt{x^2 + r^2}}$$

$$\frac{x}{r} = y$$

$$V = r \int_0^{\infty} J_0(\mu r y) \frac{y dy}{\sqrt{1+y^2}}$$

$$= \frac{r}{\pi} \int_0^{\pi} dy \int_0^{\infty} e^{i \mu r y \cos \varphi} \frac{y dy}{\sqrt{1+y^2}}$$

Es gilt also folgende Integraldarstellung von $J_0(z)$ (C.H. p. 414):

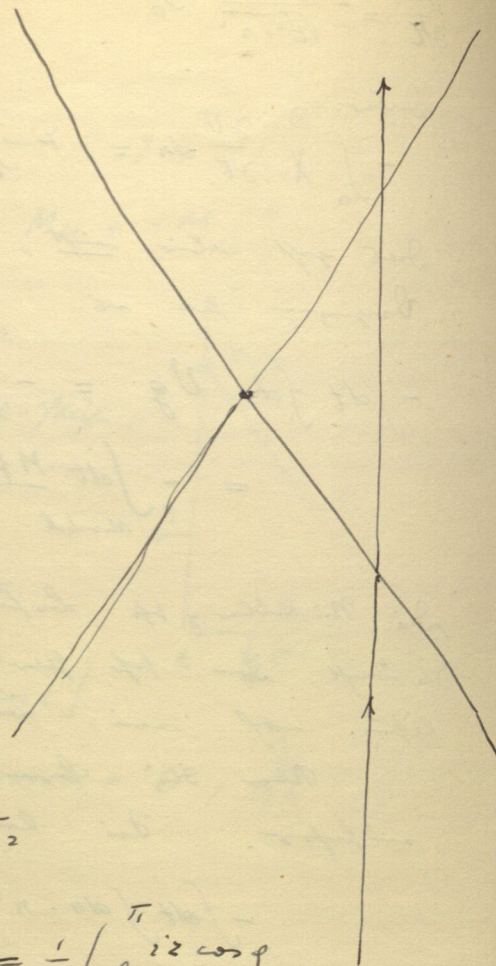
$$J_0(z) = \frac{1}{2\pi i} \int_L e^{v - (\frac{z}{2})^2 v^{-1}} \frac{dv}{v}$$

Wählt man hier v^{-1} , wegen v^{-1} .

$$u(r) = \int_{-\infty}^{-r} dt \int_0^t dr' J_0(\mu \sqrt{t^2 - r'^2}) \frac{\partial}{\partial r'} Mf$$

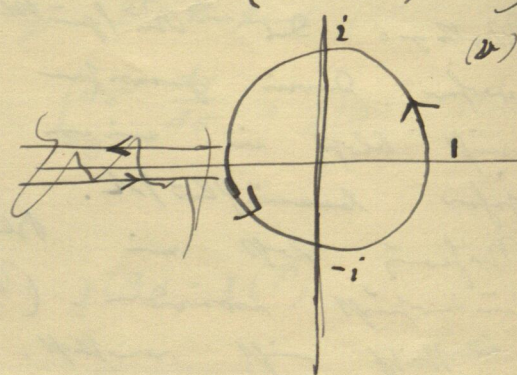
$$= \int_{-\infty}^{-r} dt \left\{ \left. J_0(\mu \sqrt{t^2 - r'^2}) r' Mf \right|_0^{-t} - \int_0^{-t} \frac{J_1(\mu \sqrt{t^2 - r'^2}) \mu r'}{\sqrt{t^2 - r'^2}} r' Mf dr' \right\}$$

$$\left\{ \begin{aligned} \mu \sqrt{t^2 - r^2} &= x \\ \mu^2 (t^2 - r^2) &= x^2 \\ t &= \sqrt{\frac{x^2}{\mu^2} + r^2} \\ dt &= \frac{x dx}{\mu \sqrt{\frac{x^2}{\mu^2} + r^2}} \\ &= \frac{x dx}{\sqrt{x^2 + \mu^2 r^2}} \end{aligned} \right.$$



$$J_0(z) = \frac{1}{\pi} \int_0^{\pi} e^{iz \cos \varphi} d\varphi$$

Kann man auch mit



$$Z_1' + \frac{1}{2} Z_1 = Z_0$$

$$\frac{d}{dz} (z Z_1) = z Z_1' + Z_1$$

$$\frac{1}{z} \frac{d}{dz} (z Z_1) = Z_1' + \frac{1}{z} Z_1 = Z_0$$

Nach $\frac{1}{z}$ multiplizieren

$$\int_0^{\infty} J_0(x) dx = \int_0^{\infty} x J_0(x) \cdot \frac{dx}{x} = x J_1(x) \Big|_0^{\infty} + \int_0^{\infty} x J_1(x) \frac{dx}{x^2}$$

$$\int_0^{\infty} J_0(x) dx = \int_0^{\infty} \frac{J_1(x)}{x} dx$$

$$\frac{d^2 J_0}{dx^2} + \frac{1}{x} \frac{dJ_0}{dx} + J_0 = 0$$

$$\frac{1}{x} \frac{d}{dx} \left(x \frac{dJ_0}{dx} \right) + J_0 = 0$$

$$\frac{dJ_0}{dx} = -J_1$$

$$\int_0^{\infty} \frac{dx}{x} \frac{d}{dx} (-J_1 \cdot x) + \int_0^{\infty} J_0 dx = 0$$

$$J_0(z) = 1 - \frac{(\frac{z}{2})^2}{1!1!} + \frac{(\frac{z}{2})^4}{2!2!} - \frac{(\frac{z}{2})^6}{3!3!} + \dots \quad \text{Lsg!}$$

Direkte Behandlung des statischen Falles.

$$\frac{\partial^2 \chi}{\partial r^2} - \frac{\partial^2 \chi}{\partial t^2} - \mu^2 \chi = g$$

$$g = Mf + r M \frac{\partial f}{\partial r}$$

$$\chi = Mu + r M \frac{\partial u}{\partial r}$$

$$\chi = C_1 e^{-\mu r} + C_2 e^{\mu r}$$

$$C_1' e^{-\mu r} + C_2' e^{\mu r} = 0$$

$$-\mu C_1' e^{-\mu r} + \mu C_2' e^{\mu r} = g$$

$$C_1' = \frac{1}{2\mu} g e^{\mu r}$$

$$C_2' = \frac{1}{2\mu} g e^{-\mu r}$$

$$\chi = C_1 e^{-\mu r} + C_2 e^{\mu r}$$

$$\frac{\partial \chi}{\partial r} = C_1' e^{-\mu r} + C_2' e^{\mu r} - \mu C_1 e^{-\mu r} + \mu C_2 e^{\mu r}$$

$$\frac{\partial^2 \chi}{\partial r^2} = -\mu C_1' e^{-\mu r} + \mu C_2' e^{\mu r} + \mu^2 C_1 e^{-\mu r} + \mu^2 C_2 e^{\mu r}$$

$$C_1 = -\frac{1}{2\mu} \int g e^{\mu r} dr; \quad C_2 = \frac{1}{2\mu} \int g e^{-\mu r} dr$$

$$\chi = \frac{1}{2\mu} \left(-e^{-\mu r} \int g e^{\mu r} dr + e^{\mu r} \int g e^{-\mu r} dr \right)$$

Nun ist für $r=0$ ganz im Endlichen, muss die untere Grenze des 2ten Integrals ∞ sein. Dann, obwohl wir nicht wissen, ob für den Wert von χ für $r=0$ nicht unendlich, müssen wir das verlangen, dass es für $r=\infty$ null bleibt. Also:

$$\chi(0) = u(r) = \frac{1}{2\mu} \left(- \int_0^{\infty} g e^{\mu r} dr - \int_0^{\infty} g e^{-\mu r} dr \right) = - \frac{1}{2\mu} \int_0^{\infty} g e^{-\mu r} dr$$

mit beliebigen Randwerten? Nein.

Jetzt zurück zum richtigen Integral

$$K = \alpha \int_0^\infty J_0(\mu r y) \frac{y dy}{\sqrt{1+y^2}}$$

Man vermutet $K = e^{-\mu r}$ und prüft es, indem man
das Differenzial mit dem Integraltheorem ansetzt.

$$J_0(z) = \frac{1}{\pi} \int_0^\pi e^{iz \cos \varphi} d\varphi \quad \text{benutzt man. Man verfährt}$$

mit folgenden:

$$A \frac{d}{dz} = \int_0^\infty J_0(zy) e^{-z} dz = \frac{1}{\pi} \int_0^\pi d\varphi \int_0^\infty e^{iz \cos \varphi - z} dz =$$

$$= \frac{1}{\pi} \int_0^\pi d\varphi \left[(iz \cos \varphi - 1)^{-1} e^{iz \cos \varphi - z} \right]_{z=0}^{z=\infty} =$$

$$= \frac{1}{\pi} \int_0^\pi d\varphi \frac{1}{iz \cos \varphi - 1} = \frac{1}{\pi} \int_0^\pi d\varphi \frac{-iz \cos \varphi - 1}{y^2 \cos^2 \varphi + 1} =$$

$$= -\frac{1}{\pi} \int_0^\pi d\varphi \frac{+iz \cos \varphi + 1}{y^2 \cos^2 \varphi + 1} = -\frac{1}{\pi} \int_0^\pi \frac{d\varphi}{y^2 \cos^2 \varphi + 1}$$

$$\cos^2 \varphi = \cos^2 \frac{\varphi}{2} - \sin^2 \frac{\varphi}{2}$$

$$\frac{\cos^2 \varphi}{\cos^2 \frac{\varphi}{2}} = 1 - \tan^2 \frac{\varphi}{2}$$

$$\frac{d\varphi}{\cos^2 \frac{\varphi}{2}} = 2 d \tan \frac{\varphi}{2}$$

$$\frac{1}{\cos^2 \frac{\varphi}{2}} = 1 + \tan^2 \frac{\varphi}{2} \quad \tan \frac{\varphi}{2} = x$$

$$A = -\frac{2}{\pi} \int_0^\infty \frac{dx}{y^2(1-x^2) + (1+x^2)} = -\frac{2}{\pi} \int_0^\infty \frac{dx}{1+y^2 + (1-y^2)x^2}$$

1) $y < 1$

$$A = -\frac{2}{\pi} \int_0^\infty \frac{1}{\sqrt{(1-y^2)(1+y^2)}} \frac{dx}{1+x^2}$$

$$= -\frac{2}{\pi} \frac{1}{\sqrt{(1-y^2)(1+y^2)}} \arctan x \Big|_0^\infty$$

$$= -\frac{1}{\sqrt{(1-y^2)(1+y^2)}}$$

$$x \sqrt{\frac{1-y^2}{1+y^2}} = f$$

$$\frac{1}{1+\sqrt{1+y^2}}$$

$$A = -\frac{1}{\pi} \int_0^\pi \frac{d\varphi}{y^2 \cos^2 \varphi + 1} = -\frac{1}{\pi} \int_0^\pi \frac{\frac{d\varphi}{\cos^2 \varphi}}{y^2 + 1 + \tan^2 \varphi} = -\frac{2}{\pi} \int_0^\infty \frac{dx}{1+y^2+x^2} \quad x = \tan \varphi$$

$$= -\frac{2}{\pi} \frac{1}{\sqrt{1+y^2}} \int_0^\infty \frac{dx}{1+x^2} = -\frac{1}{\sqrt{1+y^2}} \quad \text{Das hier.}$$

Wir prüfen somit, dass

$$K = \alpha \int_0^\infty J_0(\mu r y) \frac{y dy}{\sqrt{1+y^2}} = -\alpha \cdot \frac{e^{-\mu r}}{\mu r} = -\frac{1}{\mu} e^{-\mu r}$$

oder

$$u(P) = -\frac{1}{\mu} \int_0^\infty d\alpha e^{-\mu r} g \quad \text{überprüfen mit dem richtigen Ergebnis}$$

Anmerkung: Wir können somit die Laplaceintegral der Funktion
des Systems beifügen e^{-z} . Das dürfte helfen beim Feld
der Bewegung der Ladungen. Bei allgemeinen Funktionen ist
nicht klar, dass Reduktion des Doppelintegrals $\int dt \int dr \nabla g$
möglich ist. Wir werden vermuten, dass es ohne Änderung
unseres Systems (Wellenfunktion) $\neq 0$ ist. - Später zeigen wir das
Integral als vollen Polynomintegral (4-Dimensionsal):

$$u(P) = -\frac{1}{4\pi} \int dt \int d\tau \frac{J_0(\mu \sqrt{t^2 - r^2})}{r^2} \left(f + r \frac{\partial f}{\partial r} \right) ; \quad \frac{\partial(rf)}{\partial r} = 2rf$$

Es handelt sich jetzt um ein Integral, das
Integral selbst ist ein vorgegebenes Problem mit,
gegeben. Somit zum Integralen und dazu, wie weiter?

Wichtig ist es jetzt, zu zeigen, dass es mit f zu tun
hat, weil bei $\frac{\partial f}{\partial r}$ noch eine Überlegung für sich
(Mittel zwischen Randwert und ∇ der Funktion).

Die Lage des Teilchens sei, in Parameterdarstellung
 $x = x(\lambda) \quad y = y(\lambda) \quad z = z(\lambda) \quad t = t(\lambda) \quad \cdot = \frac{d}{d\lambda}$

$$r^2 = x^2(\lambda) + y^2(\lambda) + z^2(\lambda) = r^2(\lambda)$$

$$\beta^2 = \frac{\dot{x}(\lambda)^2 + \dot{y}(\lambda)^2 + \dot{z}(\lambda)^2}{\dot{t}(\lambda)^2}$$

$$dt \sqrt{1-\beta^2} = \frac{dt}{\dot{t}(\lambda)} \sqrt{\dot{t}^2 - \dot{x}^2 - \dots}$$

$$= d\lambda \sqrt{\dot{t}^2 - \dot{x}^2 - \dots}$$

$$\sqrt{1-\beta^2} = \frac{1}{\dot{t}(\lambda)} \sqrt{\dot{t}^2 - \dot{x}^2 - \dot{y}^2 - \dot{z}^2}$$

$$\sqrt{\dot{t}^2(\lambda) - \dot{x}^2(\lambda) - \dots} = \sqrt{\dot{t}^2 - \dot{x}^2 - \dots}$$



folgt zurück zum gekürzten Integral

$$K = r \int_0^\infty J_0(\mu r y) \frac{y dy}{\sqrt{1+y^2}}$$

Man vermutet $K = e^{-\mu r}$ und prüft es, indem man
 in der Difer. Gleichg. mit dem Integraltheorem nachhakt.

$$J_0(z) = \frac{1}{\pi} \int_0^\pi e^{iz \cos \varphi} d\varphi$$

benutzt man. Man verfährt
 mit zueinander:

$$A = \int_0^\infty J_0(zy) e^{-z} dz = \frac{1}{\pi} \int_0^\pi d\varphi \int_0^\infty e^{iz \cos \varphi - z} dz =$$

$$= \frac{1}{\pi} \int_0^\pi \left[-e^{iz \cos \varphi - z} \right]_{z=0}^{z=\infty} =$$

links:
 "alles in Ordnung"

$$\frac{1}{\cos \varphi - 1} = \frac{1}{\pi} \int_0^\pi d\varphi \frac{-iz \cos \varphi - 1}{y^2 \cos^2 \varphi + 1} =$$

$$\frac{1}{1} = -\frac{1}{\pi} \int_0^\pi \frac{d\varphi}{y^2 \cos^2 \varphi + 1}$$

$$\frac{\cos^2 \varphi}{\cos^2 \frac{\varphi}{2}} = 1 + \tan^2 \frac{\varphi}{2} \quad \frac{d\varphi}{\cos^2 \frac{\varphi}{2}} = 2 d\tan \frac{\varphi}{2}$$

$$\frac{1}{\cos^2 \frac{\varphi}{2}} = 1 + \tan^2 \frac{\varphi}{2} \quad \tan \frac{\varphi}{2} = x$$

$$= -\frac{2}{\pi} \int_0^\infty \frac{dx}{1+y^2+(1-y^2)x^2}$$

$$x \sqrt{\frac{1-y^2}{1+y^2}} = f$$

$$\frac{1}{1+y^2} = \frac{1}{1+f^2}$$

$$A = -\frac{1}{\pi} \int_0^\pi \frac{d\varphi}{y^2 \cos^2 \varphi + 1} = -\frac{1}{\pi} \int_0^\pi \frac{\frac{d\varphi}{\cos^2 \varphi}}{y^2 + 1 + \tan^2 \varphi} = -\frac{2}{\pi} \int_0^\infty \frac{dx}{1+y^2+x^2} \quad x = \tan \varphi$$

$$= -\frac{2}{\pi} \frac{1}{\sqrt{1+y^2}} \int_0^\infty \frac{dx}{1+x^2} = -\frac{1}{\sqrt{1+y^2}} \quad \text{Das hier.}$$

Wir prüfen somit, dass

$$K = r \int_0^\infty J_0(\mu r y) \frac{y dy}{\sqrt{1+y^2}} = -r \cdot \frac{e^{-\mu r}}{\mu r} = -\frac{1}{\mu} e^{-\mu r}$$

oder

$$u(P) = -\frac{1}{\mu} \int_0^\infty d\lambda e^{-\mu \lambda} g$$

überprüfen mit dem direkten
 Ergebnis

Anmerkung: Wir können somit die Laplaceintegral der Funktion
 der Exponentialfunktion e^{-z} . Das dürfte schon beim Feld
 der Bewegung der Ladungen. Bei allgemeinen Funktionen ist
 natürlich keine Reduktion des Doppelintegrals $-\int dt \int d\tau \nabla g$
 möglich. Wir werden vermuten, dass g also nullung
 einen Öffnung (Wellenlänge) $\neq 0$ ist. - Später zeigen wir das
 Integral als vollen Polynomintegral (4-Dimensions):

$$u(P) = -\frac{1}{4\pi} \int dt \int d\tau \frac{J_0(\mu \sqrt{t^2 - \tau^2})}{\mu^2} \left(f + \mu \frac{\partial f}{\partial \mu} \right) ; \quad \frac{\partial (u f)}{\partial \mu} \sim 2 u f$$

Es handelt sich jetzt nicht mehr darum, das
 Integral nullung einer vorgegebenen Wellenlänge mit,
 zu zeigen. Sondern zum Integralen nach zeigen, wie weiter?

Wichtig ist es jetzt, zu zeigen, dass f zu u be,
 handelt, weil bei $\frac{\partial f}{\partial \mu}$ noch eine Überlegung hinzukommt
 (Winkel zwischen Radienvektoren $\rightarrow$ Gegenüberstellung).

Die Lage des Teilchens bei, in Parameterdarstellung
 $x = x(\lambda) \quad y = y(\lambda) \quad z = z(\lambda) \quad t = t(\lambda) \quad \dot{} = \frac{d}{d\lambda}$

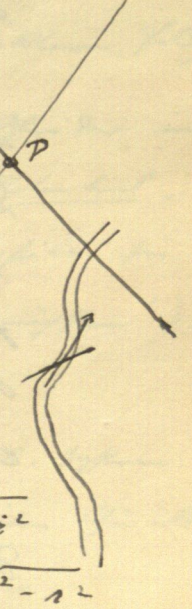
$$r^2 = x^2(\lambda) + y^2(\lambda) + z^2(\lambda) = r^2(\lambda)$$

$$\beta^2 = \dot{x}(\lambda)^2 + \dot{y}(\lambda)^2 + \dot{z}(\lambda)^2$$

$$dt \sqrt{1 - \beta^2} = \frac{dt}{\dot{t}(\lambda)} \sqrt{\dot{t}^2 - \dot{x}^2 - \dot{y}^2 - \dot{z}^2} = d\lambda \sqrt{\dot{t}^2 - \dot{x}^2 - \dot{y}^2 - \dot{z}^2}$$

$$\sqrt{1 - \beta^2} = \frac{1}{\dot{t}(\lambda)} \sqrt{\dot{t}^2 - \dot{x}^2 - \dot{y}^2 - \dot{z}^2}$$

$$\sqrt{\dot{t}^2(\lambda) - \dot{x}^2(\lambda) - \dot{y}^2(\lambda) - \dot{z}^2(\lambda)} = \sqrt{\dot{t}^2 - \dot{r}^2}$$



Es soll also umgekehrt zu uns

$$\int_0^\infty d\lambda \frac{J_0(\mu \sqrt{t(\lambda)^2 - r(\lambda)^2})}{r(\lambda)^2}$$

wobei $t(\lambda)$ und $r(\lambda)$ gegebene Funktionen von λ sind und

$$\left(\frac{dt}{d\lambda}\right)^2 - \left(\frac{dx}{d\lambda}\right)^2 - \left(\frac{dy}{d\lambda}\right)^2 - \left(\frac{dz}{d\lambda}\right)^2 = 1 \quad \text{angenommen.}$$

wofern $H(\lambda) = \sqrt{x(\lambda)^2 + y(\lambda)^2 + z(\lambda)^2}$

Man kann nun hier allgemein hin zu kommen sollen?

$$\sqrt{t(\lambda)^2 - r(\lambda)^2} = x \quad \text{setzen wir ein}$$

$$t(\lambda)^2 - r(\lambda)^2 = x^2$$

$$[t(\lambda) \dot{t}(\lambda) - r(\lambda) \dot{r}(\lambda)] d\lambda = x dx \quad \text{also}$$

$$\int_0^\infty \frac{x dx}{[t(\lambda) \dot{t}(\lambda) - r(\lambda) \dot{r}(\lambda)] r(\lambda)^2} J_0(\mu x)$$

Vorbereitung: Ich meine gleichförmig bewegten Ladung.

Das muß man durch Lorentzkontraktion mit $\frac{e^{-\mu r}}{r}$ be-
kommen. Das ist wohl richtig "abgeleitet"? Im Abstand,
Linsen. -

Uebung: man muß diese Näherungen berechnen bis sie lang genug
sind, um tief oben mit $\sqrt{1-\beta^2}$ gekürzt zu werden. Das ist
das Feld rotundiert und ganz einfach durch
eine längere Bewegung bestimmt; falls sie die Bewegung,
geschaltet haben, länger Zeit in der ersten Phase der
Aufspaltung mitgefallen hat, daß sie für (von wegen
 $e^{-\mu r}$) unterschätzt berücksichtigt werden kann.

Also: es besteht das Problem, daß der räumliche
Wirkungsbeiwert gering ist, ist der zeitliche Wirkungsbeiwert
vergrößert worden, weil man von den Wirkungen
(die langsame geschwindigkeit) gerade zu 1 fort kommen. Der
Fallsfall der Rufe ist allerdings wieder besonders

richtig. Das muß sich in der Zeit der Rufe für ein
suffizient lange Verzeithorizont sein, damit die Antwort
richtig ist.

Es ist vielleicht interessant, die Einflüsse des Stoßwells
und des Stoßwellenfeldes zu berechnen. J. L. mit dem,
kann man zeigen, die wohl ihre Eigenschaften sind, die
sind, aber so klein ist, daß der Stoßwellenverzug
werden kann. Im verfahrenen Fall, würde man wohl
hier in Möglichkeiten einen anderen Linsenzeitpunkt be-
kommen, einen weiter zurückgehenden, bei langer Periode
viel weiter zurückgehenden. Wichtig: das für die
Näherungen, die von der Stoßwellenrichtung kommen.

Es ist vielleicht nicht so viel, die "Haven", auf
Verweil zu setzen, weil bei Herleitung ist und weil
man sich wissen muß, was man wirklich braucht.

Allgemeine Überlegung ("Hierarchie" der Teilchen).

1.) Maxwell'sche Theorie. Wellenfunktion E . Die ersten ist
Inhomogenität einer quadratischen Wellenfunktion in der Metrik,
wellenfunktion ψ . ("Ladungen erzeugen das ~~Stoß~~ Wellenfeld").
Es ist erfüllt

2.) Die Machwellung, hier in ψ , bilinieren Gleichung in
 ψ und E , richtig in ψ und V , wo V das Kontinuum,
mit dem E ist abgeleitet. (abgesehen von der Ladung) erfüllt die
wohl eine bilinieren Wellenfunktion ψ (das "richtige")
feldes. Wichtig "in. p. m."

Man nimmt man die Größe in der das Stoß. System
linear ist, für Wellenfunktion, die wohl nicht für alle
Funktionen. Man kann zeigen, "richtig" ist das Stoß. System.

Jede Funktion hat 2 Erhaltungssätze. Eine in der Metrik,
Funktionen linear (mit Differenzialidentität zwischen ihnen
hätten sie). Dieser ist man selbstverständlich für die

Bemerkungen zu Diac - Pauli - Fress etc. " Teilchen mit
höherem Spin".

Offenbar handelt es sich hier um nicht weitere als
meine Art, "Produkt herlegen", d. h. Produkt in Bezug
auf den Ofen, aber nicht anders, so dass also meine Art
überwiegend ist.

$$i \frac{\partial \psi}{\partial t} = [m \alpha_4 + \alpha_1 p_x + \alpha_2 p_y + \alpha_3 p_z] \psi$$

Man wird zu ruff genügt bei z. L. bei zwei
Tulpen 8 Pfund zu verkaufen. Das hat man aber nicht,
sondern erst die zwei zu ruff und vom Lief zu kommen.
Zu verkaufen, das ist zu verkaufen:

$$i \frac{\partial \psi}{\partial t} = \left[m \left(\frac{\alpha_4 + \beta_4}{2} \right) + \left(\frac{\alpha_1 + \beta_1}{2} \right) p_x + \left(\frac{\alpha_2 + \beta_2}{2} \right) p_y + \left(\frac{\alpha_3 + \beta_3}{2} \right) p_z \right] \psi$$

$$= \left[m g_4 + g_1 p_x + g_2 p_y + g_3 p_z \right] \psi$$

De Iste is vermoedelijk *is*, met *is* *zijn*. (P. J. van den
Kamer, Proc. Roy. Soc. A, ~~173~~ 173, p. 107, 1930).

How can I find you

$$f_1 f_2 + f_2 f_1 = \frac{1}{2}(\alpha_1 \beta_2 + \alpha_2 \beta_1) \quad f_i^2 = \frac{1}{4}(1+1+2\alpha_i \beta_i) = \frac{1}{2}(1+\alpha_i \beta_i)$$

$$f_1 f_2 - f_2 f_1 = \frac{1}{2} (\alpha_1 \alpha_2 + \beta_1 \beta_2)$$

charges:

- 1.) In welcher Richtung hast du die wichtigsten relativen Mittel
Energie? [?]
- 2.) Wie sieht man denn in der Richtung ab (Kommen).
- 3.)

Lebenslauf von (Kemper !): Die 8 sind Mülleimer. Vorkurs.

$$(\alpha_1 + \beta_1) / (\alpha_1 - \beta_1) = (\alpha_1^2 - \beta_1^2) = 0$$

Man muß aber etwas bedenken, daß $\alpha, -\beta$, zueinander
nicht reell ist, und daß es fraglich ist, ob es auch
ist, auf ein Gebilde der $\mathfrak{g}$ ein Mittelbild?

$$f_1^3 = f_1 \quad f_1^4 (1 - f_1^2) = 0 \quad \underline{\text{In !}}$$

f_1 ist also die Eigenwerte ± 1 und 0. Ist π zu vgl.
Die Kräfte von f_1 hängen also

$$1, f_1, f_1^2, f_1^3, f_1^4, f_1^5, f_1^6$$

[illegible]

$$(f_1 f_2 + f_2 f_1) f_1 = \frac{1}{4} (\beta_2 + \alpha_1 \beta_2 \beta_1 + \alpha_2 \alpha_1 \beta_1 + \alpha_2) \\ = \frac{1}{4} (f_2 + \dots)$$

Wemmer gilt für die 8 (die er 1 nennt) Rhymer W. R.
(mög. Druffin):

$$(1) \quad g_{\mu} g_{\nu} g_{\rho} + g_{\rho} g_{\nu} g_{\mu} = g_{\mu} \delta_{\nu\rho} + g_{\rho} \delta_{\nu\mu}$$

Das ist eine sehr schöne Seite der Welt

$$g_r \mid g_\mu (g_r g_\rho - \tau_{r\rho}) + g_\rho (g_r g_\mu - \tau_{r\mu}) = 0 \mid g_\nu$$

$$g_\nu g_\mu (g_\nu g_\rho - \delta_{\nu\rho}) + g_\nu g_\rho (g_\nu g_\mu - \delta_{\nu\mu}) = 0$$

$$(2) \quad (g_{\nu} g_{\mu} - \frac{1}{2} \delta_{\nu\mu}) (g_{\nu} g_{\rho} - \frac{1}{2} \delta_{\nu\rho}) + (g_{\nu} g_{\rho} - \frac{1}{2} \delta_{\nu\rho}) (g_{\nu} g_{\mu} - \frac{1}{2} \delta_{\nu\mu}) = \frac{1}{2} \delta_{\mu\rho} \delta_{\nu\nu}$$

Aber f_v ist ein Vielfaches, daher ist kein Vielfaches mit f_v ab,
was vorher gegangen. (2) ist korrekt aber nicht das volle
Requisitum von (1). Man kann aber so ablesen

$$(3) \quad (\gamma^\mu \gamma^\nu - \frac{i}{2} \mathcal{F}_{\mu\nu}) (\gamma^\rho \gamma^\sigma - \frac{i}{2} \mathcal{F}_{\rho\sigma}) + (\gamma^\rho \gamma^\nu - \frac{i}{2} \mathcal{F}_{\rho\nu}) (\gamma^\mu \gamma^\sigma - \frac{i}{2} \mathcal{F}_{\mu\sigma}) = \frac{i}{2} \mathcal{F}_{\mu\nu} \mathcal{F}_{\rho\sigma}$$

Let man just do his opinion's best?

mit ϵ spricht, merkenswerterweise, eben (2) das Relativverhältnis zu sein. Dies bedingenden Sprüche. $1 - \beta^2$ ist der zugehörige Millfaktor zu β . Jeder (typisch.) Ist α , für die

$f_\nu \alpha = 0$ in $(1 - f_\nu^2) \alpha = 0$ gilt $\alpha = 0$,
 wenn α nicht Null ist. Das heißt mit f_ν zu multiplizieren in α
 zu reduzieren.
 Man, α gilt es nicht. Also (2) $\alpha = 0$ (3) zeigen, dass
 mit

$$f_\nu \alpha = 0 \quad \alpha f_\nu = 0 \quad \text{folgt}$$

$$f_\nu^2 \alpha = 0 \quad \alpha - f_\nu^2 \alpha = (1 - f_\nu^2) \alpha = \alpha$$

Letzter:

$$f_\rho \left| f_\mu (f_\nu f_\rho - f_{\nu\rho}) + f_\rho (f_\nu f_\mu - f_{\mu\nu}) = 0 \right.$$

$$f_\rho f_\mu (f_\nu f_\rho - f_{\nu\rho}) + f_\rho^2 (f_\nu f_\mu - f_{\mu\nu}) = 0$$

$$(f_\rho f_\mu - \frac{1}{2} f_{\mu\nu} (f_\nu f_\rho - \frac{1}{2} f_{\nu\rho})) + (f_\rho^2 - \frac{1}{2} f_{\nu\rho}) (f_\nu f_\mu - \frac{1}{2} f_{\mu\nu}) - \frac{1}{4} f_{\nu\rho} f_{\mu\nu}$$

Man liest die Gls. d. L. bei $\nu = \rho$

$$f_\mu (f_\rho^2 - 1) + f_\rho^2 f_\mu - f_{\mu\rho} f_\rho = 0$$

$$f_\mu (f_\rho^2 - 1) + (f_\rho^2 - f_{\mu\rho}) f_\mu = 0$$

$$f_\mu (f_\rho^2 - \frac{1+f_{\mu\rho}}{2}) + (f_\rho^2 - \frac{1+f_{\mu\rho}}{2}) f_\mu = 0$$

Andere Auffassung.

Man schreibe das ganze (abwärts)

$$\frac{\alpha_2 + \beta_2}{2} \quad \text{denn} \quad \frac{1 + \alpha_2 \beta_2}{2} \cdot \alpha_2 = f_2^2 \cdot \alpha_2 = (\mu_2 + \frac{1}{2}) \alpha_2$$

$$f_2^2 - \frac{1}{2} = \frac{\alpha_2 \beta_2}{2} = \mu_2$$

Die V. R. sind jetzt sehr einfach. Für die α_2 ist die
 Diracform. Die μ_2 ist. verknüpft miteinander und jedes
 mit einem α_2 . Mit einem anderen α_2 verknüpft ist
 phys. - vollständig können wir damit unsere drei
 Punkte nicht kl. - Die μ_2 sind identisch. Also gilt es
 von f_μ dass α_2 ~~verknüpft~~

$$\mu_2^2 = \frac{1}{4}$$

$$(\mu_2 + \frac{1}{2})^2 = \frac{1}{4} + \frac{1}{4} + \frac{1}{2} \mu_2 = \mu_2 + \frac{1}{2}$$

Das ist identisch.

Über das Anordnen einer Darstellung und
 des Zerlegen von Matrizen (Tensoren 2. Stufe nach Symmetrie)

Das Beispiel zeigt der Kern es ist voll.
 Doppelpunkt für die. Gibt es 2 Indizes ab. 16 Komponenten.

$$f_{\kappa i} \quad \begin{matrix} \kappa = 1, 2, 3, 4 \\ i = 1, 2, 3, 4 \end{matrix}$$

Also es werden also Symmetrien in Betracht gezogen, die auf
 beide Indizes, ganz gleich mitwirken, d. L.

$$\alpha_{\kappa' \kappa}^{(2)} + \alpha_{i' i}^{(2)}$$

Dies mit der Tensorformel wird also

$$\hat{f}_{\kappa' i'} = (\alpha_{\kappa' \kappa}^{(2)} + \alpha_{i' i}^{(2)}) f_{\kappa i} \quad \left. \begin{matrix} \text{Dabei ist mit } \alpha_{\kappa' \kappa}^{(2)} = \alpha_{\kappa' \kappa}^{(2)} \\ \alpha_{i' i}^{(2)} = \alpha_{i' i}^{(2)} \end{matrix} \right\}$$

$$= (\alpha_{\kappa' 2}^{(2)} + \alpha_{i' i}^{(2)}) f_{2 i} \quad (\text{so } f_{11})$$

$$= \pm (\alpha_{\kappa' 1}^{(2)} + \alpha_{i' i}^{(2)}) f_{\kappa i} \quad (\text{weil } \mathcal{V}^1 \text{ und } \mathcal{V}^2 \text{ } \mathcal{V}^1 \text{ } \mathcal{V}^2)$$

$$= \pm f = \pm (\alpha_{\kappa' i}^{(2)} + \alpha_{i' \kappa}^{(2)}) f_{\kappa i} = \pm f_{i' \kappa}$$

$\mathcal{V}^1$ und $\mathcal{V}^2$ sind so, dass $\mathcal{V}^1 \subset \mathcal{V}^2$ für $\mathcal{V}^1 \subset \mathcal{V}^2$
 $\mathcal{V}^1 \subset \mathcal{V}^2 \subset \mathcal{V}^3 \subset \mathcal{V}^4$, $\mathcal{V}^1 \subset \mathcal{V}^2 \subset \mathcal{V}^3 \subset \mathcal{V}^4$
 $10 + 6$, diese heißt gibt es 5 auf nicht ab?
 Die müssen eine lineare Invariante haben, heißt die Spur,
 denn auf der Diagonalen ist es nicht.

(bloß Änderung der Bezeichnung)

(Annahme der Symmetrie oder Antisymmetrie von φ)

Symmetrie oder Antisymmetrie bleibt also erhalten, daher, wenn wir φ additiv zerlegen in den symmetrischen und antisymmetrischen Teil (in bezug auf die zwei Indizes), so müssen die einmal getrennt sich transformieren, da haben wir $10+6$.

Wieso schaltet jetzt von den 5 noch eines $\mathcal{V}^1 \mathcal{V}^2 \mathcal{V}^3 \mathcal{V}^4$ ab?

Die müssen eine lineare Invariante haben.

Nicht die Spur, denn auf der Diagonale steht nichts.

Zur Lösung der inhomogenen Gordan - Ung.

$$\iint v g \, d\omega = \chi(B) - \underline{\chi(0)} + \int_a^B \left(v \frac{\partial \chi}{\partial t} - \chi \frac{\partial v}{\partial t} \right)$$

$$r = J_0(\mu \sqrt{t^2 - r^2}).$$

Frage und die möglichsten Verhältnisse (auch
p.p. - Zusammenhänge).

$$g = \frac{\partial}{\partial r}(rM_f) \quad \chi = \frac{\partial}{\partial r}(rM_u)$$

1.) Kann man nicht p.p. integrieren, ein Maassel integral ist
aber Densigkeitsfunktion für v integrierbar; mit i. r. liefert kein
Guthil ff. (Nur L in f ist $\frac{1}{2}$ $\leq p \leq 1$ oder L oder
 2 $\leq p \leq 7$, L $\leq p \leq 3$ $\leq p \leq 7$).

$$2.) \int_0^r dr \left(v \frac{\partial \chi}{\partial t} - \chi \frac{\partial v}{\partial t} \right)$$

$$r \frac{\partial v}{\partial t} + t \frac{\partial v}{\partial r} = 0$$

A hand-drawn spacetime diagram in the (t, r) plane. The vertical axis is labeled t and the horizontal axis is labeled r . A vertical line at $r=0$ is labeled $r=0$. A horizontal line at $t=t_0$ is labeled $t=t_0$. A diagonal line from the t -axis to the r -axis is labeled $r=-t$. A shaded triangular region is labeled E .

$$v = \sqrt{1 + a_1(t^2 - r^2) + a_2(t^2 - r^2)^2 + \dots}$$

$$\chi = \frac{\partial}{\partial r} (r M_u)$$

$$\chi = q_0 + 3q_1 n^2$$

Winn! $y = \sqrt{t^2 + z^2} \quad - z^2 = 2rt$

$$\begin{aligned} y^2 - iz^2 &= (t + in)^2 \\ y^2 + iz^2 &= (t - in)^2 \end{aligned}$$

$$t = \frac{1}{2} \sqrt{y^2 - iz^2} + \frac{i}{2} \sqrt{y^2 + iz^2}$$

$$t^2 = \frac{1}{4} \{ y^2 - iz^2 + y^2 + iz^2 + 2\sqrt{y^4 + z^4} \}$$

$$y^2 = t^2 - r^2$$

$$\frac{\partial z}{\partial t} = \frac{t}{y} \quad \frac{\partial z}{\partial r} = -\frac{z}{y}$$

$$\frac{\partial z}{\partial r} = -\frac{r}{z} \quad \frac{\partial z}{\partial t} = -\frac{t}{z}$$

$$\Delta = - \frac{t^2 + r^2}{2c} =$$

Daneben. Vermutungen über „quaristatische Felder“.

$$u(0,0,0,\theta) = - \int_0^\infty d\eta \int_\pi^\infty dt \, \mathcal{I}_0(\mu \sqrt{t^2 - \eta^2}) \frac{\partial}{\partial r} (r M f)_{(-t)}$$

$$= - \int_0^\infty dx \int_0^\infty dy \frac{y}{\sqrt{1+y^2}} J_0(\mu xy) \frac{\partial}{\partial x} (n M_f)_{t=-x\sqrt{1+y^2}}$$

Definieren wir minimal m , so für die Quelle (v vull, $\neq 0$):

$$\frac{\partial}{\partial r}(rM_f) = q(r) e^{-ivt} \quad \text{rep in 2-legend} = f(r) e^{ivx\sqrt{1+y^2}}, \text{ then}$$

$$u(0,0,0) = - \int_0^\infty dr \, q(r) \int_0^\infty dy \, \frac{y}{\sqrt{1+y^2}} \, \gamma_0(\mu r y) \, e^{i \nu r \sqrt{1+y^2}}$$

$$K = \frac{1}{i\nu r} e^{i\nu r \sqrt{1+\gamma_2}} \mathcal{I}_0(\mu r \gamma) \Big|_{\gamma=0}^{\gamma=\infty} + \frac{1}{i\nu r} \int_0^{\infty} d\gamma \cdot \mu r \cdot \mathcal{I}_1(\mu r \gamma) e^{i\nu r \sqrt{1+\gamma_2}}$$

$$= -\frac{e^{i\nu r \sqrt{1+\gamma_2}}}{i\nu r} + \frac{\mu}{i\nu} \int_0^{\infty} d\gamma \mathcal{I}_1(\mu r \gamma) e^{i\nu r \sqrt{1+\gamma_2}}$$

When we offer our in

$$Q(n) = n \int_0^{\infty} Y_0(\mu n y) \frac{y \, dy}{\sqrt{1+y^2}}$$

2. Ist die Menge von Wasser, die in der Nische mit Wasser
20. Das G. ist unvollständig.

Голубу

$$\gamma_0(z\gamma)$$

$$\frac{f_0(z)}{f_0(z_0)} = \sum_{m=0}^{\infty} \frac{f_m(z)}{m!} \left(\frac{1-z^2}{2} z \right)^m$$

$$u(0,0,0,0) = - \int_0^\infty dr \int_0^\infty J_0(ur\gamma) \frac{\gamma d\gamma}{\sqrt{1+\gamma^2}} \frac{\partial}{\partial r}(rM_f)$$

$$r_y = \sqrt{t^2 - r^2}$$

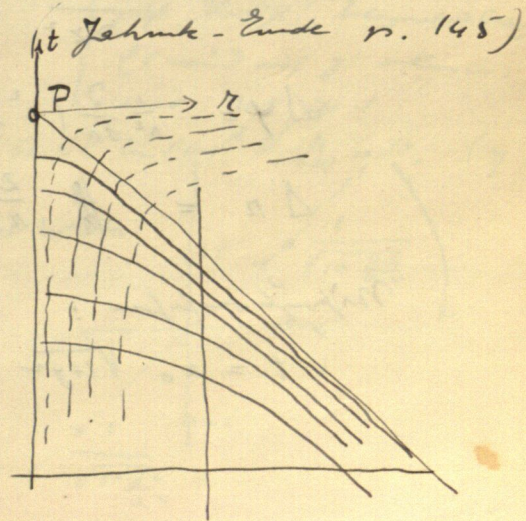
$$t = -r \sqrt{1+y^2} \quad r t = -z$$

$$nt = -2$$

$$t^2 = -nt \sqrt{1+y^2} = z \sqrt{1+y^2}$$

$$t = -\sqrt{2} \sqrt[4]{1+y^2}$$

$$r = -\frac{t}{\sqrt{1+y^2}} = +\frac{\sqrt{z}}{\sqrt{1+y^2}}$$



Zur Lösung der inhomogenen Landa - Ung.

$$\int \nabla g \, d\omega = \chi(B) - \chi(0) + \int_A^B \left(v \frac{\partial \chi}{\partial t} - \chi \frac{\partial v}{\partial t} \right)$$

$$v = J_0(\mu \sqrt{t^2 - r^2})$$

Frage nach der möglichen Ver. Stellung (Dampf p.p. - Zerlegung).

$$g = \frac{\partial}{\partial r}(rMf) \quad \chi = \frac{\partial}{\partial r}(rMu)$$

1.) Kann man nicht p.p. integrieren, mit Mischel in Bezug zu streich. Densitätszustand für v übersteigt; mit n.r. liefert kein Vorteil. (Nur L m f i l e r $\sqrt{t^2 - r^2} < 0$ oder $\sqrt{t^2 - r^2} > 0$.)

$$2.) \int dr \left(v \frac{\partial \chi}{\partial t} - \chi \frac{\partial v}{\partial t} \right) \quad \left. \begin{array}{l} v = J_0(\mu \sqrt{t^2 - r^2}) \\ J_0 \text{ ist monoton, also} \end{array} \right\}$$

(höchstens vielleicht für den Übergang zu gewöhnlichen retardierten Potentialen.

Aber das ist ja nicht so interessant, denn das Massenglied ist ja größer, man erhält keine ~~xx~~Näherung durch diesen Übergang.

$$\text{Nun!} \quad y = \sqrt{t^2 - r^2} \quad -z^2 = 2rt$$

$$\begin{aligned} y^2 - iz^2 &= (t+ir)^2 \\ y^2 + iz^2 &= (t-ir)^2 \end{aligned}$$

$$t = \frac{1}{2} \sqrt{y^2 - iz^2} + \frac{1}{2} \sqrt{y^2 + iz^2}$$

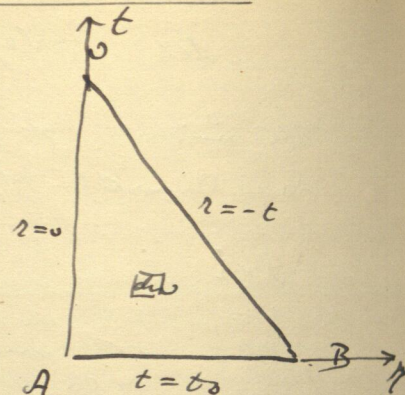
$$t^2 = \frac{1}{4} \{ y^2 - iz^2 + y^2 + iz^2 + 2 \sqrt{y^4 + z^4} \}$$

$$y^2 = t^2 - r^2$$

$$\frac{\partial y}{\partial t} = \frac{t}{y} \quad \frac{\partial y}{\partial r} = -\frac{r}{y}$$

$$\frac{\partial z}{\partial t} = -\frac{r}{z} \quad \frac{\partial z}{\partial r} = -\frac{t}{z}$$

$$\Delta = -\frac{t^2 + r^2}{yz} =$$



Daneben. Vermutungen über „quasistatische Felder“.

$$u(0,0,0,0) = - \int_0^\infty dr \int_0^\infty dt J_0(\mu \sqrt{t^2 - r^2}) \frac{\partial}{\partial r}(rMf)_{(-t)}$$

$$= - \int_0^\infty dr \int_0^\infty dy \frac{y}{\sqrt{1+y^2}} J_0(\mu r y) \frac{\partial}{\partial r}(rMf)_{t=-r\sqrt{1+y^2}}$$

Nehmen wir nun an, es sei die Quelle (v null, $\neq 0$):

$$\frac{\partial}{\partial r}(rMf) = q(r) e^{-i\omega t} \text{ oder in 2. Legend} = q(r) e^{i\omega r \sqrt{1+y^2}}, \text{ dann}$$

$$u(0,0,0,0) = - \int_0^\infty dr q(r) \int_0^\infty dy \frac{y}{\sqrt{1+y^2}} J_0(\mu r y) e^{i\omega r \sqrt{1+y^2}}$$

$$\begin{aligned} K &= \frac{1}{i\omega r} e^{i\omega r \sqrt{1+y^2}} J_0(\mu r y) \Big|_{y=0}^{y=\infty} + \frac{1}{i\omega r} \int_0^\infty dy \cdot \mu r \cdot J_1(\mu r y) e^{i\omega r \sqrt{1+y^2}} \\ &= -\frac{e^{i\omega r \sqrt{1+y^2}}}{i\omega r} + \frac{\mu}{i\omega} \int_0^\infty dy J_1(\mu r y) e^{i\omega r \sqrt{1+y^2}} \end{aligned}$$

Man muß offenbar in

$$n) = r \int_0^\infty J_0(\mu r y) \frac{y dy}{\sqrt{1+y^2}}$$

mit wenig Veränderung aufpassen, in der Nähe mit J_0 für unvertikale.



$$\frac{\kappa}{r_0} = \lambda \quad \mu r_0 y = z$$

folgt man in der Nähe von $z=z_0$

$$J_0(\lambda z) = \sum_{m=0}^{\infty} \frac{J_m(z)}{m!} \left(\frac{1-\lambda^2}{2} z \right)^m$$

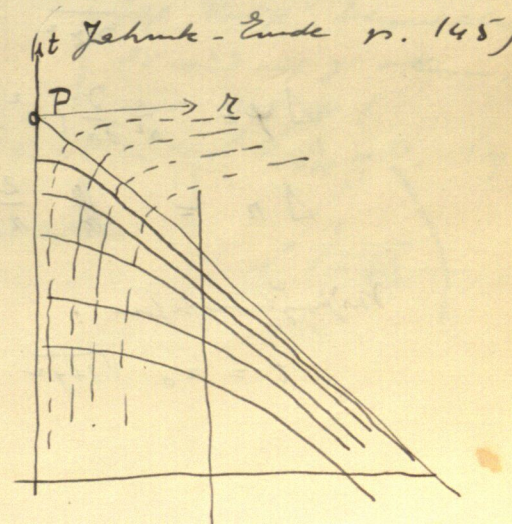
$$u(0,0,0,0) = - \int_0^\infty dr \int_0^\infty J_0(\mu r y) \frac{y dy}{\sqrt{1+y^2}} \frac{\partial}{\partial r}(rMf)$$

$$r y = \sqrt{t^2 - r^2} \quad t = -r \sqrt{1+y^2} \quad r t = -z$$

$$t^2 = -r t \sqrt{1+y^2} = z \sqrt{1+y^2}$$

$$t = -\sqrt{z} \sqrt{1+y^2}$$

$$r = -\frac{t}{\sqrt{1+y^2}} = +\frac{\sqrt{z}}{\sqrt{1+y^2}}$$



$$u(0,0,0) = \int_0^\infty d\tau \int_{r_0}^\infty dt J_0(\mu \sqrt{t^2 - r^2}) \cdot \frac{\partial}{\partial r} (r M f) \quad \text{5. Linie}$$

$$r = r_0 f(t) \quad f(r_0) = 1$$

$$J_0(\mu \sqrt{t^2 - r^2}) = J_0(\mu r_0 \sqrt{\frac{t^2}{r_0^2} - f(t)^2})$$

$$y = \sqrt{\frac{t^2}{r_0^2} - f(t)^2} \quad ; \quad t = r_0 \quad y = 0$$

$$y^2 = \frac{t^2}{r_0^2} - f(t)^2 \quad ; \quad dt = ?$$

$$\begin{aligned} \sqrt{1+y^2} &= \sqrt{1 + \frac{t^2}{r_0^2} - f(t)^2} \\ &= \frac{t}{r_0} \sqrt{1 + \frac{r_0^2}{t^2} (1 - f(t)^2)} \\ &= \frac{t}{r_0} \sqrt{1 + \eta(t)^2} \end{aligned}$$

$$r_0 \frac{y dy}{\sqrt{1+y^2}} = \frac{dt}{dt} = dt \sqrt{1+\eta^2} + \frac{\eta \eta' dt}{\sqrt{1+\eta^2}}$$

Man findet $\sqrt{1+\eta^2}$ aus dem Differentialgleichung mit der Legendre- Polynom gegeben?

$$r = \sqrt{x^2 + y^2 + z^2} \quad \frac{\partial r}{\partial z} = \frac{z}{r} = \cos \varphi \quad ; \quad x = r \sin \varphi \cos \varphi \quad y = r \sin \varphi \sin \varphi \quad z = r \cos \varphi$$

$$\left. \begin{aligned} \frac{1}{r} ; \quad \frac{\partial \frac{1}{r}}{\partial z} &= -\frac{z}{r^3} \\ \frac{\partial^2 \frac{1}{r}}{\partial z^2} &= -\frac{1}{r^3} + \frac{3z^2}{r^5} \end{aligned} \right\} \quad \frac{\partial \eta}{\partial z} = \frac{z}{r} \quad \frac{\partial^2 \eta}{\partial z^2} = \frac{1}{r} - \frac{z^2}{r^3}$$

$$\Delta \varphi = \frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} \left(r^2 \frac{\partial \varphi}{\partial r} \right) + \frac{1}{r^2} K_{0,y}[\varphi] \quad \text{mit}$$

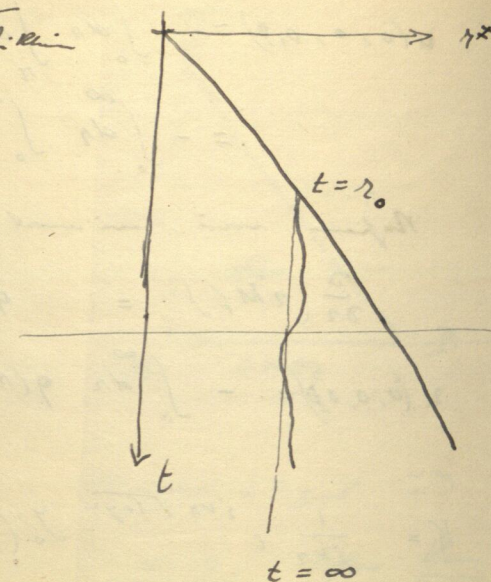
$$\Delta r = \frac{2}{r} \quad \Delta(r^2) = 6$$

Maßstab verfahren:

$$t = r_0 \sqrt{1+y^2}$$

mit Maßstab.

$$t = r_0 \sqrt{1+y^2} \xi(t)$$



$$\begin{aligned} \frac{r_0^2}{t^2} (1 - f(t)^2) &= \eta(t) \\ \sqrt{1+\eta(t)^2} &= \frac{t}{r_0} \frac{1}{\xi(t)} \\ \xi(r_0) &= 1 \end{aligned}$$

Ein Resultat einfacher anzusehen. Strahlungslosungen.

$$\frac{\partial^2 u}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 u}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 u}{\partial z^2} - \frac{\partial^2 u}{\partial t^2} - \mu^2 u = 0$$

$$\frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} \left(r^2 \frac{\partial u}{\partial r} \right) + \frac{1}{r^2} K_{0,y}[u] - \frac{\partial^2 u}{\partial t^2} - \mu^2 u = 0 \quad u \sim e^{i\omega t}$$

$$+ (\omega^2 - \mu^2) u = 0 \quad \text{mit } r:$$

$$\frac{\partial^2}{\partial r^2} \chi + \frac{1}{r^2} K_{0,y}[\chi] + (\omega^2 - \mu^2) \chi = 0 \quad \chi = r u$$

$$k^2 = \mu^2 - \omega^2$$

$$\chi = \text{Bessel } e^{kr}$$

$$u = \frac{e^{kr}}{r}$$

Es gilt 1. Grenzfälle - Lösungen, mit der Gültigkeit im Vakuum, wobei mit $\omega < \mu$, welche exponentiell mit r abfallen. Und es gilt falls mit $\omega > \mu$, welche oszillierend mit r abfallen (das ist der Fall infolge von Phasenverzug). Die exponentielle Abfall ist komplex als bei einem Vakuum. - Es heißt das auf, daß J_0 -Integral für eine periodische Funktion der Zeit mit ω verfahren.

$$\int_0^\infty \frac{y dy}{\sqrt{1+y^2}} J_0(\mu y) e^{i\omega r \sqrt{1+y^2}} = ?$$

$$\text{Nur ist } K = \int_0^\infty J_0(zy) e^{-\alpha z} dz$$

mit Komplexen α , gegebenem Realteil α .

$$K = \frac{1}{\pi} \int_0^\infty dz \int_0^\pi e^{i y z \cos \varphi - \alpha z} d\varphi = \frac{1}{\pi} \int_0^\pi d\varphi \frac{1}{\alpha - i y \cos \varphi} = \frac{1}{\pi} \int_0^\pi d\varphi \frac{\alpha + i y \cos \varphi}{\alpha^2 + y^2 \cos^2 \varphi}$$

$$= \frac{2}{\pi} \int_0^{\frac{\pi}{2}} \frac{\alpha d\eta}{\alpha^2 (1+\eta^2) + y^2} = \frac{2}{\alpha \pi} \int_0^\infty \frac{d\eta}{1 + \frac{y^2}{\alpha^2} + \eta^2}$$

$$= \frac{2}{\alpha \pi} \int_0^\infty \frac{d\eta'}{1 + \eta'^2} \cdot \frac{1}{\sqrt{1 + \frac{y^2}{\alpha^2}}} \quad \eta' = \frac{\eta}{\sqrt{1 + \frac{y^2}{\alpha^2}}} \quad \left\{ \begin{aligned} &\text{gibt Vertik. Integrationsweg.} \\ &\text{Es wird auf } \eta \text{ zurück,} \\ &\text{mit dem ist!} \end{aligned} \right.$$

Einziges Problem bei $\eta' = \pm i$.

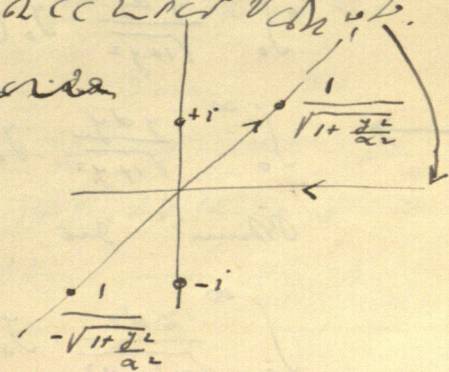
$$K = \frac{2}{\pi \sqrt{\alpha^2 + y^2}} \cdot \frac{\pi}{2} = \frac{1}{\sqrt{\alpha^2 + y^2}} \quad \text{mit, wenn}$$

Da $\sqrt{\quad}$ imaginär, als wenn

$$1 + \frac{y^2}{\alpha^2} < 0 \quad (\text{i. v. all})$$

$$y^2 < -\alpha^2$$

α imaginär $\Rightarrow y > \alpha$. Dann kommt ein log. Ausdruck heraus.



$$u(0,0,0) = \int_0^\infty d\tau_0^* \int_{n_0}^\infty dt J_0(\mu \sqrt{t^2 - n_0^2}) \cdot \underbrace{\frac{1}{2n} (2Mf)}_{J\text{-p.v.}}$$

$$r = r_0 f(t) \quad f(r_0) = 1$$

$$J_0(\mu \sqrt{t^2 - r^2}) = J_0(\mu r_0 \sqrt{\frac{t^2}{r_0^2} - f(t)^2})$$

$$y = \sqrt{\frac{t^2}{r_0^2} - f(t)^2} \quad ; \quad t = r_0 \quad y = 0$$

$$y^2 = \frac{t^2}{2} - f(t)^2 \quad ; \quad dt = ?$$

$$\begin{aligned}\sqrt{1+y^2} &= \sqrt{1 + \frac{t^2}{r_0^2} - f(t)^2} \\&= \frac{t}{r_0} \sqrt{1 + \frac{r_0^2}{t^2} (1 - f(t)^2)} \\&= \frac{t}{r_0} \sqrt{1 + \eta(t)^2}\end{aligned}$$

$$20 \quad \frac{y \, dy}{\sqrt{1+y^2}} = \cancel{\frac{dt}{20}} = dt \sqrt{1+y^2} + \frac{y y' dt}{\sqrt{1+y^2}}$$

$$\frac{z_0^2}{t^2} (1 - f(t)^2) = \eta(t)$$

$$\sqrt{1 + \eta(t)} = \frac{f(t)^2}{f(t)}$$

$$f(z_0) = 1$$

Man findet $\sqrt{1+y^2}$ ist ein Differentialquotient mit der
Lager dre. Polynom an gegeben? $x = 2 \sin 2 \cos y$

$$\begin{aligned} r &= \sqrt{x^2 + y^2 + z^2} \\ \frac{\partial r}{\partial z} &= \frac{z}{r} = \cos \vartheta, \quad y = r \sin \vartheta \sin \varphi \\ \frac{1}{r} & \quad \frac{\partial}{\partial z} \frac{1}{r} = -\frac{z}{r^3} \quad \left. \begin{aligned} \frac{\partial^2}{\partial z^2} \frac{1}{r} &= -\frac{1}{r^3} + \frac{3z^2}{r^5} \end{aligned} \right\} \begin{aligned} \frac{\partial r}{\partial z} &= \frac{z}{r} \\ \frac{\partial^2 r}{\partial z^2} &= \frac{1}{r} - \frac{z^2}{r^3} \end{aligned} \\ r &= r \cos \vartheta \end{aligned}$$

$$\Delta \varphi = \frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} \left(r^2 \frac{\partial \varphi}{\partial r} \right) + \frac{1}{r^2} K_{g,g}[\gamma] \quad \text{min}$$

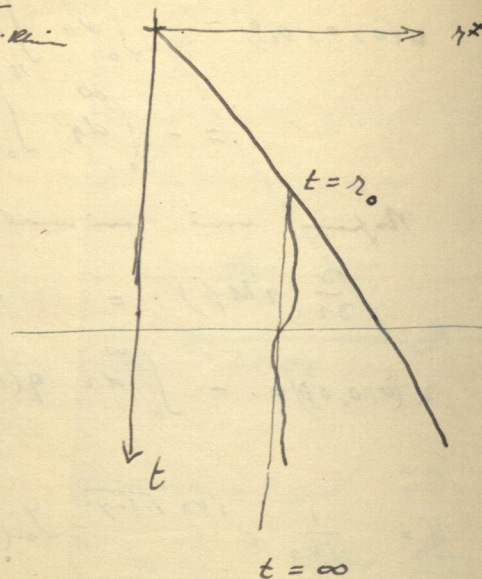
$$\Delta n = \frac{2}{n} \quad \Delta(n^2) = 6$$

Načinje va befor :

$$t = r_0 \sqrt{1 + \gamma^2}$$

no the N.Y.

$$t = r_0 \sqrt{1 + \gamma^2} \quad \xi(t)$$



Ein Bissel einfacher auch. Austrahlungs-Lösungen.

$$\frac{\partial^2 u}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 u}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 u}{\partial z^2} - \frac{\partial^2 u}{\partial t^2} - \mu^2 u = 0$$

$$\frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} \left(r^2 \frac{\partial u}{\partial r} \right) + \frac{1}{r^2} \nabla_{\theta, \varphi}^2 [u] - \frac{\partial^2 u}{\partial t^2} - \mu^2 u = 0 \quad u \sim e^{i\omega t}$$

$$+ (\omega^2 - \mu^2) u = 0 \quad \text{für } r:$$

$$\frac{\partial^2}{\partial n^2} \chi + \frac{1}{n^2} K_{0,y} [\chi] + (\omega^2 - \mu^2) \chi = 0 \quad \chi = ru$$

$$k^2 = \mu^2 - \omega^2$$

$$\chi = ru$$

$$\chi = \frac{1}{\sqrt{2}} e^{ikr}$$

$$u = \frac{c}{\lambda}$$

Es gilt ^{zuletzt} 1. Grundsatz. - Leipzig, mit Dichtigkeit μ in Umgebung, ~~welche~~
mit $\omega < \mu$, welche ω gegen μ hin auf μ hin abfallen.
Und es gilt dasselbe mit $\omega > \mu$, welche ω gegen μ hin auf μ hin abfallen (Ist μ der Grenzwert von ω bei $\omega \rightarrow \mu$).

Der gegen μ hin abfallende Grenzwert ist bei $\omega \rightarrow \mu$ der Grenzwert.
Potential. - Es gilt das Gesetz, dass ω - Integral
für eine gegebene Funktion ω der Zeit mit $\omega \rightarrow \mu$ hin abfallen.

$$\int_0^\infty \frac{y dy}{\sqrt{1+y^2}} J_0(\mu y) e^{i\omega r \sqrt{1+y^2}} = ?$$

Wird in $K = \int_0^\infty y_0(z) e^{-\alpha z} dz$

mit Bewegungen α ,
gefolgt von Restteil α

$$\begin{aligned}
 K &= \frac{1}{\pi} \int_0^{\infty} dz \int_0^{\pi} e^{iyz \cos \varphi - \alpha z} d\varphi = \frac{1}{\pi} \int_0^{\pi} d\varphi \frac{1}{\alpha - iy \cos \varphi} = \frac{1}{\pi} \int_0^{\pi} d\varphi \frac{\alpha + iy \cos \varphi}{\alpha^2 + y^2 \cos^2 \varphi} \\
 &= \frac{2}{\pi} \int_0^{\frac{\pi}{2}} \frac{\alpha d\eta}{\alpha^2 (1 + \eta^2) + y^2} = \frac{2}{\alpha \pi} \int_0^{\infty} \frac{d\eta}{1 + \frac{y^2}{\alpha^2} + \eta^2} \\
 &= \frac{2}{\alpha \pi} \int \frac{d\eta'}{1 + \eta'^2} \cdot \frac{1}{\sqrt{1 + \frac{y^2}{\alpha^2}}} \quad \eta' = \frac{\eta}{\sqrt{1 + \frac{y^2}{\alpha^2}}}
 \end{aligned}$$

gibt Vorteil! Integralberechnung.
 Es wird mit y rechenbar,
 und das ist!
 also $\frac{2}{\alpha \pi} \int \frac{d\eta'}{1 + \eta'^2} \cdot \frac{1}{\sqrt{1 + \frac{y^2}{\alpha^2}}} \quad (\eta')$

Tringoides *Thalassidroma*

$$K = \frac{2}{\pi \sqrt{x^2 + y^2}} \cdot \frac{\pi}{2}$$

Di $\sqrt{\quad}$ *venia*

$$1 + \frac{Z^2}{\alpha^2} < 0$$

$$y^2 < -x$$

a vari anni

sagen wir, wir meinen die Wurzel mit positivem Realteil

22

Nach 4/1

$$\begin{aligned}
 K &= \int_0^\infty J_1(zy) e^{-z} dz \\
 &= -\frac{i}{2\pi} \int_0^\infty dz \int_0^{2\pi} d\varphi e^{i(zy \cos \varphi + \varphi) - z} \\
 &= -\frac{i}{2\pi} \int_0^{2\pi} d\varphi e^{i\varphi} \left[\frac{e^{i zy \cos \varphi - z}}{i y \cos \varphi - 1} \right]_0^\infty = -\frac{i}{2\pi} \int_0^{2\pi} \frac{e^{i\varphi} d\varphi}{1 - i y \cos \varphi} = \\
 &= -\frac{i}{2\pi} \int_0^{2\pi} \frac{(\cos \varphi + i \sin \varphi)(1 + i y \cos \varphi) d\varphi}{1 + y^2 \cos^2 \varphi} = \\
 &= -\frac{i}{2\pi} \int_0^{2\pi} \frac{i y \cos^2 \varphi d\varphi}{1 + y^2 \cos^2 \varphi} = \frac{2}{\pi} \int_0^{\frac{\pi}{2}} \frac{y \cos^2 \varphi d\varphi}{1 + y^2 \cos^2 \varphi} = \frac{2}{\pi} \int_0^{\frac{\pi}{2}} \frac{\frac{1}{y}(y^2 \cos^2 \varphi + 1) - \frac{1}{y}}{1 + y^2 \cos^2 \varphi} d\varphi = \\
 &= \frac{1}{y} - \frac{1}{y} \frac{2}{\pi} \int_0^{\frac{\pi}{2}} \frac{d\varphi}{1 + y^2 \cos^2 \varphi} = \frac{1}{y} - \frac{1}{y} \frac{1}{\sqrt{1+y^2}} = \frac{1}{y} \left(1 - \frac{1}{\sqrt{1+y^2}} \right)
 \end{aligned}$$

Brakha (Proc. Roy. Soc. Lond. 172, 407, 1939) gilt, bei auf Watson zurückföhr, an

$$\int_0^\infty \frac{s ds}{\sqrt{s^2 + R^2}} J_0(\mu s) e^{-\omega \sqrt{s^2 + R^2}} = \frac{e^{-R(\mu^2 + \omega^2)}}{\sqrt{\mu^2 + \omega^2}}$$

Dies mit unseren Ausdrücken bringen und schreiben!

$$\frac{s}{R} = z \quad R/r \quad \omega_0/\omega \quad \omega r = v \quad \mu = z$$

$$\begin{aligned}
 r \int_0^\infty \frac{z dz}{\sqrt{1+z^2}} J_0(\mu y) e^{-\omega r \sqrt{1+z^2}} &= \frac{e^{-r \sqrt{\mu^2 + \omega^2}}}{\sqrt{\mu^2 + \omega^2}} \\
 \rightarrow \int_0^\infty \frac{z dz}{\sqrt{1+z^2}} J_0(zy) e^{-v \sqrt{1+z^2}} &= \frac{e^{-\sqrt{z^2 + v^2}}}{\sqrt{z^2 + v^2}} \quad \left\{ \begin{array}{l} \text{Man muss auf} \\ \text{für verschiedene} \\ v \text{ berechnen können} \end{array} \right.
 \end{aligned}$$

Nun das richtig sein soll, so muss man zeigen:

$$\int_0^\infty \frac{z dz}{\sqrt{z^2 + v^2}} J_0(zy) e^{-\sqrt{z^2 + v^2}} = \frac{e^{-\sqrt{1+y^2}}}{\sqrt{1+y^2}}$$

Dies ist aber genau dasselbe was wir oben haben.

Die letzte Schritt zu sein:

$\frac{e^{-\sqrt{1+y^2}}}{\sqrt{1+y^2}}$ ist eine reine, Laplace-Transformierte von J_0 . Und die Laplace-Transformierte der Bessel-Funktion der ersten Art ist $\frac{1}{\sqrt{1+y^2}}$. (Nennen wir sie J_0).

Nun wie hilft man sich an die Laplace-Transformierte? Der Trick liegt mit, zu zeigen ist ($v=0$):

$$\int_0^\infty J_0(zy) e^{-z} dz = \frac{1}{\sqrt{1+y^2}}$$

$$\int_0^\infty \frac{y dy}{\sqrt{1+y^2}} J_0(zy) = \frac{e^{-z}}{z}$$

Nun wie in der letzten Gleichung $zy = z$ setzen (z.B. weil, setzen wir), dann:

$$\int_0^\infty \frac{z dz}{\sqrt{z^2 + z^2}} J_0(z) = e^{-z} \quad ; \quad \text{jetzt } z = \sqrt{z'^2 + v^2}$$

$$\int_0^\infty \frac{z dz}{\sqrt{z'^2 + v^2 + z^2}} J_0(z) = e^{-\sqrt{z'^2 + v^2}}$$

$$J_0(x) = \frac{1}{\pi} \int_0^\pi e^{ix \cos \varphi} d\varphi$$

$$\frac{1}{\pi} \int_0^\infty \frac{y dy}{\sqrt{1+y^2}} e^{-\sqrt{1+y^2}} \int_0^\pi e^{i zy \cos \varphi} d\varphi$$

$$\int_0^\infty \frac{y dy}{\sqrt{1+y^2}} e^{-\sqrt{1+y^2} + i zy \cos \varphi}$$

Program: Man unterteilt die ganze Wellenfunktion in $\frac{1}{\pi}$ Teile auf die Zeit und wandelt mit den Gleichungen die unterste in $\frac{1}{\pi}$ $\frac{y dy}{\sqrt{1+y^2}}$ über. Man erfüllt so den Lehrsatz (Leibniz) (der die beiden) Polarisieren des Lichtes mit Aufspalten. Zum Schluss integrieren diese die $\frac{1}{\pi}$ Teile, das heißt $\int_0^\pi e^{i zy \cos \varphi} d\varphi$. Es ist richtig, dass alles ganz einfach zu sein scheint, die Schwierigkeit der Physik liegt darin, dass man die Wellen $\omega < \mu$ sehen muss, um die Wellenfunktion, d.h. die Wellenfunktion oder das Spektrum der Wellen zu erhalten. Die, Bewegung der Wellen, mit welcher sie sich ausbreiten, wird durch die Wellenfunktion dargestellt, das wird man sehen, es kann nicht anders sein!
 $\frac{1}{\pi} \int_0^\pi e^{i zy \cos \varphi} d\varphi$

Weiter, Bhabha e.c. Es sei $\omega < \chi$

$$\int_{i\omega_0}^{\infty + i\omega_0} dw \frac{e^{-\chi\sqrt{\chi^2 + \omega^2}}}{\sqrt{\chi^2 + \omega^2}} = \begin{cases} \frac{e^{-\chi\sqrt{\chi^2 + \omega^2}}}{i\omega\chi} & \omega < \chi \\ \frac{e^{-i\chi\sqrt{\omega^2 - \chi^2}}}{i\omega\chi} & \omega > \chi \end{cases}$$

„neglecting higher powers in $\frac{1}{\chi}$ “ (mit Smith: „Spur der Störung!“)

$$\int \frac{dw e^{-\chi\sqrt{\chi^2 + \omega^2}}}{\sqrt{\chi^2 + \omega^2}} \cdot \frac{\omega}{\omega} = -\frac{1}{\omega} \frac{e^{-\chi\sqrt{\chi^2 + \omega^2}}}{\chi} \Big|_{i\omega_0}^{\infty} - \int \frac{e^{-\chi\sqrt{\chi^2 + \omega^2}}}{\chi\omega^2} dw$$

elph. v. 1.0.2. a. a. $\omega_0 \approx 0$ nat.

Weiter, über die richtige Integralformel.

Whittaker & Watson, 4th ed. p. 384, stellt die Aufgabe, zu zeigen, dass ($x > 0, y > 0$)

$$\int_0^\infty \frac{e^{-\beta x}}{\beta} J_0(ky) k dk = \frac{e^{-i\alpha}}{\alpha} \quad (\text{Math. Trip. 1905})$$

wobei $\beta = +\sqrt{k^2 - 1}$ für $k > 1$ $\alpha = \sqrt{x^2 + y^2}$
 $= i\sqrt{1 - k^2}$ „ $k \leq 1$

wobei hier mit einem Integral auszugehen ist.

~~Wiederholung des Satzes~~

Vermutung. Der Beweis der in Rich. Kohnen Lemma
 durch ist wohl nur auf dem Beweis aus, dass
 bew. $f = J_0(\mu\sqrt{t^2 - r_0^2})$ als auf $g = e^{i\omega t - kr}$ $k = \sqrt{\mu^2 - \omega^2}$
 Lösungen der Diff. Gleichung für χ

$$L(\chi) \equiv \frac{\partial^2 \chi}{\partial r^2} - \frac{\partial^2 \chi}{\partial t^2} - \mu^2 \chi = 0 \quad \text{find,}$$

ind. dass man das Integral

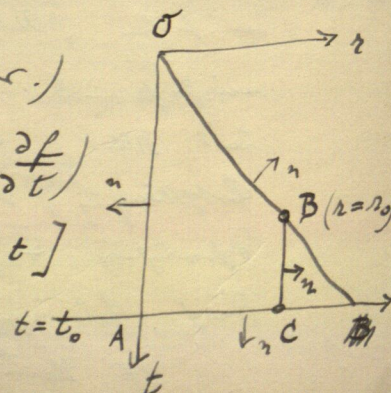
$$f L(g) - g L(f) \quad \text{über eine geschlossene Fläche}$$

im Raum der „Lichtkegel“ aufstellt.

(Ab. t ist die ungenutzte Zeit. Grenzbedingung.)

$$f L(g) - g L(f) \equiv \frac{\partial}{\partial r} (f \frac{\partial g}{\partial r} - g \frac{\partial f}{\partial r}) - \frac{\partial}{\partial t} (f \frac{\partial g}{\partial t} - g \frac{\partial f}{\partial t})$$

$$0 = \int_C d\sigma [(f \frac{\partial g}{\partial r} - g \frac{\partial f}{\partial r}) \cos n r - (f \frac{\partial g}{\partial t} - g \frac{\partial f}{\partial t}) \cos n t]$$



Nehmen wir an, dass der Punkt OBA. Wir nehmen an, dass die Fläche OBCA.

1.) Auf OA; $\cos nt = 0$, $\cos nr = -1$. $\frac{\partial f}{\partial r} = 0$. $\frac{\partial g}{\partial r} = -ke^{i\omega t}$
 bleibt $\int_0^{t_0} dt k J_0(\mu t) e^{i\omega t}$ ($0 \text{ n. } y, t_0 = \infty$ / $y \text{ n. } R^2$)

2.) Auf OB; $\cos nt = -\frac{1}{\sqrt{2}}$, $\cos nr = \frac{1}{\sqrt{2}}$. Die Glieder mit den
 Divisoren von f verschwinden. Form $f=1$. $\frac{\partial g}{\partial r} \frac{1}{\sqrt{2}} + \frac{\partial f}{\partial t} \frac{1}{\sqrt{2}}$
 ist der Gradient von f , Richtg. $O \rightarrow B$. Bleibt
 $g(B) - g(O) = \frac{e^{(i\omega - k)r_0} - 1}{-1}$

3.) Auf BC; $\cos nt = 0$, $\cos nr = 1$. Bleibt
 $\int_{r_0}^{t_0} dt [J_0(\mu\sqrt{t^2 - r_0^2}) (-k) e^{i\omega t - kr_0}] = \frac{\mu r_0}{\sqrt{t^2 - r_0^2}} J_1(\mu\sqrt{t^2 - r_0^2}) e^{i\omega t - kr_0}$
 (P. 2. v. B. ist my. d. d. f. 2. v. f. x.)

4.) Auf AC; $\cos nt = 1$, $\cos nr = 0$. Gilt:
 $-\int_0^{r_0} dr [J_0(\mu\sqrt{t_0^2 - r^2}) (i\omega) e^{i\omega t_0 - kr}] - \frac{t_0}{\sqrt{t_0^2 - r^2}} J_1(\mu\sqrt{t_0^2 - r^2}) e^{i\omega t_0 - kr_0}$

Ist man zur Grenze $t_0 \rightarrow \infty$ über, so verschwindet die Leistung 4.)
 (Auf die Lichtkegeltheorie!). Alles andere geht glatt, bloß das
 Minimum gleich mit J_1 ist nicht richtig. - Einmal, was ist
 $\int_0^\infty dt J_0(\mu t) e^{i\omega t} dt = \frac{1}{\sqrt{\mu^2 - \omega^2}} = \frac{1}{k}$ (voraussetz.). (Nielsen v. 186)

Unter Leistung 1.) ist also = 1, liegt im unendlichen Limit!

Es hilft ferner zu kommen (nach Division mit e^{-kr_0}):

$$0 = e^{i\omega r_0} + \int_{r_0}^\infty dt [J_0(\mu\sqrt{t^2 - r_0^2}) (-k) e^{i\omega t} - \frac{\mu r_0}{\sqrt{t^2 - r_0^2}} J_1(\mu\sqrt{t^2 - r_0^2}) e^{i\omega t}]$$

$$\mu r_0 = z \quad \sqrt{\frac{t^2}{r_0^2} - 1} = y; \quad t^2 = r_0^2(1 + y^2) \quad x dt = \frac{r_0^2 y dy}{r_0 \sqrt{1 + y^2}}$$

$$t = r_0 \sqrt{1 + y^2} \quad \omega r_0 = v, \text{ say.}$$

$$0 = e^{i v} + \int_0^\infty \frac{r_0 y dy}{\sqrt{1 + y^2}} [(-k) e^{i v \sqrt{1 + y^2}} J_0(zy) - \frac{k}{y} J_1(zy) e^{i v \sqrt{1 + y^2}}]$$

Ist nicht aufzuf. (nicht aufzuf.)

iii) Das muss das Integral
 $\oint L(g) - g L(f)$ über eine geschlossene Schleife
 im Raum der "Lichtvariablen" vorstellbar.
 (NB. t ist in meinem Fall. ganz beliebig.)

$$\oint L(g) - g L(f) = \frac{\partial}{\partial r} (f \frac{\partial L}{\partial r} - g \frac{\partial L}{\partial t}) - \frac{\partial}{\partial t} (f \frac{\partial L}{\partial t} - g \frac{\partial L}{\partial r})$$

$$0 = \int_C [(f \frac{\partial L}{\partial r} - g \frac{\partial L}{\partial t}) \cos n r - (f \frac{\partial L}{\partial t} - g \frac{\partial L}{\partial r}) \cos n t]$$

~~Nehmen wir an, dass das System OBA. Wir haben 2. Ordnung~~
 1.) Auf OA; $\cos(n\pi) = 0$, $\cos(m\pi) = -1$. $\frac{\partial f}{\partial r} = 0$. $\frac{\partial f}{\partial z} = -ke^{i\omega t}$ } OBCA.
 bleibt $\int_0^{t_0} dt k J_0(\mu t) e^{i\omega t} dt$ ($0 \text{ n. H.}, t_0 = \infty \text{ (z.B. } R^2 \text{)}$).

2.) Auf σB ; $\cos(\pi t) = -\frac{1}{\sqrt{2}}$, $\cos(\pi \tau) = \frac{1}{\sqrt{2}}$. Die gleiche mit der
 Derivierten von f nachweisen. Form $f=1$. $\frac{\partial g}{\partial \sigma} \frac{1}{\sqrt{2}} + \frac{\partial f}{\partial t} \frac{1}{\sqrt{2}}$
 ist der Gradient von f , Richtung $\sigma \rightarrow B$. Also

$$g(B) - g(\sigma) = e^{(i\omega - k)z_0} - 1$$

3.) Auf $3d$; $\cos(n\pi) = 0$, $\cos(n\pi) = 1$. Liniel

$$\int_{x_0}^{t_0} dt \int_{x_0}^{t_0} J_0(\mu \sqrt{t^2 - x_0^2}) (-k_2) e^{i\omega t - k_2 x_0} \frac{\mu x_0}{\sqrt{t^2 - x_0^2}} J_1(\mu \sqrt{t^2 - x_0^2}) e^{i\omega t - k_2 x_0}$$

(p 24 b d w t m y x d f u o 2 col 2 or f x.)

4.) Auf AC; $\cos nt = 1$, $\cos n = 0$. gilt:

$$= \left[\frac{\pi_0}{\sqrt{(\mu \sqrt{t_0^2 - n^2})}} (i\omega) e^{i\omega t_0 - kn_0} - \frac{t_0}{\sqrt{(\mu \sqrt{t_0^2 - n^2})}} e^{i\omega t_0 - kn_0} \right]$$

links:
Das gefällt mir gar nicht. Was ist denn, wenn wo
nahe an Null heranrückt?

rechts:

(der zweite Teil lässt sich vermutlich vereinfachen, durch partielle Integration im Wesentlichen auf den ersten zurückführen-)

Das Dorf ist sehr wohl zu sehen. Ist verfallener als
beim Löpingen, wenn ich

$$f = J_0(\mu \sqrt{t^2 - r^2}) \quad \sim g \quad g = e^{i\omega t - kr} \quad ; \quad k = \sqrt{\mu^2 - \omega^2}$$

ist der wohl richtig, dass $\int$ identisch in un sein Leibniz
ist und $\int_0(\mu \sqrt{t^2 - r^2})$ ein bestimmtes Integral mag in Weg g.
Nicht?

$$g = e^{i\omega t - \sqrt{\mu^2 - \omega^2} \cdot r}$$

Resi Lovell Jr

$$g = e^{i \left(\frac{\omega}{\mu} \cdot \mu t - \sqrt{\left(\frac{\omega}{\mu} \right)^2 - 1} \cdot \mu r \right)} \mu \sqrt{t^2 - r^2}$$

$$= e^{i \cos(\chi + \chi_0) \cdot \mu \sqrt{t^2 - r^2}}$$

$$\left\{ \begin{aligned} \cos \chi &= \frac{\omega}{\mu} \\ \sin \chi &= \sqrt{\left(\frac{\omega}{\mu} \right)^2 - 1} \\ \cos \chi_0 &= \frac{t}{\sqrt{t^2 - r^2}} \\ \sin \chi_0 &= \frac{r}{\sqrt{t^2 - r^2}} \end{aligned} \right.$$

Man muss also die Dämpfung sowohl
mitfindig macht, so sieht sie das man gar nicht merkt,
es aber, das die Funktion kommt bestimmt von $Y_0(\mu \sqrt{t^2 - r^2})$
in verschiedenen e^{-kx} oder $e^{i/2x}$ ist. Und das
ist der Unterschied in dem Legendre von oben.

Sieb aber nicht auf - wieder : in der Höhe -
 nur von der Jung ~~ist~~ stehen lassen In Regel der Kette
 der Löffelstein zu sein. Lediglich die Punkte, die
 von Löffelstein sind wohl zu befragen.

Oben fehlt! In ψ darf man die Lücken mit der
Formel. In der Variablen t gegeben (wie in 7. 2. f.)
in $\sqrt{t^2 - r^2}$) ist diejenige gegebene Zeitgleichung
mit „inwellkürzigen“ Formeln konjugiert. Als Formeln der Zeit
in $t = r$ bis $t = \infty$. —

|| 2te Zuweisung zu 11te 2te mit Prüfung zu 11te 2te,
|| 2te Prüfung zu 11te 2te

x) Immer bezeichnen!

$$\int_0^{\infty} \frac{y dy}{\sqrt{1+y^2}} J_0(zy) e^{i \nu \sqrt{1+y^2}} = \frac{e^{-\sqrt{z^2-\nu^2}}}{\sqrt{z^2-\nu^2}} \quad (\text{All angles } +)$$

$\sqrt{1+y^2} = t'$ $\frac{y dy}{\sqrt{1+y^2}} = dt'$ $y = \sqrt{t'^2-1}$
 $\int_1^{\infty} dt' J_0(z \sqrt{t'^2-1}) e^{i \nu t'} = \frac{e^{-\sqrt{z^2-\nu^2}}}{\sqrt{z^2-\nu^2}} \quad \text{phys. sense.} \quad z > 0$

(All angles +)
 res. righting my non-sense.
 Having this I can find for:
 $e^{i \sqrt{\nu^2-z^2} z}$
 for e^{ν} , $\nu > z$ of course.

Das heißt, daß die Funktion φ und die Funktion ψ sich in $f(t')$ nennen:

$$f(t') = \sqrt{2\pi} \, J_0(2\sqrt{t'^2 - 1}) \quad \text{für } 1 \leq t' < \infty$$

$$f(t') = 0 \quad \text{für } -\infty < t' < 1$$

May June Fairies of the The Great Gossamer and the June

$$K = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int_{-\infty}^{+\infty} dy \frac{e^{-\sqrt{z^2-y^2}}}{\sqrt{z^2-y^2}} e^{-iyt'} = f(t') \quad \text{s.t.} \quad \begin{cases} = \sqrt{2\pi} J_0(z\sqrt{t'^2-1}) & \text{f. } 1 \leq t' < \infty \\ = 0 & \text{f. } -\infty \leq t' < 1 \end{cases}$$

Man mit offener Klammer $K = K_1 + K_2$ $K_1 = \int_{-\infty}^{+z} dx \dots$ $K_2 = \int_{+z}^{-\infty} dx \dots$

$$K_1 = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int_{-\infty}^{+\infty} d\lambda \frac{e^{-\sqrt{z^2 - \lambda^2}}}{\sqrt{z^2 - \lambda^2}} e^{-i\lambda t'} = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int_{-\infty}^{+\infty} d\lambda \frac{e^{-z\sqrt{1-\lambda^2} - i\lambda t'}}{\sqrt{1-\lambda^2}}$$

$$= \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int_0^\pi d\varphi e^{-z \sin \varphi - i x \cos \varphi}$$

hier die Symmetrie ausn. $\frac{1}{\sqrt{2\pi}}$ statt $\frac{1}{\pi}$ wegen

Ant. der Symmetrie bzgl. $\frac{1}{2}$ bzgl. der π und
ist nicht ausgefüllt gegen $\frac{1}{2}$ bzgl. der π und

$K_1 = \frac{N}{\sqrt{2}\pi}$ wird eingesetzt mit der Formel von Laplace (Klebsch S. 52) in der man μ zu μ_1 und σ zu σ_1 setzt. - Jetzt, in Teil von K_2

$$(K_L) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int_{-\infty}^{\infty} dV \frac{e^{i\sqrt{V^2 - z^2}}}{i\sqrt{V^2 - z^2}} e^{-iVt'} = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{d\lambda}{\sqrt{\lambda^2 - 1}} e^{i(z\sqrt{\lambda^2 - 1} - x\lambda)} \left\{ \begin{array}{l} \lambda = \cosh \chi \\ \sqrt{\lambda^2 - 1} = \sinh \chi \\ \frac{d\lambda}{\sqrt{\lambda^2 - 1}} = d\chi \\ \frac{z}{\sqrt{\lambda^2 - 1}} = \tau \end{array} \right.$$

Ik nienke wafte die Oerlogt, wil meir spie,
 die Oerlogt wifte die veel better die jellende die,
 boemstien die die boemstien Oerlogt Oerlogt.

$$\begin{aligned} z &= \cosh x \\ \sqrt{1-z^2} &= \sinh x \\ \frac{dz}{\sqrt{1-z^2}} &= dx \\ \frac{z}{\sqrt{1-z^2}} &= \sinh x_0 \\ \frac{x}{\sqrt{1-z^2}} &= \cosh x_0 \end{aligned}$$

Figurierung des Relativitäts

$$z > 0$$

$$g(v) = - \frac{i e^{-i \sqrt{v^2 - z^2}}}{\sqrt{v^2 - z^2}} \quad \text{für } v < -z$$

$$g(v) = \frac{e^{-\sqrt{z^2 - v^2}}}{\sqrt{z^2 - v^2}} \quad \text{für } -z < v < z$$

$$g(v) = \frac{i e^{i \sqrt{v^2 - z^2}}}{\sqrt{v^2 - z^2}} \quad \text{für } z < v$$

Dann gilt

$$(I) \quad \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int_{-\infty}^{+\infty} dv g(v) e^{-i v t'} = \sqrt{2\pi} J_0(z \sqrt{t'^2 - 1}) \quad \text{für } t' > 1$$

$$= 0 \quad \text{für } t' < 1 \quad (\text{wenn man ab beliebig groß negativ ist}).$$

Also ist $g(v)$ die Fourier transformierte der Funktion von t' die von $t' = -\infty$ bis $t' = +1$ verläuft, für $t' > 1$ den Wert $\sqrt{2\pi} J_0(z \sqrt{t'^2 - 1})$ hat. Nach der Fourier-Transformation ist daher:

$$(II) \quad \int_1^{\infty} dt' J_0(z \sqrt{t'^2 - 1}) e^{i v t'} = g(v) \quad \text{das heißt}$$

$$= - \frac{i e^{-i \sqrt{v^2 - z^2}}}{\sqrt{v^2 - z^2}} \quad \text{für } v < -z$$

$$= \frac{e^{-\sqrt{z^2 - v^2}}}{\sqrt{z^2 - v^2}} \quad \text{für } -z < v < z$$

$$= \frac{i e^{i \sqrt{v^2 - z^2}}}{\sqrt{v^2 - z^2}} \quad \text{für } z < v$$

Aus der vorherigen Formulierung (I) ergibt sich nun direkt, dass man in welcher Weise

$$J_0(\mu \sqrt{t'^2 - 1}) \quad \text{ein Integral mag es über } e^{-i \omega t' k} \quad (\text{mit})$$

$$(k = \pm \sqrt{\mu^2 - \omega^2})$$

ist. Man muss $z t' = \mu t$ und $z = \mu r$ setzen, d. h.

$$t' = \frac{t}{r} \quad z = \mu r \quad ; \quad \text{ferner } v = r \omega$$

$$\sqrt{v^2 - z^2} = r \sqrt{\omega^2 - \mu^2} \quad ; \quad \sqrt{z^2 - v^2} = r \sqrt{\mu^2 - \omega^2} \quad ;$$

$$z \sqrt{t'^2 - 1} = \mu r \sqrt{\frac{t^2}{r^2} - 1} = \mu \sqrt{t^2 - r^2}$$

Dann, mit $dv g(v) = d\omega p(\omega)$

$$\frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int_{-\infty}^{+\infty} d\omega p(\omega) e^{-i \omega t} = \sqrt{2\pi} J_0(\mu \sqrt{t^2 - r^2}) \quad \text{f. } t > r$$

$$= 0 \quad \text{f. } t < r$$

abgeleitet!

wobei

$$p(\omega) = - \frac{i e^{-i r \sqrt{\omega^2 - \mu^2}}}{\sqrt{\omega^2 - \mu^2}} \quad \text{für } \omega < -\mu$$

$$= \frac{e^{-r \sqrt{\mu^2 - \omega^2}}}{\sqrt{\mu^2 - \omega^2}} \quad \text{" } -\mu < \omega < \mu$$

$$= \frac{i e^{i r \sqrt{\omega^2 - \mu^2}}}{\sqrt{\omega^2 - \mu^2}} \quad \text{" } \mu < \omega$$

$p(\omega)$ ist natürlich imaginär für $\omega = \pm \mu$, aber in völlig unbedeutender Weise.

Wir werden zeigen wie man mit der Fourieranalyse das Gitterfeld in einem gegebenen Relativitätszustand die Fourieranalyse des Gitterfeldes in Ruhelage erfüllt - oder es überhaupt nicht erfüllt. Die Perioden ist klar, natürlich die Länge, und für $|\omega| < \mu$, klappert es, ist dann stellen sich heraus, muss, sondern wir haben nur Mittelungen. (V. v. Bhalla).

Lesen nun die Versagen von t nach 12, ist nun

Nun folgen wir ^{Lepp} (Hornum (16) des Organismus m. r.):

(Die Bedingungen, unter denen der Aufgebotszeitraum mit uns
mitzuteilen soll vorgezeichnet, werden zu berücksichtigen sein.) Der

(NB.: es empfiehlt sich jetzt vielleicht nicht t. Brief - t. zu
erfolgen, weil sie jetzt f. von t. abhängt und man doch
nimm. Brief Rückhalt machen möchte. - Jetzt darf man I.
Brief obigen ² Briefe er folgen und Brief (wenn man will)
die Fragen der At-Integration bezüglich mit diesem, nicht
aber mit + ∞ , weil das Integral mit (I) doch von,
hervor, ^{von} der Lösung sein soll. Klären es in ge,
weiter. Sie hilft ^{zu} weniger ist, Qualität, von dem
man kann dann mit zu sehen. Besser ist und vielleicht nicht,
hief. Mani. Jetzt, mit zu bezeugen, so ist mindestens Brief
ganz wichtig. Auch, dass man bei Veränderung des Stuf,
gleiches die Integrationen t. weniger nicht zu verändern. Besser.

$$I_n \quad \min \int_{-\infty}^{+\infty} dt \, f(x, y, z, t) e^{+i\omega t} = g(x, y, z, \omega)$$

$$u(0,0,0,0) = -\frac{1}{2\pi} \int_0^\infty dr \int_{-\infty}^{+\infty} d\omega \frac{\partial}{\partial r} (r M_g) p(\omega)$$
$$u(0,0,0,0) = -\frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} d\omega \int_{-\infty}^{\infty} dr \frac{\partial}{\partial r} (2Mg) \rho(\omega) \quad \text{im 2}$$

Der integrierte Bestandteil verbleibt auf in der oben angegebenen, wenn
man nimmt, dass die Stellen nichtpflichtig in Zahlen liegen,
sich nur bei wollen, wenn ist

$$u(0,0,0,0) = + \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} d\omega \int_{-\infty}^{+\infty} d\tau \cdot M_q \cdot n_2(\omega)$$

Wollen wir jetzt zum Aufpunkt (Aufpunkt) x', y', z', t' übergehen,
so müßte sich alles dieselbe, das verändert q jetzt der Geometrie,
formale von $f(x-x', y-y', z-z', t-t')$ bezüglich t (nicht
mehr bezüglich $t-t'$) ist; gleichzeitig das Zeichen M jetzt den
~~Weg~~ Mittelwert auf einer Kugel vom Radius r im den Raum,
punkth x', y', z' bedürft. Letzteres sei durch M' bezeichnet. Letzteres
heißt, für den Aufpunkt, q' . Dann

$$u(x', y', z', t') = \cancel{\text{value}} + \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} d\omega e^{i\omega t'} \int_{-\infty}^{\infty} dz z \cdot M'_q(x-x', y-y', z-z', \omega) \cdot p_2(\omega)$$

Mr. Brewster, species were well preserved after 75 years

$$u(x', y', z', t') = \frac{1}{2\pi} \int_0^\infty d\omega \cdot \omega \int_{-\infty}^{+\infty} M' q(x-x', y-y', z-z', \omega) e^{i\omega t' \mp i\pi \sqrt{\omega^2 - \mu^2} r} e$$

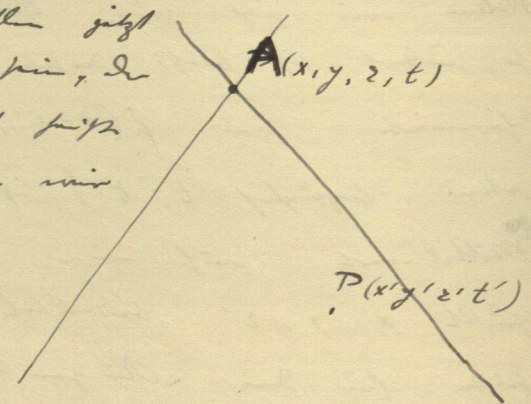
mit der Voraussetzung, daß für $|\omega| > \mu$ das Doppelzeichen dasjenige von ω sein soll, während für $|\omega| < \mu$ diese Gleichung im Exponenten als $-r \sqrt{\mu^2 - \omega^2}$ (nicht aber als $+r \sqrt{\mu^2 - \omega^2}$) zu lesen ist.

Anmerkung: q wird eventuell nicht wirklich messbar sein, z.B. gleich ein Feld nur f von t her nicht abhängig. Dann müßte das „Divergenz-Doppelintegral“ (Klein-Gordon) modifiziert durch die c -Korrekturen) wie folgt in solchen Fällen. Das Doppelintegral ist jedenfalls falsch.

Das ist ja alles sehr klar und dürfte richtig sein. Dann kann man sich vorstellen, man habe das „Feld einer Quelle“, Mechanismus „Lagrangian“ zu bekommen.

Lösung, die auf c. zeitartigen Weltlinien anzuwenden ist.

Wir nehmen die Lagrange x, y, z, t sollen jetzt die Koordinaten des Punktes A sein, der jetzt A heißt. Ein beliebiger Punkt sei x', y', z', t' . Natürlich aber nehmen wir in L . Es sei



$$r^2 = (x-x')^2 + (y-y')^2 + (z-z')^2$$

$$s^2 = (t-t')^2 - r^2$$

Dann ist

$$\int_{-\infty}^{+\infty} \frac{J_0(\mu s)}{r} \quad (1)$$

die Lösung der Bewegungsgleichung, welche (jedenfalls für $s \neq 0$) bloß für $x=x', y=y', z=z', t=t'$ zugeordnet wird.

Die Lösung hängt nur von x', y', z', t' als Parameter ab und bleibt Lösung, wenn wir mit einer beliebigen Funktion dieser Parameter multiplizieren und über ein festes Weltgebiet integrieren wird, das $\partial_{\mu} u = 0$ oder $\partial_{\mu} u = 0$ sein kann.

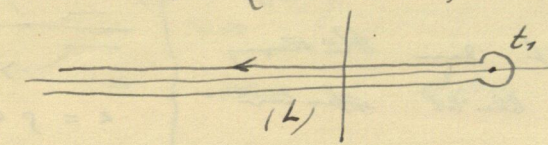
Wir müssen das Weltgebiet nicht -dimensional, indem wir

x', y', z', t' alle von einem Parameter u abhängen lassen, so wählen wir $t' = u$ selbst wählen können. Die Funktionen sollen so beschaffen sein, daß die Lösung der Klein-Gordon-Gleichung zeitlich ist. - Es ist wie gesagt, selbstverständlich, daß unter dieser Voraussetzung das Integral

$$\int \frac{J_0(\mu s)}{r} dt' \quad \text{oder} \quad \int \frac{J_0(\mu s)}{r} du$$

gewissen festen Grenzen genommen sein dürfte ist. Was man zeigen möchte, ist, daß es auf dem mit L ist, wenn es von t_1 genommen ist, wobei t_1 die Stelle $\mu s = 0$ ist, wo s verschwindet. Es kommt gewissermaßen nur auf t_1 an, daß die Abhängigkeit der oben angegebenen von der Lage von $A(x, y, z, t)$ keine Bedeutung hat.

Nach Conway ist die richtige Art, dies zu zeigen, die das man 1.) nicht von $J_0(\mu s)$, sondern von $N_0(\mu s)$ mit, geht und die Integrationen in Abhängigkeit von dem Punkt $u = t_1$ führen läßt. Wir können zu zeigen, daß dies N_0^2 gleich 1 ist (s. 1. Aufl. S. 107). Also man sieht:



$$J = \int \frac{N_0(\mu s)}{r} du$$

$u = t_1$, entspricht $s = 0$. Literatur! C.H.I. d. 432 (C = Euler'sche Konstante):

$$\pi N_0(z) = 2 J_0(z) \left(\lg \frac{z}{2} + C \right) - 2 \sum_{n=1}^{\infty} \frac{(-1)^n}{(n!)^2} \left(\frac{z}{2} \right)^{2n} \left\{ \frac{1}{n} + \frac{1}{n-1} + \dots + 1 \right\}$$

Der Ausdruck in der Klammer ist offenbar bloß von $\frac{z}{\pi} J_0(\mu s) \lg s$ (s. f. f. die anderen Teile konstant bis die quadratischen Terme der Integrationen). Also

$$J = \frac{2}{\pi} \int \frac{J_0(\mu s) \lg s}{r} du \quad (L)$$

Wir verfallen hier nun $\lg s$ an der Stelle $u = t_1$ ($s = 0$).

*) (2. Aufl. S. 107) S. 107 S. 107 S. 107. Min. Verlag 1911.



$$s = \sqrt{(t-u)^2 - r(u)^2}$$

$$s = (t - u - r(u))^{\frac{1}{2}} \underbrace{(t - u + r(u))^{\frac{1}{2}}}_{\text{variable}}$$

$$\text{rber: } t - t_1 - r(t_1) = 0$$

vayılın

2

0.

$$r(t_7) - r(t_6)$$

17

2 11/11

$$r''(t_1) = \tau$$

$$+ \dots$$

2

—



—

Y

17

$\rho + i\gamma$

29

pe - ay
L. 11

Exhiby sub

(andere Integrationsfolge schreiben)

Wir konnten nun allgemein von „ I_0 -Integral“ zu „ I_2 -Integral“

$$J_0 = \int_{-\infty}^{t_1} \frac{J_0(\mu s)}{s} d\mu \quad J_1(\mu)$$

Leserbrief ? Müß befragen Jenseit, das

$$\frac{d}{ds} J_0(\mu s) = -\mu J_1(\mu s) \quad \frac{\partial S}{\partial u} = \frac{-(t-u) - r(u)r'(u)}{s}$$

$$\frac{\partial}{\partial u} y_0(\mu s) = \mu \frac{y_1(\mu s)}{s} (t - u + r(u)r'(u))$$

$$[\bar{\mathcal{I}}_1] = \int_{-\infty}^1 \frac{\partial}{\partial u} \mathcal{I}_0(\mu s) \cdot \frac{\mathcal{I}(u)}{t-u + r(u)r'(u)} du =$$

$$= \frac{1}{\mu} J_0(\mu s) \cdot \frac{g(u)}{t-u+r(u)r'(u)} \Big|_{-\infty}^{t_1} - \frac{1}{\mu} \int_{-\infty}^{t_1} du J_0(\mu s) \frac{\partial}{\partial u} \left\{ \frac{g(u)}{t-u+r(u)r'(u)} \right\}$$

$$= \frac{1}{\mu} \frac{g(t_1)}{r(t_1)(1+r'(t_1))} - \frac{1}{\mu} \int_{-\infty}^{t_1} du J_0(\mu s) \frac{\partial}{\partial u} \left\{ \frac{g(u)}{t-u+r(u)r'(u)} \right\}$$

Die Dampfkessel sind so, daß die in der Kessel für Wasser
auf der Höhe von t absteigt, wenn sich in einem Kessel
die Dampf bei der Temperatur auf, der genau der
So ist die [f] - $\frac{1}{\mu} \frac{g(t_1)}{r(t_1)(1+r'(t_1))}$ (oder so weit
steigt) Lösungen sind, aber mit der selben Art
von Lösungen. - Man muß bei der 1. Lösung mit genau
verfahren, auf Cosways Methode, dann wird die
willig mit gehen lassen.

Conway L'ing.

Min. *Laureophan* Dr. *Löfing*

$$P_1 = \int_{(L)} \frac{N_1(\mu s)}{s} du$$

$$s = \sqrt{(t-u)^2 - r(u)^2}$$

$$\pi N_i(z) = 2 J_1(z) \left(\log \frac{z}{2} + C \right) - \left(\frac{z}{2} \right)^{-1} + \text{ungerade, logarithmische Potenzen von } z.$$

Der nicht Zaven liefert mir nicht, trotz der Nummer 5, in
Dosis mitgeteilt nicht (weil 2 zu wenig sind $\frac{1}{2}$ aufsteigt). $\frac{1}{2}$

$$\underline{\text{upper Lim}} = -2i \int_{-\infty}^{t_1} \frac{y_1(\mu s)}{s} d\mu$$

$$\underline{\text{gravitator Lapun}} = - \frac{2}{\pi} \oint \frac{du}{u s^2} = - \frac{2}{\pi \mu} \int \frac{du}{(t-u)^2 - r(u)^2} =$$

$$= - \frac{2}{\pi \mu} \oint \frac{du}{2\kappa(t_1) \cdot (t-u-\kappa(u))}$$

$$t - u - r(u) = (t_1 - u) \left(1 + r'(t_1) - \frac{t_1 - u}{2} r''(t_1) + \dots \right); \text{ resp}$$

$$\text{gesamter Term} = + \frac{1}{\pi \mu r(t_1)(1+r'(t_1))} \cdot 2\pi i = \frac{2i}{\mu r(t_1)(1+r'(t_1))}$$

$$g_1 = -2i \int_{-\infty}^{t_1} \frac{J_1(\mu s)}{s} du + \frac{2i}{\mu r(t_1)(1+r'(t_1))}$$

[illegible]

Wird das der Faktor $\frac{1}{5}$ einen Vorgefassenstetigen Gewinn
 zu t , vorausgesetzt, so dass die Teile, die g_5 aufstellen, ist
nicht fortzuführen. Das Gewerbe der Handel ist nicht die
 Währung der Funktionen mit, kann nicht mit liegen, weil
 je $I_1(s)$ ist bei $s=0$ gerade wie s^2 verhält, so dass
 die C nur eine Gleich nicht mit liegt ($H_2^2 = I_1 \pm iN_2$).

Nun $\gamma_1(s)$ kennen wir. Der Jacobi exponent von $\frac{1}{s}$.

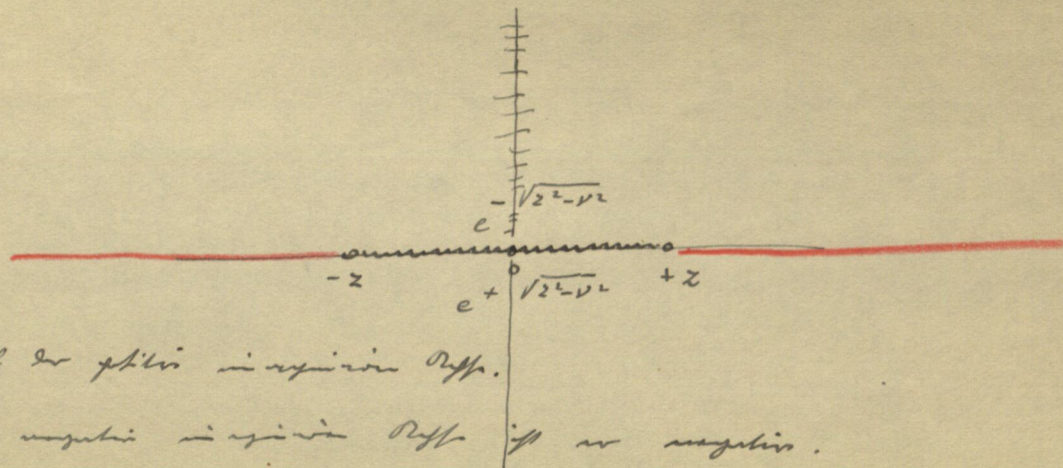
Es mußte möglich sein $g(u)$, unabhängig von t zu wählen, daß $\frac{\partial}{\partial u} \left(\frac{g(u)}{t-u + r(u)r'(u)} \right)$ nicht null ist von t abhängig. Das ist aber wohl möglich.

Wissen hasten von Jo und I, mag t nit triz helfen! Von
Jo vor allem!

rechts, Mitte:

(Wird auf den nächsten Seiten
vollkommen aufgeklärt)

Wie sieht $\sqrt{z^2 - v^2}$ aus im komplexen Zahlteil?



- 1.) Dieser ist der positiv imaginäre Teil.
- 2.) Auf der negativ imaginären Achse ist er negativ.
- 3.) Es kann das ganze Stück wegfallen, wenn es verschwindet, z.B. wenn die Wurzel verschwindet ist.
- 4.) Dagegen ist ein Cauchy, dass der Radikand $z^2 - v^2$ nicht negativ.
- 5.) Also v^2 nicht positiv und größer als z^2 .
- 6.) Also v im vorgegebenen Gebiet.
- 7.) Also gilt wirklich das positive Stück in der oberen Halbebene.

Wofür kann man sich hier in einem vollen Kreis?

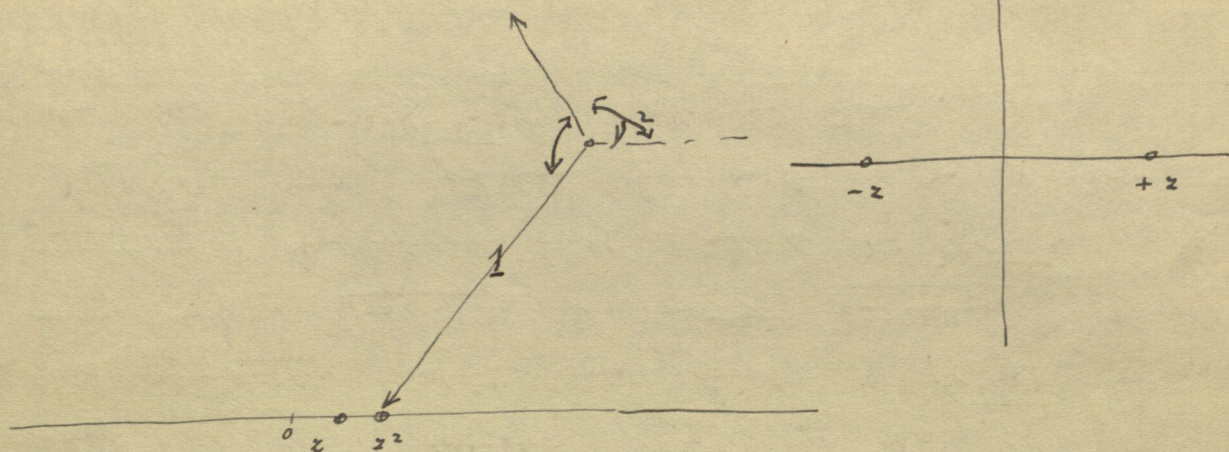
Mit folgenden Vorzeichen in meiner Figur!

Über der ^{rechten} vollen Linie (v nicht $> z$) liegt der Wert $-i\sqrt{v^2 - z^2}$ vor, für $\sqrt{z^2 - v^2}$ (die Lücke nicht Schließung!); das bringt in der Tat einen positiven Realteil. Die c-Beziehung ergibt aber dass $e^{+i\sqrt{v^2 - z^2}}$ also in Ordnung.

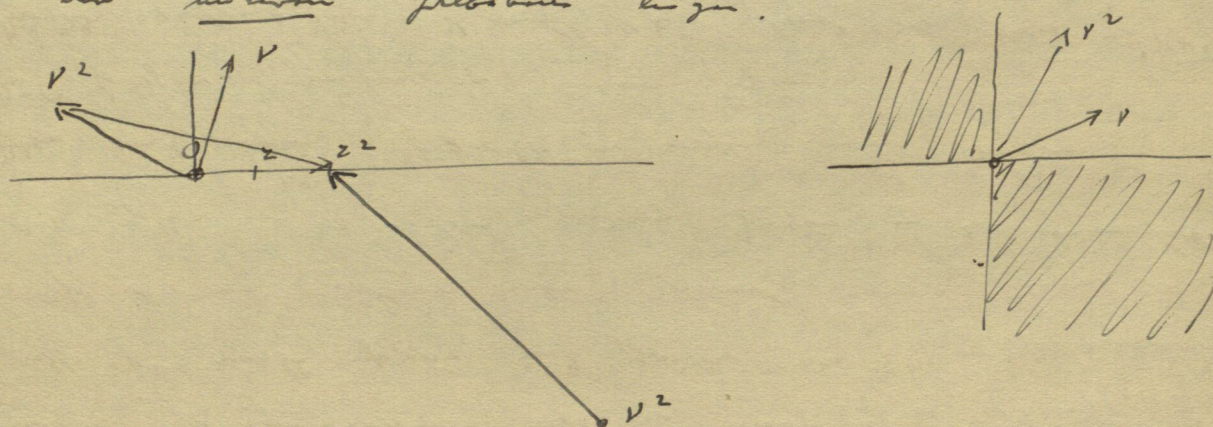
Auf der linken vollen Linie liegt $+i\sqrt{v^2 - z^2}$ vor. Dagegen wenn mit v fein ist, so geht v^2 fein unter, bringt einen negativen Imaginärteil, aber die $\sqrt{v^2 - z^2}$, also bringt $i\sqrt{v^2 - z^2}$ einen positiven Realteil, die c-Beziehung ergibt aber dass $e^{-i\sqrt{v^2 - z^2}}$ also in Ordnung.

Es ist $\sqrt{z^2 - v^2}$ ein
 positiver reeller Teil 2 (Man nehme f. $\sqrt{z^2 - v^2}$)

(V)

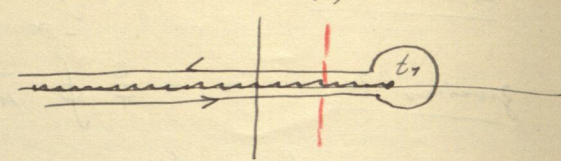


Dazu muß der Pfeil 1 nach oben weisen, d. h. v^2 muß
 in der nächsten Halbebene liegen.

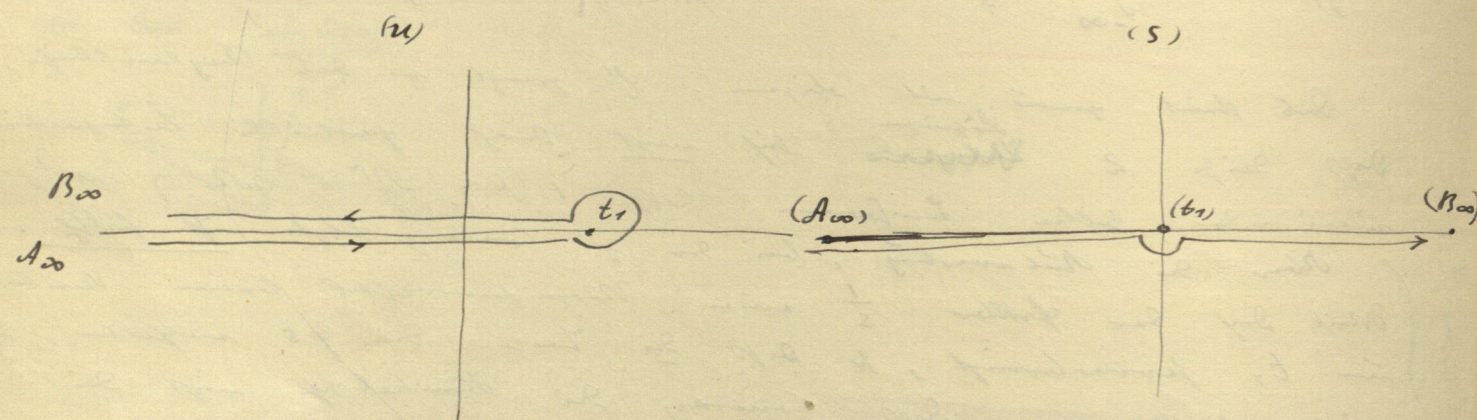


$$\frac{\partial}{\partial u} \frac{g(u)}{t-u+r(u)r'(u)} = \frac{(t-u+r(u)r'(u))g'(u) + (1-r'^2-r r'')g(u)}{(t-u+r r')^2}$$

Sei

$$\varphi_0 = \int_{(L)} \frac{N_0(\mu s)}{r} du \quad \varphi_1 = \int_{(L)} \frac{N_1(\mu s)}{s} du$$


Möchte Logarithmus bestimme den Linsen? (Man kann nach Funktionen $F(u)$, $G(u)$ nach dem Integral für z setzen.) Man könnte, wenn man will, ein Hankel- oder Spitzkern nehmen.
 $s^2 = (t-u)^2 - r(u)^2$. - Wenn man davon ausrechnet, dann
 N_0 -Integral ist, kann man die wohl bestimmen, indem man die Ausdrücke misst, dass vor r und r' steht die
 „Länge“ bestimmt in Bezug auf r .



$$ds = - \frac{t-u+r(u)r'(u)}{s} du$$

Anmerkung: man muss unvollständige Differentialen der Conway- oder Methode ist, dass man sich notwendig nach $r(u)$ als multiplizierte Funktion denken muss, weil die auf verteilte nicht zu sein kommt.

Dann kann man allerdings ansetzen, dass es richtig ist, bis man sicher ist, dass man die Multiplikation von $t=b$, als multiplizierte Funktion bezeichnen zu dürfen, weil die bestmöglichen Integral in r und r' zusammen zu finden fällt, dass die Lösungen sind. „Abhängigkeit“ wird gegeben. 1.0.5.

Man fragt t_1 von t ab? Es ist definiert durch

$$(t-t_1)^2 - r(t_1)^2 = 0 \quad \text{oder}$$

$$t-t_1 = r(t_1) \quad (\text{denn das andere ist } t_2 \text{ genannt})$$

$$dt = \{1 + r'(t_1)\} dt_1$$

Sei

$$\varphi_0 = \int_{-\infty}^{t_1} \frac{J_0(\mu s)}{r} F(u) du$$

$$\frac{\partial \varphi_0}{\partial t} = - \mu \int_{-\infty}^{t_1} \frac{J_1(\mu s)}{s} \frac{t-u}{r(u)} F(u) du + \frac{F(t_1)}{r(t_1)} \frac{1}{1+r'(t_1)}$$

$\frac{\partial \varphi_0}{\partial t}$ ist eine Lösung, muss man in die erfüllen!

$$\text{Mache } \left[\frac{t-u}{r(u)} F(u) \right]_{u=t_1} = F(t_1)$$

Überprüfen wir durch die Lösung, die wir jetzt haben

$$\varphi_1 = - \mu \int_{-\infty}^{t_1} \frac{J_1(\mu s)}{s} r'(u) F(u) du + \frac{r'(t_1) F(t_1)}{r(t_1)(1+r'(t_1))}$$

Dann ist

$$\varphi_1 + \frac{\partial \varphi_0}{\partial t} = - \mu \int_{-\infty}^{t_1} \frac{J_1(\mu s)}{s} \frac{t-u+r(u)r'(u)}{r(u)} F(u) du + \frac{F(t_1)}{r(t_1)}$$

Das sollte gleich partiell integriert, gibt: ~~unvollständige~~

$$\varphi_1 + \frac{\partial \varphi_0}{\partial t} = - \int_{-\infty}^{t_1} J_0(\mu s) \frac{F(u)}{r(u)} du + \int_{-\infty}^{t_1} J_0(\mu s) \frac{\partial}{\partial u} \left(\frac{F(u)}{r(u)} \right) du + \frac{F(t_1)}{r(t_1)}$$

$$\left\{ - \mu J_1(\mu s) = \frac{d}{ds} J_0(\mu s) ; \quad \frac{\partial s}{\partial u} = \frac{-(t-u)-r(u)r'(u)}{s} \right\} \text{ also}$$

$$\boxed{\varphi_1 + \frac{\partial \varphi_0}{\partial t} = \int_{-\infty}^{t_1} J_0(\mu s) \frac{\partial}{\partial u} \frac{F(u)}{r(u)} du} \quad \text{Sei } r'(u) F(u) = G(u)$$

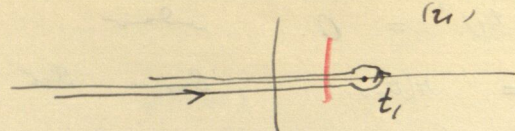
also mit

$$\varphi_1 = - \mu \int_{-\infty}^{t_1} \frac{J_1(\mu s)}{s} G(u) du + \frac{G(t_1)}{r(t_1)(1+r'(t_1))}$$

$$\varphi_1 = - \frac{\partial}{\partial t} \int_{-\infty}^{t_1} \frac{J_0(\mu s)}{r(u)} \frac{G(u)}{r'(u)} + \int_{-\infty}^{t_1} \frac{J_0(\mu s)}{r(u)} \cdot r(u) \frac{\partial}{\partial u} \frac{G(u)}{r(u)r'(u)}$$

Sehr gut!

Zusammenfassung (korrigiert aus einem Brief an Conway 4. II 41).



Definiert man die Operatoren $\Phi_0 \rightarrow \Phi_1$, die mit $F(u)$ eine Lösung (x, y, z, t) machen, folgendermaßen:

$$\Phi_0[F] = \frac{i}{2} \int_{(L)} \frac{N_0(\mu s)}{r(u)} F(u) du \quad \Phi_1[F] = \frac{i\mu}{2} \int_{(L)} \frac{N_1(\mu s)}{s} F(u) du$$

$$\text{mit } s^2 = (t-u)^2 - r(u)^2 \quad \text{in } \mathcal{D}$$

$$N_0(z) = \frac{2}{\pi} Y_0(z) \left(\log \frac{z}{2} + C \right) + \text{Reihe positiver ganzzahliger Pot. v. } z$$

$$N_1(z) = \frac{2}{\pi} Y_1(z) \left(\log \frac{z}{2} + C \right) - \frac{2}{\pi z} + \dots \text{Reihe negativer Pot. v. } z,$$

Dann ist

$$\Phi_0[F] = \int_{-\infty}^{t_1} \frac{Y_0(\mu s)}{r(u)} F(u) du$$

$$\Phi_1[F] = \mu \int_{-\infty}^{t_1} \frac{Y_1(\mu s)}{s} F(u) du - \frac{F(t_1)}{r(t_1)(1+r'(t_1))}$$

folgt wegen

$$\frac{\partial t_1}{\partial t} = \frac{1}{1+r'(t_1)}, \quad \frac{dY_0(z)}{dz} = -Y_1(z)$$

$$\frac{\partial}{\partial t} \Phi_0[F] = -\mu \int_{-\infty}^{t_1} \frac{Y_1(\mu s)}{s} \frac{t-u}{r(u)} F(u) du + \frac{F(t_1)}{r(t_1)(1+r'(t_1))} \quad *)$$

$$\text{und man findet leicht (wegen } \frac{\partial s}{\partial u} = -\frac{t-u+r(u)r'(u)}{s} \text{):}$$

$$\Phi_1[r'F] = \frac{\partial}{\partial t} \Phi_0[F] - \Phi_0 \left[r \left(\frac{F}{r} \right)' \right]$$

wobei mit $r'F = g$ aufgeschrieben werden kann

$$\Phi_1[g] = \frac{\partial}{\partial t} \Phi_0 \left[\frac{g}{r'} \right] - \Phi_0 \left[r \left(\frac{g}{r'r'} \right)' \right]$$

Bemerkung über die „Annahme der Analytizität“:

Da die Integrale gewöhnlich bestenfalls stetig sind, ist

*) ist nicht eine Lösung.

realen Differenzierbarkeit sind, kann man die Komplexwertigkeit der Integration mit einer kleinen endlichen Menge von t , beschränken. Dort wird, für jedes t , „vernünftige“ Funktionen $r(u)$, $F(u)$ mit Hilfe der Funktion $\tilde{F}(u)$ approximiert sein, welche $F(u)$ beliebig gut approximiert sind – nicht aber selbst analytisch ist, wohl aber den Gesamteindruck des gesamten in Rede stehenden Integrals analytisch macht.

Das ist, nebenbei bemerkt, der Grund weshalb es sich empfiehlt (zuerst Stetigkeit der Legierten zwischen Φ_0 und Φ_1) zu erst die realen Integrale abzuheben, dann gewöhnlich über die Legierten in die Φ -Formel zu setzen – anstatt schon direkt mit den komplexen Integrale zu operieren.

Die Nummer $r(u) \rightarrow r'(u)$ die wichtiger bedürftig in die Diskussion. Die hier wichtig. Es fällt ja in der Lösung einfallen können, von $-\infty$ bis zu einem gegebenen Zeitpunkt gerade in der Stelle zu prüfen, für welche wir das Feld prüfen. Und das kann in Abhängigkeit einer Operationen geben. Folgerung kann $r'(u) = 0$ in Wirklichkeit eine Operationen geben.

Führt zurück zur Conway'schen Differentialgleichung. Ihre Lösung

$$U = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} d\omega \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{du}{r(u)} e^{-r(u)\sqrt{\mu^2-\omega^2}} e^{-i\omega(t-u)} F(u) \\ \int_{-\infty}^{+\infty} du \dots = - \frac{e^{-r(u)\sqrt{\mu^2-\omega^2}}}{\sqrt{\mu^2-\omega^2}} \cdot \frac{e^{-i\omega(t-u)} F(u)}{r(u)r'(u)} \Big|_{-\infty}^{+\infty} \\ + \int_{-\infty}^{+\infty} du \frac{e^{-r(u)\sqrt{\mu^2-\omega^2}}}{\sqrt{\mu^2-\omega^2}} \left\{ \frac{i\omega e^{-i\omega(t-u)} F(u)}{r(u)r'(u)} + e^{-i\omega(t-u)} \left(\frac{F(u)}{r(u)r'(u)} \right)' \right\}$$

Nimmt man das Verhalten des integrierten Ausdruckes an, so kann man folgern:

$$U = - \frac{\partial}{\partial t} \Phi_0 \left[\frac{F(u)}{r'(u)} \right] + \Phi_0 \left[r(u) \left(\frac{F(u)}{r(u)r'(u)} \right)' \right] = - \Phi_1[F]$$

Konvergenz nicht, nur das.

Primitive energetische Überlegungen.

$$\mathcal{L}_1 = -\frac{\partial \mathcal{V}}{\partial x} = -g_1 \left(\frac{\mu e^{-\mu x}}{x} + \frac{e^{-\mu x}}{x^2} \right) \frac{x}{x}$$

$$\Delta V - \frac{\partial^2 V}{\partial t^2} - \mu^2 V = f$$

Leihen m/p weyl, dyp di f'lehenen zu
W ↓ dwigrad

$$W = \int f v dt = \int \mathcal{P}(\Delta v - \mu^2 v) dt$$

$$= - \int [(\text{grad } v)^2 + \mu^2 v^2] dt$$

Die "Notiz" Energie diff ist als $\mathcal{E}^2$ vorhanden
 $\mathcal{E}^2 + \mu^2 v^2$

1) Kozaiten berge, wie sieht man hin?

2.) Was ist allgemein Stoff mit Bezug auf die von
der Physik in geologischen Lehren?

ad 2.) $\int \text{div } \vec{\ell} \, d\vec{v} = \int \vec{\ell} \cdot d\vec{f} \stackrel{\text{q.f.}}{=} - \int \Delta V \, d\vec{v} = - \int (f + \mu^2 V) \, d\vec{v}$

Ich wurde tief nicht durch die neuen der religiösen Wissenschaften.

ad 1.) Gleichzeitige Leistungen (in d. es gibt mir schon) vorzuziehen
ist gleichzeitige Noten hiel. Winda drückt mit dem Vorzeichen der
fl. Klotz hiel & ges. vollen, so würde sich die bei Ausprägung
zurufen. Aber selbst natürlich nicht. Denn der Geist ist
dies offenbar, daß Wissen von diesen Zeichen, welches im
gedruckt, aber geistlich geben ist zu denken in d. edelst.

für Legitimierung der Operationen vgl. Ryce 1938, Proc. Roy. Soc. (A) 168, p. 389 zitiert.

Alte Bäume, ihre Wurzeln zur Kammer hin, dass die Lärche
mit den anderen Kiefern der Feldenergei stehen, dass
wir aber nicht gehen, wie die alten Altschwein bei,
zwischen Bäumen.

groschen Beinen.
Brief d. 17. d. zarten Wobn! Strickelberg - Patz, H.P.A.
13, 167, 1940. Er hat ein regulierendes geschnittene Energie
der Kontrolle ein (all right), dazü ein ^{nachgeordnet} so genau & gleich
(vorwiegend der Differenzierung!), als politische Feldenergie und
unverändert mit dem gegenwärtigen Staat steht in 9 Klassen
Dynamik zu sein, das er die Kontrolle Gley. und
(das ist selbstverständlich) die Kontrolle über den
Dienst seines Königs. Zum Schluss!

Min billa, hvíldu mí fylgjandi þingun:

Dies die Zeit zwischen welcher ein Komet vor der Erde erscheint und verschwindet, ist in unserer Umgang mit der Zeit mit der Erde, bestimmt und bestimmt werden kann, wenn man die Zeit mit der Erde zwischen der Erde und der Erde bestimmt ist bestimmt ist.

Drum ist drum alles geschehen, man kommt kommt
die Kutsche auf Räder und das bedient "Loff Räder"
für eine kleine Uhr geht.

o o o J

 $g v_x, g v_y, g v_z, g$

(x)

Geben mir nie zu wissen. Ich trübe für das Leben.

$$u_n(0,0,0,0) = - \int_{-\infty}^0 dt (r M f_n)_{n=-t} + \int_{-\infty}^0 \int_0^t dr r^2 M f_n \frac{J_1(\mu \sqrt{t^2 - r^2})}{\sqrt{t^2 - r^2}}$$

$$\mu g \int_{-\infty}^{t_1} dt \, v_z(t) \quad \frac{I_1(\mu \sqrt{t^2 - r^2})}{\sqrt{t^2 - r^2}}$$

Nach Newton's Beobachtung ist nur die Länge, für
 die wir (wegen $r = -t$, also $dr = -dt$) auf ∞ gehen
 können

$$-\int_0^\infty dr (r M f_n)_{t=-r} \quad (xx)$$

[illegible]

$$\cancel{dr} = r + \left(\frac{dr}{dt}\right) dt = r - \left(\frac{dr}{dt}\right) dr$$

$$\text{ref } dr = \frac{r_r}{1 + \frac{dr}{dt}} \quad \swarrow r'$$

wobei $\frac{dr}{dt}$ die 2-Formung der Differentialität ist, wegen
 wir r_2 . Dies zeigt, ist r_2 in (x, y) das Integral in
~~ist~~ das richtige r_2 , ist r_2 ein vord. Querschnitt,
 integral in r_2 gilt dann der Punkt (x, y) , welcher in
 der Stelle, die mit t_1 verbunden, also ist dieser Differentialität
 (x4π)
 Löring, 3. L. für $k=3$

$$- \frac{\cancel{g} v_2}{r(1 + v_n)}$$

Zur Prüfung des

$$4\pi u_{\vec{k}}(0,0,0,0) = \mu g \int_{-\infty}^{t_1} dt v_k(t) \frac{J_1(\mu \sqrt{t^2 - r^2})}{\sqrt{t^2 - r^2}} - \left| \frac{g v_k}{r(1+v_r)} \right|_{t=t_1}$$

~~Kobayashi~~ v. Bell for 1 year more.

Nurteil ist π , v_1 , v_2 für θ von t .

[illegible]

Des Obersten des gewöhnlichen schottischen verordneten
ist bei hiesigen Leuzung in hiesigen nützlichsten
nicht gewiss.

Mr Phillips Dep. Director: Professor of the Law in New York
 State Bar Association New York City.

Fourieranalyse des Feldes der bewegten Punktladung.

Nur folgen:

$$u(0,0,0,0) = - \int_{-\infty}^0 dt \int_0^{\infty} dr J_0(\mu \sqrt{t^2 - r^2}) \frac{\partial}{\partial r} (r M f)$$

hierin setzen wir

$$J_0(\mu \sqrt{t^2 - r^2}) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} d\omega p(\omega, r) e^{i\omega t} \quad \text{mit}$$

$$p(\omega, r) = - \frac{ie e^{-ir\sqrt{\omega^2 - \mu^2}}}{\sqrt{\omega^2 - \mu^2}} \quad \text{für } \omega < -\mu$$

$$= \frac{e^{-r\sqrt{\mu^2 - \omega^2}}}{\sqrt{\mu^2 - \omega^2}} \quad , \quad |\omega| < \mu$$

$$= \frac{ie e^{ir\sqrt{\omega^2 - \mu^2}}}{\sqrt{\omega^2 - \mu^2}} \quad , \quad \mu < \omega$$

also

$$(\dagger) u(0,0,0,0) = - \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^0 dt \int_0^{\infty} dr \int_{-\infty}^{\infty} d\omega p(\omega, r) e^{i\omega t} \frac{\partial}{\partial r} (r M f)$$

Man gewöhnt, kann die Integration nach t auf $t=0$ zu einem beliebigem t verschieben. Man kann auch $p(\omega, r)$ integrieren, weil die Integration $\int_{-\infty}^0 dt$ für $t > -r$, also für $t > 0$ verschwindet.

Die Integration nach dr ist auf $dr=0$ zu verschieben (man muss nur, dass die Integranden in $dr=0$ liegen, so dass das r -Integral hier nicht ist). Dann kann man $p(\omega, r)$ integrieren:

$$\int_0^{\infty} dr p(\omega, r) \frac{\partial}{\partial r} (r M f) = p(\omega, r) r M f \Big|_0^{\infty} - \int_0^{\infty} dr r M f p_r(\omega, r)$$

$$u(0,0,0,0) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^0 dt \int_{-\infty}^{\infty} d\omega \int_0^{\infty} dr r M f p_r(\omega, r) \quad (x)$$

Ein Blick auf $p(\omega, r)$ zeigt, dass die Bewegungsgeschwindigkeit immer bei Differenzieren verschwindet, so dass man jetzt nur noch die Integration nach $d\omega$ zu meistern hat.

Man überprüfe, dass die Formel jetzt auf einen Fall, nämlich $M=1$, anzuwenden ist. Das ist im r -Integral, mit M geteilt, ist $\frac{1}{2\pi}$ und das ω -Integral ist $\int_{-\infty}^{\infty} d\omega$, d.h. die Punkte $g v_x, g v_y, g v_z, g$.

Man erfüllt g . L. für $u_3(0,0,0,0)$

$$u_3(0,0,0,0) = \frac{1}{8\pi^2} \int_{-\infty}^0 dt \int_{-\infty}^{\infty} d\omega \frac{v_z(t)}{r(t)} e^{i\omega t} p_3(\omega, r) \quad (xx)$$

In dieser Form ist es aber sehr kompliziert, weil die Integration nach ω nicht leicht zu machen ist.

Man wird zweimal die ω -Integration verschieben müssen. Man

wird überall in ω Integration die untere Grenze $-\infty$ der t -Integration $\int_{-\infty}^0 dt$ gegen eine große negative Zahl T verschieben müssen, über die integriert wird, dass die u -Verteilung zum Zeit T μ beibehalten ist, dass die Anfangsgeschwindigkeit verschwindet. Damit ist man dem Rest, eine Näherung von $(\dagger)$ zu (x) . Die ω -Integration auf ω links von der t -Integration zu verschieben ist nicht möglich, weil das ω -Integral $\int_{-\infty}^0 dt$

$$u_3(0,0,0,0) = \frac{1}{8\pi^2} \int_{-\infty}^0 dt \int_T^0 d\omega \frac{v_z(t)}{r(t)} e^{i\omega t} p_3(\omega, r) \quad (x)$$

In übrigen ist

$$p_3(\omega, r) = e^{-ir\sqrt{\omega^2 - \mu^2}} \quad \text{für } \omega < -\mu$$

$$= e^{-r\sqrt{\mu^2 - \omega^2}} \quad , \quad |\omega| < \mu$$

$$= e^{ir\sqrt{\omega^2 - \mu^2}} \quad , \quad \mu < \omega$$

Es bleibt aber in ω Integration, dass in (x) auf ω links ω Integration beibehalten, von dem man weiß, dass in ω Integration ω Integration ist. Man wird ω Integration: falls man in $(\dagger)$ die Integration nach r auf $r=0$ verschieben, kann man bei $r=-t$ stehen bleiben, dann fällt die ω -Integration auf r ω Integration beibehalten. Man wird ω Integration, falls man in $(\dagger)$ die Integration nach r auf $r=0$ verschieben, kann man bei $r=-t$ stehen bleiben, dann fällt die ω -Integration auf r ω Integration beibehalten. Man wird ω Integration, falls man in $(\dagger)$ die Integration nach r auf $r=0$ verschieben, kann man bei $r=-t$ stehen bleiben, dann fällt die ω -Integration auf r ω Integration beibehalten.

Letz. folgende Beobachtung ist in ω Integration. Bei jedem ω Integration fallen ω Integration ist von einem gewissen ω -Wert abhängend $p_3(\omega, r)$ auf ω Integration mit dem ω -Wert. Es ist also gleichfalls ein ω Integration der ω -Integration ω Integration.

Wahrscheinlich ist es mit der Laplace-Transformation möglich, die Differentialgleichung ableiten?

$$\frac{1}{\pi} \int_0^{\pi} e^{ix \cos y} \cos(y \sin y) dy = J_0(\sqrt{x^2 + y^2}) \quad (B)$$

Wir müssen wissen, ob wir das direkt

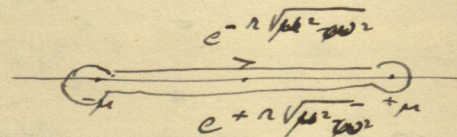
$$u_0(0,0,0,0) = \frac{g}{8\pi^2} \int_{-\infty}^{+\infty} d\omega \int_T^0 dt \frac{1}{r(t)} e^{i\omega t} p_2(\omega, r)$$

für $r(t) = \text{const.}$ mittels der mit bekannten Wert

$$u_0 = \frac{g}{8\pi^2} \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{d\omega}{r} p_2(\omega, r) \frac{1}{i\omega} (1 - e^{i\omega T}) \quad T \text{ sehr groß} < 0.$$

Es ist ganz klar, dass für dieses Integral (dieser Term, vorgegangen in der Numer gibt es dann $\sqrt{\omega^2 - \mu^2}$ bricht, was in ∞ mündet) das ganze Integral gegen das Integral mit T konvergiert, wegen $0 > -r$, das

$$u_0 = \frac{g}{8\pi^2} \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{d\omega}{i\omega} e^{i\omega T} e^{\mp r \sqrt{\omega^2 - \mu^2}}$$



mit Integral, dass man die Differentialgleichung auf T in 9

$$\frac{8\pi^2 r u_0}{g} = \int_{-\pi}^0 dy e^{ike^{iy}} e^{-\kappa \mu} + \int_0^{\pi} dy e^{ike^{iy}} e^{\kappa \mu}$$

Man ist das nun

$$\omega = \rho e^{iy}$$

$$T\rho = k$$

$$d\omega = i\rho e^{iy} dy$$

$$\frac{d\omega}{\omega} = i dy$$

$$+ \int_0^{\pi} e^{ike^{iy}} dy = \int_0^{\pi} e^{ik \cos y - k \sin y} dy = \kappa_- \text{ bzw.}$$

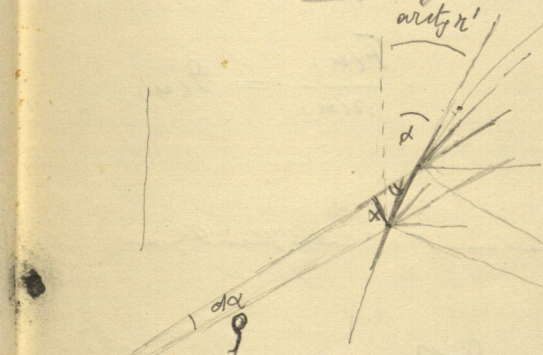
$$+ \int_0^{\pi} e^{ik \cos y + k \sin y} dy = \kappa_+$$

$$\kappa_+ + \kappa_- = 2 \int_0^{\pi} e^{ik \cos y} \cos(k \sin y) dy = \text{Max } 2 J_0(kr) \rightarrow 0.$$

$$\kappa_+ - \kappa_- = 2i \int_0^{\pi} e^{ik \cos y} \sin(k \sin y) dy = ?$$

Immerhin ist es nicht null, aber es ist mit e^{ikr} , das heißt es.

Wahrscheinlich



$$\begin{aligned} \tan \alpha &= n' & \frac{1}{\cos \alpha} &= 1 + \tan^2 \alpha = 1 + n'^2 \\ \cos^2 \alpha &= \frac{1}{1 + n'^2} & 2 \cos^2 \alpha - 1 &= \frac{2}{1 + n'^2} - 1 \\ & & &= \frac{1 - n'^2}{1 + n'^2} \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \eta &= 2(45^\circ - \alpha) = 90^\circ - 2\alpha \\ x &= ds \sin(90^\circ - 2\alpha) & ds &= R d\alpha \\ &= ds \cos 2\alpha \\ x &= ds \cos 2\alpha \end{aligned}$$

$$\rho d\alpha = x = ds \cos 2\alpha$$

$$\frac{\rho ds}{R} = ds \cos 2\alpha$$

$$\rho = R \cos 2\alpha = R \frac{1 - n'^2}{1 + n'^2}$$

Discussion der Anforderungen an u für $t=t_0$, hinsichtlich des Verhaltens für grosse r - behufs Vermeidung des Einflusses des Anfangszustands.

Der kritische Term, der die obenstehende Anforderung an u stellt, ist in der J_0 -Darstellung:

$$-\int_0^{-t_0} dr \frac{\partial}{\partial t} J_0(\mu \sqrt{t^2 - r^2}) M \frac{\partial u}{\partial r} \Big|_{t=t_0}$$

$$= \frac{-\mu t_0}{\sqrt{t_0^2 - r^2}} J_1(\mu \sqrt{t_0^2 - r^2})$$

fallen r lassen für den Limes $r \rightarrow \infty$.

Eine wichtige Konvergenzfrage.

$$A) \quad \bar{\Phi}_0[F] = \int_{-\infty}^{t_1} \frac{J_0(\mu s)}{\sqrt{s^2 - r^2}} G(u) du$$

$$s = \sqrt{u^2 - r^2}$$

$$B) \quad J_0(\mu s) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} p(\omega, r) e^{i\omega u} d\omega$$

$$\frac{F(u)}{r(u)} = G(u)$$

Nehmen wir, als Beispiel einer normal ausfallenden Funktion, $G(u) = 1, r=1$.

Dann A.) konvergiert, fällt das, dass

$$\Gamma = \int_{-a}^{-b} J_0(\mu s) du \rightarrow 0 \quad \text{wenn } a, b \text{ sehr gross.}$$

Folgt man hier B.) mit:

$$\Gamma = \frac{1}{2\pi} \int_{-a}^{-b} du \int_{-\infty}^{+\infty} p(\omega, r) e^{i\omega u} d\omega$$

$$p(\omega, r) = \frac{e^{-r\sqrt{\omega^2 - \mu^2}}}{\sqrt{\omega^2 - \mu^2}} \text{ etc.}$$

$$= \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} p(\omega, r) d\omega \int_{-a}^{-b} e^{i\omega u} du$$

$$= \frac{1}{2\pi i} \int_{-\infty}^{+\infty} p(\omega, r) \frac{d\omega}{\omega} (e^{-i\omega b} - e^{-i\omega a})$$

Nb.: Das Integral konvergiert bei $\omega=0$, wenn man bsp. die

gerade Teile $\frac{1}{\omega}$ mit $\frac{1}{\omega^2}$ ersetzt!

Man ist nun eigentlich zu diesem Punkt gekommen, dass das Integral von den Werten von a und b nur abhängt, falls $a, b \neq 0$ ist, falls $a, b = 0$ ist, dann mit beiden a, b gleich gross negativ sind?



Nun

$$M(0,0,0,0) = - \int_{-\infty}^0 dt \int_0^{-t} dr J_0(\mu \sqrt{t^2 - r^2}) M \left[\frac{\partial u}{\partial r} \right]$$

Verfahren bei Lorentz-Transformation? Das ist richtig, folgend, wenn das Volumen element dV in dV' übergeht $(r^2 dr dt)$, ist

$$\frac{J_0(\mu \sqrt{t^2 - r^2})}{r} M \left[\frac{f}{r} + f' \right] M \left[\frac{f}{r} + \frac{f'}{r} \right]$$

Discussant: $\frac{f}{r^2} + \frac{f'}{r}$. Mit $\frac{f}{r^2}$ nicht konstant!

Antwort: Mit f einen $\frac{1}{r^2}$ ableiten.

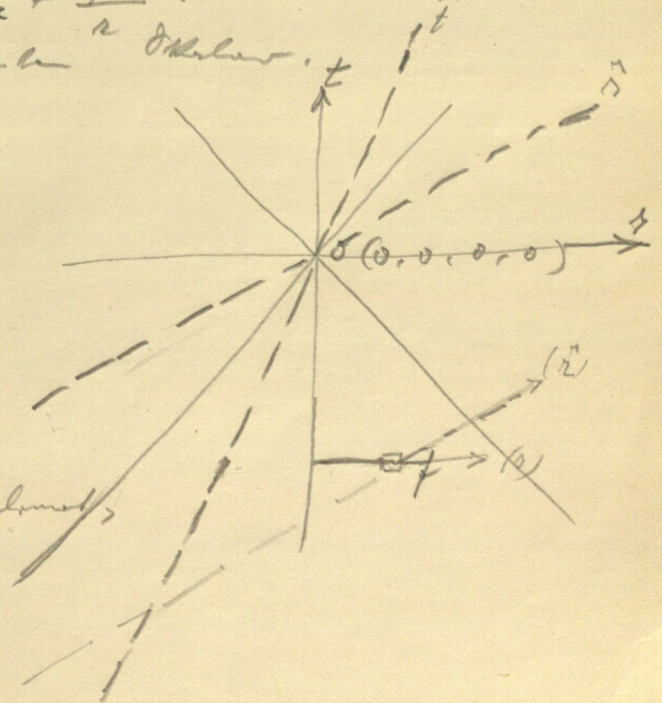
$$\frac{1}{r^2} \frac{\partial f}{\partial r}$$

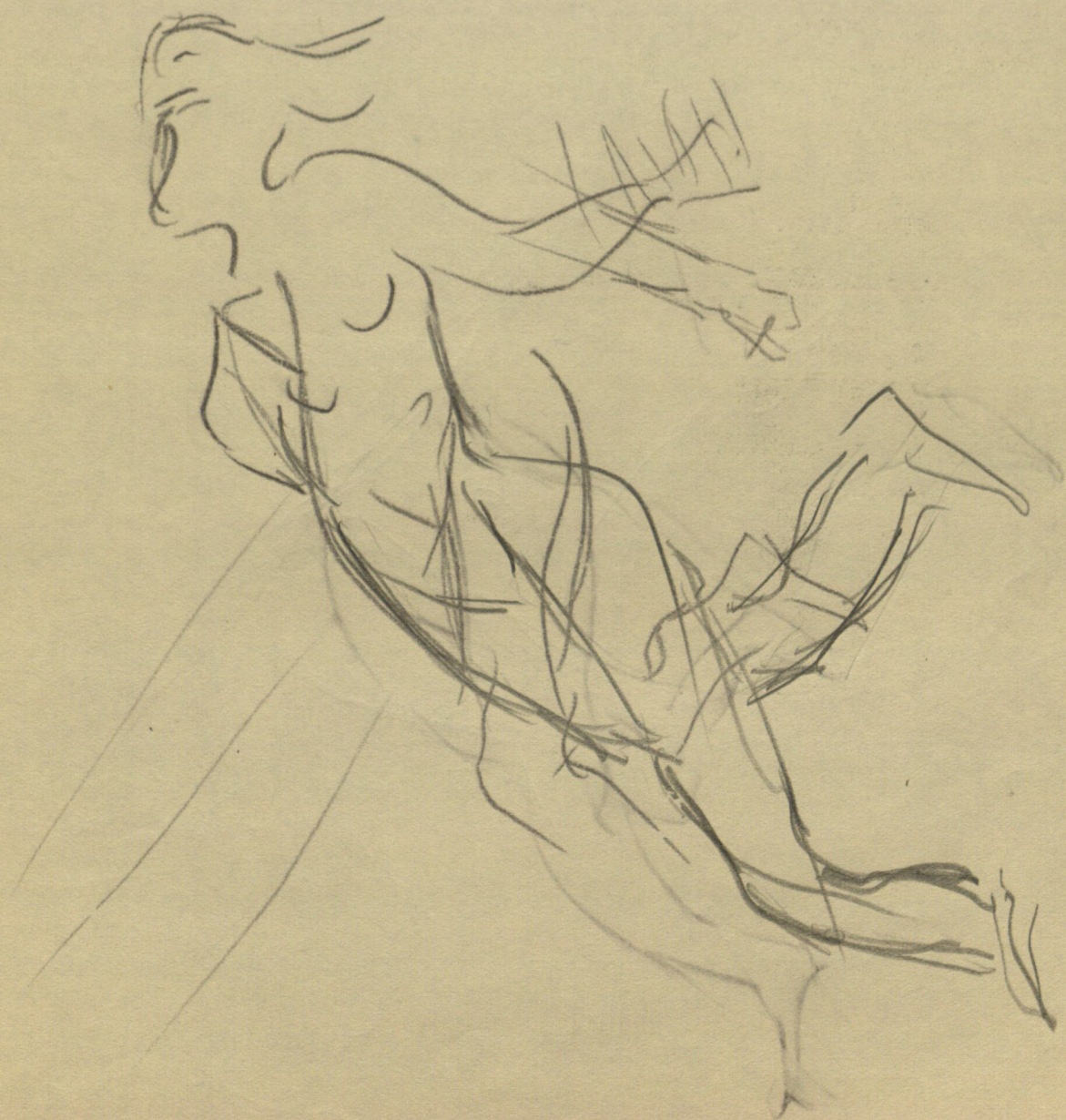
$$\Delta u - \frac{\partial^2 u}{\partial t^2} - \mu^2 u = f$$

$$\frac{f}{r^2} + \frac{f'}{r} = \frac{f}{r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial f}{\partial r} =$$

$$= \frac{f}{x} + 2 \frac{\partial f}{\partial x} \quad \text{mit } x = r^2$$

Die Gleichung lässt sich mit $\frac{\partial f}{\partial x}$ lösen, wenn $\frac{\partial f}{\partial x} = \frac{f}{x}$ ist.

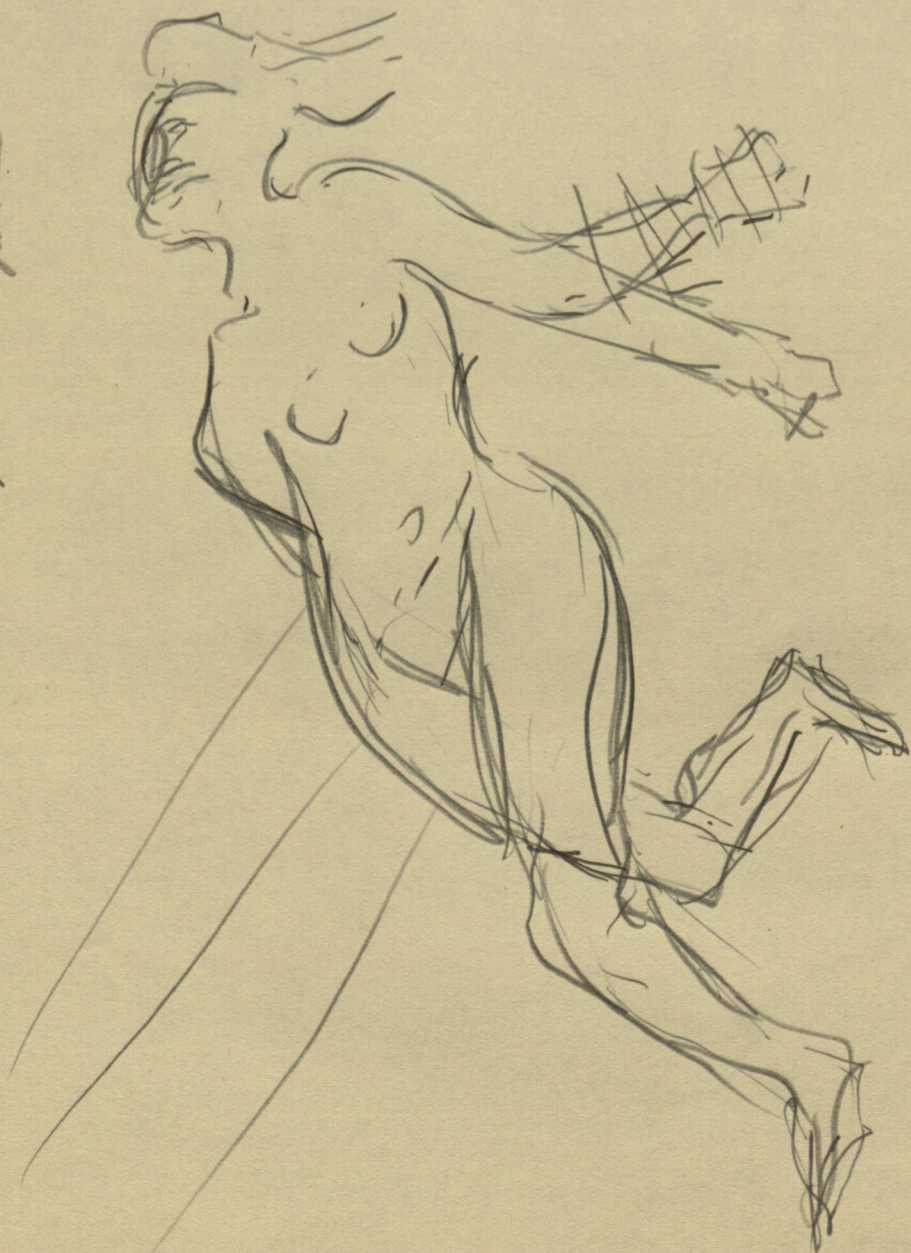






Erasmus
Medici.

From
brother - Medici.



I ought perhaps not to have mentioned it:
It is a long time that you never been
To me as you were once when we met first.
I ought perhaps not to have mentioned it,
For I dare say you feel the same with me.
What makes me speak of it, is that I dread,
I sorely dread, a mischievous mistake
Has blinded us to ~~these~~ ^{deem} these two aspects
Of the ~~very~~ same thing to act as counterpoises, -
Keeping the balance straight, - whereas indeed,
In unexpected and mysterious concord,
They drag the same scale to the sullen ground,
The one that bears ^{your happiness and mine} ~~misery and yours~~ ^{happiness}.

It is, I can assure you, not for hope
To find a remedy of our disaster,
That I repeat in clear and simple words,
Detached, aloof and all but absent-minded,
What I so oft in rage and fury spoke -
Nay cried, hurled, shouted, ~~cried~~ ^{roared and squeaked} and whined.
You deemed it an offence - to me 't was torture.
For pleading, arguing, listening and remembering,
Retorting, urging, stating - over-stating
Left everything as blurred as it was,
Left me no aftermath but a bad taste,
Floose chords, dry ~~malate~~ gums and the profound
conviction,
That either everything I'd said was wrong
Or - there 'd been nothing to be said at all,
And, to say anything at all, was wrong.

What will I tell her once? Your mother died
And trusted me to be concerned with you. -
Or shall I rather say: Your father died
And trusted me to be concerned with you. -

I ought perhaps not to have mentioned it:
It is a long time that you never been
To me as you were once when we met first.
I ought perhaps not to have mentioned it,
For I dare say you feel the same with me.
What makes me speak of it, is that I dread,
I sore by dread, a mischievous mistake
Has chided us to deem these two aspects
Of the same thing to act as counterpoises,-
Keeping the balance straight - whereas indeed,
In unexpected and mysterious concord,
They drag the same scale to the sullen ground,
The one that bears your happiness and mine.

It is, I can assure you, not for hope
To find a remedy of our disaster,
That I repeat in clear and simple words,
Detached, aloof and all but absent-minded,
What I so oft in rage and fury spoke -
Nay cried, hurled, shouted, croaked and squeaked and whined.
You deemed it an offence - to me 't was torture.
For pleading, arguing, listening and remembering
Retorting, urging, stating - over-stating
Left everything as blurred as it was,
Left me no aftermath but a bad taste,
Hoarse chords, dry gums and the profound conviction,
That either everything I'd said was wrong
Or - there'd been nothing to be said at all,
And, to say anything at all, was wrong.
What will I tell her once? Your mother died
And trusted me to be concerned with you. -
Or shall I rather say: Your father died
And trusted me to be concerned with you. -