

31. 12. 2009

Dear Mr. Mazzone , dear Mr. Posdzech !

At first , may you enjoy a happy and successful , healthy and wealthy 2010 !

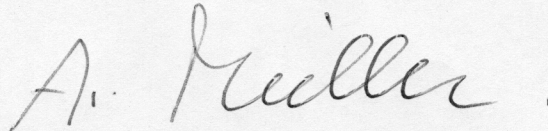
In the attachment you will find a note discussing Heims equation of the gravity potential which I presented on a private meeting in 1996 at the University of Ulm . Recently Dipl.-math. F.C. Rieger derived the same result in a more elegant way . As I explain in my paper , the assumed localized field mass will not lead to a sign change of the gradient of the potential .

In my opinion it follows that eq.(37) in Heim Vol. II, pg. 31 and consequently eq. (B) in Heim Vol. I, pg. 267 are no more valid and so are the conclusions given on pg.274 in Heim Vol. I . In other words , the assumed threefold structure of metrics seems to be unnecessary .

I am not aware to which extent this will have some influence on the derivation of Heims mass formula . Hopefully , in the course of your further research you will arrive at your own conclusions with respect to this point .

Sincerely yours

Anton Mueller .

A handwritten signature in cursive script, appearing to read 'A. Mueller', followed by a period.

Zur Monotonie des Gravitationspotentials in der Theorie von B. Heim.

Private Mitteilung, vorgelegt auf der Fachgruppensitzung
von MUFOX-CES am 11. Mai 1996. (A. Müller)

Einleitung:

Die Theorie von B. Heim [1] erweitert das Newton'sche Potential in der Weise, daß die Feldenergie einer Massenverteilung gleichgesetzt wird, die ihrerseits zum Potential beiträgt. Behandelt wird der kugelsymmetrische Fall, dabei bedeuten:

m_0 Masse des Zentralkörpers incl. der im Volumen des Zentralkörpers eventuell eingeschlossenen Feldmasse

r_0 Radius des Zentralkörpers

r Koordinate, an der das Potential gesucht ist

r' Integrationsvariable $r_0 \leq r' \leq r$

R Integrationsvariable $r \leq R \leq \infty$

Im Wesentlichen werden im Folgenden immer die Massen betrachtet, die in einer Kugel von dem jeweils betrachteten Radius eingeschlossen sind. Es handelt sich also um Integralwerte einer kugelsymmetrischen Dichteverteilung, nämlich:

$m_1(r)$ Feldmasse in $r_0 \leq r' \leq r$

$m_2(r)$ Feldmasse in $r \leq R \leq \infty$

$\rho(r) = \frac{dm(r)}{dV}$ mit $dV = 4\pi r^2 dr$ (Kugelschale)

α, α Faktoren, die in [1] erklärt sind

Die als sekundäre Feldquelle wirkende Massendichte für $m_1(r)$ führt B. Heim ein als $\rho(r) = -\frac{\alpha}{2c^2} \left(\frac{d\varphi}{dr}\right)^2$, womit

$$m(r) = m_0 + m_1(r) = m_0 - \frac{\alpha}{2c^2} \int_0^r \left(\frac{d\varphi}{dr}\right)^2 \cdot 4\pi r^2 dr \text{ erhalten wird.}$$

Sodann wird die Hypothese $\varphi = \gamma \frac{m(r)}{r}$ postuliert.

Im Folgenden wird gezeigt, wieso diese Annahmen zu Widersprüchen führen, dabei wird auf die Gleichungen im Anhang Seih A1 bis A3 verwiesen.

Bestimmung des Potentials:

Für eine kugelsymmetrische Dichteverteilung $\rho(r)$ in $r_0 \leq r \leq \infty$, die stärker als $\frac{1}{r^2}$ abklingt (nach Voraussetzung vernachlässigt die Feldmasse mit zunehmendem r den Betrag von φ unter dem Newton'schen Wert) wird $\varphi(r)$ erhalten als

$$\begin{aligned} \varphi &= \frac{m_0 \gamma}{r} + \gamma \int_{r_0}^r \frac{\rho(r')}{r} \cdot 4\pi (r')^2 dr' + \gamma \int_r^{\infty} \frac{\rho(R)}{R} \cdot 4\pi R^2 dR \\ &= \frac{\gamma m(r)}{r} + \gamma \int_r^{\infty} \frac{\rho(R)}{R} \cdot 4\pi R^2 dR \end{aligned}$$

Die o.a. Hypothese vernachlässigt das Integral über den Außenbereich $R > r$ und liefert die Differentialgl. wie in Gl. A1 angegeben, deren Lösung nicht monoton ist und nicht reell außerhalb gewisser Grenzen. Hingegen liefert die vollständige Berechnung die einfachere Differentialgl. A3, weil sich in

$\frac{d\varphi}{dr}$ die Anteile $\gamma \frac{dm}{dr}$ herausheben, (vgl. A5)

Bestimmung der Ableitung des Potentials

Bei der Bestimmung des Potentials werde das Integral über den gesamten Raum willkürlich durch eine Kugel mit dem Radius r in einen Innen- u. einen Außenraum zerschnitten. Für keines von beiden Integralen erfüllt seine Ableitung $d/d\tau$ die Poisson-Gleichung, weil der Integrationsbereich selbst Funktion von r ist, wohl aber stellt die Ableitung der Summe beider Integrale den Gradienten $\nabla\varphi = d\varphi/d\tau$ dar, da sich bei der Summation die Verschiebung $d\tau$ der Kugeloberfläche nicht mehr bemerkbar macht. Vgl. Anhang Seite A3. Daraus folgt $\nabla\varphi = +\gamma \frac{m(r)}{r^2}$ gemäß Gl. A5.

W. Dröschner wies mich kürzlich darauf hin, daß dieses Ergebnis unmittelbar aus dem Gauss'schen Integralsatz folgt, wenn wir hier Kugelsymmetrie vorliegt, nämlich

$$\iiint \nabla \cdot \nabla \varphi \, dV = \iint \nabla \varphi \, d\vec{\sigma} \quad \text{bzw. mit } \Delta\varphi = -\gamma(-4\pi\gamma)$$

$$\iiint \gamma 4\pi\gamma \, dV = 4\pi\gamma m = 4\pi r^2 \nabla\varphi$$

Deswegen sind in der zitierten Differentialgl. A1 die ersten beiden Summanden zu streichen.

Eigenschaften der Lösung:

Der erhaltene Verlauf der Feldmasse nach Gl. A4 ist monoton fallend für zunehmendes r , nämlich

$$\frac{m(r)}{m_0} = 1 \text{ in } r=r_0 \text{ und } = \frac{1}{1+\frac{\alpha m_0}{r_0}} \text{ für } r \gg r_0,$$

Somit ist auch $\frac{df}{dr}$ nach Gl. A5 monoton und ein Zeichenwechsel tritt nicht auf.

Für Kugelsymmetrie erfüllt φ aus Gl. A5 die Poissongl., wie mit der Beziehung $\Delta f = \frac{d^2 f}{dr^2} + \frac{2}{r} \frac{df}{dr}$ nachgeprüft werden kann (mit $\frac{dw}{dr} = 8 \cdot 4\pi r^2$).

Für φ aus Gl. A2 gilt dies nicht, wie man mit Anwendung von $\Delta\left(\frac{f}{r}\right) = \frac{1}{r} \frac{d^2 f}{dr^2}$ zeigen kann.

Des Weiteren ergibt eine Entwicklung von Gl. A4 für $r \gg r_0$ und $\alpha m_0/r_0 \ll 1$ die Form

$$m(r) = m_0 - \frac{\alpha m_0^2}{r_0} \text{ in Übereinstimmung mit}$$

Arnowitt, Deser, Misner [2], wenn man in $\alpha = \alpha \cdot \frac{2\pi\gamma^2}{c^2}$ den Wert $\alpha = \frac{1}{4\pi\gamma}$ entsprechend der Poissongl. einsetzt und nicht den Wert $3/(64\pi\gamma)$, den B. Heim aus seinem Dichteoperator ableitet.

Dabei ist bekannt, daß in [2] der Ausdruck gemäß einer Newton'schen Betrachtung verwendet wird und sich nach der ART ein anderer Wert ergeben würde, was beim Übergang zu kleinen r_0 wichtig wird, worauf in [2] hingewiesen wird.

Auftretende Widersprüche

Obwohl mit Gl. A5 und A4 die Merkwürdigkeiten der Lösung zu A1 vermieden werden, ist prinzipiell anzumerken, daß durch die erforderliche Einführung des Randwertes m_0 bei r_0 unzulässigerweise geometrische Parameter der Feldquelle eingeschleppt werden. Bei gleichem m_0 haben zwei Kugeln mit verschiedenem r_0 einen unterschiedlichen Verlauf von $\varphi(r)$, wodurch das Prinzip *actio = reactio* verletzt wird. Die quasi Newtonsche Lokalisierung einer eventuellen Feldmasse erscheint damit sehr fragwürdig.

Folgerung:

Wegen der Unvollständigkeit von Gl. A1 ergibt sich in [1] ein unzutreffender Lösungstyp. Damit sind u.a. die Gl. (14) aus [1] Bd.1 und (37) aus [1] Bd.2 und die daraus gezogenen Folgerungen hinfällig. Es ergeben sich zudem keine Anhaltspunkte für eine erfolgreiche Lokalisierbarkeit der Feldmasse. Darüberhinaus ist zu beachten, daß für $r_0 \rightarrow 0$ die Methodik des physikalischen Kontinuums ohnehin versagt, wie auch in [2] dargelegt wird.

Literatur:

- [1] B.Heim: Elementarstrukturen der Materie
Resch Verlag, Innsbruck 1980, Bd. 1 u. 2
- [2] R. Arnowitt, S. Deser, C.W. Misner: The Dynamics of
General Relativity. In: Gravitation, Editor: Witten,
John Wiley & Sons, New York, London 1962 pg. 257

Differentialgl. aus Band I Seite 49 (bzw 80 2. Aufl.) für die in r eingeschlossene Masse (inclusive Feldmasse) $m(r)$:

gl. A1:

$$\left[\alpha \left(\frac{dm}{dr} \right)^2 - \frac{2\alpha m}{r} \frac{dm}{dr} + \frac{dm}{dr} + \alpha \left(\frac{m}{r} \right)^2 = 0 \right] \text{ ist hergeleitet}$$

mit den Ansätzen: $m(r) \cdot c^2 = m_0 c^2 - \frac{\alpha}{2} \int_0^r \left(\frac{d\varphi}{dr'} \right)^2 \cdot 4\pi r'^2 dr'$

gl. A2

minus

$$\left[\varphi = - \int \frac{m(r)}{r} \right] \text{ Heim I pg. 80 dem}$$

Der Ansatz für φ berücksichtigt die Masse m_0 der Feldquelle und die in $0 \leq r' \leq r$ eingeschlossene Masse des Feldes. Er vernachlässigt den Beitrag der Feldmasse im Außenbereich $r' > r$.

Die Hinzunahme dieses Anteiles führt auf die einfachere Differentialgl.

A3.

$$\left[\frac{dm}{dr} + \alpha \left(\frac{m}{r} \right)^2 = 0 \right]$$

deren Lösung $-\frac{1}{m} = \frac{\alpha}{r} + C$ zu der Randbedingung

$m(r_0) = m_0$ die Konstante $C = -\frac{1}{m_0} - \frac{\alpha}{r_0}$ verknüpft.

Für den Verlauf von $m(r)$ außerhalb m_0 ergibt sich der mit r monoton fallende

Ausdruck: $\frac{m(r)}{m_0} = \frac{1}{1 + \frac{\alpha m_0}{r_0} \left(\frac{r - r_0}{r} \right)}$ und

A4

damit auch ein monotoner Verlauf des Gradienten $\frac{d\varphi}{dr}$ bis r gleich ∞ .

Ergänzung zur Herleitung des Verlaufs
der Feldmasse für den kugelsymmetrischen Fall.

Es bedenken: τ_0 Radius des Zentralkörpers

m_0 Masse " " incl. Feldmasse
in $r' \leq \tau_0$

$m_1(r)$ Feldmasse in $\tau_0 < r' \leq r$

$m_2(r)$ " " $r < R \leq \infty$

$$m(r) = m_0 + m_1(r)$$

Es gilt $m_1 + m_2 + m_0 = \text{const}$,

$$m_1 + m_2 = \text{const}; \quad \frac{dm_0}{dr} = 0 \quad \text{in } r > \tau_0,$$

$$\frac{dm_1}{dr} = -\frac{dm_2}{dr} \quad \frac{dm_1}{dr} = \frac{d(m_1 + m_0)}{dr} = \frac{dm(r)}{dr}$$

Es sei $\rho(R)$ eine Massendichte, hier die der
Feldmasse. Verwendet werden die Beziehungen
für das Newton'sche Potential einer Kugelschale
der Wandstärke dR und Radius R :

$$\begin{aligned} d\varphi &= -\gamma \frac{\rho(R)}{r} \cdot 4\pi R^2 dR & \text{für } r > R & \quad \left. \begin{array}{l} \text{(raussen)} \\ R \text{ sei die} \\ \text{Integrations-} \\ \text{variable} \end{array} \right\} \\ d\varphi &= -\gamma \frac{\rho(R)}{R} \cdot 4\pi R^2 dR & \text{für } r < R & \quad \left. \begin{array}{l} \text{(innen)} \end{array} \right\} \end{aligned}$$

Die Massen m_0 , m_1 und m_2 erzeugen
entsprechend die Anteile am Potential

$$\varphi_0 = -\frac{m_0 \gamma}{r} \quad \varphi_1 = -\gamma \int_{\tau_0}^r \frac{\rho(R) \cdot 4\pi R^2 dR}{r} = -\frac{\gamma m_1(r)}{r}$$

$$\varphi_2 = -\gamma \int_r^{\infty} \frac{4\pi \rho(R) R^2 dR}{R}$$

daraus folgt $\frac{d\varphi_2}{dr} = +\gamma \cdot 4\pi \rho(r) \frac{r^2}{r}$, mit

$\frac{dm_1}{dr} = 4\pi \rho(r) r^2$ folgt $\frac{d\varphi_2}{dr} = +\frac{\gamma}{r} \frac{dm_1}{dr}$, sodaß

$$\frac{d\varphi}{dr} = \frac{d\varphi_0}{dr} + \frac{d\varphi_1}{dr} + \frac{d\varphi_2}{dr}$$

$$= +\frac{m_0 \gamma}{r^2} + \gamma \frac{m_1(r)}{r^2} - \frac{\gamma}{r} \frac{dm_1}{dr} + \frac{\gamma}{r} \frac{dm_1}{dr}, \text{ also}$$

$$\frac{d\varphi}{dr} = +\frac{\gamma}{r^2} (m_0 + m_1(r)) = +\gamma \frac{m(r)}{r^2} \quad \text{Gle. A5}$$

in der Ansatz von Band 1 Seite 48 eingesetzt:

dort war $m_1(r) = -\frac{\alpha}{2c^2} \int_0^r \left(\frac{d\varphi}{dR}\right)^2 \cdot 4\pi R^2 dR$,

Woraus $\frac{dm_1}{dr} = -\frac{\alpha}{2c^2} \frac{\gamma^2}{r^4} \cdot 4\pi r^2 (m_0 + m_1(r))^2$

mit $\alpha = \frac{3}{64\pi\gamma}$ $a = \frac{3\gamma}{32c^2}$ und $\frac{dm_0}{dr} = 0$,

also $\frac{dm(r)}{dr} = -a \left(\frac{m(r)}{r}\right)^2$ folgt,

Aus $\frac{dm}{m^2} = -a \frac{dr}{r^2}$ folgt $-\frac{1}{m} = \frac{a}{r} + C$

mit $C = -\frac{1}{m_0} - \frac{a}{r_0}$. Dies läßt sich umformen in

$$\frac{m}{m_0} = \frac{1}{1 + \frac{a m_0}{r_0} \left(\frac{r-r_0}{r}\right)}$$

Damit ist auch $\frac{d\varphi}{dr}$ monoton in $r > r_0$

Überprüfung anhand der Poisson Gleichung:

$$\text{bei Heim gilt } \varphi = -\frac{m(r)}{r} \cdot \gamma$$

mit $\Delta \left(\frac{f(r)}{r} \right) = \frac{1}{r} \frac{d^2 f}{dr^2}$ kommt $\Delta \varphi = -\frac{\gamma}{r} \frac{d^2 m}{dr^2}$

mit dm einer Kugelschale der Dichte $\rho(r)$:

$$dm = \rho(r) \cdot 4\pi \cdot r^2 dr = \rho(r) dV \quad \text{kommt}$$

$$\frac{d^2 m}{dr^2} = \frac{d\rho}{dr} \cdot 4\pi r^2 + \rho(r) \cdot 8\pi r \quad \text{folgt}$$

?? $\Delta \varphi = -4\pi \gamma \left(r \frac{d\rho}{dr} + 2\rho(r) \right)$ herauskommen sollte

aber $\Delta \varphi = +4\pi \gamma \rho = 4\pi \gamma dm/dV$ (should be expected)

Der vollständige Ansatz würde aber liefern:

(vgl. meine früheren Notizen Seite -3-)

$$\frac{d\varphi}{dr} = +\gamma \frac{m(r)}{r^2}$$

wir verwenden $\Delta f(r) = \frac{d^2 f}{dr^2} + \frac{2}{r} \frac{df}{dr}$

also $\frac{d^2 \varphi}{dr^2} = -\frac{2}{r^3} \gamma m(r) + \frac{\gamma}{r^2} \frac{dm}{dr}$

$$\Delta \varphi = \frac{d^2 \varphi}{dr^2} + \frac{2}{r} \frac{d\varphi}{dr} = -\frac{2}{r^3} \gamma m + \frac{\gamma}{r^2} \frac{dm}{dr} + \frac{2}{r^3} \gamma m = +\frac{\gamma}{r^2} \frac{dm}{dr}$$

also mit $\frac{dm}{dr} = \rho \cdot 4\pi r^2$ kommt $\Delta \varphi = +\gamma \cdot 4\pi \rho$

Zur übrigen läßt sich das Verlaufs

$$\frac{m(r)}{m_0} = \frac{1}{1 + \frac{\alpha m_0}{r_0} \left(\frac{r-r_0}{r} \right)} \quad \text{für } r \gg r_0 \text{ und } \frac{\alpha m_0}{r_0} \ll 1$$

naherungsweise angeben als $m(r) = m_0 - \frac{\alpha m_0^2}{r_0}$

siehe hierzu auch Aronowitz, Deser, Misner (1962) Seite 257
für den Newton'schen Fall: $m(r) = m_0 - \frac{\gamma}{2c^2} \frac{m_0^2}{r_0}$

bei Heim ist also $\alpha = \frac{3\gamma}{32c^2}$, später $\frac{\gamma}{8c^2}$

$\alpha_{\text{Heim}} = \frac{3}{64\pi\gamma}$ $\alpha_{\text{Poisson}} = \frac{1}{4\pi\gamma}$ $\alpha = \frac{2\pi\gamma^2}{c^2} \cdot \alpha$ $\alpha_{\text{Poisson}} = \frac{\gamma}{2c^2}$