BIZONYÍTÉK AZ ÉTER LÉTÉRE?

(KONKRÉT PÉLDÁK MEGOLDÁSA)

<u>2003.12.31.</u>

Ezt a szép prím évet azzal zárjuk, hogy konkrét esetekre oldjuk meg a Béta metrikát és igazoljuk hogy csakugyan az éter áramlásából származtathatók az ismert Einstein-egyenlet megoldások. Két nagyon fontos eset van, a Schwarzschild és a Kerr megoldás, előbbi a gömbszimmetrikus, nem forgó fekete lyuk, utóbbi a forgó fekete lyuk metrikáját adja meg. A Schwarzschild metrika viszonylag egyszerű, és már 1980-ban felismertem hogy ez az éter áramlásából származtatható. 23 éve tudom az igazságot, de soha nem volt módomban publikálni. Ennek most jött el az ideje.

A Schwarzschild metrika így néz ki:

$$ds^2 = \left(1 - \frac{r_0}{r}\right)c^2dt^2 - \frac{1}{1-\frac{r_0}{r}}dr^2 - r^2d\theta^2 - r^2\sin^2\theta\, d\varphi^2$$

Ez természetesen gömbi polárkoordinátákban van felírva. $r_0 = 2\frac{Gm}{c^2}$ az esemény-horizont sugara. A TIP-teória szerint a gravitáció az éter (TIP, Téridő-Plazma) áramlása miatt van, és a pontszerű tömeg a tőle r távolságban levő étert éppen $v = -\sqrt{2\frac{Gm}{r}}$ sebességgel nyeli. A mínusz előjel utal a sebesség irányára: az áramlás a tömegpont *felé* történik. Ebből a sebességből kiszámolható a gyorsulás, ami $a = -\frac{Gm}{r^2}$ éppen a Newtoni formula, amiből a gravitációs erő $F = m'a = -\frac{Gmm'}{r^2}$, ahol m' az a tömeg, amire a gravitációs tér hat. Megjegyzés: $a = v\frac{dv}{dr}$ módon számolható ki, $v = -\sqrt{2\frac{Gm}{r}}$, ennek deriváltja $\frac{dv}{dr} = \sqrt{2\frac{Gm}{r^3}}$, ezt szorozva v-vel éppen $a=-\frac{Gm}{r^2}$ adódik. A fenti sebességképletből $\frac{v^2}{c^2}=2\frac{Gm}{rc^2}$ adódik, azaz $\beta^2=2\frac{Gm}{rc^2}=\frac{r_0}{r}$.

Ezzel a Schwarzschild metrika így írható:

$$ds^2=\left(1-\beta^2\right)c^2dt^2-\frac{1}{1-\beta^2}dr^2-r^2d\theta^2-r^2\sin^2\theta\, d\varphi^2$$

És ezzel rögvest világossá válik a relativisztikus jelenségek értelme!

r_0 az a hely, ahol az éter áramlási sebessége éppen a fénysebesség! Világos tehát hogy mért pont ez az eseményhorizont sugara! Mert még a fény se tud innen megszökni, hiszen a fény az éterhez képest mozog c sebességgel, de az éter meg éppen c sebességgel áramlik befelé! Ha $r < r_0$, akkor meg már $v > c$, pláne nem lehet megszökni! Minden anyagi tárgy az éter hullámcsomagja, ezért nem mozoghat gyorsabban, mint e hullámcsomagok terjedési sebességének felső határa, ami a fénysebesség. Hatások viszont már terjedhetnek gyorsabban, mint virtuális hullámok, de a hatótávolságuk exponenciálisan lecseng.

Hogy néz ki a Schwarzschild metrika Béta-alakja? $\underline{\beta}=\left(\sqrt{\frac{r_0}{r}}\frac{x}{r},\ \sqrt{\frac{r_0}{r}}\frac{y}{r},\ \sqrt{\frac{r_0}{r}}\frac{z}{r}\right)$

Azaz $\underline{\beta}=\left(\sqrt{\frac{r_0}{r^3}}x,\ \sqrt{\frac{r_0}{r^3}}y,\ \sqrt{\frac{r_0}{r^3}}z\right)$. Ezzel a sebességgel az ívelemnégyzet:

$$ds^2=\left(1-\beta^2\right)c^2dt^2-dx^2-dy^2-dz^2+2\beta_x dxcdt+2\beta_y dycdt+2\beta_z dzcdt=$$

$$=\left(1-\frac{r_0}{r}\right)c^2dt^2-dx^2-dy^2-dz^2+2\sqrt{\frac{r_0}{r^3}}xdxcdt+2\sqrt{\frac{r_0}{r^3}}ydycdt+2\sqrt{\frac{r_0}{r^3}}zdzcdt$$

Ez tehát a Schwarzschild metrika Béta-megfelelője. Most megmutatom, hogy ebből néhány koordinátatranszformációval az eredeti Schwarzschild metrika is kihozható!

Először legyen $cdt = cdt - \frac{\beta_x}{1-\beta^2}dx - \frac{\beta_y}{1-\beta^2}dy - \frac{\beta_z}{1-\beta^2}dz$! Ekkor

$$ds^2 = \left(1-\beta^2\right)\left(cdt - \frac{\beta_x}{1-\beta^2}dx - \frac{\beta_y}{1-\beta^2}dy - \frac{\beta_z}{1-\beta^2}dz\right)^2 - dx^2 - dy^2 - dz^2 +$$

$$+2\beta_x dx\left(cdt - \frac{\beta_x}{1-\beta^2}dx - \frac{\beta_y}{1-\beta^2}dy - \frac{\beta_z}{1-\beta^2}dz\right)+$$

$$+2\beta_y dx\left(cdt - \frac{\beta_x}{1-\beta^2}dx - \frac{\beta_y}{1-\beta^2}dy - \frac{\beta_z}{1-\beta^2}dz\right)+$$

$$+2\beta_z dx\left(cdt - \frac{\beta_x}{1-\beta^2}dx - \frac{\beta_y}{1-\beta^2}dy - \frac{\beta_z}{1-\beta^2}dz\right)=$$

$$=\left(1-\beta^2\right)c^2dt^2 - \left(1+\frac{\beta_x^2}{1-\beta^2}\right)dx^2 - \left(1+\frac{\beta_y^2}{1-\beta^2}\right)dy^2 - \left(1+\frac{\beta_z^2}{1-\beta^2}\right)dz^2 -$$

$$-2\frac{\beta_x\beta_y}{1-\beta^2}dxdy - 2\frac{\beta_x\beta_z}{1-\beta^2}dxdz - 2\frac{\beta_y\beta_z}{1-\beta^2}dydz \text{ (Béta DTV)}$$

Ez a Béta-metrika DTV-alakja (Descartes – Térbeli – Vegyestagokkal).

Beírva a Schwarzschild metrika sebességeit, ezt kapjuk:

$$ds^2 = \left(1-\frac{r_0}{r}\right)c^2dt^2 - \left(1+\frac{r_0}{r^3}\frac{x^2}{1-\frac{r_0}{r}}\right)dx^2 - \left(1+\frac{r_0}{r^3}\frac{y^2}{1-\frac{r_0}{r}}\right)dy^2 - \left(1+\frac{r_0}{r^3}\frac{z^2}{1-\frac{r_0}{r}}\right)dz^2 -$$

$$-2\frac{r_0}{r^3}\frac{xy}{1-\frac{r_0}{r}}dxdy - 2\frac{r_0}{r^3}\frac{xz}{1-\frac{r_0}{r}}dxdz - 2\frac{r_0}{r^3}\frac{yz}{1-\frac{r_0}{r}}dydz \text{ (Sch DTV)}$$

Már csak egy térbeli főtengelytranszformáció kell, hogy a térbeli vegyestagok is eltűnjenek. Ehhez a Descartes-koordinátarendszerből át kell térni polárkoordinátákra:

$x = r\cdot\sin\theta\cdot\cos\varphi,\ y = r\cdot\sin\theta\cdot\sin\varphi,\ z = r\cdot\cos\theta$.

$$dx = \frac{\partial x}{\partial r}dr + \frac{\partial x}{\partial \theta}d\theta + \frac{\partial x}{\partial \varphi}d\varphi$$

$$dx = \sin\theta\cdot\cos\varphi\cdot dr + r\cdot\cos\theta\cdot\cos\varphi\cdot d\theta - r\cdot\sin\theta\cdot\sin\varphi\cdot d\varphi$$

$$dy = \frac{\partial y}{\partial r}dr + \frac{\partial y}{\partial \theta}d\theta + \frac{\partial y}{\partial \varphi}d\varphi$$

$$dy = \sin\theta \cdot \sin\varphi \cdot dr + r \cdot \cos\theta \cdot \sin\varphi \cdot d\theta - r \cdot \sin\theta \cdot \cos\varphi \cdot d\varphi$$

$$dz = \frac{\partial z}{\partial r}dr + \frac{\partial z}{\partial \theta}d\theta + \frac{\partial z}{\partial \varphi}d\varphi$$

$$dz = \cos\theta \cdot dr - r \cdot \sin\theta \cdot d\theta$$

Ezeket kell betenni a (Sch DTV) képletbe.

Az eredmény kiértékeléséhez csak az ismert $\sin^2 x + \cos^2 x = 1$ összefüggés kell, ez azonban nagyon sokféle formában, összetetten jelentkezik. A formulák rövidebbé tehetők az alábbi rövidítések segítségével: $\sin\theta = s_\theta$, $\cos\theta = c_\theta$, $\sin\varphi = s_\varphi$, $\cos\varphi = c_\varphi$. x, y, z helyettesítési értékét is beírjuk a képletbe. Eredmény:

$$ds^2 = \left(1 - \frac{r_0}{r}\right)c^2dt^2 - \left(1 + \frac{r_0 s_\theta^2 c_\varphi^2}{r - r_0}\right)dx^2 - \left(1 + \frac{r_0 s_\theta^2 s_\varphi^2}{r - r_0}\right)dy^2 - \left(1 + \frac{r_0 c_\theta^2}{r - r_0}\right)dz^2 -$$

$$-2\frac{r_0 s_\theta^2 c_\varphi s_\varphi}{r - r_0}dxdy - 2\frac{r_0 s_\theta c_\theta c_\varphi}{r - r_0}dxdz - 2\frac{r_0 s_\theta c_\theta s_\varphi}{r - r_0}dydz =$$

$$= \left(1 - \frac{r_0}{r}\right)c^2dt^2 - \frac{1}{r - r_0}\Big\{\left(r - r_0 + r_0 s_\theta^2 c_\varphi^2\right)\left(s_\theta^2 c_\varphi^2 dr^2 + r^2 c_\theta^2 c_\varphi^2 d\theta^2 + r^2 s_\theta^2 s_\varphi^2 d\varphi^2 +\right.$$

$$\left. +2s_\theta c_\theta c_\varphi^2 rdrd\theta - 2s_\theta^2 c_\varphi s_\varphi rdrd\varphi - 2rc_\theta s_\theta c_\varphi s_\varphi d\theta d\varphi\right) + \left(r - r_0 + r_0 s_\theta^2 s_\varphi^2\right)\cdot$$

$$\cdot\left(s_\theta^2 s_\varphi^2 dr^2 + r^2 c_\theta^2 s_\varphi^2 d\theta^2 + r^2 s_\theta^2 c_\varphi^2 d\varphi^2 + 2s_\theta c_\theta s_\varphi^2 rdrd\theta + 2s_\theta^2 s_\varphi c_\varphi rdrd\varphi + 2rs_\theta c_\theta s_\varphi c_\varphi d\theta \cdot d\varphi\right) +$$

$$+\left(r - r_0 + r_0 c_\theta^2\right)\left(c_\theta^2 dr^2 + r^2 s_\theta^2 d\theta^2 - 2rc_\theta s_\theta drd\theta\right)\Big\} =$$

Na most kell fölkötni a gatyát és minden tagot minden taggal szorozni! Itt kell alkalmazni az $s_\theta^2 + c_\theta^2 = 1$ összefüggést, akár így is: $\left(s_\theta^2 + c_\theta^2\right)^2 = 1 = s_\theta^2 s_\theta^2 + c_\theta^2 c_\theta^2 + 2s_\theta^2 c_\theta^2$.

Nem írom le a teljes számolást, csak egy reprezentatív példát mutatok:

dr^2 együtthatója a következőképpen alakul:

$$\frac{1}{r-r_0}\Big\{(r-r_0)\left(s_\theta^2c_\varphi^2+s_\theta^2s_\varphi^2+c_\theta^2\right)+r_0\left(s_\theta^2c_\varphi^2s_\theta^2c_\varphi^2+s_\theta^2s_\varphi^2s_\theta^2s_\varphi^2+c_\theta^2c_\theta^2+\right.$$

$$\left.+2s_\theta^2s_\theta^2c_\varphi s_\varphi c_\varphi s_\varphi+2s_\theta^2c_\theta^2c_\varphi^2+2s_\theta^2c_\theta^2s_\varphi^2\right)\Big\}=$$

$\left(s_\varphi^2+c_\varphi^2=1\right)$ és $\left(\left(s_\varphi^2+c_\varphi^2\right)^2=1\right)$ miatt

$$=\frac{1}{r-r_0}\left\{(r-r_0)\left(s_\theta^2+c_\theta^2\right)+r_0\left(s_\theta^2s_\theta^2+c_\theta^2c_\theta^2+2s_\theta^2c_\theta^2\right)\right\}=\frac{1}{r-r_0}\{r-r_0+r_0\}=$$

$=\dfrac{r}{r-r_0}=\dfrac{1}{1-\dfrac{r_0}{r}}$. A többi együttható ugyanígy számolható.

A végeredmény pedig ez lesz, aki nem hiszi, számoljon utána:

$$ds^2=\left(1-\frac{r_0}{r}\right)c^2dt^2-\frac{1}{r-r_0}\left\{(r-r_0)\left(dr^2+r^2d\theta^2+r^2s_\theta^2d\varphi^2\right)+r_0dr^2\right\}$$

amiből már csak egy pici átalakítással nyerjük a Schwarzschild metrika ismert alakját:

$$ds^2=\left(1-\frac{r_0}{r}\right)c^2dt^2-\frac{1}{1-\dfrac{r_0}{r}}dr^2-r^2d\theta^2-r^2\sin^2\theta\, d\varphi^2.$$

Van egy sokkal egyszerűbb út is a Schwarzschild metrika levezetésére!

Induljunk ki most is a Béta-alakból:

$$ds^2=\left(1-\beta^2\right)c^2dt^2-dx^2-dy^2-dz^2+2\beta_x dxcdt+2\beta_y dxcdt+2\beta_z dxcdt=$$

$$=\left(1-\frac{r_0}{r^2}\right)c^2dt^2-dx^2-dy^2-dz^2+2\sqrt{\frac{r_0}{r^3}}xdxcdt+2\sqrt{\frac{r_0}{r^3}}ydycdt+2\sqrt{\frac{r_0}{r^3}}zdzcdt$$

Most néhány elemi átalakítás jön:

$$dr=\frac{\partial r}{\partial x}dx+\frac{\partial r}{\partial y}dy+\frac{\partial r}{\partial z}dz=\frac{x}{r}dx+\frac{y}{r}dy+\frac{z}{r}dz$$

$dx^2+dy^2+dz^2=dr^2+r^2d\theta^2+r^2\sin^2\theta d\varphi^2$. Ennek fényében

$$ds^2 = \left(1 - \frac{r_0}{r}\right)c^2dt^2 - dr^2 - r^2d\theta^2 - r^2\sin^2\theta d\varphi^2 + 2\sqrt{\frac{r_0}{r}}drcdt\,.$$

Most alkalmazzuk a $cdt' = cdt - \dfrac{\sqrt{\dfrac{r_0}{r}}}{1 - \dfrac{r_0}{r}}dr$ koordinátatranszformációt:

$$ds^2 = \left(1 - \frac{r_0}{r}\right)\left(c^2dt^2 + \frac{\dfrac{r_0}{r}}{\left(1 - \dfrac{r_0}{r}\right)^2}dr^2 - 2\frac{\sqrt{\dfrac{r_0}{r}}}{1 - \dfrac{r_0}{r}}drcdt\right) - dr^2 -$$

$$-r^2d\theta^2 - r^2\sin^2\theta d\varphi^2 + 2\sqrt{\frac{r_0}{r}}dr\left(cdt - \frac{\sqrt{\dfrac{r_0}{r}}}{1 - \dfrac{r_0}{r}}dr\right) =$$

$$= \left(1 - \frac{r_0}{r}\right)c^2dt^2 - dr^2\left(1 + \frac{\dfrac{r_0}{r}}{1 - \dfrac{r_0}{r}}\right) - r^2d\theta^2 - r^2\sin^2\theta d\varphi^2 \text{ és végül}$$

$$ds^2 = \left(1 - \frac{r_0}{r}\right)c^2dt^2 - \frac{dr^2}{1 - \dfrac{r_0}{r}} - r^2d\theta^2 - r^2\sin^2\theta d\varphi^2 \text{ az ismert alak.}$$

Láthatjuk, egyenes út vezet a Galilei transzformációtól a Béta-metrikán keresztül az ismert Schwarzschild metrikához. A Béta-metrikát átírhatjuk DTV alakra (Descartes, térbeli vegyestagokkal) és azt koordinátatranszformációval vegyestag nélküli alakra hozhatjuk. Erre láttunk példát a Schwarzschild metrikánál. Most azt mutatom meg, hogy a DTV alak sajátértékegyenletéből $\lambda_1 = \dfrac{1}{1-\beta^2}$, $\lambda_2 = 1$, $\lambda_3 = 1$ sajátérték adódik. Ez egy olyan koordinátarendszert jelent, amelynek az egyik tengelye éppen az éter áramlásának irányába mutat. Ezt együttmozgó koordinátarendszernek nevezzük.

Látjuk hogy a Schwarzschild metrika éppen ilyen:

$$ds^2 = \left(1-\beta^2\right)c^2dt^2 - \frac{1}{1-\beta^2}dr^2 - 1\cdot r^2 d\theta^2 - 1\cdot r^2\sin^2\theta\, d\varphi^2$$

A Kerr-metrikánál már nincs ilyen szerencsénk, ott időbeli vegyestag is van.

$$\begin{pmatrix} a_{11} & a_{12} & a_{13} \\ a_{21} & a_{22} & a_{23} \\ a_{31} & a_{32} & a_{33} \end{pmatrix}$$

Erre a mátrixra felírva a sajátértékegyenletet, az a következőképpen néz ki:

$$\lambda^3 - \lambda^2\left(a_{11}+a_{22}+a_{33}\right) + \lambda\left(D_1+D_2+D_3\right) - D = 0$$

$D_1 = a_{11}a_{22} - a_{12}a_{21}$, $D_2 = a_{11}a_{33} - a_{13}a_{31}$, $D_3 = a_{22}a_{33} - a_{23}a_{32}$. D pedig az egész mátrix determinánsa. Ezeket alkalmazzuk a (Béta DTV) metrika térbeli részére:

$$\begin{pmatrix} 1+\frac{\beta_x^2}{1-\beta^2} & \frac{\beta_x\beta_y}{1-\beta^2} & \frac{\beta_x\beta_y}{1-\beta^2} \\ \frac{\beta_y\beta_x}{1-\beta^2} & 1+\frac{\beta_y^2}{1-\beta^2} & \frac{\beta_y\beta_z}{1-\beta^2} \\ \frac{\beta_z\beta_x}{1-\beta^2} & \frac{\beta_z\beta_y}{1-\beta^2} & 1+\frac{\beta_z^2}{1-\beta^2} \end{pmatrix}$$

$\left(a_{11}+a_{22}+a_{33}\right) = 3+\frac{\beta^2}{1-\beta^2}$,

$\left(D_1+D_2+D_3\right) = \frac{3-\beta^2}{1-\beta^2}$, $D = \frac{1}{1-\beta^2}$.

(így a Béta-DTV metrika determinánsa éppen –1 lesz, ahogy annak lennie kell!)

$$\lambda^3 - \lambda^2\left(3+\frac{\beta^2}{1-\beta^2}\right) + \lambda\frac{3-\beta^2}{1-\beta^2} - \frac{1}{1-\beta^2} = 0$$ lesz az egyenletünk.

Most megmutatjuk hogy $\lambda_1 = \frac{1}{1-\beta^2}$, $\lambda_2 = 1$, $\lambda_3 = 1$!

$\left(\lambda - \frac{1}{1-\beta^2}\right)(\lambda-1)(\lambda-1) = 0$, ebből kell kihozni az előbbi képletet!

$$\lambda^3 - \lambda^2\left(1+1+\frac{1}{1-\beta^2}\right) + \lambda\left(1\cdot 1 + 1\cdot\frac{1}{1-\beta^2} + 1\cdot\frac{1}{1-\beta^2}\right) - \frac{1}{1-\beta^2} = 0$$

$$1+1+\frac{1}{1-\beta^2} = 3-1+\frac{1}{1-\beta^2} = 3-\frac{1-\beta^2}{1-\beta^2}+\frac{1}{1-\beta^2} = 3+\frac{\beta^2}{1+\beta^2}$$

$1\cdot 1 + 1\cdot\frac{1}{1-\beta^2} + 1\cdot\frac{1}{1-\beta^2} = \frac{1-\beta^2+2}{1-\beta^2} = \frac{3-\beta^2}{1-\beta^2}$ és ezzel kész is!

A Bizonyíték első részében megoldottuk az $R_{ik}=0$ egyenletet a Béta-metrikára, és kaptunk bizonyos egyenleteket és feltételeket. Most ezeket ellenőrizzük a Schwarzschild metrika esetére! Tudjuk hogy a Schwarzschild metrika kielégíti az Einstein-egyenletet!

Az igazság az, hogy erre a fejezetre nem lenne szükség, ha sikerülne levezetni a képleteimet a $\operatorname{rot}\underline{v}=0$ és a $\operatorname{div}\operatorname{grad}\frac{v^2}{2}=0$ egyenletekből, de ezt idáig nem sikerült, sőt úgy tűnik hogy ellenpéldát is találtam, ami kielégíti mindkét feltételt, de az egyenleteimet nem.

Ezt az ellenpéldát is közlöm majd. Most jöjjön akkor a Schwarzschild metrika ellenőrzése

Az $R_{00}=0$–t kifejező (00) egyenletünk:

$$\operatorname{div}\left(\underline{\beta}\left(\underline{\beta}\operatorname{grad}\frac{\beta^2}{2}\right)\right)=2\left(\left(\partial_x\frac{\beta^2}{2}\right)^2+\left(\partial_y\frac{\beta^2}{2}\right)^2+\left(\partial_z\frac{\beta^2}{2}\right)^2\right)$$

A Schwarzschild metrika sebességtere: $\underline{\beta}=\left(\sqrt{\frac{r_0}{r^3}}x,\sqrt{\frac{r_0}{r^3}}y,\sqrt{\frac{r_0}{r^3}}z\right)$, $\operatorname{rot}\underline{\beta}=0$ következik abból, hogy $\underline{\beta}=\operatorname{grad}u$, ahol $u=\frac{1}{2}\sqrt{r_0 r}$. Ha radiálisan nézzük, akkor

$$\beta=\sqrt{\frac{r_0}{r}},\ \operatorname{grad}\frac{\beta^2}{2}=\frac{\partial_r r_0}{2r}=-\frac{r_0}{2r^2},\ \underline{\beta}\left(\underline{\beta}\operatorname{grad}\frac{\beta^2}{2}\right)=-\frac{r_0^2}{2r^3},$$

$$\operatorname{div}\left(\underline{\beta}\left(\underline{\beta}\operatorname{grad}\frac{\beta^2}{2}\right)\right)=-\frac{\partial_r r_0^2}{2r^3}-\frac{2}{r}\frac{r_0^2}{2r^3}=\frac{r_0^2}{2r^4}\quad \text{(D1)}$$

$$\frac{\partial_x\beta^2}{2}=\frac{\partial_x r_0}{2r}=-\frac{r_0}{2r^2}\frac{x}{r}=-r_0\frac{x}{2r^3},\ \left(\frac{\partial_x\beta^2}{2}\right)^2=-r_0^2\frac{x^2}{4r^6}$$, hasonló y, z –re is.

$$2\left(\left(\partial_x \frac{\beta^2}{2}\right)^2+\left(\partial_y \frac{\beta^2}{2}\right)^2+\left(\partial_z \frac{\beta^2}{2}\right)^2\right)=2\left(r_0^2\frac{x^2}{4r^6}+r_0^2\frac{y^2}{4r^6}+r_0^2\frac{z^2}{4r^6}\right)=r_0^2\frac{x^2+y^2+z^2}{2r^6}=\frac{r_0^2}{2r^4}$$

(D2). (D1) = (D2)!!

$R_{01}=0:$ $\operatorname{div}\left(\underline{\beta}\left(\frac{\partial_x\beta^2}{2}\right)\right)=\left(\operatorname{grad}\frac{\beta^2}{2},\operatorname{grad}\beta_x\right)$ ez a (01) egyenlet.

$\frac{\partial_x\beta^2}{2}=-r_0\frac{x}{2r^3}$, természetesen $r=\sqrt{x^2+y^2+z^2}$

$$\operatorname{div}\left(\underline{\beta}\left(\frac{\partial_x\beta^2}{2}\right)\right)=-r_0\operatorname{div}\left(\sqrt{\frac{r_0}{r^3}}x\frac{x}{2r^3},\sqrt{\frac{r_0}{r^3}}y\frac{x}{2r^3},\sqrt{\frac{r_0}{r^3}}z\frac{x}{2r^3}\right)=$$

$$-\frac{1}{2}\sqrt{r_0^3}\operatorname{div}\left(\frac{x^2}{r^{\frac{9}{2}}},x\frac{y}{r^{\frac{9}{2}}},x\frac{z}{r^{\frac{9}{2}}}\right)=$$

$$=-\frac{1}{2}\sqrt{r_0^3}\,\frac{2xr^{\frac{9}{2}}-x^2\frac{9}{2}r^{\frac{7}{2}}\frac{x}{r}+x\left(r^{\frac{9}{2}}-y\frac{9}{2}r^{\frac{7}{2}}\frac{y}{r}\right)+x\left(r^{\frac{9}{2}}-z\frac{9}{2}r^{\frac{7}{2}}\frac{z}{r}\right)}{r^9}=$$

$$=-\frac{1}{2}\sqrt{r_0^3}\,x\frac{2r^2-\frac{9}{2}x^2+r^2-\frac{9}{2}y^2+r^2-\frac{9}{2}z^2}{r^{\frac{13}{2}}}=\frac{x}{4}\sqrt{\frac{r_0^3}{r^9}}\quad \text{(DB1)}$$

$$\left(\operatorname{grad}\frac{\beta^2}{2},\operatorname{grad}\beta_x\right)=\left(\frac{\partial_x r_0}{2r},\frac{\partial_y r_0}{2r},\frac{\partial_z r_0}{2r}\right)\left(\partial_x\sqrt{\frac{r_0}{r^3}}x,\partial_y\sqrt{\frac{r_0}{r^3}}x,\partial_z\sqrt{\frac{r_0}{r^3}}x\right)=$$

$$=-\frac{1}{2}\sqrt{r_0^3}\left(\frac{x}{r^3},\frac{y}{r^3},\frac{z}{r^3}\right)\frac{r^2-\frac{3}{2}x^2,-\frac{3}{2}xy,-\frac{3}{2}xz}{r^{\frac{7}{2}}}=$$

$$=-\frac{1}{2}\sqrt{r_0^3}\,\frac{x\left(r^2-\frac{3}{2}x^2\right),-\frac{3}{2}xy^2,-\frac{3}{2}xz^2}{r^{\frac{13}{2}}}=\frac{x}{4}\sqrt{\frac{r_0^3}{r^9}}\quad \text{(DB2)}$$

(DB1) = (DB2)!! és ezt akartuk belátni!

Szimmetriaokokból a (02) és a (03) egyenletek levezetése ugyanígy megy.

$R_{11} = -\mathrm{div}\left(\underline{\beta}\partial_x\beta_x\right) = 0$, ez az (11) egyenletünk. Ennek igazolása jön most.

Először is $\partial_x\beta_x = \partial_x\left(\sqrt{\frac{r_0}{r^3}}x\right) = \sqrt{\frac{r_0}{r^7}}\left(r^2 - \frac{3}{2}x^2\right)$, ezzel $\mathrm{div}\left(\underline{\beta}\partial_x\beta_y\right) =$

$$= \mathrm{div}\left(\sqrt{\frac{r_0}{r^3}}x\sqrt{\frac{r_0}{r^7}}\left(r^2 - \frac{3}{2}x^2\right), \sqrt{\frac{r_0}{r^3}}y\sqrt{\frac{r_0}{r^7}}\left(r^2 - \frac{3}{2}x^2\right), \sqrt{\frac{r_0}{r^3}}z\sqrt{\frac{r_0}{r^7}}\left(r^2 - \frac{3}{2}x^2\right)\right) =$$

$$= \mathrm{div}\left(\frac{r_0}{r^3}x, \frac{r_0}{r^3}y, \frac{r_0}{r^3}z\right) - \frac{3}{2}\mathrm{div}\left(\frac{r_0}{r^5}x^3, \frac{r_0}{r^5}x^2y, \frac{r_0}{r^5}x^2z\right) =$$

$$= \frac{r_0}{r^7}\left(\left(r^4 - 3x^2r^2\right) + \left(r^4 - 3y^2r^2\right) + \left(r^4 - 3z^2r^2\right)\right) -$$

$$- \frac{3r_0}{2r^{11}}\left(\left(3x^2r^6 - 5x^4r^4\right) + \left(x^2r^6 - 5x^2y^2r^4\right) + \left(3x^2r^6 - 5x^2z^2r^4\right)\right) =$$

$$= \frac{r_0}{r^5}\left(r^2 + r^2 + r^2 - 3x^2 - 3y^2 - 3z^2\right) - \frac{3r_0}{2r^7}x^2\left(3r^2 + r^2 + r^2 - 5x^2 - 5y^2 - 5z^2\right) = 0$$

Szimmetriaokokból ugyanígy megy a (22) és a (33) egyenlet igazolása is.

$R_{12} = -\mathrm{div}\left(\underline{\beta}\partial_x\beta_y\right) = 0$, ez az (12) egyenletünk. Ennek igazolása jön most.

Először is $\partial_x\beta_y = \partial_x\left(\sqrt{\frac{r_0}{r^3}}y\right) = -\frac{3}{2}\sqrt{\frac{r_0}{r^7}}(xy)$, ezzel $-\mathrm{div}\left(\underline{\beta}\partial_x\beta_y\right) =$

$$= \frac{3}{2}\mathrm{div}\left(\sqrt{\frac{r_0}{r^3}}x\sqrt{\frac{r_0}{r^7}}xy, \sqrt{\frac{r_0}{r^3}}y\sqrt{\frac{r_0}{r^7}}xy, \sqrt{\frac{r_0}{r^3}}z\sqrt{\frac{r_0}{r^7}}xy\right) = \frac{3}{2}r_0\mathrm{div}\left(\frac{x^2y}{r^5}, \frac{xy^2}{r^5}, \frac{xyz}{r^5}\right) =$$

$$= \frac{3}{2}r_0\left(\frac{2xy}{r^5} - \frac{5x^2y}{r^6}\frac{x}{r} + \frac{2xy}{r^5} - \frac{5xy^2}{r^6}\frac{y}{r} + \frac{xy}{r^5} - \frac{5xyz}{r^6}\frac{z}{r}\right) =$$

$$= \frac{3}{2}\frac{r_0}{r^7}xy\left(2r^2 - 5x^2 + 2r^2 - 5y^2 + r^2 - 5z^2\right) = 0$$

Szimmetriaokokból ugyanígy megy az (13) és a (23) egyenlet igazolása is.

Igazoltuk tehát az egyenleteinket a Schwarzschild-metrikára. A Schwarzschild-metrikát tehát visszavezettük egy áramlástérre, igazoltuk hogy előáll egy alkalmasan választott sebességtérből, és ez elegendő ahhoz hogy belássuk: a tömegpont által keltett gravitációs tér a tömegpont által elnyelt éter áramlásának a folyománya. Jó lenne ugyanezt a bizonyítási eljárást a Kerr-téridőre is elvégezni, ám az a baj hogy csak $\frac{\beta^2}{2}$ kifejezését ismerem, magát a $\underline{\beta}$-t nem. Ennek oka az, hogy a Kerr-metrika időbeli vegyestagja megbonyolítja a dolgot. Át kéne transzformálni Descartes-koordinátákba, de ez nem könnyű. Ezután lehet ellenőrizni a $\operatorname{rot}\beta = 0$ egyenlet teljesülését.

Most következik annak a nagyon fontos ténynek az igazolása, hogy a Kerr-metrika sebességtere kielégíti a $\operatorname{div}\operatorname{grad}\frac{\beta^2}{2} = 0$ egyenletet! Ehhez lapult szferoidális koordináták-ban kell számolni. Ez az amit nem tudtam, és ezért 18 éven át körben toporogtam! Pedig ott volt az orrom előtt, a Landau-Lifsic 2-ben, csak fel kellett volna ismerni!A lapult szferoidális koordinátarendszer pediglen így néz ki: La Li 2, 417 o. (104,7)

$$ds^2 = c^2dt^2 - \frac{\rho^2}{r^2 + a^2}dr^2 - \rho^2 d\theta^2 - \left(r^2 + a^2\right)\sin^2\theta d\varphi^2,$$ ahol $\rho^2 = r^2 + a^2\cos^2\theta$.

Ez nem más, mint a görbületlen Galilei-metrika, belapult szferoidális koordinátákban:

$$x = \sqrt{r^2 + a^2}\sin\theta\cos\varphi,\ y = \sqrt{r^2 + a^2}\sin\theta\sin\varphi,\ z = r\cos\theta$$

Az $r =$ konst felület belapult forgási ellipszoid: $\frac{x^2 + y^2}{r^2 + a^2} + \frac{z^2}{r^2} = 1$.

18 éven át abban a tévhitben éltem, hogyha r, θ, φ szerepel a képletben, akkor az csak térbeli polárkoordináta lehet, így aztán persze hogy nem jöttek ki az eredmények, csak idegesítően közel voltak az elvárthoz, de sose stimmelt

pontosan! Rendíthetetlenül hittem abban, hogy márpedig ennek stimmelnie kell, csak úgy látszik, nem jól számolok! A helyes eredményhez 3 dolog kell: helyes koordinátarendszer, helyes sebességképlet és helyes módszer! Ez alatt azt értem, hogy görbült koordinátarendszerben másként néz ki a div, a grad és a divgrad operátor, valamint az $\underline{a}=(\underline{v},\mathrm{grad})\underline{v}$ képlet is. Évekig csak találgattam, mégpedig azért, mert hiányzott az ellenőrzés legfontosabb ismérve, az hogy kijön az elvárt eredmény! Makacsul ráálltam a $\mathrm{div}\,\underline{a}=0$ igazolására, pedig van egyszerűbb út is: ha $\mathrm{rot}\,\underline{v}=0$, akkor elég ha $\mathrm{div}\,\mathrm{grad}\frac{v^2}{2}=0$, ugyanis $\underline{a}=(\underline{v},\mathrm{grad})\underline{v}=\mathrm{grad}\frac{v^2}{2}-\underline{v}\times\mathrm{rot}\,\underline{v}$, és ha $\mathrm{rot}\,\underline{v}=0$, akkor marad csak a $\mathrm{grad}\frac{v^2}{2}$. Ha az űr ρ sűrűségű anyaggal van kitöltve, akkor a képlet így módosul: $\mathrm{div}\,\underline{a}=-4\pi G\rho$, azaz $\mathrm{div}\,\mathrm{grad}\frac{v^2}{2}=-4\pi G\rho$. Ez az az eset, amikor az $R_{ik}=0$ egyenlet már nem elég, a teljes Einstein-egyenlet kell, ami pedig ez: $R_{ik}-\frac{1}{2}R\cdot g_{ik}=\kappa T_{ik}$. A jobboldalon álló energiaimpulzus-tenzor, vagy anyagtenzor akkor lehet fontos, ha egy bolygó vagy egy csillag belsejében nézzük a téridő szerkezetét, vagy egy galaxis téridejére vagyunk kíváncsiak, ott még az az igen ritka anyag is fontos lehet, pláne ha még nagy sebességű áramlások is vannak benne. Egy fekete lyuk körül keringő akkréciós korong metrikájához is kell az anyagtenzor. Ezek szerint adós vagyok még egy nagyon fontos esettel: amikor van valamilyen mozgó közeg, akkor vajon a közegre milyen T_{ik} tenzort lehet felírni, és a mozgó közeg által áramoltatott éter vajon milyen egyenletet elégít ki? Ha a ρ sűrűségű közeg nem mozog, akkor a $\mathrm{div}\,\mathrm{grad}\frac{v^2}{2}=-4\pi G\rho$ egyenlet tűnik valószínűnek. Feladat tehát megoldani ezt az egyenletet, és megnézni hogy a belőle nyert Béta-metrika kielégíti-e az $R_{ik} - \frac{1}{2} R \cdot g_{ik} = \kappa T_{ik}$ egyenletet. Ez még a jövő zenéje.

Ugyanilyen megoldandó feladat az az eset, amikor a sebességét nem stacionáris, hanem explicite is függ az időtől. Ilyen eset az egymás körül keringő két fekete lyuk. A 3 test probléma klasszikusan megoldhatatlan. Vajon az éter bevezetése ad-e itt is kulcsot a kezünkbe? A 3 test probléma így 4 test problémává válik, a 4. test az éter maga. Lehet hogy ez nem nehezít, hanem könnyít! A 3 test probléma azért volt megoldhatatlan, mert 18 egyenletünk van, de csak 10 integrálunk, így a feladat nem elég meghatározott. Lehet hogy a számok mások, de a lényeg ez. Az éter bevezetése megadhatja a hiányzó 8 integrált. No, ennyi locsfecs után térjünk vissza az alapproblémára!

Hasznos jelölés: $\cos\theta = C$, ez nem tévesztendő össze a c fénysebességgel; $\sin\theta = S$.

$$ds^2 = c^2 dt^2 - \frac{\rho^2}{r^2 + a^2} dr^2 - \rho^2 d\theta^2 - \left(r^2 + a^2\right)\sin^2\theta \, d\varphi^2$$

$ds^2 = c^2 dt^2 - g_1^2 dr^2 - g_2^2 d\theta^2 - g_3^2 d\varphi^2$, a divgrad kiszámolásának a módja pedig ez:

$$\Delta U = \frac{1}{g_1 g_2 g_3}\left\{\frac{\partial}{\partial r}\left(\frac{g_2 g_3}{g_1}\frac{\partial U}{\partial r}\right) + \frac{\partial}{\partial \theta}\left(\frac{g_3 g_1}{g_2}\frac{\partial U}{\partial \theta}\right) + \frac{\partial}{\partial \varphi}\left(\frac{g_1 g_2}{g_3}\frac{\partial U}{\partial \varphi}\right)\right\} =$$

$$= \frac{1}{\rho^4 S^2}\left\{\frac{\partial}{\partial r}\left(\left(r^2 + a^2\right) S \frac{\partial U}{\partial r}\right) + \frac{\partial}{\partial \theta}\left(S \frac{\partial U}{\partial \theta}\right) + \frac{\partial}{\partial \varphi}\left(\frac{\rho^2}{S}\left(r^2 + a^2\right)\frac{\partial U}{\partial \varphi}\right)\right\}$$

Most idézzük fel a Kerr-metrika La Li 2 –beli alakját: 416. o. (104,2)

$$ds^2=\left(1-\frac{r_g r}{\rho^2}\right)c^2dt^2-\frac{\rho^2}{\Delta}dr^2-\rho^2d\theta^2-\left(r^2+a^2+\frac{r_g ra^2}{\rho^2}\sin^2\theta\right)\sin^2\theta.d\varphi^2+$$

$$+\frac{2r_g ra}{\rho^2}\sin^2\theta.d\varphi.cdt,\ \text{ahol}\ \Delta=r^2-r_g r+a^2,\ \rho^2=r^2+a^2\cos^2\theta,\ r_g=\frac{2Gm}{c^2}$$

Nálunk $U=\beta^2=\dfrac{r_g r}{r^2+a^2C^2}$, ez csak r-től és θ-tól függ, φ-től nem, így $\dfrac{\partial}{\partial\varphi}=0$.

(nyilvánvaló, hogy $\operatorname{div}\operatorname{grad}\dfrac{\beta^2}{2}=0$ helyett elég a $\operatorname{div}\operatorname{grad}\beta^2=0$ egyenletet igazolni!)

$$\Delta\beta^2=\frac{1}{\rho^4S^2}\left\{\frac{\partial}{\partial r}\left(\left(r^2+a^2\right)S\frac{\partial}{\partial r}\frac{r_g r}{r^2+a^2C^2}\right)+\frac{\partial}{\partial\theta}\left(S\frac{\partial}{\partial\theta}\frac{r_g r}{r^2+a^2C^2}\right)\right\}$$

$$\frac{\partial}{\partial r}\left(\frac{r_g r}{r^2+a^2C^2}\right)=\frac{r_g\left(a^2C^2-r^2\right)}{\left(r^2+a^2C^2\right)^2},\quad \frac{\partial}{\partial r}\left(\left(r^2+a^2\right)S\frac{r_g\left(a^2C^2-r^2\right)}{\left(r^2+a^2C^2\right)^2}\right)=$$

$$=r_gS\frac{\left(2ra^2C^2-4r^3-2a^2r\right)\left(r^2+a^2C^2\right)-\left(r^2a^2C^2-r^4+a^4C^2-a^2r^2\right)4r}{\left(r^2+a^2C^2\right)^3}=$$

$$=2r_gra^2S\frac{r^2\left(1-3C^2\right)+a^2C^2\left(C^2-3\right)}{\left(r^2+a^2C^2\right)^3}.\ \text{(DR)}$$

$$\frac{\partial}{\partial\theta}\frac{r_g r}{r^2+a^2C^2}=\frac{r_g a^2 2CS}{\left(r^2+a^2C^2\right)^2}$$

$$\frac{\partial}{\partial\theta}\frac{Sr_g a^2 2CS}{\left(r^2+a^2C^2\right)^2}=2r_gra^2\left(\left(-S^3+2SC^2\right)\left(r^2+a^2C^2\right)-CS^2\cdot2\left(-a^2\cdot2SC\right)\right)=$$

$$=2r_gra^2S\frac{\left(r^2\left(2C^2-S^2\right)+a^2C^2\left(3S^2+2C^2\right)\right)}{\left(r^2+a^2C^2\right)^3}.\ \text{(DT)}$$

$$\Delta\beta^2 = (DR) + (DT) = 2r_g r a^2 S \frac{\left(r^2\left(1-3C^2+2C^2-S^2\right)+a^2C^2\left(C^2-3+3S^2+2C^2\right)\right)}{\left(r^2+a^2C^2\right)^3} = 0!!!$$

Sikerült tehát igazolni, hogy a Kerr-metrika sebességtere tudja a $\Delta\frac{\beta^2}{2} = 0$–t !

Az utolsó felvonás a $\mathrm{rot}\,\underline{v} = 0$ igazolása lesz a Kerr-metrikára. Ha ez sikerül, ezt a Bizonyíték 3. fejezetében közlöm.

Végezetül néhány gondolat a TIP-teória születési körülményeiről:

Mi vezetett rá engem 1980-ban arra a gondolatra, hogy mégis van éter?
Nos, a szilárdtestfizikában van egy hihetetlenül egyszerü modell, amely egy kristályrács, és az ebben terjedő hanghullámok, azaz fononok leíró törvényei szóról szóra megegyeznek a relativitáselmélet képleteivel! Itt a kristályrács játssza az éter szerepét, és láss csodát, a fononok mégis úgy viselkednek, mintha az éter, azaz a kristályrács ott se lenne! Na ha ez így megy a kristálynál, akkor miért ne menne a vákuumnál? Isten nem talál ki két külön törvényt, ami bevált az egyiknél, beválik a másiknál is! Valóban, ha veszem a legegyszerűbb rugalmas kristályrács-modellt, és felírom rá a Newtoni képleteket, minden egyes tömegpontra $F = ma$, akkor a Rugó-tömeg modellt leíró egyenlet éppen a relativisztikus Klein-Gordon egyenlet lesz!
Ez egész pontosan azt jelenti, hogy a kristályrácsban mozgó minden hullámcsomag úgy torzul, ahogy azt a Lorentz-transzformáció leírja! A kvantummechanika óta tudjuk hogy minden anyag egyúttal hullám is, és rá éppen egy relativisztikus diszperziós összefüggés vonatkozik! Megvan tehát a magyarázat arra, hogy miért éppen a relativitáselmélet képletei írják le a mozgást!

És ez csak a kezdet, ha továbbmegyünk, akkor a gravitáció legtermészetesebb magyarázata az hogy az éter áramlik! Az áramlást leíró képletből pedig röhögve kijön minden amit Einstein a sokkal bonyolultabb négydimenziós nemlineáris tenzoregyenleteiből kihozott!! Azért ez már nem semmi!! Aztán jön a következö fázis, az új jelenségek megjóslása. Az éterrel könnyedén magyarázható az elemi részecskék szerkezete, és ha még numerikusan is kijön valami, mondjuk az elektron tömege, vagy az alfa, akkor mi akadályoz még meg abban hogy elfogadjuk az étert?
A TIP-teória, az éterfizika alaptétele az, hogy a mechanika nem egyéb, mint akusztiko-hidrodinamika, azaz a görbült téridőben való mozgás nem egyéb mint hangterjedés áramló közegben! A Bizonyíték 3-ik fejezetében ezt próbálom meg élő példákkal prezentálni.

Okvetlen szót kell ejtenem arról, hogy ezzel az éterelmélettel nem vagyok egyedül. dr. Gazdag László, és prof. László Ervin szintén kidolgozták az éter elméletét. Lehet hogy még mások is, akikről nem tudok. (Tassi Tamás, Werőczei Ernő és Dobó Andor munkássága is jelentős) dr. Gazdag László két könyve, a Beyond The Theory Of The Relativity és a Homályos Zóna (Kornétás 2001) ír az éterről, ez utóbbiból idézek:
„Ha a tehetetlen és a súlyos tömeg ilyen nagy pontossággal arányos egymással, akkor a gravitáció hidrodinamikai modellje (áramló közegekre visszavezethető modellje) nagy valószínűséggel igaz lehet. A tömeg elnyel valamilyen kvantumos szerkezetű mezőt, amely gyorsuló áramlásba jön, és kiváltja a gravitációs kölcsönhatást. Ugyanennek a közegnek az ellenállását kell legyőznünk amikor gyorsítunk egy testet, és ez utóbbi jelenség maga a tehetetlen tömeg. (Ez volt Jánossy Lajos felfogása is!)
Amikor Einstein azt állítja, hogy a téridő szerkezetét meggörbítik maguk körül a tömeggel bíró testek, akkor ez még önmagában nem mond semmit a tehetetlenségről. Ha viszont úgy fogalmazunk, hogy a tömeggel bíró test egy

kvantumos szerkezetű kontínuumot nyel el, és ennek mozgásállapota határozza meg mindenütt a téridő szerkezetét, akkor rögtön megmagyaráztuk a tehetetlen tömeg fogalmát is. Ugyanis a testek tehetetlensége azt jelenti, hogy ha gyorsítjuk őket, akkor föllépnek a makrohatások, mert megszűnik a mező szuperfolyékonysága. A mező ellenáll, amit erőbefektetéssel kell legyőznünk.

Az Einstein-egyenletek tehát valójában a szuperfolyékony gravitonmező áramlását írják le. Ha van nyelő a tér adott pontján, vagyis a jobb oldal nem zérus, akkor a mező gyorsulva áramlik, görbült pályán. A tér nem euklideszi. A téridő szerkezetét a gravitonmező áramlási tulajdonságai határozzák meg. Ha a mező az adott inerciarendszerben nyugalomban van, vagy egyenletes sebességgel egyenesvonalú mozgást végez, akkor euklideszi a téridő.

Megjelenik az egyenletekben egy érdekes mennyiség, az ún. Christoffel-szimbólum.

Fölhívom a figyelmet arra, hogy a Christoffel-szimbólum értelmezése Hilbert szerint: a gravitációs térerősség tenzora. Dimenziója $\frac{m}{s^2}$, vagyis gyorsulás!” (A g_{ik} metrikus tenzor pedig az éter áramlási sebessége, pontosan ezt látjuk a Béta-metrika esetén!)

Látjuk tehát, hogy dr. Gazdag László ugyanazokat a fontos következtetéseket vonja le, amiket én. A tömegek nyelők, valamilyen szuperfolyékony közeget nyelnek. A gravitáció az éter gyorsuló áramlása. g_{ik} az áramlás sebességével áll kapcsolatban (nézzük meg hogy a Béta-metrikában pl. $g_{01} = \beta_x$!) A Γ^l_{ik} Christoffel-szimbólum pedig gyorsulás, pl. $\Gamma^0_{01} = -B_x = \frac{\beta \partial \beta}{\partial x}$, és ne feledjük hogy a gyorsulás az $(\underline{v}, \text{grad})\underline{v}$, azaz pl. $\frac{\beta \partial \beta}{\partial x}$!

Homályos Zóna 19.o: „De előbb hadd idézzek László Ervinnek, a nemzetközi hírű tudósnak, a Római Klub tagjának, a Klub 5. jelentése (Célok az emberiség számára, 1977)

Írójának, a Budapest Klub alapítójának Kozmikus Kapcsolatok (A harmadik évezred világképe) című művéből (Magyar Könyvklub, Budapest, 1996)

A kvantumvákuum megdöbbentő sűrűségű energiát tartalmaz. Wheeler ezt a tömörséget köbcentiméterenként 10^{94} grammra becsüli, ami annyit jelent, hogy a vákuumban rejlő energia nemcsak az anyagban megkötött összes energia mennyiségével egyenlő, hanem David Bohm számításai szerint még ennél is kb. tízszer több. Ehhez viszonyítva az atommag energiasűrűsége szinte elenyésző, mivel köbcentiméterenként csak 10^{15} gramm.

László Ervin szerint a vákuum egy hatalmas holomezővé válik szüntelen, a kozmikus hologram minden tárgyról, sőt annak mozgásáról információt közvetít. Ezt nevezi László Ervin Pszí-mezőnek, a Schrödinger-féle pszí-függvényre utalva. A Schrödinger-egyenlet a kvantummechanika (hullámmechanika) alapegyenlete, amely összefüggést teremt a részecske tömege (egész pontosan a részecske impulzusa) és a részecskének megfelelő hullám frekvenciája között. A szuperfolyékony vákuumban örvények keletkezhetnek, amelyek tömeggel bíró részecskeként viselkednek, és információt kódolnak. Ezek az örvények nem egyebek mint spinnel rendelkező elemi szolitonok, és végső soron minden ismert elemi részecske ilyen szoliton. Szerkezetüket az éter rezgése és áramlása határozza meg. A kvantumgravitáció lényegében akusztiko-hidrodinamika lesz. Erről bővebben írok a Bizonyíték 3. részében. Einstein geometrizálni akarta a fizikát. Nálunk a fizikából akusztiko-hidrodinamika lesz. Még a geometria is felépíthető rezgésekből!

Még egy pár sor a korunkban oly divatos húrelméletről:

Szerintem a húrelmélet alapgondolata nagyon is világos: rezgő rendszerekre vezeti vissza az elemi részecskéket. A legegyszerűbb rezgő rendszer a húr, ezt egzaktul meg lehet oldani. A következő egyszerű eset a rezgő membrán, ezt is meg lehet oldani. Ám az elemi részecske ezeknél bonyolultabb képződmény, háromdimenziós áramlásokból és bizonyos topológiai csűrcsavarokból tevődik össze, na ez már túl bonyolult a húrelméletnek, talán ezért szakadt öt ágra, különböző részfeladatokat próbálnak megoldani. Lehet hogy matek játék, de annyiban igenis van köze a valósághoz, hogy az elemi részecskék is rezgő rendszerek. A részecskék tömegspektrumát rezgésekre felírt sajátértékegyenletekből kell tudnunk megkapni. A rezgéseknek szimmetriái vannak, eszerint lehet osztályozni a részecskéket. Vannak virtuális rezonanciaállapotok, ezek az ultrarövid életű részecskék, rezonanciák. Ha fel tudjuk írni a pontos rezgésspektrumot akkor meg lehet jósolni új rezonanciákat, sőt bizonyos kvark-gluon-plazma-állapotokat is, ezek már bonyolult kollektív állapotok, nagyon nehéz velük mit kezdeni. Én egy olyan perspektívát látok ebben, hogy ultranagy stabil atommagok létrehozása, merőben új anyagok, hiperszilárd fémek, iszonyú nagy fajsúllyal, neutronszálak, eltéphetetlen fóliák. Intelligens, emlékező anyagok. Gyűrű alakú atommagok, amelyek egymásba láncolhatók, több millió tonna súlyt elbíró pókfonalak…

Az éterelmélet (TIP-teória) tehát nem meghaladja Einsteint, hanem igazolja, és mélyebb alapokra helyezi. Nem egy konkurrens elmélet, mert belőle egész pontosan azok az eredmények jönnek ki, amik Einstein elméletéből. Akkor mi a haszna? Ad-e valami újat?

Nos a haszna az, hogy sokkal egyszerűbbé teszi a számolást, és megoldhatóvá tesz sok olyan esetet is, amit eddig megoldhatatlannak hittek. Megteremti a közös alapot a négy kölcsönhatás egyesítésére. Az elektromágnesség ugyanígy

TIP-áramlásra vezethető vissza, ezt elektroTIP-nek nevezhetjük. A magerők is kezelhetőbbé tehetők. Ott az erős spincsatolás bonyolítja meg a dolgokat. A spin a TIP örvényeként kezelhető, a spinnel rendelkező részecskék kis pörgettyűk, mini Kerr-feketelyukak. Miért van kétféle spin? Feles és egész. Talán azért, amiért egy papírszalagot is kétféleképpen lehet összeragasz-tani, félfordulattal (Möbius szalag) vagy egész fordulattal. Vannak csavart szolitonok, amelyek miközben előre haladnak, közben dugóhúzószerűen forognak is, ilyenek Kisfaludy György marutkinunjai is, amelyek $\frac{\pi}{2}$ vagy π fordulatot tesznek, előbbi a feles, utóbbi az egész spin megfelelője. A csatolt, lengő vagy más módon mozgó pörgettyűk viselkedése egymaga is elég izgalmas téma, Laithwaite ezekkel vívta ki, hogy az egész tudományos világ kiközösítette. Hiába, az úttörőknek sosem volt könnyű. Sokan próbálnak örökmozgót csinálni ezen a módon. Talán Orffyreus kerekének is ez volt a titka. De mostantól nem kell sötétben tapogatózni, mert az eredményeim után már nem lehet kétséges az éter léte, a formuláim pedig lehetővé teszik akármilyen kitekert metrikájú téridők konstruálását is. Több tengely körül forgó, kavargó, áramló TIP metrikája is számolható, ha egy lifter-ketyerébe éppen ilyen kell. Az éter-analógia átvihető az elektromágneses számításokba is. A vektorpotenciál az elektroTIP áramlási sebessége.

$H = \mathrm{rot}\, A$ miatt a mágnesség nem más, mint a TIP örvénylése, az elektrosztatikus tér pedig a TIP gyorsulása, ahogy a gravitációnál. Gravitomágnesség is létrehozható gyors forgásokkal. Nem kizárt hogy az atommagban ilyen erők működnek.

Akinek kérdése, észrevétele van, írhat nekem a kristmikl@freemail.hu címre, vagy a

kristofmiki@freemail.hu címre. Szeretettel várok minden levelet!

100 évig azt hittük, hogy a világűrt a Nagy Semmi tölti ki! Most íme, kiderült hogy ez a Semmi nagyon is eleven közeg, amely mindennek az alapja, és amelyben világok trilliói férnek el a miénken kívül! Úgyhogy elmondhatom Bolyai János híres szavait:

Semmiből egy új másvilágot teremtettem! Kristóf Miklós 2004.1.4

Utóirat 2004.1.29:

A TIP nem más mint az Egyetemes Tükröző közeg.
A klasszikus fizika eddig nem számolt a dolgok önegymástükröző jellegével.
Ezért különálló diszciplinák születtek, mint a Relativitáselmélet és a Kvantum-fizika. A gravitáció más jellegű erőnek mutatkozott, mint az elektromágneses, a gyenge és az erős kölcsönhatás. Ennek oka az hogy először éppen a gravitációnál jött elő élesen ez az önegymástükröző jelleg. A tömegek a TIP szolitonjai, önfenntartó hullámcsomagjai, és a gravitáció révén éppen ezt a TIP-et nyelik el, amelynek hullámaiból ők maguk állnak. Ennek köszönhető, hogy a metrikus tulajdonságok a gravitációval állnak szoros kapcsolatban.
Az én felismerésem az, hogy a mechanikai mozgás lényegében hangterjedés áramló közegben. Az áramló közeg szerepét a TIP játssza. A részecskék pályáját leíró Hamilton-Jacobi egyenlet viszont szoros kapcsolatban áll az akusztikai hullámot leíró egyenlettel, és ez nem véletlen. Ugyanez a Hamilton-Jacobi egyenlet jön elő a kvantumfizikánál is. A kvantumfizika ismerte fel azt a tényt, hogy az anyag egyúttal hullám is. Ha ehhez hozzávesszük azt, hogy az anyaghullámok egy közegben, a TIP-ben haladnak, és a tömegek éppen ezt a TIP-et nyelik el, akkor létrejöhet végre a kvantumgravitáció egységes elmélete.
A Kvadromatika alapfelismerése az, hogy a dolgok tükrök, melyek egymást és önmagukat tükrözik. A Mandelbrot-halmaz ezt az önegymástükrözést jeleníti meg. Az elektromágneses erők ugyanúgy levezethetők egy bozontér áramlásából, mint a gravitáció. Ebből következik, hogy az anyag belsejében

erősen görbült téridő van. Ha kiszámoljuk az atomban az elektron gyorsulását, kolosszális értéket kapunk. Emiatt a H atom elektronja a vákuumot 94 C^o-osnak érzékelné, és ennek mérhető következményei lennének.

A valóságban ilyen eltérések nincsenek. Másrészt a gyorsuló elektronnak sugároznia kellene, de nem teszi. Mindez arról győz meg, hogy az elektron a TIP-hez képest nem gyorsul! A mag a TIP-et nyeli, így a TIP gyorsulva áramlik. Az elektron centripetális gyorsulása ezt kiegyenlíti, így az elektron a TIP-hez képest nem gyorsul! Vagyis ugyanaz a helyzet mint a Föld körül keringő műholdnál, ahol súlytalanság van. A gravitáció és az elektromágnesség tehát egységesen tárgyalható a TIP-teória keretében.