BIZONYÍTÉK AZ ÉTER LÉTÉRE?

2004.07.18. Bevezető:

24 év munkájának végére sikerült végre pontot tennem. Már 80-ban felismertem, hogy az általános relativitáselmélet összes ismert jelensége visszavezethető egy közeg áramlására. A gravitációs vöröseltolódás képletéből kiderül, hogy amit eddig szökési sebességként ismertünk, az valójában a Föld által elnyelt éter áramlási sebessége. $v=-\sqrt{\frac{2Gm}{r}}$. Ez a sebességképlet a Galilei transzformáció segítségével közvetlenül kiadja a Schwarzschild-metrikát, és egyszerű hidrodinamikai egyenleteknek tesz eleget, úgymint $\operatorname{div}\operatorname{grad}\frac{v^2}{2}=0$ és $\operatorname{rot}\underline{v}=0$. Feltételeztem hogy ez a két egyenlet általánosan is igaz, de nem tudtam őket levezetni. 85-ben már majdnem elértem a célt. Aztán 90-től 93-ig kísérleteztem a Kerr-metrikával, sikertelenül. Rossz koordinátarendszert használtam. Aztán tavaly végre felismertem, hogyan kell a Galilei-transzformáció segítségével megadni az áramló éter által létrehozott metrikát. Elhatároztam hogy kiszámolom az $R_{ik}=0$ egyenletet erre a metrikára, és kiderült, hogy eredeti alapkoncepcióim helyesek: $\operatorname{div}\operatorname{grad}\frac{v^2}{2}=0$ és $\operatorname{rot}\underline{v}=0$ teljesül az éter áramlására. Kiindultam abból hogy a két feltételem nem teljesül, és kiszámoltam így az $R_{ik}=0$ egyenletet. Az eredmény az, hogy márpedig a két feltételemnek teljesülnie kell, mert csak így érvényes az $R_{ik}=0$ egyenlet!

A két feltétel olyan hidrodinamikai egyenleteknek felel meg, amit elvárhatunk egy áramló szuperfolyékony közegtől, aminek az étert gondoljuk. Ezzel az Einstein-egyenleteket visszavezettük egy közeg áramlására, és megmutatjuk, hogy amit a téridő görbületének gondolnak, az valójában egy közeg áramlása által létrehozott jelenség! A most következő cikksorozat ezt a munkát próbálja nyomonkövetni, ahogy eredetileg kibontakozott. Egyetlen problémám az hogy a Kerr-metrika sebességképletét még nem ismerem, így a bizonyíték még nem teljes. Egyedül az első feltételt sikerült rá igazolnom. Az éterelmélet alapja a Hangterjedés Áramló Közegben, ezt is meg kell írnom. Ebben a Hamiltoni mechanika Lagrange-formalizmusáról mutatom ki, hogy egyértelműen visszavezethető egy közegben terjedő hullám mozgásegyenleteire, és kimutatom, hogy az áramló közegben terjedő hullám leíró formalizmusa éppen az Einsteini Általános Relativitáselmélet matematikai apparátusa. Kimutatom továbbá, hogy a gravitáció és az elektromágneses kölcsönhatás mechanizmusa tökéletesen ugyanolyan, mindkettő egy közeg áramlására vezethető vissza. Ezzel egy új atommodellt is kidolgozok, amelyben lényeges szerepet kap az elektromágneses éter (ElektroTIP, Tér-Idő-plazma) is. Megmutatom, hogy az elektron kering, mégse sugároz, mert az áramló elektroTIP-hez képest nem gyorsul, és mivel az ElektroTIP még keringő mozgást is végez, a keringő elektron a szintén keringő TIPhez képest nem kering, tehát ezért nulla a hidrogén alapállapotában az elektron impulzus-momentuma. Ezek egy későbbi cikk témái lesznek. Igazából itt egy egészen új fizika van születőben. Azért nem tudom rendezett, kész anyagként tálalni, mert még minden alakulóban van, ez a tan most születik! Így előre elnézést kérek ha sokminden nem tiszta, nem érthető, éppen az olvasóim visszajelzéseiből fogom tudni hogy mit hogy kellene jobban megírni. De az elmúlt 24 évben meggyőződtem az éter létéről, valóságosságáról, és minden olyan tiszta és érthető a számomra, mint a klasszikus Newtoni fizika. Ezt a megértést szeretném átadni mindenkinek. Ha a hivatalos tudomány elfogadja az itteni elméletet, akkor hallatlan távlatok nyílnak meg előttünk. Én úgy érzem hogy már megérett az idő az új tanoknak, és a gyakorlat se késhet sokáig. Új energiaforrások, tiszta környezet, természetbarát technológia, emberhez méltóbb viszonyok, és a természet megértésének mélyebb szintje, ahol már nem kell külön házba költöztetni az észt és az értelmet. Úgy érzem, olyan forradalom küszöbére érkeztünk, amilyen a XX.

Század eleje volt a kvantumfizikával és a relativitáselmélettel. Most a két tan végre egyesülhet az Áramlásmechanika keretein belül. Az Akusztiko-Hidrodinamika lesz az új fizika alapja. Ennek első lépéseit tesszük meg most.

2003.12.17.

Végre sikerült matematikailag megalapoznom az éterelméletet!
Nem kevesebbről van szó, mint hogy matematikailag sikerült bebizonyítanom: az éterelmélet konzisztensen felépíthető, és az összes megfigyelhető speciális és általános relativitáselméleti effektusok levezethetők az éter áramlásából! Ez a bizonyítás nem volt egyszerű, nekem 18 évembe telt, mire ki mertem számítani az $R_{ik} = 0$ Einstein-egyenletet arra a metrikára, amit az áramló éter (TIP, Téridő-plazma) hoz létre! Bevallom, úgy féltem a kontrahált görbületi tenzortól mint a tűztől, és speciális esetekre próbáltam megoldani a TIP áramlását. Így a legegyszerűbb eset a Schwarzschild-eset a nem forgó fekete lyukra. Ezt már 1980-ban sikerült megoldani, és ezzel igazoltam a magam számára az éter létét. De jó lett volna megoldani ezt a sokkal bonyolultabb Kerr-metrikára is, ami a forgó fekete lyukat írja le. Hát ezzel 18 év alatt se boldogultam, mert egyszerűen nem tudtam, hogyan kell görbevonalú koordinátákban kiszámolni a $\operatorname{div} \underline{a} = 0$ egyenletet, ahol $\underline{a}$ a gyorsulás, és mivel stacionáris az áramlás, $\underline{a} = (\underline{v}, \operatorname{grad})\underline{v}$, és már a gradiensképzés se könnyű. De ott volt a másik nagy tévedésem: a felírás alapján én azt hittem hogy a Kerr-metrika gömbi polárkoordinátákban van felírva, pedig valójában lapult szférikus koordinátában van felírva! Valljuk meg őszintén, slendriánul kezeltem a dolgot, de hát akkor ennyi telt tőlem. Most decemberben viszont végre megérett bennem az elhatározás: hagyjuk békén a Kerr-metrikát, a lapult szférikus koordinátáival együtt, és számoljuk ki ehelyett az R_{ik}-t Descartes-koordinátákban, amiben legalább tudok számolni, de az általános áramló éter esetére! És rá kellett döbbennem, hogy a bonyolultnak látszó négydimenziós tenzor-egyenlet végül is megoldhatónak bizonyult! A

megoldás méhében pedig olyan egyszerűbb, háromdimenziós, lineáris vektoregyenletek lapulnak, mint a $\mathrm{rot}\,\underline{v} = 0$ és a $\mathrm{div}\,\underline{a} = 0$! Ez a két egyenlet egy áramló közeget ír le, és ez lehetővé teszi, hogy a gravitációt egy közeg áramlására vezessük vissza. Ez olyan hallatlan fokú egyszerűsödést jelent, hogy az eddig alig kezelhető görbületi tenzor végre kezesbáránnyá vált, és gyakorlatilag olyan metrikát írunk fel, amilyet csak akarunk! A Landau Lifsic 2 szerint alig van az $R_{ik} = 0$ egyenletnek pontos, egzakt megoldása. A Kerr metrika kiszámolása rendkívül bonyolult, és a metrika fizikai jelentésének megfelelő, konstruktív levezetése nem létezik az irodalomban. Az Einstein-egyenletek közvetlen ellenőrzése is igen bonyolult számításokkal jár. Jó, persze ez a könyv 1976-ban jelent meg (már persze a 6-ik kiadás) és azóta sokminden változhatott. De afelől semmi kétségem, hogy a Kerr-metrika kiszámolása ma is bonyolult, már a hagyományos módszerekkel. Nos, ez most megváltozott. Nem kevesebbről van szó, mint hogy megtaláltam az aranykulcsocskát az $R_{ik} = 0$ egyenlet általános, tetszőleges megoldásához, és ezt a kulcsot éppen az áramló éter adta meg! Bár a görbületi tenzor kiszámítása most sem könnyű, és nem mindenki ért hozzá, a hozzá vezető út mégis annyira egyszerű, hogy középiskolai végzettség elég a megértéséhez! Ezt fogom most röviden vázolni. Mivel az éter szóhoz sok előítélet tapad, helyenként a TIP (Tér-Idő-Plazma) szóval helyettesítem.

Induljunk ki Einstein ekvivalencia-elvéből! Ez azt mondja ki, hogy egy gravitációs térben nyugvó fülkében és egy gravitációmentes térben (világűrben) egyenletesen gyorsuló fülkében minden fizikai folyamat pontosan ugyanúgy zajlik, a két fülke közt semmilyen fizikai, mechanikai vagy optikai méréssel nem tudunk különbséget tenni. Ez az ekvivalencia-elv nagyon egyszerűen következik a gravitáció áramló-TIP-elméletéből! Eszerint a gravitáció nem egyéb mint a TIP helytől függően gyorsuló áramlása. A gravitációs térben nyugvó fülke valójában gyorsuló mozgást végez a TIP-hez képest! A TIP a mindenen átfújó szél, ahogyan a régiek nevezték. Így nem meglepő, ha a nyugvó térben gyorsulva mozgó fülke és a gravitációs térben nyugvó fülke közt nem tudunk különbséget tenni, hisz mindkettő ugyanazt teszi: gyorsulva mozog a TIP-hez képest! Ennél egyszerűbb magyarázatot a dologra maga Einstein sem adhatna! A TIP-pel együttmozgó koordinátarendszerben viszont súlytalanság van: inerciarendszer! A TIP-teória szerint a téridő görbületét, a metrikus tenzort a TIP áramlása hozza létre. Most nézzük meg, hogy hogyan történik ez!

A TIP-pel együttmozgó koordinátarendszer inerciarendszer, benne a metrika Minkowski-szerű, tehát az ívelemnégyzet $ds^2 = c^2dt'^2 - dx'^2 - dy'^2 - dz'^2$. Figyelje ezt egy olyan távoli megfigyelő, akinek a helyén a TIP nyugalomban van! Az ő rendszere szintén inerciarendszer, a TIP-pel együttmozgó rendszerrel tökéletesen szinkronban van, a folyamatok időbeli lefolyása ugyanolyan. Viszont ez a megfigyelő úgy látja, hogy a TIP-pel együttmozgó koordinátarendszer éppen $\underline{v}$ sebességgel távolodik tőle, ahol $\underline{v}$ a TIP sebessége! $\underline{v} = (v_x, v_y, v_z)$ vektor. A távoli megfigyelő rendszerében $dt' = dt$, $dx' = dx - v_x dt, dy' = dy - v_y dt, dz' = dz - v_z dt$! Ez, ha még emlékeztek rá, a Galilei transzformáció. A TIP-teória legdöbbenetesebb sajátsága az, hogy a relativitás-elméletben megszokott Lorentz-transzformáció helyett visszahozza az egyszerűbb Galilei-transzformációt, és az általános relativitáselmélet metrikus tenzorát ebből vezeti le! Vajon milyen metrika kerekedik elő a Galilei-transzformációból? $ds^2 = c^2dt'^2 - dx'^2 - dy'^2 - dz'^2$, és most ebbe behelyettesítve $ds^2 = c^2dt^2 - (dx - v_x dt)^2 - (dy - v_y dt)^2 - (dz - v_z dz)^2$ lesz. Kifejtve a zárójeleket,

$$ds^2 = c^2dt^2 - dx^2 - v_x dt^2 + 2v_x dxdt - dy^2 - v_y{}^2dt^2 + 2v_y dydt - dz^2 - v_z{}^2dt^2 + 2v_z$$

Bevezetjük a $\beta_x = \frac{v_x}{c}, \beta_y = \frac{v_y}{c}, \beta_z = \frac{v_z}{c}$ és $\beta^2 = \left(\frac{v_x}{c}\right)^2 + \left(\frac{v_y}{c}\right)^2 + \left(\frac{v_z}{c}\right)^2$

jelöléseket, az ívelemnégyzet így alakul:

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

És ezzel el is érkeztünk a metrikánkhoz! $ds^2 = g_{ik}dx^i dx^k$ az Einsteini konvenció szerint, ahol a kétszer szereplő indexre összegezni kell, i,k = 0,1,2,3 módon.

$$dx^0 = cdt, dx^1 = dx, dx^2 = dy, dx^3 = dz$$

Most már felírhatjuk a metrikus tenzorunkat:

$$g_{ik} = \begin{pmatrix} \left(1-\beta^2\right) & \beta_x & \beta_y & \beta_z \\ \beta_x & -1 & 0 & 0 \\ \beta_y & 0 & -1 & 0 \\ \beta_z & 0 & 0 & -1 \end{pmatrix}$$

Ez a metrikus tenzor a kulcsa mindennek! Persze ahhoz hogy működjön, még pár feltételt teljesítenie kell! Ám ezek a feltételek már olyan egyszerűek, hogy egy egyetemi hallgató könnyedén elboldogul velük!

E feltételek pedig a következők: 1.) $\mathrm{rot}\,\underline{v} = 0$ azaz $\mathrm{rot}\,\underline{\beta} = 0$. 2.) $\mathrm{div}\,\underline{a} = 0$.

$\underline{a} = \left(\underline{v}, \mathrm{grad}\right)\underline{v} = \mathrm{grad}\frac{v^2}{2} - \underline{v}\times\mathrm{rot}\,\underline{v} = \mathrm{grad}\frac{v^2}{2}$ mindössze, mert $\mathrm{rot}\,\underline{v} = 0$, így a 2.) egyenlet így is írható: 2'.) $\mathrm{div}\,\mathrm{grad}\frac{v^2}{2} = 0$, azaz $\mathrm{div}\,\mathrm{grad}\frac{\beta^2}{2} = 0$.

A fenti két feltételhez járul még az is, hogy a sebességterünk stacionáris.

A fenti metrika az 1.) 2.) feltételekkel olyan metrikát ad, amely kielégíti az $R_{ik} = 0$ Einstein-egyenletet, feltéve hogy még bizonyos kiegészítő egyenletek is teljesülnek. Ennek levezetése fog következni itt. Nem lesz egyszerű. Sőt, bátran kijelenthetem, hogy Kvadromatikánknak ez lesz a legkeményebb fejezete. Aki azonban megérti az itt következőket, az olyan kulcsot kap a kezébe, amellyel szinte tetszőleges metrikát konstruálhat magának. Megválaszolhatóvá válnak olyan kérdések, hogy mi történik ha két fekete lyuk kering egymás körül. Bevallom, ebből remélem az $\alpha = \frac{1}{137.03604}$ finomszerkezeti állandó titkának a megértését is, valamint az atomi elektronpályák finomabb elemzését, mert véleményem szerint a spinnel rendelkező részecskék nem mások, mint Kerr-metrikájú pici fekete lyukak, vagy valami olyasmik.

Ha tehát le tudjuk írni, mit csinál két forgó fekete lyuk ha egymás körül kering, akkor jobban megértjük az atomokat is. Az atommagok még bonyolultabb jószágok, de talán itt is varázspálcát kapunk a kezünkbe az egyszerű kis metrikánkkal.

Az 1.) és 2.) feltétel se nem szükséges, se nem elégséges a megoldáshoz. Miért választottam akkor ezeket? Mert egyrészt ez adja a legegyszerűbb megoldást, másrészt ezek hidrodinamikai egyenletek, amelyek egy áramló közeget írnak le. Ha az Einstein-egyenletek megoldhatók egy hidrodinamikai egyenletrendszerrel, akkor ez valószínűsíti hogy a gravitáció valóban egy közeg áramlására vezethető vissza. Lehet hogy a $\operatorname{rot} \underline{v} = 0$ nem igaz a Kerr-metrikára. (tehát nem szükséges) Másrészt pl. a $v = \left(\sqrt{x}, \sqrt{y}, 0\right)$ sebességre igaz a $\operatorname{rot} \underline{v} = 0$ és a $\operatorname{div} \operatorname{grad} \frac{v^2}{2} = 0$ és mégse érvényes rá az $R_{ik} = 0$. (tehát nem elégséges)

Itt néhány közbevető megjegyzés kell, mert sokan kérdezték ezeket. Az első megjegyzés az, hogy az $R_{ik} = 0$ egyenlet akkor igaz, ha az anyagtenzor zérus, és a Λ tagot nullának vesszük. A Λ tagot maga Einstein is törölte, és egyenlőre nem látok okot arra hogy használjuk. Az anyagtenzor pedig a tömegpontoktól távol zérus, egyenlőre nem foglalkozunk sűrű anyaggal kitöltött terek metrikájával. A másik megjegyzés arra vonatkozik, miért kell Galilei transzformációt használni a Lorentz transzformáció helyett? Mozogjon az éter helyről helyre változó sebességgel, és nézzünk két olyan pontot, melyek nyugalomban vannak az éterhez képest, tehát együtt mozognak az éterrel. E két pont mégis pl. v sebességgel mozog egymáshoz képest, mert az éter sebessége helytől függően változik. Ha a két sebesség v_1 és v_2, akkor $v = v_1 - v_2$. Milyen transzformáció köti össze a két koordinátarendszert? A meglepő válasz ez: Galilei-transzformáció! Lorentz-transzformáció akkor kell, amikor valamelyik megfigyelő mozog az éterhez képest, itt azonban mindkét megfigyelő nyugalomban van az éterhez képest, így az idejük szinkronban telik. Ezért az egyetlen változás az, hogy az egyik v sebességgel mozog a másikhoz képest! $x_1 = v_1 t$, $x_2 = v_2 t$, $x_1 - x_2 = (v_1 - v_1)t = vt$, $x_2 = x_1 - vt$, és ez éppen egy Galilei-transzformáció! Mivel a két rendszer ideje szinkron, $t_1 = t_2$ is fennáll. Azt, hogy az éterhez képest nyugvó rendszerek ideje szinkronban telik, egy axióma mondja ki. Helyről helyre változó sebesség esetén ezek a képletek csak lokálisan igazak, így $dx_1 = v_1 dt$, $dx_2 = v_2 dt$, $dx_1 - dx_2 = (v_1 - v_1)dt = vdt$, $dx_2 = dx_1 - vdt$.

Végül az utolsó megjegyzés: azt, hogy a gravitáció visszavezethető egy közeg áramlására, én bizonyítéknak érzem az éter létére. Sokan ezt nem fogadják el, mondván hogy matematikailag semmit nem lehet bizonyítani, csak valószínűsíteni. A tudomány története azonban tele van olyan esetekkel, amikor ennél sokkal kevesebb is elég volt egy dolog létének bizonyítására! És ami a legfontosabb: ez az új éterelmélet nem cáfolja Einstein eredményeit, sőt azokat mélyebb alapokra helyezi. A speciális és az általános relativitáselmélet minden eredménye kiadódik, ugyanazok a képletek érvényesek mint eddig, az egyetlen változás az, hogy ezeket a képleteket most egy közeg áramlásából is származtatni tudjuk. Nem kell újraírni a fizikát.

A fenti g_{ik} metrikát Béta-metrikának nevezem. Azért nem Galilei-metrikának, mert az irodalomban Galilei-metrikának a görbületlen Minkowski-esetet hívják. Na most nem kizárt hogy ez már 50 éve ismert dolog. De valahogyan mégse lehet nagyon publikus a dolog, mert lapzártáig nem hallottam róla, márpedig a dolog jelentősége nem kicsi! Aki ezt felfedezi, lehetetlen hogy ne vegye észre, milyen kézenfekvő bizonyítékot szolgáltat ez az éter létére! Bizony mondom, beigazolódtak Einstein látnoki szavai: „egyszer az étert még vissza kell hozni a fizikába!" Most jött el az az egyszer! De azt már Einstein sem sejtette, hogy éppen az ő képlete, az $R_{ik} = 0$ fogja igazolni annak az éternek a létét, amelyet éppen az ő relativitás-elmélete miatt vetettek el csaknem száz évre!! Most nagy gondban vagyok. Vajon én vagyok az első, aki ezt a metrikát felfedezte? Van egy könyv, amely arról szól, hogy a Galilei-transzformáció metrikája messze nem euklideszi. Tehát más is észrevette. De biztos nem jött rá, hogy éppen a Galilei-transzformáció metrikája lesz minden metrika kulcsa! És ha én vagyok az első, hogyan publikáljam? Le kéne fordítani angolra, hogy az egész világon megismerjék. Most már segítőim is vannak, a dolog ha nehezen is, de elindult útjára. Kaptam néhány visszajelzést, pozitívat és negatívat is. Jó jelnek tartom, hogy a hivatásos tudósok egy része igenis nyitott az újra, és kész azt befogadni. Vannak viszont sztereotípiák is: ha meghallják hogy éter, már el se olvassák, mert csakis sületlenség lehet. Ezért kedves olvasóm, ha idáig elolvastad, és már előbb nem hagytad abba, kérlek olvasd tovább, mert nagyon érdekes dolgokat ismerhetsz meg. A most következő rész szinte tiszta matematika. Igazságértékét nem előítéletek döntik el, hanem egyszerű számolás, amit bárki elvégezhet aki a kellő alapokkal rendelkezik. Nem hiszem hogy elszámoltam magam, és a sajtóhibákra is nagyon odafigyeltem. Ha valaki mégis hibát talál, írja meg nekem a kristmikl@freemail.hu címre!

Ha gazdag lennék, magas jutalmat ajánlanék fel annak, aki megcáfol. De sajnos erre egyenlőre nincs keret. Mindenesetre nagyon szeretek és mélységesen tisztelek mindenkit aki veszi a fáradságot és végigolvassa a most következőket, mi több, utánaszámol. Nem könnyű téma, én meg nem vagyok igazán jó didakta. Talán majd ha a Tan kiforr, és kérdései tisztázódnak. De addig is haladni kell, és tovább kell adni, amit már tudok.

Node jöjjön végre az érdemi munka!

Az $R_{ik} = 0$ egyenlet megoldásához először a Γ_{ik}^{m} tényezőket kell kiszámítani, valamint a g^{ik} felsőindexes kontravariáns metrikus tenzort. Ez utóbbi viszonylag egyszerű, mert csak a Béta-metrika inverzét kell kiszámolni. Itt meg kell valljam, hogy én a Béta-metrikát más szignatúrával számoltam ki, $(+---)$ helyett $(-+++)$ szignatúrával. Ez a lényegen egy jottányit sem változtat, viszont a kifejezések előjele helyenként más lesz. Az új szignatúrával a Béta-metrika:

$$g_{ik} = \begin{pmatrix} -\left(1-\beta^2\right) & \beta_x & \beta_y & \beta_z \\ \beta_x & 1 & 0 & 0 \\ \beta_y & 0 & 1 & 0 \\ \beta_z & 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} \qquad g^{ik} = \begin{pmatrix} -1 & \beta_x & \beta_y & \beta_z \\ \beta_x & 1-\beta_x^2 & -\beta_x\beta_y & -\beta_x\beta_z \\ \beta_y & -\beta_y\beta_x & 1-\beta_y^2 & -\beta_y\beta_z \\ \beta_z & -\beta_z\beta_x & -\beta_z\beta_y & 1-\beta_z^2 \end{pmatrix}$$

g_{ik} és g^{ik} birtokában nekikezdhetünk a Γ_{ik}^{m} tényezők kiszámításához. Ehhez a következő deriváltakat kell figyelembevenni:

a.) $\frac{\partial}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial x_0} = \partial_0 = 0$ mert a TIP-áramlástér stacionáris, azaz:

$$\underline{v} = \left(v_x, v_y, v_z\right) = \left(v_x\left(x(t), y(t), z(t)\right), v_y\left(x(t), y(t), z(t)\right), v_z\left(x(t), y(t), z(t)\right)\right)$$

a sebességek csak a koordinátákon keresztül függnek az időtől. Ha az időfüggést is figyelembevesszük, akkor még többféle áramlásteret tudunk elemezni. Gyanúm, hogy a két feltételünk ekkor így alakul: 1.) $\text{rot}\,\underline{v} = 0$ (ez tehát nem változik) 2.) $\square \frac{\beta^2}{2} = 0$, $\square = \frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2} + \frac{\partial^2}{\partial z^2} - \frac{\partial^2}{c^2 \partial t^2}$ a D'Alembert-operátor. (Későbbi vizsgálataim ezt a gyanút nem igazolták)

b.) nem zérus deriváltak: $\partial_i g_{0k}$ ha i = 1,2,3 és k = 0,1,2,3 (ne feledjük hogy $g_{ik} = g_{ki}$!)

c.) $x_1 = x, x_2 = y, x_3 = z$

Eme ismeret birtokában jöjjenek a Γ^m_{ik} tényezők ! $\Gamma^m_{ik} = g^{mj}\Gamma_{ikj}$ miatt először az egyszerűbb Γ_{ikj} tényezőket kell meghatározni. $\Gamma_{ikj} = \frac{1}{2}\left(\frac{\partial g_{ij}}{\partial x_k} + \frac{\partial g_{kj}}{\partial x_i} - \frac{\partial g_{ik}}{\partial x_j} \right)$

Még két nagyon fontos megjegyzés: 1.) rot $\underline{v} = 0$ miatt pl. $\frac{\partial \beta_y}{\partial x} - \frac{\partial \beta_x}{\partial y} = 0$, tehát $\frac{\partial \beta_y}{\partial x} = \frac{\partial \beta_x}{\partial y}$, és ugyanígy van minden ilyen deriválttal. 2.) $\beta \frac{\partial \beta}{\partial x} = \partial_x \frac{\beta^2}{2} = B_x$ jelölést alkalmazzuk. A Γ_{ikj} tényezők felírása már ezek figyelembevételével történik!

$$
\begin{array}{lllll}
\Gamma_{001} = -B_x & \Gamma_{010} = B_x & \Gamma_{110} = \partial_x \beta_x & \Gamma_{210} = \partial_y \beta_x & \Gamma_{310} = \partial_z \beta_x \\
\Gamma_{002} = -B_y & \Gamma_{020} = B_y & \Gamma_{120} = \partial_x \beta_y & \Gamma_{220} = \partial_y \beta_y & \Gamma_{320} = \partial_z \beta_y \\
\Gamma_{003} = -B_z & \Gamma_{030} = B_z & \Gamma_{130} = \partial_x \beta_z & \Gamma_{230} = \partial_y \beta_z & \Gamma_{330} = \partial_z \beta_z
\end{array}
$$

Nagyon szépek ezek a gammák, és szembeszökő szimmetriát mutatnak, amit messzemenően ki is fogunk használni. 15 nemzérus Γ_{ikj}-t találtunk, a nem említettek nullák.

A Γ^m_{ik} -ekkel már nem lesz ilyen szerencsénk, ott bizony mind a 40 nemzérus lesz!

(a Γ^m_{ik} tényezők szimmetrikusak a két alsó index felcserélésére, azaz $\Gamma^m_{ik} = \Gamma^m_{ki}$, emiatt nem $4 \cdot 4 \cdot 4 = 64$ független eset van, hanem csak $\frac{(64-16)}{2} + 16 = 40$ független komponens)

Mielőtt felírom őket, még néhány jelölést vezetek be: $\beta_x B_x + \beta_y B_y + \beta_z B_z = A$,

mint emlékszünk, $\beta\frac{\partial\beta}{\partial x} = \partial_x \frac{\beta^2}{2} = B_x$ volt, hasonló B_y és B_z

Ennek megfelelően a 40 Γ^m_{ik} komponens így alakul:

$$
\begin{array}{llll}
\Gamma^0_{00} = -A & \Gamma^0_{01} = -B_x & \Gamma^0_{02} = -B_y & \Gamma^0_{03} = -B_z \\
\Gamma^1_{00} = -B_x + \beta_x A & \Gamma^1_{01} = \beta_x B_x & \Gamma^1_{02} = \beta_x B_y & \Gamma^1_{03} = \beta_x B_z \\
\Gamma^2_{00} = -B_y + \beta_y A & \Gamma^2_{01} = \beta_y B_x & \Gamma^2_{02} = \beta_y B_y & \Gamma^2_{03} = \beta_y B_z \\
\Gamma^3_{00} = -B_z + \beta_z A & \Gamma^3_{01} = \beta_z B_x & \Gamma^3_{02} = \beta_z B_y & \Gamma^3_{03} = \beta_z B_z
\end{array}
$$

$$
\begin{array}{llll}
\Gamma^0_{11} = -\partial_x B_x & \Gamma^0_{12} = -\partial_x B_y & \Gamma^0_{13} = -\partial_x B_z & \Gamma^0_{22} = -\partial_y B_y \\
\Gamma^1_{11} = \beta_x \partial_x B_x & \Gamma^1_{12} = \beta_x \partial_x B_y & \Gamma^1_{13} = \beta_x \partial_x B_z & \Gamma^1_{22} = \beta_x \partial_y B_y \\
\Gamma^2_{11} = \beta_y \partial_x B_x & \Gamma^2_{12} = \beta_y \partial_x B_y & \Gamma^2_{13} = \beta_y \partial_x B_z & \Gamma^2_{22} = \beta_y \partial_y B_y \\
\Gamma^3_{11} = \beta_z \partial_x B_x & \Gamma^3_{12} = \beta_z \partial_x B_y & \Gamma^3_{13} = \beta_z \partial_x B_z & \Gamma^3_{22} = \beta_z \partial_y B_y
\end{array}
$$

$$
\begin{array}{ll}
\Gamma^0_{23} = -\partial_y B_z & \Gamma^0_{33} = -\partial_z B_z \\
\Gamma^1_{23} = \beta_x \partial_y B_z & \Gamma^1_{33} = \beta_x \partial_z B_z \\
\Gamma^2_{23} = \beta_y \partial_y B_z & \Gamma^2_{33} = \beta_y \partial_z B_z \\
\Gamma^3_{23} = \beta_z \partial_y B_z & \Gamma^3_{33} = \beta_z \partial_z B_z
\end{array}
$$

Gyönyörű. Megvannak a gammáink, más néven a Christoffel-féle szimbólumok. (Hát nem különös, hogy épp egy névrokonom nevéhez fűződnek ezek?) Most jöhet a legnagyobb erőpróba, az R_{ik} kontrahált görbületi tenzor komponenseinek meghatározása!

$$R_{ik} = \partial_i \Gamma^j_{kj} - \partial_j \Gamma^j_{ik} + \Gamma^j_{im}\Gamma^m_{kj} - \Gamma^j_{mj}\Gamma^m_{ik}$$

Ebben a felírásban szerepel a Γ^j_{kj} tényező, ami egy négytagú összeg:

$\Gamma^j_{kj} = \Gamma^0_{k0} + \Gamma^1_{k1} + \Gamma^2_{k2} + \Gamma^3_{k3}$. Megmutatom, hogy ez nulla, így az R_{ik} felírásában két tag mindjárt nulla lesz! Ez nagyfokú egyszerűsödést jelent.

$$k = 0 : \Gamma^j_{0j} = \Gamma^0_{00} + \Gamma^1_{01} + \Gamma^2_{02} + \Gamma^3_{03} = -\left(\beta_x B_x + \beta_y B_y + \beta_z B_z\right) + \beta_x B_x + \beta_y B_y + \beta_z B_z = 0$$

$$k = 1 : \Gamma^j_{1j} = \Gamma^0_{10} + \Gamma^1_{11} + \Gamma^2_{12} + \Gamma^3_{13} = -B_x + \beta_x \partial_x \beta_x + \beta_y \partial_x \beta_y + \beta_z \partial_x \beta_z =$$

$= -\partial_x \frac{\beta^2}{2} + \partial_x \frac{\beta_x^2}{2} + \partial_x \frac{\beta_y^2}{2} + \partial_x \frac{\beta_z^2}{2} = 0$, hiszen $\beta_x^2 + \beta_y^2 + \beta_z^2 = \beta^2$!

$$k = 2 : \Gamma^j_{2j} = \Gamma^0_{20} + \Gamma^1_{21} + \Gamma^2_{22} + \Gamma^3_{23} = -B_y + \beta_x \partial_y \beta_x + \beta_y \partial_y \beta_y + \beta_z \partial_y \beta_z =$$

$$= -\partial_y \frac{\beta^2}{2} + \partial_y \frac{\beta_x^2}{2} + \partial_y \frac{\beta_y^2}{2} + \partial_y \frac{\beta_z^2}{2} = 0$$

$$k = 3 : \Gamma^j_{3j} = \Gamma^0_{30} + \Gamma^1_{31} + \Gamma^2_{32} + \Gamma^3_{33} = -B_z + \beta_x \partial_z \beta_x + \beta_y \partial_z \beta_y + \beta_z \partial_z \beta_z =$$

$$= -\partial_z \frac{\beta^2}{2} + \partial_z \frac{\beta_x^2}{2} + \partial_z \frac{\beta_y^2}{2} + \partial_z \frac{\beta_z^2}{2} = 0$$

k = 2 és 3 –nál felhasználtuk hogy $\partial_x \beta_z = \partial_z \beta_x$ a rot $\underline{v} = 0$ miatt, és hasonlóan $\partial_x \beta_y = \partial_y \beta_x$, $\partial_y \beta_z = \partial_z \beta_y$.

Maradt tehát $R_{ik} = -\partial_j \Gamma^j_{ik} + \Gamma^j_{im}\Gamma^m_{kj}$

Az első tag egy négytagú összeg, a második tag pedig egy 16 tagú összeg. Ezek kifejtése nem lesz egyszerű, így R_{ik} –t komponensenként értékeljük ki.

$$R_{00} = -\partial_j \Gamma^j_{00} + \Gamma^j_{0m}\Gamma^m_{0j}$$

$\partial_0 = 0$, mert stacionáris a sebességtér.

$$R_{00} = -\partial_1 \Gamma^1_{00} - \partial_2 \Gamma^2_{00} - \partial_3 \Gamma^3_{00} + \Gamma^j_{0m}\Gamma^m_{0j} =$$
$$= -\partial_x \left(-B_x + \beta_x A\right) - \partial_y \left(-B_y + \beta_y A\right) - \partial_z \left(-B_z + \beta_z A\right) + \Gamma^j_{0m}\Gamma^m_{0j} =$$
$$= \partial_x^2 \frac{\beta^2}{2} + \partial_y^2 \frac{\beta^2}{2} + \partial_z^2 \frac{\beta^2}{2} - \partial_x \left(\beta_x A\right) - \left(\partial_y \beta_y A\right) - \left(\partial_z \beta_z A\right) + \Gamma^j_{0m}\Gamma^m_{0j}$$

A kékkel kiemelt rész éppen $\mathrm{divgrad}\frac{\beta^2}{2} = 0$, ami a 2.) feltételünk szerint zérus.

A pirossal kiemelt rész $-\mathrm{div}\left(\underline{\beta}\left(\underline{\beta}\,\mathrm{grad}\frac{\beta^2}{2}\right)\right)$. Végül a fekete tag egy 16 tagú összeg, ami a következőképpen alakul:

$$A^2 - B_x\left(-B_x + \beta_x A\right) - B_y\left(-B_y + \beta_y A\right) - B_z\left(-B_z + \beta_z A\right) +$$
$$+\left(-B_x + \beta_x A\right)\left(-B_x\right) + \left(\beta_x B_x\right)\left(\beta_x B_x\right) + \left(\beta_x B_y\right)\left(\beta_y B_x\right) + \left(\beta_x B_z\right)\left(\beta_z B_x\right) +$$
$$+\left(-B_y + \beta_y A\right)\left(-B_y\right) + \left(\beta_y B_x\right)\left(\beta_x B_y\right) + \left(\beta_y B_y\right)\left(\beta_y B_y\right) + \left(\beta_y B_z\right)\left(\beta_z B_y\right) +$$
$$+\left(-B_z + \beta_z A\right)\left(-B_z\right) + \left(\beta_z B_x\right)\left(\beta_x B_z\right) + \left(\beta_z B_y\right)\left(\beta_y B_z\right) + \left(\beta_z B_z\right)\left(\beta_z B_z\right) =$$
$$= A^2 + B_x^2 + B_y^2 + B_z^2 - B_x\beta_x A - B_y\beta_y A - B_z\beta_z A +$$
$$+B_x^2 - B_x\beta_x A + \left(\beta_x B_x\right)\left(\beta_x B_x\right) + \left(\beta_x B_y\right)\left(\beta_y B_x\right) + \left(\beta_x B_z\right)\left(\beta_z B_x\right) +$$
$$+B_y^2 - B_y\beta_y A + \left(\beta_y B_x\right)\left(\beta_x B_y\right) + \left(\beta_y B_y\right)\left(\beta_y B_y\right) + \left(\beta_y B_z\right)\left(\beta_z B_y\right) +$$
$$+B_z^2 - B_z\beta_z A + \left(\beta_z B_x\right)\left(\beta_x B_z\right) + \left(\beta_z B_y\right)\left(\beta_y B_z\right) + \left(\beta_z B_z\right)\left(\beta_z B_z\right) =$$

A piros, a narancs, a zöld és a világoskék tagok zérusok, marad a sötétkék.

Ennek megfelelően $R_{00} = -\mathrm{div}\left(\underline{\beta}\left(\underline{\beta}\,\mathrm{grad}\frac{\beta^2}{2}\right)\right) + 2\left(B_x^2 + B_y^2 + B_z^2\right)$, azaz

$$R_{00}=-\mathrm{div}\left(\underline{\beta}\left(\underline{\beta}\,\mathrm{grad}\frac{\beta^2}{2}\right)\right)+2\left(\left(\partial_x\frac{\beta^2}{2}\right)^2+\left(\partial_y\frac{\beta^2}{2}\right)^2+\left(\partial_z\frac{\beta^2}{2}\right)^2\right)=0 \qquad \text{kell}$$

legyen.

Egyenlőre ezt az egyenletet nem tudjuk egyszerűbb alakra redukálni, így ez lesz a (00) egyenletünk. Később megpróbáljuk egyszerűbb alakra hozni.

Következzen az R_{01}! $R_{01}=-\partial_j\Gamma^j_{01}+\Gamma^j_{0m}\Gamma^m_{1j}$

$$R_{01}=-\partial_1\Gamma^1_{01}-\partial_2\Gamma^2_{01}-\partial_3\Gamma^3_{01}+\Gamma^j_{0m}\Gamma^m_{1j}=-\partial_x(\beta_x B_x)-\partial_y(\beta_y B_x)-\partial_z(\beta_z B_x)+\Gamma^j_{0m}\Gamma^m_{1j}=$$

$$=-\mathrm{div}(\underline{\beta}B_x)+\Gamma^j_{0m}\Gamma^m_{1j}=$$

$$=-\mathrm{div}\left(\underline{\beta}\left(\partial_x\frac{\beta^2}{2}\right)\right)+AB_x-B_x\beta_x B_x-B_y\beta_y B_x-B_z\beta_z B_x+$$

$$+(-B_x+\beta_x A)(-\partial_x\beta_x)+(\beta_x B_x)(\beta_x\partial_x\beta_x)+(\beta_x B_y)(\beta_y\partial_x\beta_x)+(\beta_x B_z)(\beta_z\partial_x\beta_x)+$$

$$+(-B_y+\beta_y A)(-\partial_y\beta_x)+(\beta_y B_x)(\beta_x\partial_y\beta_x)+(\beta_y B_y)(\beta_y\partial_y\beta_x)+(\beta_y B_z)(\beta_z\partial_y\beta_x)+$$

$$+(-Bz+\beta_z A)(-\partial_z\beta_x)+(\beta_z B_x)(\beta_x\partial_z\beta_x)+(\beta_z B_y)(\beta_y\partial_z\beta_x)+(\beta_z B_z)(\beta_z\partial_x\beta_x)=$$

$$=-\mathrm{div}\left(\underline{\beta}\left(\partial_x\frac{\beta^2}{2}\right)\right)+B_x\partial_x\beta_x+B_y\partial_y\beta_x+B_z\partial_z\beta_x\text{, a színesek (p, n, z, k) nullák.}$$

$$R_{01}=-\mathrm{div}\left(\underline{\beta}\left(\partial_x\frac{\beta^2}{2}\right)\right)+\left(\mathrm{grad}\frac{\beta^2}{2},\mathrm{grad}\beta_x\right)=0\text{: ez a (01) képletünk!}$$

Szimmetriameggondolásból adódik, hogy

$$R_{02}=-\mathrm{div}\left(\underline{\beta}\left(\partial_y\frac{\beta^2}{2}\right)\right)+\left(\mathrm{grad}\frac{\beta^2}{2},\mathrm{grad}\beta_y\right)=0\text{: ez a (02) képletünk!}$$

$$R_{03}=-\mathrm{div}\left(\underline{\beta}\left(\partial_z\frac{\beta^2}{2}\right)\right)+\left(\mathrm{grad}\frac{\beta^2}{2},\mathrm{grad}\beta_z\right)=0\text{: ez a (03) képletünk!}$$

Következzen az R_{11}! $R_{11} = -\partial_j \Gamma^j_{11} + \Gamma^j_{1m}\Gamma^m_{1j}$

$$R_{11} = -\partial_1 \Gamma^1_{11} - \partial_2 \Gamma^2_{11} - \partial_3 \Gamma^3_{11} + \Gamma^j_{1m}\Gamma^m_{1j} =$$

$$= -\partial_x\left(\beta_x \partial_x \beta_x\right) - \partial_y\left(\beta_y \partial_x \beta_x\right) - \partial_z\left(\beta_z \partial_x \beta_x\right) + \Gamma^j_{1m}\Gamma^m_{1j} = -\mathrm{div}\left(\underline{\beta}\partial_x \beta_x\right) + \Gamma^j_{1m}\Gamma^m_{1j} =$$

$$= -\mathrm{div}\left(\underline{\beta}\partial_x \beta_x\right) + B_x^2 - \left(\partial_x \beta_x\right)\beta_x B_x - \left(\partial_x \beta_y\right)\beta_y B_x - \left(\partial_x \beta_z\right)\beta_z B_x +$$

$$+\beta_x B_x\left(-\partial_x \beta_x\right) + \left(\beta_x \partial_x \beta_x\right)^2 + \left(\beta_x \partial_x \beta_y\right)\left(\beta_y \partial_x \beta_x\right) + \left(\beta_x \partial_x \beta_z\right)\left(\beta_z \partial_x \beta_x\right) +$$

$$+\beta_y B_x\left(-\partial_x \beta_y\right) + \left(\beta_y \partial_x \beta_x\right)\left(\beta_x \partial_x \beta_y\right) + \left(\beta_y \partial_x \beta_y\right)^2 + \left(\beta_y \partial_x \beta_z\right)\left(\beta_z \partial_x \beta_y\right) +$$

$$+\beta_z B_x\left(-\partial_x \beta_z\right) + \left(\beta_z \partial_x \beta_x\right)\left(\beta_x \partial_x \beta_z\right) + \left(\beta_z \partial_x \beta_y\right)\left(\beta_y \partial_x \beta_z\right) + \left(\beta_z \partial_x \beta_z\right)^2 =$$

$= -\mathrm{div}\left(\underline{\beta}\partial_x \beta_x\right)$ csak így magában, mert a színessel kiemelt részek nullák.

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

$R_{22} = -\mathrm{div}\left(\underline{\beta}\partial_y \beta_y\right) = 0$, ez a (22) egyenletünk, és

$R_{33} = -\mathrm{div}\left(\underline{\beta}\partial_z \beta_z\right) = 0$, ez a (33) egyenletünk.

Még R_{12} van hátra, abból megkapom a többit is. $R_{12} = -\partial_j \Gamma^j_{12} + \Gamma^j_{1m}\Gamma^m_{2j}$

$$R_{12} = -\partial_1 \Gamma^1_{12} - \partial_2 \Gamma^2_{12} - \partial_3 \Gamma^3_{12} + \Gamma^j_{1m}\Gamma^m_{2j} =$$

$$= -\partial_x\left(\beta_x \partial_x \beta_y\right) - \partial_y\left(\beta_y \partial_x \beta_y\right) - \partial_z\left(\beta_z \partial_x \beta_y\right) + \Gamma^j_{1m}\Gamma^m_{2j} =$$

$$= -\mathrm{div}\left(\underline{\beta}\partial_x \beta_y\right) + \Gamma^j_{1m}\Gamma^m_{2j} =$$

$$= -\mathrm{div}\left(\underline{\beta}\partial_x \beta_y\right) + B_x B_y - \left(\partial_x \beta_x\right)\beta_x B_y - \left(\partial_x \beta_y\right)\beta_y B_y - \left(\partial_x \beta_z\right)\beta_z B_y +$$

$$+\beta_x B_x\left(-\partial_x \beta_y\right) + \left(\beta_x \partial_x \beta_x\right)\left(\beta_x \partial_x \beta_y\right) + \left(\beta_x \partial_x \beta_y\right)\left(\beta_y \partial_x \beta_y\right) + \left(\beta_x \partial_x \beta_z\right)\left(\beta_z \partial_x \beta_y\right) +$$

$$+\beta_y B_x\left(-\partial_y \beta_y\right) + \left(\beta_y \partial_x \beta_x\right)\left(\beta_x \partial_y \beta_y\right) + \left(\beta_y \partial_x \beta_y\right)\left(\beta_y \partial_y \beta_y\right) + \left(\beta_y \partial_x \beta_z\right)\left(\beta_z \partial_y \beta_y\right) +$$

$$+\beta_z B_x\left(-\partial_z \beta_y\right) + \left(\beta_z \partial_x \beta_x\right)\left(\beta_x \partial_z \beta_y\right) + \left(\beta_z \partial_x \beta_y\right)\left(\beta_y \partial_z \beta_y\right) + \left(\beta_z \partial_x \beta_z\right)\left(\beta_z \partial_z \beta_y\right) =$$

$= -\mathrm{div}\left(\underline{\beta}\partial_x \beta_y\right)$ csak így magában, mert a színessel kiemelt részek nullák.

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

$R_{13} = -\mathrm{div}\left(\underline{\beta}\partial_x \beta_z\right) = 0$, ez az (13) egyenletünk, és

$R_{23} = -\mathrm{div}\left(\underline{\beta}\partial_y \beta_z\right) = 0$, ez a (23) egyenletünk.

Ezzel minden egyenletünk megvan. Most megmutatom, hogy az (11), (22), (33), (12), (13), (23) egyenletekből levezethetők a (01), (02), (03) egyenletek:

$$\mathrm{div}\left(\underline{\beta}\left(\partial_x \frac{\beta^2}{2}\right)\right) = \left(\mathrm{grad}\frac{\beta^2}{2}, \mathrm{grad}\beta_x\right): \text{ ez a (01) képletünk! } \beta_x^2 + \beta_y^2 + \beta_z^2 = \beta^2$$

miatt $\partial_x \frac{\beta^2}{2} = \partial_x \frac{\beta_x^2}{2} + \partial_x \frac{\beta_y^2}{2} + \partial_x \frac{\beta_z^2}{2} = \beta_x \partial_x \beta_x + \beta_y \partial_x \beta_y + \beta_z \partial_x \beta_z$, ezért

$$\mathrm{div}\left(\underline{\beta}\left(\partial_x \frac{\beta^2}{2}\right)\right) = \mathrm{div}\left(\underline{\beta}(\beta_x \partial_x \beta_x)\right) + \mathrm{div}\left(\underline{\beta}(\beta_y \partial_x \beta_y)\right) + \mathrm{div}\left(\underline{\beta}(\beta_z \partial_x \beta_z)\right) =$$

$$= \beta_x \mathrm{div}\left(\underline{\beta}\partial_x \beta_x\right) + \left(\underline{\beta}\partial_x \beta_x\right)\mathrm{grad}\,\beta_x + \beta_y \mathrm{div}\left(\underline{\beta}\partial_x \beta_y\right) + \left(\underline{\beta}\partial_x \beta_y\right)\mathrm{grad}\,\beta_y + \beta_z \mathrm{div}\left(\underline{\beta}\partial_x \beta_z\right) +$$

$$+ \left(\underline{\beta}\partial_x \beta_z\right)\mathrm{grad}\,\beta_z = \left(\underline{\beta}\partial_x \beta_x\right)\mathrm{grad}\,\beta_x + \left(\underline{\beta}\partial_x \beta_y\right)\mathrm{grad}\,\beta_y + \left(\underline{\beta}\partial_x \beta_z\right)\mathrm{grad}\,\beta_z =$$

(A színes részek az (11), (12), és (13) egyenlet miatt nullák)

$$= \partial_x \beta_x \underline{\beta}\,\mathrm{grad}\,\beta_x + \partial_x \beta_y \underline{\beta}\,\mathrm{grad}\,\beta_y + \partial_x \beta_z \underline{\beta}\,\mathrm{grad}\,\beta_z = \partial_x \beta_x \left(\beta_x \partial_x \beta_x + \beta_y \partial_y \beta_x + \beta_z \partial_z \beta_x\right) +$$

$$+ \partial_x \beta_y \left(\beta_x \partial_x \beta_y + \beta_y \partial_y \beta_y + \beta_z \partial_z \beta_y\right) + \partial_x \beta_z \left(\beta_x \partial_x \beta_z + \beta_y \partial_y \beta_z + \beta_z \partial_z \beta_z\right) =$$

$$= \partial_x \beta_x \left(\beta_x \partial_x \beta_x + \beta_y \partial_x \beta_y + \beta_z \partial_x \beta_z\right) + \partial_y \beta_x \left(\beta_x \partial_y \beta_x + \beta_y \partial_y \beta_y + \beta_z \partial_y \beta_z\right) +$$

$$+ \partial_z \beta_x \left(\beta_x \partial_z \beta_x + \beta_y \partial_z \beta_y + \beta_z \partial_z \beta_z\right) = \partial_x \beta_x \frac{\partial_x \beta^2}{2} + \partial_y \beta_x \frac{\partial_y \beta^2}{2} + \partial_z \beta_x \frac{\partial_z \beta^2}{2} =$$

$$= \left(\mathrm{grad}\,\beta_x, \mathrm{grad}\frac{\beta^2}{2}\right) = \left(\mathrm{grad}\frac{\beta^2}{2}, \mathrm{grad}\,\beta_x\right) \text{a (01) egyenlet állítása!}$$

Itt a színessel kiemelt részek egyenlők.

A (00) egyenletet is egyszerűbb alakra lehet hozni:

$$\operatorname{div}\left(\frac{\beta^2}{2}\operatorname{grad}\frac{\beta^2}{2}\right)=\frac{\beta^2}{2}\operatorname{div}\operatorname{grad}\frac{\beta^2}{2}+\left(\operatorname{grad}\frac{\beta^2}{2},\operatorname{grad}\frac{\beta^2}{2}\right) \text{ miatt}$$

$$\operatorname{div}\left(\beta^2\operatorname{grad}\frac{\beta^2}{2}\right)=2\left(\left(\partial_x\frac{\beta^2}{2}\right)^2+\left(\partial_y\frac{\beta^2}{2}\right)^2+\left(\partial_z\frac{\beta^2}{2}\right)^2\right),$$ a piros rész a 2.) feltételünk miatt nulla, így a (00) egyenletünk így alakul:

(00)’: $\operatorname{div}\left(\underline{\beta}\left(\underline{\beta}\operatorname{grad}\frac{\beta^2}{2}\right)\right)=\operatorname{div}\left(\beta^2\operatorname{grad}\frac{\beta^2}{2}\right)$.

Ha $\underline{\beta}$ és $\operatorname{grad}\frac{\beta^2}{2}$ kollineáris, azaz egy irányba esik, akkor a div el is hagyható.

Ennek feltétele: $\underline{\beta}\times\operatorname{grad}\frac{\beta^2}{2}=0$. Ez a Schwarzschildnál teljesül is.

Bizonyításunk akkor lenne teljes, ha a (00), (11), (22), (33), (12), (13), és (23) egyenletet le tudnánk vezetni a $\operatorname{rot}\underline{\beta}=0$ és a $\operatorname{div}\operatorname{grad}\frac{\beta^2}{2}=0$ egyenletekből. Erre azonban egyenlőre nem látok semmi esélyt. Lehet hogy az éter áramlásának ennyi feltételt teljesítenie kell?

Ezt a dolgot egyenlőre későbbre halasztom, ez a teória gyenge pontja. Hét egyenletünk van, plussz a két feltétel. Szemmel láthatóan túl határozottá teszi ez a megoldást.

Ha megtalálom az egyenletek egyszerűsítésének módját, azt csatolom a 2. részhez.

2003.12.30:

Még néhány egyszerűsítést fedeztem fel, ezeket rövidítve közlöm:

Az (11) egyenlet szerint $\operatorname{div}\left(\underline{\beta}\partial_x\beta_x\right)=0$, ez így fejthető ki: $\left(\partial_x\beta_x\right)\operatorname{div}\underline{\beta}+\underline{\beta}\operatorname{grad}\left(\partial_x\beta_x\right)=0$. A második tag így írható:

$$\begin{aligned}&\underline{\beta}\operatorname{grad}\left(\partial_x\beta_x\right)=\beta_x\partial_x\left(\partial_x\beta_x\right)+\beta_y\partial_y\left(\partial_x\beta_x\right)+\beta_z\partial_z\left(\partial_x\beta_x\right)=\\&=\beta_x\partial_x\left(\partial_x\beta_x\right)+\beta_y\partial_x\left(\partial_y\beta_x\right)+\beta_z\partial_x\left(\partial_z\beta_x\right)=\beta_x\partial_x\left(\partial_x\beta_x\right)+\beta_y\partial_x\left(\partial_x\beta_y\right)+\\&+\beta_z\partial_x\left(\partial_x\beta_z\right)=\partial_x\left(\beta_x\partial_x\beta_x\right)+\partial_x\left(\beta_y\partial_x\beta_y\right)+\partial_x\left(\beta_z\partial_x\beta_z\right)-\left(\partial_x\beta_x\right)\left(\partial_x\beta_x\right)-\\&-\left(\partial_x\beta_y\right)\left(\partial_x\beta_y\right)-\left(\partial_x\beta_z\right)\left(\partial_x\beta_z\right)\end{aligned}$$

Ennek megfelelően az egyenlet így alakul:

$$\begin{aligned}&\left(\partial_x\beta_x\right)\left(\partial_x\beta_x+\partial_y\beta_y+\partial_z\beta_z\right)-\left(\partial_x\beta_x\right)\left(\partial_x\beta_x\right)-\left(\partial_x\beta_y\right)\left(\partial_x\beta_y\right)-\left(\partial_x\beta_z\right)\left(\partial_x\beta_z\right)=\\&=-\left(\partial_x\left(\beta_x\partial_x\beta_x\right)+\partial_x\left(\beta_y\partial_x\beta_y\right)+\partial_x\left(\beta_z\partial_x\beta_z\right)\right)=-\frac{\partial_x^2\beta^2}{2}\end{aligned}$$

Hasonló két egyenletet kapok a (22) és a (33) egyenletekből. A 3 egyenletet összeadva a jobboldal éppen $\operatorname{div}\operatorname{grad}\frac{\beta^2}{2}$! Ez a 2'.) feltétel értelmében nulla! Az egyenlet baloldala pedig $\left(\operatorname{div}\beta\right)^2-\sum\left(\partial_x\beta_y\right)^2$ ami tehát nulla kell hogy legyen.

Az (11), (22), (33) egyenleteket összeadva ezt kapjuk: $\operatorname{div}\left(\underline{\beta}\operatorname{div}\underline{\beta}\right)=0$.

Az (12), (13), (23) egyenletekből ugyanezzel a módszerrel ez hozható ki:

(12') $\partial_x\partial_y\frac{\beta^2}{2}=\left(\partial_x\beta_z\right)\left(\partial_y\beta_z\right)-\left(\partial_x\beta_y\right)\left(\partial_z\beta_z\right)$

(13') $\partial_x\partial_z\frac{\beta^2}{2}=\left(\partial_x\beta_y\right)\left(\partial_z\beta_y\right)-\left(\partial_x\beta_z\right)\left(\partial_y\beta_y\right)$

(23') $\partial_y\partial_z\frac{\beta^2}{2}=\left(\partial_y\beta_x\right)\left(\partial_z\beta_x\right)-\left(\partial_y\beta_z\right)\left(\partial_x\beta_x\right)$

Ezzel némileg közelebb jutunk a végső megoldáshoz, de még mindig nem teljesen!

2004.07.18

A (01), (02), (03) egyenleteket összevonhatjuk egy képletbe, és ennek segítségével a (00) képletet is levezethetjük:

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

$R_{01}=-\operatorname{div}\left(\underline{\beta}\left(\partial_y\frac{\beta^2}{2}\right)\right)+\left(\operatorname{grad}\frac{\beta^2}{2},\operatorname{grad}\beta_y\right)=0$: ez a (02) képletünk!

$R_{01}=-\operatorname{div}\left(\underline{\beta}\left(\partial_z\frac{\beta^2}{2}\right)\right)+\left(\operatorname{grad}\frac{\beta^2}{2},\operatorname{grad}\beta_z\right)=0$: ez a (03) képletünk!

A 3 képlet összevonható egy képletbe, ha felismerünk két vektoranalitikai összefüggést:

1. $\operatorname{div}\left(f\underline{a}\right)=f\operatorname{div}\underline{a}+\underline{a}\operatorname{grad}f$
2. $\operatorname{rot}\left(\underline{a}\times\underline{b}\right)=\left(\underline{b},\operatorname{grad}\right)\underline{a}-\left(\underline{a},\operatorname{grad}\right)\underline{b}+\underline{a}\operatorname{div}\underline{b}-\underline{b}\operatorname{div}\underline{a}$

Alkalmazzuk az első képletet a következő szereposztásban: $\underline{a}=\underline{\beta},\ f=\partial_x\frac{\beta^2}{2}$!

Kapjuk: $-\operatorname{div}\left(\underline{\beta}\left(\partial_x\frac{\beta^2}{2}\right)\right)=-\left(\partial_x\frac{\beta^2}{2}\right)\operatorname{div}\underline{\beta}-\underline{\beta}\operatorname{grad}\left(\partial_x\frac{\beta^2}{2}\right)$.

Ezzel $R_{01}=-\left(\partial_x\frac{\beta^2}{2}\right)\operatorname{div}\underline{\beta}-\underline{\beta}\operatorname{grad}\left(\partial_x\frac{\beta^2}{2}\right)+\left(\operatorname{grad}\frac{\beta^2}{2},\operatorname{grad}\beta_x\right)=0$

Alkalmazzuk a második képletet a következő szereposztásban: $\underline{a}=\underline{\beta}, \underline{b}=\operatorname{grad}\frac{\beta^2}{2}$!

Kapjuk: $\operatorname{rot}\left(\underline{\beta}\times\operatorname{grad}\frac{\beta^2}{2}\right)=$

$$=\left(\operatorname{grad}\frac{\beta^2}{2},\operatorname{grad}\right)\underline{\beta}-\left(\underline{\beta},\operatorname{grad}\right)\operatorname{grad}\frac{\beta^2}{2}+\underline{\beta}\operatorname{div}\operatorname{grad}\frac{\beta^2}{2}-\operatorname{grad}\frac{\beta^2}{2}\operatorname{div}\underline{\beta}.$$

Ennek x komponense így alakul:

$$\left(\operatorname{grad}\frac{\beta^2}{2},\operatorname{grad}\beta_x\right)-\underline{\beta}\operatorname{grad}\partial_x\frac{\beta^2}{2}+\beta_x\operatorname{div}\operatorname{grad}\frac{\beta^2}{2}-\partial_x\frac{\beta^2}{2}\operatorname{div}\underline{\beta}.$$

Az 1.) feltétel értelmében $\beta_x\operatorname{div}\operatorname{grad}\frac{\beta^2}{2}=0$, marad:

$$\operatorname{rot}\left(\underline{\beta}\times\operatorname{grad}\frac{\beta^2}{2}\right)_x=\left(\operatorname{grad}\frac{\beta^2}{2},\operatorname{grad}\beta_x\right)-\underline{\beta}\operatorname{grad}\partial_x\frac{\beta^2}{2}-\partial_x\frac{\beta^2}{2}\operatorname{div}\underline{\beta}.$$

Ez nem más, mint R_{01} fentebb látható alakja!

Tehát $R_{01}=\operatorname{rot}\left(\underline{\beta}\times\operatorname{grad}\frac{\beta^2}{2}\right)=0$. (01)' képlet

R_{00} átalakításához még egy vektorszámítási összefüggés kell:

$$\underline{a}\times\left(\underline{b}\times\underline{c}\right)=\underline{b}\left(\underline{a},\underline{c}\right)-\underline{c}\left(\underline{a},\underline{b}\right)$$

$$\underline{\beta}\times\left(\underline{\beta}\times\operatorname{grad}\frac{\beta^2}{2}\right)=\underline{\beta}\left(\underline{\beta}\operatorname{grad}\frac{\beta^2}{2}\right)-\beta^2\operatorname{grad}\frac{\beta^2}{2}$$

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

Az első tag az 1.) feltétel miatt nulla, a második pedig $2\left(\operatorname{grad}\frac{\beta^2}{2}\right)^2$.

Most vegyük az R_{00} egyszerűsített (00)' alakját:

(00)’ : $\operatorname{div}\left(\underline{\beta}\left(\underline{\beta}\,\operatorname{grad}\frac{\beta^2}{2}\right)\right)=\operatorname{div}\left(\beta^2\operatorname{grad}\frac{\beta^2}{2}\right)$

Ez így írható:

$$\operatorname{div}\left(\underline{\beta}\left(\underline{\beta}\,\operatorname{grad}\frac{\beta^2}{2}\right)\right)-\operatorname{div}\left(\beta^2\operatorname{grad}\frac{\beta^2}{2}\right)=\operatorname{div}\left(\underline{\beta}\left(\underline{\beta}\,\operatorname{grad}\frac{\beta^2}{2}\right)\right)-\beta^2\operatorname{grad}\frac{\beta^2}{2}$$

A zárójelben éppen $\underline{\beta}\times\left(\underline{\beta}\times\operatorname{grad}\frac{\beta^2}{2}\right)$ van:

(00)’’ : $\operatorname{div}\left(\underline{\beta}\times\left(\underline{\beta}\times\operatorname{grad}\frac{\beta^2}{2}\right)\right)=0$. Ez így bontható:

$$\operatorname{div}(\underline{a}\times\underline{b})=\underline{b}\operatorname{rot}\underline{a}-\underline{a}\operatorname{rot}\underline{b}$$

$$\operatorname{div}\left(\underline{\beta}\times\left(\underline{\beta}\times\operatorname{grad}\frac{\beta^2}{2}\right)\right)=\left(\underline{\beta}\times\operatorname{grad}\frac{\beta^2}{2}\right)\operatorname{rot}\underline{\beta}-\underline{\beta}\operatorname{rot}\left(\underline{\beta}\times\operatorname{grad}\frac{\beta^2}{2}\right)$$

Az első tag a 2.) feltétel miatt nulla, a második tag pedig a (01)’ képlet miatt nulla!

Végül is tehát levezettük a (00) képletet a (01), (02), (03) képletekből!

Ezek szerint csak 6 független egyenletünk van: (11), (22), (33), (12), (13), (23) ezekből levezethető a (01), (02), (03) és azokból a (00) egyenlet. Ez még mindig soknak tűnik. Lehet hogy további egyszerűsítést is fel fogok fedezni.

Most egy pillanatig tekintsük úgy hogy az első feltételünk nem igaz, csak a második, azaz a $\operatorname{rot}\underline{\beta}=0$. Ekkor a (00) képletben semmi más nem lesz, csak a $\operatorname{div}\operatorname{grad}\frac{\beta^2}{2}$–t tartalmazó tagok, és így a (00) képlet éppen azt mondja hogy $\operatorname{div}\operatorname{grad}\frac{\beta^2}{2}=0$! Első feltételünk tehát levezethető az Einsteini egyenletekből! Nem kell tehát külön kikötni! A Bizonyíték 3. fejezetében nem kötjük ki a

$\mathrm{rot}\,\underline{\beta} = 0$ feltételt sem, és a végén mégis az jön ki hogy $\mathrm{rot}\,\underline{\beta} = 0$ kell hogy legyen! Tehát a második feltételt se kell külön kikötni! Végső soron igazoltuk tehát mindkét alapkoncepciónkat: az éter áramlását olyan vektortér írja le, amelyre mindkét feltétel teljesül. A Kerre eddig csak az elsőt tudtam igazolni.

A Landau-Lifsic 2 szerint a Kerr-megoldás unikális, azaz egyetlen megoldás. Ez engem arról győz meg, hogy a Kerr megoldás azért unikális, mert éppen kielégíti a $\mathrm{div}\,\mathrm{grad}\,\frac{\beta^2}{2} = 0$ egyenletet és a $\mathrm{rot}\,\underline{\beta} = 0$ egyenletet! Az előbbit igazoltam is, a rotáció keményebb diónak bizonyult, mégpedig azért, mert ehhez nem elég ismerni β^2–et, az egész sebességet ismerni kell, és ezt megnehezíti a Kerr-metrika időbeli vegyestagos felírása. Néhány koordinátatranszformáció kell még hozzá. Ha sikerül, ez is a Bizonyíték második felében lesz leírva.

A Bizonyíték második fejezete a konkrét példákat tartalmazza. Először igazoljuk az egyenleteinket az egyszerűbb Schwarzschild – metrikára, aztán megmutatjuk hogy a $\mathrm{div}\,\mathrm{grad}\,\frac{\beta^2}{2} = 0$ egyenlet a bonyolultabb Kerr – metrikára is érvényes. A $\mathrm{rot}\,\underline{v} = 0$ egyenlet igazolása a Kerre egyenlőre nem megy. Lehetséges hogy nem is igaz rá? Ez esetben az egyenleteinket meg kell nézni abban a sokkal bonyolultabb esetben is, amikor $\mathrm{rot}\,\underline{v}$ nem nulla. Az egyenleteinket elektrodinamikai analógiából is származtathatjuk.
Az egyik Maxwell – egyenlet így szól: $\mathrm{div}\,\underline{D} = \rho$. Ha $\mathrm{rot}\,\underline{E} = 0$, akkor $\underline{D} = \mathrm{grad}\,\varphi$, és ekkor $\mathrm{div}\,\mathrm{grad}\,\varphi = \rho$. Vákuumban $\rho = 0$, és így $\mathrm{div}\,\mathrm{grad}\,\varphi = \rho$.
φ –t azonosítjuk a TIP - áramlás egységnyi tömegre eső energiájával, ami $\frac{v^2}{2}$, és így kapjuk: $\mathrm{div}\,\mathrm{grad}\,\frac{v^2}{2} = 0$.

A másik Maxwell – egyenlet szerint $\operatorname{div}\underline{B}=0$, és így $\underline{B}=\operatorname{rot}\underline{A}$. $\underline{A}$–t azonosítjuk magával a TIP áramlási sebességével, így ha $\underline{B}=0$, akkor $\operatorname{rot}\underline{v}=0$. Lehet hogy ezzel túl sokat kérünk, mert a másik Maxwell – egyenlet ez: $\operatorname{rot}\underline{H}=\underline{j}+\frac{\partial \underline{D}}{\partial t}$, és a gerjesztetlen, vákuumbeli esetet az jelenti, ha $\underline{j}=0$ (és persze stacionáris: $\frac{\partial \underline{D}}{\partial t}=0$ is nulla), ennek megfelelően elég ha $\operatorname{rot}\underline{H}=0$, azaz $\operatorname{rot}\operatorname{rot}\underline{v}=0$. Egyenlőre ezt se sikerült igazolni a Kerr-metrikára. Lesz egy harmadik fejezet is, ami a $\operatorname{rot}\underline{v}$ nem nulla esetet vizsgálja. Egy további fejezet arról fog szólni, hogy az egész mechanika nem egyéb, mint hangterjedés áramló közegben. Az akusztikai egyenletek tökéletes analógiát mutatnak a görbült téridőben való mozgással, vagyis az akusztikai egyenletek és a görbült metrikában érvényes Hamilton-Jakobi egyenlet teljesen ugyanaz! Ezzel teljessé tesszük annak a bizonyítását, hogy az anyag nem egyéb, mint az éter hulláma, szolitonja. Ez az, amit Einstein 1905-ben még nem tudott, hiszen a kvantummechanika csak 1926-ban ismerte ezt fel Schrödinger és De Broglie munkássága nyomán! A kvantumfizika legalapvetőbb eredménye az, hogy az anyagnak kettős természete van: egyrészt részecske, másrészt hullám. Ezt a kettős természetet a szoliton, azaz az önfenntartó hullámcsomag tökéletesen kifejezi. Az elemi részecskék az éter szolitonjai, kis örvényecskéi (innen a spin) és az elemi részecskék stabilitása egyenesen következik a szuprafolyadékokban érvényes örvénymegmaradási tételből. Napnál is világosabb választ kapunk a Michelson-Morley kísérlet negatív eredményére: az interferométer maga is az éter szolitonja, így mozgását az éterben érvényes diszperziós összefüggés határozza meg. Ha az étert egy rugalmas közegnek tekintjük, akkor a rá felírt Newtoni egyenletekből éppen a relativisztikus Klein-Gordon egyenletet kapjuk meg, tehát az éterben mozgó tárgyak egész pontosan úgy viselkednek, ahogy azt a relativitáselmélet leírja! Az interferométer karjai a mozgás irányában

megrövidülnek, $\sqrt{1-\frac{v^2}{c^2}}$ arányban, és ez tökéletesen kikompenzálja azt az effektust, amit meg akartunk figyelni! A mikrohullámú háttérsugárzás megfigyelése viszont az ötödik jegyben jellegzetes anizotrópiát mutat, és ezt egy 365 $\pm$ 18 km/s mozgással lehet megmagyarázni, természetesen az éterhez képest!
Íme az abszolút koordinátarendszer! Véget ért egy százéves fejezet, a kozmikus délibábok korszaka. Az éter huncut, nem engedi hogy csak úgy megmérjék a sebességét! De mint láttuk, ez sem lehetetlen! A fizikába újra visszahozott éter pedig hallatlan mértékű egyszerűsödést jelent. Megismerhetővé teszi az elemi részecskék szerkezetét, az atommag felépítését, és az anyagnak egy sokkal mélyebb, új szintjét mutatja meg. Az étert a régiek Akasának nevezték, ez a mindenen átfújó szél. Tág teret ad a szellemvilágoknak, és a párhuzamos univerzumoknak. Létét immár nem lehet letagadni. Matematikai szükség-szerűséggel adódik. Hamarosan mérések is igazolni fogják. Már fellőtték azt a műholdat, amelyik a Föld gravitációs terének forgását hivatott kimérni. Kicsit drága mulatság volt, és 50 évet késett, de ami késik, nem múlik. Az éter ma már nem hipotézis, hanem tapasztalati tény. Fizikája egyszerű, érthető, és mindent új alapokra helyez.

Végül arról írok, hogy ma nagyon sokan rukkolnak elő éterelmélettel. Rájuk általában az jellemző, hogy cáfolni akarják Einsteint. Mások a relativitáselmélet paradoxonait próbálják meg kiküszöbölni. Szerintük az egész eddigi fizika téves, rossz. Az én elméletem egészen más! Nem cáfolom Einsteint, ellenkezőleg, mélyebb alapokra helyezem. Az elméletemet akkor tekintem konzisztensnek, ha visszaad minden korábbi eredményt. Tehát a speciális és az általános relativitáselméletnek is pontosan ki kell adódnia belőle. Nem kell újraírni a fizikát, nem kell lemondani a régi jó eredményekről. Viszont kitágul a horizont, és sok új jelenség is leírhatóvá válik. Megvalósul végre a rég várt szintézis. Ezt a Tant nem kívánom kisajátítani, magamnak megtartani. Sok segítségre van szükségem a továbblépéshez.

Megjegyzés 2004.03.30:

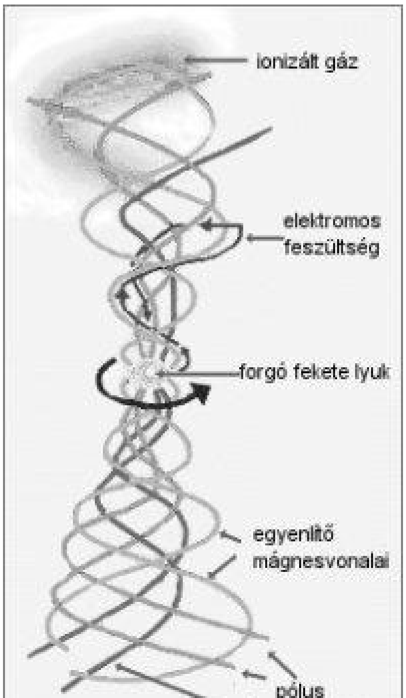
Felvettem a kapcsolatot dr. Korom Gyulával, az Einstein tévedett! című könyv szerzőjével. Nagyon érdekes amiket ír. Én nem mernék ilyen radikális forradalmat csinálni. Egyenlőre be kell érnem azzal hogy elfogadtassam a sokkal engedékenyebb elméletemet, amely lényegében megegyezik a hagyományos fizikával, de azt új alapokra helyezi. Dr. Korom Gyula nagyon sok új kísérletet említ, amiket meg kell vizsgálni és be kell illeszteni az elméletbe. Én a pluralizmus híve vagyok, nem abban hiszek hogy van egyetlen igazság és minden más hamis, hanem a világot nagyon sokféleképpen le lehet írni, és mindnek megvan az igazságtartalma. Legyen a tudomány olyan mint a svédasztal, mindenki a neki tetsző világképet választhatja. Végül is ez olyan mint a vallások sokszínű kavalkádja, és egyenlőre vallásszabadság van!)

Napnál is világosabb tehát, hogy mit kell tennem, és eszerint is cselekszem. Már elkezdtem az Origó Fórumon terjeszteni a Tant. Akkor leszek boldog, ha mindenki a módszeremet használja, és naponta jutnak új meg új felfedezésekre. Én Madame Curie és Wilhelm Conrad Röntgen nyomán járok, akik azért nem szabadalmaztatták a rádiumot, illetve a röntgensugarakat, mert azt mondták hogy ez az emberiség közös kincse, és senkinek nincs joga kisajátítani. Jelentős módon hozzájárultak ezzel ahhoz, hogy a mondott dolgok azonnal elterjedjenek, és az emberek javát szolgálják. Mindkét találmány felbecsül-hetetlen szolgálatot tett a világháborúkban, és százezreket mentett meg.
Egy harmadik példa: Neumann János se szabadalmaztatta a számítógépet, és ennek köszönhetem hogy most itt ülhetek egy számítógép előtt és pötyöghetem be az elméletemet! A számítógép ma a legelterjedtebb holmik egyike. Szívem vágya, hogy az antigravitáció is az legyen, de ne úgy hogy újabb típusú

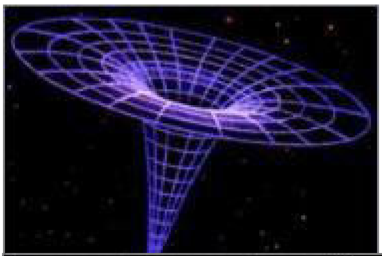
bombázók röpködnek a fejünk felett, hanem hogy az emberek mindennapi életét könnyítse meg. Ha az ember erkölcsileg megérik rá, kirajzhat a Mindenségbe, benépesítheti a Világegyetemet. Ha már nem az erőszak csíráit hordozza magában, hanem egy új ébredés, egy új tudatosság zászlóvivője lehet, akkor az Univerzum befogadja őt, és a szívére öleli. De ehhez fel kell nőnünk!

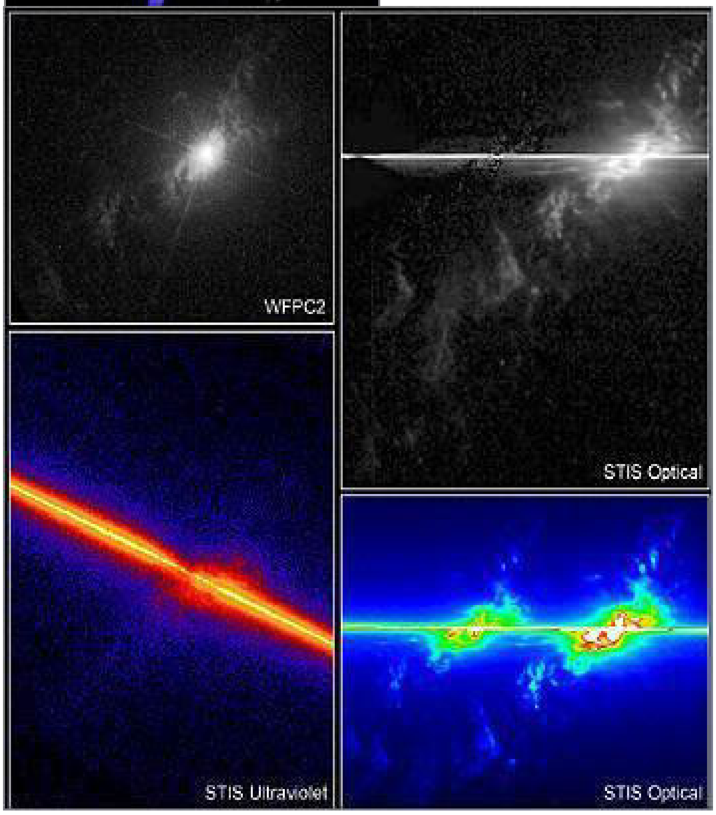
Na, ezzel zárom ezt a nem könnyű, ám annál értékesebb fejezetet. Kívánom hogy az itt leírtak a lények javát szolgálják mindhárom világban. Kristóf Miklós 2003.12.19

Akinek kérdése, észrevétele van, írhat nekem a kristmikl@freemail.hu címre, vagy a
kristofmiki@freemail.hu címre. Szeretettel várok minden levelet!



Kerri lyukak minden őket körülvevőt forgásba hoznak. Még a környező téridőt is forgásra kényszerítik. Viszont ezt a forgást fékezni lehet, ha ionizált gázzal van körülvéve, mely mágneses teret alkot. A lyuk úgy viselkedik, mint egy forgó elektromos vezető, ….





A Seyfert-galaxis NGC-4151 centruma közelében egy szuper-masszív fekete lyuk van, melyből kettő ellentétes, forró gázsugár lép ki. A sebességek és tömegek meghatározásával a fekete lyuk nagyságára lehet következtetni.

50 millió fényév távolságban a Virgo Clusterban található az M 87 óriásgalaxis. Belőle egy 5000 fényév hosszú gázsugár nyúlik ki, melyben elektronok majdnem fénysebességre gyorsulnak, miközben szinkrotronsugárzást bocsátanak ki. Ilyen jelenségeket csak egy a galaxis köéppontjában lévő szupermasszív fekete lyuk tud létrehozni.

A képek az alábbi weblapról valók: Abydos Gate - Csillagkapu Fizika Fekete Lyuk.htm