

Nagyfrekvenciás gravitációs hullámok és visszahatásuk erős gravitációs térben

Tudományos Diákköri Konferencia Dolgozat

Készítette:
Fóris Attila
Fizika MSc hallgató

Témavezető:
Prof. Dr. Gergely Árpád László

Természettudományi és Informatikai Kar
Elméleti Fizika Tanszék
Szegedi Tudományegyetem

2022 Szeged

Tartalomjegyzék

1. Bevezetés és célkitűzés	2
2. Gravitációs hullámok gyengetér-közelítése	4
2.1. Bevezető	4
2.2. A gravitációs hullámok analógiája az elektromágneses hullámokkal	4
2.3. A gyengetér-közelítés	7
2.4. Harmonikus koordináták	11
3. Nagyfrekvenciás gravitációs hullámok görbült téridőben	14
3.1. Bevezető	14
3.2. A perturbációt okozó h_{ab} metrika inverze	14
3.3. Perturbált Ricci-tenzor	16
3.4. Perturbált Riemann-tenzor	21
3.5. Mértéktranszformáció és invariancia	24
3.6. Lineáris közelítés, hullámegyenlet	25
3.7. Hullámegyenlet megoldása vezető rendben	27
3.8. A polarizációs tenzor geometriai optikai közelítésben	30
4. Gravitációs hullámok visszahatása a téridő geometriájára	34
4.1. Bevezető	34
4.2. Energia-impulzus tenzor	34
4.3. Brill–Hartle-féle átlagolási eljárás	37
4.4. WKB analízis	39
4.5. WKB hullám által generált energia-impulzus tenzor	41
4.5.1. $A \times$ polarizáció átlagolása	41
4.5.2. Legegyszerűbb eset	42
4.5.3. Vaidya eset	43
4.5.4. $A +$ polarizáció átlagolása	45
4.5.5. Vaidya eset	46
5. Hengerszimmetrikus gravitációs hullámok	47
5.0.1. $A \times$ polarizáció átlagolása	50
5.0.2. Sugárzó Levi-Civita (Rao) eset	50
5.0.3. $A +$ polarizáció átlagolása	52
6. Függelék	54
6.1. Einstein–Hilbert hatás variációja lineáris rendben	54
7. Összegzés, kitekintés	56

1. Bevezetés és célkitűzés

Az általános relativitáselmélet fontos szerepet játszik a modern fizikában és a csillagászatban. Jólatai segítségével pontosan ki tudjuk számolni az égitestek mozgását és nyomon tudjuk követni az Univerzum fejlődését. Az elmélet megjósolta a fekete lyukak és a gravitációs hullámok létezését is [1]. A Fizikai Nobel díjat 2020-ban Andea Ghez és Reinhard Genzel érdemelte ki a galaxisunk középpontjában lévő szupernagy tömegű fekete lyuk (Sagittarius A*) feltérképezéséért [6]. Az M87 galaxis középpontjában található M87* nevű, szupernagy tömegű fekete lyukról pedig az Event Horizon Teleszkóp kollaboráció készített rádióhullámok interferenciáján alapuló képet. A gravitációs hullámok kimutatásáért Rainer Weiss, Barry C. Barish és Kip S. Thorne 2017-ben kapott Fizikai Nobel-díjat [2][3][4].

A gravitációs hullámok a téridő görbületének hullámszerűen terjedő zavarai. Forrásaiként olyan rendszerek szolgálnak, melyekben a tömeg-kvadrupólmomentum második és harmadik deriváltjai nem tűnnek el. Ilyenek a fekete lyukak vagy neutroncsillagok kettős rendszerei. A gravitációs hullámok kimutatása először 2015-ben történt az interferometrikus elven működő LIGO két detektora által. A GWTC-3 katalógus 90-et tart számon (ebből 87 vagy 86 fekete lyuk kettős rendszer 2 vagy 3 fekete lyuk-neutroncsillag kettős, illetve egy neutroncsillag kettős) [5]. Albert Einstein 1937-ben megmutatta, hogy a gravitációs hullámok gyenge térben fénysebességgel terjednek [1]. Ez az eredmény igazolásra került 2017-ben (GW170817) a neutroncsillagok összeolvadása által létrehozott gravitációs hullámok és az őket kísérő elektromágneses sugárzás megfigyelése során.

Felmerül a kérdés, hogy erős gravitációs térben, például a fekete lyukak közvetlen közelében vagy a korai univerzumban hogyan viselkednek a gravitációs hullámok. Ezt a kérdést Richard A. Isaacson járta körül 1968-ban [6]. Azt a feltevést alkalmazta munkájában, hogy a gravitációs hullámok hullámhossza elhanyagolható a téridő görbületi sugarához képest. Ezt geometriai optikai vagy nagyfrekvenciás közelítésnek nevezik. Gyenge gravitációban ez a feltevés mindig teljesül, ugyanis a téridő sík, melynek görbületi sugara végtelen. Erős gravitációban azonban csak adott energiánál nagyobb energiájú zavarok nevezhetők gravitációs hullámnak. A perturbációk nulladik rendje a háttér-téridőre vonatkozó Einstein-egyenleteket adja. Isaacson belátta, hogy erős gravitációs térben szintén a perturbációk első rendje hullámegyenlethez vezet, azonban a szokásos d'Alembert operátor helyét az ún. Lichnerowicz-féle d'Alembert operátor veszi át. A hullámokat WKB-közelítésben tárgyalta. Azt is belátta, hogy a perturbációk második rendje a gravitációs hullámok háttérre való visszahatását adja meg. Dolgozatomban reprodukáltam Isaacson számolásainak általa meg nem adott rendkívül munkaigényes részleteit. Beláttam, hogy a Lichnerowicz-féle d'Alembert operátort tartalmazó hullámegyenlet szerint fejlődő gravitációs hullámok akár csak a fény, null geodetikusokat követnek. Vagyis erős gravitációs tér jelenlétében is fénysebességgel terjednek a gravitációs hullámok. A gravitációs hullámok polarizációjának vizsgálatát Isaacson elemzésénél részletesebben végeztem el. Beláttam, hogy a polarizációs tenzor ugyanúgy két polarizációt tartalmaz (a + és x polarizációkat) erős gravitációs térben is, mint sík háttérben. Annak bizonyítása, hogy a háttérgörbület

lineáris rendben nem generál új polarizációkat, új eredmény. A dolgozat második felében a hangsúly a másodrendű Einstein-egyenlet megoldásán volt, amihez ki kellett számolni az energia-impulzus tenzort. Legcélravezetőbb megoldás az volt, hogy leválasszuk a forrást a mezőről, majd az újonnan kapott tagok számát a Brill–Hartle-átlagolási eljárás segítségével lecsökkentettem. Ennek az átlagolási eljárásnak a lényege, hogy a gravitációs hullám hullámhosszához képest nagy, de a téridő görbületi sugarához képest kicsi intervallumon belüli végezzük el a hullámok összegzését. A dolgozat utolsó részében pedig Isaacson nyomán megmutattam a perturbációról, hogyha a polarizációkkal fejezzük ki, akkor megkapjuk azt az eredményt, hogy ha egy Brill-Hartle értelemben vett gömbszimmetrikus gravitációs hullám végighalad a Minkowski-téridőn, akkor abból Vaidya-téridőt hoz létre. Második önálló eredményként pedig bebizonyította a témavezetőm által javasolt polarizációs tenzorok segítségével hogyha egy hengersizimmetrikus gravitációs hullám söpör végig a Minkowski-téridőn, akkor az pedig sugárzó Levi-Civita (Rao) téridőt hoz létre.

2. Gravitációs hullámok gyengetér-közelítése

2.1. Bevezető

A gravitációs hullámok pongyolán fogalmazva a téridő görbületének hepe-hupái. Ezt a hullámot az amplitúdója és a hullámhossza jellemzi. Általánosan fogalmazva gravitációs hullámról beszélünk, ha a hullámhossza sokkal kisebb, mint a görbületi sugár.

Az $\eta = \frac{\lambda}{R} \ll 1$, ahol λ a gravitációs hullám hullámhossza, míg R a görbületi sugár.

2.2. A gravitációs hullámok analógiája az elektromágneses hullámokkal

Elektromágneses hullámok esetén a Maxwell-egyenletek kerülnek felhasználásra, melyek a következők lesznek:

Inhomogén Maxwell-egyenlet: $\partial_a F^{ab} = 0$,

Homogén Maxwell-egyenlet: $\partial_{[c} F_{ab]} = 0$.

A Maxwell-egyenletekben a téridő tenzor $F^{ab} = \partial_a A_b - \partial_b A_a$. Azonban utóbbiak nem egyértelműek, így alkalmazható az

$$A^{b'} = A^b + \partial_b \Phi \quad (1)$$

ún. mértéktranszformáció. Itt Φ -re teljesülnek azok az egyenletek, amelyek megoldásait képezik A^b -nek. Az inhomogén Maxwell-egyenleteket felírva négyespotenciállal.

$$\mu_0 j^a = \partial_b \partial^a A^b - \partial^b A^a = \partial^a (\partial_b A^b) - \square A^a. \quad (2)$$

Lorenz-mértéket választva ($\partial_a A^a = 0$) a következőre egyszerűsödik az egyenlet:

$$\square A^a = -\mu_0 j^a \quad (3)$$

Ez egy forrásos hullámeqyenlet, aminek általános megoldását a homogén és a retardált megoldás képezi:

$$A^a = A_{ret.}^a + A_{hom.}^a. \quad (4)$$

A retardált megoldás

$$A_{ret.}^a(t, \bar{x}) = \frac{\mu_0}{4\pi} \int d^3x \frac{j^a(t - |\bar{x} - \bar{x}'|, \bar{x}')}{|\bar{x} - \bar{x}'|}, \quad (5)$$

ami belátható a megfelelően megválasztott Green-függvény segítségével. A homogén megoldások a sík elektromágneses hullámok

$$A^a = E_0^a e^{ik_b x^b} + \bar{E}_0^a e^{-ik_b x^b}. \quad (6)$$

Itt E_0^a a polarizációs vektor, míg $\bar{E}_0^a$ ennek komplex konjugáltja. Most behelyettesítjük a síkhullám megoldást először a forrásmentes Maxwell-egyenletbe, majd a Lorenz-mértékfeltételbe, hogy lássuk a következményeket.

- Forrásmentes Maxwell egyenlet: $[\square A^a = 0]$,

$$\begin{aligned}\square A^a &= \eta^{dc} \partial_d \partial_c A^a \\ \partial_c A^a &= ik_c E_0^a e^{(ik_a x^a)} - ik_c \bar{E}_0^a e^{(-ik_a x^a)} \\ \partial_d \partial_c A^a &= -ik_c k_d E_0^a e^{(ik_a x^a)} + \bar{E}_0^a e^{(-ik_a x^a)} \\ \eta^{dc} \partial_d \partial_c A^a &= -k_d k^d A^a,\end{aligned}\tag{7}$$

csak akkor 0, ha $k^d k_d = 0$.

Ebből az a következtetés vonható le, hogy a k_d négyes hullámvektor nullvektor, így a fénykúpon terjed.

- Lorenz-mértékfeltétel: $[\partial_a A^a = 0]$,

$$\partial_a A^a = ik_a E_0^a e^{ik_a x^a} - ik_a \bar{E}_0^a e^{-ik_a x^a}.$$

Ebből a feltételből pedig látszik, hogy csak akkor lehet 0, ha: $k_a E^a = 0$. Ebből pedig az következik, hogy E^1 és E^2 egymástól függetlenek. Ekkor [7] a másik két komponensre adódik, hogy: $E^3 = E^0$ vagy $E^3 = -E^0$. Az E^3 lenullázható, mert a Lorenz invariancia nem egyértelműen rögzíti a négyespotenciált. Így az E^0 és az E^3 komponensek lenullázhatóak, de az E^1 és az E^2 nem, mert függetlenek a mérték megválasztásától. Legyen a polarizációs vektor

$$E_0^a = \begin{pmatrix} 0 \\ E_0^1 \\ E_0^2 \\ 0 \end{pmatrix}$$

így nincs temporális és longitudinális polarizáció sem. A meglévő polarizációk a terjedési irányra merőlegesek (transzverzálisak). Belátható, hogy a z-tengely körüli (x-y)-síkbeli forgatások invariánsan hagyják a polarizációs négyesvektort. Egy ilyen forgatás mátrixa

$$R_z = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & \cos \theta & \sin \theta & 0 \\ 0 & -\sin \theta & \cos \theta & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 1 \end{pmatrix}$$

melyre a polarizációk iránya megőrződik.

Legyenek

$$E_{\pm} = E_1 \mp iE_2,\tag{8}$$

adott komplex polarizációs mennyiségek, melyek a forgatás végrehajtása után

$$E'_{\pm} = e^{(\pm i\theta)} E_{\pm} \quad (9)$$

alakúak. Az ilyen foton helicitása 1, mivel θ együtthatója 1. (A helicitás nem ugyanaz, mint a spin, mert a spin tömeggel rendelkező testekre jellemző, míg a helicitás tömeg nélküliekre.)

2.3. A gyengetér-közelítés

Ez az alfejezet a gravitációs hullámok néhány tulajdonságáról fog szólni. Elsősorban felhasználásra kerül, hogy gyengetér-közelítésben a metrika csak egy kis mértékben tér el a Minkowskitól [7][8], ezért egy kis h_{ab} perturbációt véve kapjuk, hogy:

$$\begin{aligned} g_{ab} &= \eta_{ab} + h_{ab}, |h_{ab}| \ll 1, \\ |\partial_c h_{ab}| &\ll 1, \\ |\partial_b \partial_a h_{ab}| &\ll 1. \end{aligned}$$

Ezeket felhasználva a Γ_{bc}^a a következőképpen néz ki:

$$\Gamma_{bc}^a = \frac{1}{2}(\eta^{ai} + h^{ai})[\partial_b(\eta_{ic} + h_{ic}) + \partial_c(\eta_{ib} + h_{ib}) - \partial_i(\eta_{bc} + h_{bc})]. \quad (10)$$

Ha h^{ai} -vel szorzunk, az már második rend, viszont minket csak első rendig érdekel, továbbá a Minkowski metrika szignatúrája (-1,1,1,1), így tehát ezek deriváltjai zérusok. Ezeket felhasználva tovább egyszerűsödik a következőre az egyenlet:

$$\Gamma_{bc}^a = \frac{1}{2}(\partial_b h_{ic} + \partial_c h_{ib} + \partial_i h_{bc}) + \sigma(h^2). \quad (11)$$

Az Einstein-egyenlet meghatározásához azonban a Ricci-tenzorra van szükség, amit a fentebb található Christoffel szimbólummal számolunk ki. A Riemann-tenzorból megkapjuk spúrképzéssel a Ricci-tenzort, amit a következőképpen ismertetünk:

$$R_{bcd}^a = \partial_c \Gamma_{bd}^a - \partial_d \Gamma_{bc}^a + \Gamma_{ci}^a \Gamma_{bd}^i - \Gamma_{di}^a \Gamma_{bc}^i. \quad (12)$$

Ebben az egyenletben az első két tag $\sigma(h)$ -rendű, míg a második tag $\sigma(h^2)$ -rendű, ezért az utóbbit elhanyagolhatjuk. Mivel a vákuum Einstein-egyenlet a következő alakú: $R_{ab} = 0$, ezért felhasználjuk a Riemann-tenzorból képezhető Ricci tenzort:

$$\begin{aligned} R_{bd} &= R_{bad}^a = \partial_a \Gamma_{bd}^a - \partial_d \Gamma_{ba}^a + \sigma(h^2) = \frac{1}{2} \eta^{ai} (\partial_a (\partial_b h_{id} + \partial_d h_{ib} - \partial_i h_{bd}) - \partial_d (\partial_b h_{ia} + \partial_b h_{ia} - \partial_i h_{ab})) \\ &= \frac{1}{2} \eta^{ai} (\partial_a \partial_b h_{id} - \partial_a \partial_i h_{bd} - \partial_d \partial_b h_{ia} + \partial_d \partial_i h_{ab}). \end{aligned}$$

A következőkben alkalmazzuk, hogy $\square = \partial_a \partial^a$, ezáltal az egyenlet alakja:

$$R_{bd} = \frac{1}{2}(\eta^{ai} (\partial_a \partial_b h_{id} - \partial_d \partial_b h_{ia} + \partial_d \partial_i h_{ab}) - \frac{\square h_{db}}{2}). \quad (13)$$

Ezen a ponton kerül számításba a (31)-es képlet, tehát ezt a konkrét esetet fogjuk kiszámolni a harmonikus koordináták segítségével:

$$0 = g^{ab} \Gamma_{ab}^c = (\eta^{ab} + h^{ab}) \frac{1}{2} \eta^{ci} (\partial_a (\eta_{ib} + h_{ib}) + \partial_b (\eta_{ia} + h_{ia}) - \partial_i (\eta_{ab} + h_{ab})).$$

Itt is elhanyagolhatóak az $\sigma(h^2)$ rendű tagok.

$$0 = \frac{1}{2}\eta^{ab}\eta^{ci}(\partial_a h_{ib} + \partial_b h_{ia} - \partial_i h_{ab}) = \frac{1}{2}\eta^{ci}(\partial_a h_i^a + \partial_b h_i^b - \partial_i h_a^a) = \frac{1}{2}(\partial_a h^{ac} + \partial_a h^{ac} - \partial^c h_a^a).$$

Az utolsó egyenlőséget átrendezve:

$$\partial_a h^{ac} = \frac{1}{2}\partial^c h_a^a. \quad (14)$$

A (14)-es összfüggést beírva a (13)-as összefüggésbe, a Ricci-tenzorra a következő formula adódik:

$$R_{bd} = \frac{1}{2}(-\square h_{db} + \partial^a \partial_b h_{ad} + \partial^a \partial_d h_{ab} - \partial_d \partial_b h_a^a) = \frac{1}{2}(-\square h_{db} + \partial^a (\partial_b h_{ad} + \partial_d h_{ab}) - \frac{1}{2}\partial_d \partial_b h_a^a - \frac{1}{2}\partial_b \partial_d h_a^a).$$

Továbbá

$$R_{bd} = \frac{1}{2}(-\square h_{db} + \partial^a (\partial_b h_{ad} + \partial_d h_{ab}) - \partial^a (\partial_b h_{ad} + \partial_d h_{ab})) = 0.$$

Végül pedig a Ricci-tenzor végső alakja:

$$R_{ab} = -\frac{1}{2}\square h_{ab}. \quad (15)$$

Einstein-egyenletet használva

$$R_{ab} - \frac{1}{2}g_{ab}R = 8\pi GT_{ab}.$$

$$R - 2R = 8\pi GT$$

$$R_{ab} = -8\pi G(T_{ab} - \frac{1}{2}g_{ab}T).$$

$$S_{ab} = T_{ab} - \frac{1}{2}g_{ab}T,$$

továbbá beírva a (15)-ös egyenletet adódik:

$$\frac{1}{2}\square h_{ab} = 16\pi GS_{ab}, \quad (16)$$

az Einstein-egyenlet gyengetér közelítése. Az Einstein-tenzornak ebben a közelítésben 6 komponense van, hogyha h_{ab} -vel írjuk fel a hullámegyenletet. Azonban, hogyha helyette, a spúr invertált $\Psi_{ab} = h_{ab} - \frac{1}{2}\eta_{ab}h$ -t használjuk, akkor az Einstein-tenzor alakja gyengetér-közelítésben 2 komponenssel kevesebb lesz, így csak 3 tag fogja alkotni. A hullámegyenletet ezért érdemes felírni a következő alakban:

$$\frac{1}{2}\square\Psi_{ab} = -16\pi GS_{ab},$$

Ezt a harmonikus koordináta választás teszi lehetővé. Már az előbbi alfejezetben tárgyaltuk, hogy a gravitációs hullám analóg az elektromágneses hullámmal, így annak megoldása a következőképpen néz ki:

$$\Psi_{ab} = \Psi_{ab}^{inh.} + \Psi_{ab}^{hom.} \quad (17)$$

Ennek síkhullám megoldása:

$$\Psi_{ab} = p_{ab}e^{(ik_j x^j)} + p_{ab}^- e^{(-ik_j x^j)}. \quad (18)$$

Itt az egyenletben p_{ab} az ún. polarizációs tenzor. Most megvizsgáljuk, hogy mit tudunk mondani az egyenletből p_{ab} -ról és k_j -ről.

$$\begin{aligned}\square\Psi_{ab} &= \eta^{dc}\partial_d\partial_c h_{ab}, \\ \partial_c\Psi_{ab} &= ik_cp_{ab}e^{(ik_jx^j)} - ik_c\bar{p}^{ab}e^{(-ik_jx^j)}, \\ \partial_d\partial_c\Psi_{ab} &= -k_ck_dp_{ab}e^{(ik_jx^j)} + k_ck_d\bar{p}^{ab}e^{(-ik_jx^j)}, \\ \eta^{dc}\partial_d\partial_c\Psi_{ab} &= -k_dk^d\Psi_{ab}.\end{aligned}$$

A Ψ_{ab} -ról tudom, hogy nem nulla, így csak akkor nulla, ha $-k_dk^d = 0$. Ebből következik, hogy k_d nullvektor, a fénykúp mentén terjed, így levonható a következtetés, hogy a gravitációs hullám fényszerű. Úgy választjuk meg, hogy a terjedés z-irányú legyen, azaz $k^d = (k, 0, 0, k)$.

Most második lépésként használjuk a harmonikus koordináta feltételt, vagyis:

$$\begin{aligned}\partial_a\Psi_c^a &= -\frac{1}{2}\partial_c\Psi_a^a \rightarrow [ik_ap_c^ae^{(ik_jx^j)} - ik_a\bar{p}_c^ae^{(ik_jx^j)}] = \frac{1}{2}[-ik_cp_a^ae^{(ik_jx^j)} + ik_c\bar{p}_a^ae^{(ik_jx^j)}] \\ (k_ap_c^a - \frac{1}{2}k_cp_a^a)e^{(ik_jx^j)} &= (-k_a\bar{p}_c^a + \frac{1}{2}k_c\bar{p}_a^a)e^{(-ik_jx^j)}.\end{aligned}$$

Az első tagban szereplők közül tudjuk, hogy az exponenciális sose 0, így csak akkor lehet nulla, ha a zárójelen belüli tag nulla, vagyis:

$$k_ap_c^a = \frac{1}{2}k_cp_a^a. \quad (19)$$

A polarizációs komponensek megválasztásánál a (19)-es egyenlettel ekvivalens

$$k^ap_a^c = \frac{1}{2}k^cp_a^a$$

átírást fogjuk alkalmazni. Az egyenlőségjel másik oldalával most nem foglalkozunk.

Már említésre került, hogy z-irányban terjedő gravitációs hullámot vettünk, ezt felhasználva válasszuk most a (19)-es egyenletben szereplő tagok esetén "a" indexet 0-nak vagy 3-nak. Ekkor a következő alakot nyerjük:

$$k(p_0^c + p_3^c) = \frac{1}{2}k^cp_a^a,$$

ahol $p_a^a = (p_0^0 + p_1^1 + p_2^2 + p_3^3) = (-p_{00} + p_{11} + p_{22} + p_{33})$. Az egyenletek a lehetséges c értékekkel meghatározhatóak a következő alakokban:

$$\begin{aligned}c &= 0: \\ k(p_0^0 + p_3^0) &= \frac{k}{2}(p_0^0 + p_1^1 + p_2^2 + p_3^3), \\ c &= 1: \\ k(p_0^1 + p_3^1) &= 0, \\ c &= 2: \\ k(p_0^2 + p_3^2) &= 0, \\ c &= 3: \\ k(p_0^3 + p_3^3) &= \frac{k}{2}(p_0^0 + p_1^1 + p_2^2 + p_3^3).\end{aligned}$$

A felső indexek lehúzása után az egyenletek

$$c = 0:$$

$$k(p_{00} + p_{03}) = -\frac{k}{2}(p_0^0 + p_1^1 + p_2^2 + p_3^3),$$

$$c = 1:$$

$$k(p_{01} + p_{13}) = 0,$$

$$c = 2:$$

$$k(p_{02} + p_{23}) = 0,$$

$$c = 3:$$

$$k(p_{03} + p_{33}) = \frac{k}{2}(p_0^0 + p_1^1 + p_2^2 + p_3^3).$$

A $c = 1$ és $c = 2$ feltételekből triviálisan következik az alábbi formulák:

$$p_{31} = -p_{01}$$

$$p_{32} = -p_{02}.$$

A $c = 0$ és a $c = 3$ feltételek pedig az alábbi egyenletet eredményezik:

$$-p_{00} - p_{03} = p_{33} + p_{03} = \frac{1}{2}p_a^a$$

$$-2p_{00} - 2p_{03} = 2p_{33} + 2p_{03} = -p_{00} + p_{11} + p_{22} + p_{33}.$$

Mindkét egyenlőségéből kifejezve p_{03} -at:

$$2p_{03} = -p_{00} - p_{11} - p_{22} - p_{33}$$

$$2p_{03} = -p_{00} + p_{11} + p_{22} - p_{33}.$$

Összeadva, a két egyenletet p_{11} és p_{22} komponensek kiküszöbölhetőek, ami a

$$2p_{03} = -p_{00} - p_{33}$$

egyenlethez vezet. Most kivonva a p_{03} -ra felírt két egyenletet egymásból adódik a

$$p_{22} = -p_{11}$$

formula, amit visszahelyettesítve a p_{03} -ra kapott bármelyik egyenletbe következik az alábbi egyenlőség:

$$p_{03} = \frac{-1}{2}[p_{00} + p_{33}]$$

Összefoglalva a feltételeket, amiket c kiírásával kaptunk:

$$\left. \begin{aligned} p_{01} &= -p_{31} \\ p_{02} &= -p_{32} \\ p_{03} &= \frac{-1}{2}(p_{00} + p_{33}) \\ p_{11} &= -p_{22} \end{aligned} \right\}.$$

Ezek tehát a polarizációs vektor komponensek, amelyek szimmetrikusak. A harmonikus koordinátaválasztás nem egyértelmű. Az ilyen koordináta rendszerek közötti transzformációk felhasználásával [8] a $p_{11}, p_{12}, p_{21}, p_{22}$ koordinátákat kivéve minden más komponens nullává tehető. Felhasználva, hogy $p_{11} = -p_{22}$ és hogy $p_{12} = p_{21}$ a polarizációs vektorra a következő adódik:

$$p_{ab} = \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & p_{11} & p_{12} & 0 \\ 0 & p_{12} & -p_{11} & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \end{pmatrix}.$$

Általában a p_{11} komponens a $+$, míg p_{12} komponens a $\times$ polarizáció. A teljes p_{ab} tenzor így felbontható a következő alakúra:

$$p_{ab} = p_{11} \cdot \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & -1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \end{pmatrix} + p_{12} \cdot \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 1 & 0 \\ 0 & 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \end{pmatrix}.$$

Ha z-tengely körüli térbeli forgatást hajtunk végre, akkor a mátrix ezen szerkezete nem változik meg, tekintsük most ezt a transzformációt. Ehhez bevezetjük a

$$p_{\pm} = p_{11} \mp ip_{12} \quad (20)$$

mennyiségeket, majd a forgásmátrixra ezek a komponensek

$$p'_{\pm} = e^{(\pm 2i\theta)} p_{\pm} \quad (21)$$

alakúvá válnak. Ebből látható, hogy a gravitációs hullámok (perturbáció) helicitása 2 [7]. Ez azért van, mert egy szimmetrikus kétindexes tenzor írja le. Arra jutottunk tehát, hogy létezik hullám megoldás, még pedig ezen gravitációs perturbáció fénysebességgel szinuszosan terjed. A gravitációs hullám alakja pedig

$$\Psi_{ab} = p_{ab} e^{(ik_j x^j)} + \bar{p}_{ab} e^{(-ik_j x^j)}. \quad (22)$$

2.4. Harmonikus koordináták

A gravitációs hullámok egyenleténél felhasználtam a harmonikus koordináta feltételt a hullámegyenlet kialakításában. Ezt a feltételt szeretném ismertetni részletesen. Legyen (M, g) egy n -dimenziós Riemann-sokaság. Az M nyitott U részhalmazán definiált $(x^1, \dots, x^n)$ koordináta harmonikus, ha

minden egyes x^i koordinátafüggvény egy harmonikus függvény U-n. Vagyis megköveteljük, hogy

$$\square x^i = 0, \quad (23)$$

ahol: $\square = \partial_a \partial^a$ (gyenge térben, egyébként $\nabla_a \nabla^a$) d'Alembert operátor. A harmonikus koordináták egy másik, a (23)-as egyenlettel ekvivalens formulája [9]:

$$\sqrt{-g} \square x^i = \partial_a (g^{ab} \sqrt{-g}), \quad (24)$$

Ennek bizonyításához először a Leibniz-szabályt alkalmazzuk:

$$\partial_a (g^{ab} \sqrt{-g}) = \sqrt{-g} \partial_a (g^{ab}) + g^{ab} \partial_a \sqrt{-g} \quad (25)$$

Az egyenlet két tag kiszámolása külön-külön tárgyalandó. Előbbinél az inverz metrikával dolgozunk (ezt választottuk), ezért a metrika és a determinánsának deriváltját is meg kell adni $\partial_a g^{ab}$ függvényeként.

$$g_{ai} g^{ij} = \delta_a^j \quad (26)$$

A (26)-os összefüggés variálásából (Leibniz-szabály):

$$g_{ai} \partial_c g^{ij} + g^{ij} \partial_c g_{ai} = 0.$$

Ebből kontrahálással (g_{bj}), majd átrendezéssel kapjuk a következő összefüggést:

$$\partial_c g_{ab} = -g_{ai} g_{bj} \partial_c g^{ij}. \quad (27)$$

A (25)-ös egyenlet második tagjának levezetéséhez felhasználjuk a determinánsok szorzástételét, a metrika inverzének definícióját, a deriválás definícióját, a logaritmusok azonosságát, illetve a sorfejtést [10].

$$\begin{aligned} \partial_a \sqrt{-g} &= -\frac{\partial_a g}{2\sqrt{-g}} = \frac{\sqrt{-g}}{2} \partial_a \ln g \\ \partial_a \ln g &= \partial \ln(\det g_{ab}) = \ln(\det(g_{ab} + \delta g_{ab})) - \ln(\det(g_{ab})) = \ln \frac{\det(g_{ab} + \delta g_{ab})}{\det(g_{ab})} = \ln(\det(g^{ab})(\det(g_{ab} + \delta g_{ab}))) \\ &= \ln(\det(g^{ab})(g_{bc} + \delta g_{bc})) = \ln(\det(\delta_c^a + g^{ab} \delta g_{ab})) = \ln(1 + \text{Tr}(g^{ab} \delta g_{bc})) = g^{ab} \delta g_{ab}, \end{aligned}$$

azaz:

$$\partial_a \sqrt{-g} = \frac{\sqrt{-g}}{2} g^{ab} \partial_a g_{ab}.$$

Felhasználva az (28)-as egyenletet, a következő összefüggést kapjuk:

$$\partial_a \sqrt{-g} = -\frac{\sqrt{-g}}{2} g_{ab} \partial_a g^{ab}. \quad (28)$$

A (25)-ös egyenlet végső alakjához a (27),(28)-as egyenletek behelyettesítésével jutunk el.(A szabad indexek átnevezésével.) Így adódik:

$$\begin{aligned}
\partial_a(\sqrt{-g}g^{ab}) &= \sqrt{-g}\partial_a g^{ab} + g^{ab}\partial_a \sqrt{-g} = -\sqrt{-g}g^{ai}g^{bj}\partial_a g_{ij} + g^{ab}\frac{\sqrt{-g}}{2}g^{cd}\partial_a g_{cd} \\
&= -\frac{\sqrt{-g}}{2}(2g^{ai}g^{bj}\partial_a g^{ai} - g^{ab}g^{cd}\partial_a g^{cd}) / (a \rightarrow j) \\
&= -\frac{\sqrt{-g}}{2}(2g^{ij}g^{ab}\partial_j g^{ia} - g^{ab}g^{cd}\partial_a g^{cd}) \\
&= -g^{ab}\frac{\sqrt{-g}}{2}(2g^{ij}\partial_j g^{ia} - g^{cd}\partial_a g^{cd}) = -g^{ab}\frac{\sqrt{-g}}{2}(g^{ij}\partial_j g^{ia} + g^{ij}\partial_j g^{ia} - g^{cd}\partial_a g^{cd}) / (ij \rightarrow cd) \\
&= -g^{ab}\frac{\sqrt{-g}}{2}(g^{cd}\partial_a g^{ac} + g^{cd}\partial_d g^{ac} - g^{cd}\partial_a g^{cd}) = -g^{ab}g^{cd}\frac{\sqrt{-g}}{2}(\partial_a g^{ac} + \partial_d g^{ac} - \partial_a g^{cd}) \\
&= -g^{ab}g^{cd}\frac{\sqrt{-g}}{2}(\partial_c g^{ad} + \partial_d g^{ac} - \partial_a g^{cd}) = -g^{cd}\sqrt{-g}\Gamma_{cd}^b.
\end{aligned}$$

Tehát a következő fontos egyenlőséghez jutottunk:

$$\partial_a(\sqrt{-g}g^{ab}) = -g^{cd}\sqrt{-g}\Gamma_{cd}^b. \quad (29)$$

Az új eredmény segítségével a harmonikus koordináták harmadik, a gravitációs hullámok gyengetér közelítésénél tárgyalt alakjához el tudunk könnyedén jutni a (23)-as egyenlet ekvivalens átírása segítségével. Ezt a következőképpen tehetjük meg:

$$\begin{aligned}
\Box x^i &= g^{ab}\nabla_a \nabla_b x^i = g^{ab}(\partial_a \nabla_b x^i - \Gamma_{ab}^c \nabla_c x^i) = g^{ab}(\partial_a \partial_b x^i - \Gamma_{ab}^c \partial_c x^i) = g^{ab}\partial_a \partial_b x^i - g^{ab}\Gamma_{ab}^c \partial_c x^i \\
&= g^{ab}\partial_a \delta_b^i - g^{ab}\Gamma_{ab}^c \delta_c^i = 0 - g^{ab}\Gamma_{ab}^c \delta_c^i = -g^{ab}\Gamma_{ab}^i.
\end{aligned}$$

$$\Box x^i = -g^{ab}\Gamma_{ab}^i. \quad (30)$$

A (30)-as eredményből a (23)-as definíció felhasználásával látható, hogy a harmonikus koordinátáknak a harmadik, harmonikus koordináta feltételként használt alakja előáll:

$$g^{ab}\Gamma_{ab}^i = 0 \quad (31)$$

formában.

3. Nagyfrekvenciás gravitációs hullámok görbült téridőben

3.1. Bevezető

Nagyfrekvenciás gravitációs hullámokról beszélünk, ha a hullám (λ) hullámhossza sokkal kisebb, mint a téridő görbületi sugara (L) ($\frac{\lambda}{L} \ll 1$), amit geometriai optikai közelítésnek nevezünk. A nagyfrekvenciás gravitációs hullámok első rendben null geodetikusan terjednek, míg másod rendben megmutatható, hogyan hat vissza a hullám a téridőre [11]. Tekintsünk egy nagyfrekvenciás, kis amplitúdójú gravitációs hullámot, ami végigfut a téridő geometriáján. A perturbált metrika

$$\tilde{g}_{ab} = g_{ab} + \epsilon h_{ab} \quad (32)$$

alakú [12][13], amelyben g_{ab} a háttérmetrika, h_{ab} a háttérmetrikától való kis eltérést jelenti, továbbá ϵ egy kis paraméter, ami biztosítja, hogy a geometriának fluktuációi legyenek. A háttérmetrika változása $\partial g \propto \frac{g}{L}$, illetve a perturbáció változása $\partial h \propto \frac{h}{\lambda}$, valamint $\epsilon = \frac{\lambda}{L}$.

3.2. A perturbációt okozó h_{ab} metrika inverze

Ebben az alfejezetben bemutatjuk, hogy a h_{ab} inverze nem egyenlő az alsó indexes index felhúzottjával. Az alfejezetben kapott eredményeket csak az Einstein–Hilbert hatásnál fogjuk alkalmazni. A (32)-es egyenletből kiindulva:

$$\begin{aligned} \tilde{g}_{ab} &= g_{ab} + \epsilon h_{ab}, \\ \tilde{g}^{ab} &= g^{ab} + \epsilon h^{ab}. \end{aligned}$$

Behelyettesítve a $\delta_a^c = \tilde{g}_{ab}\tilde{g}^{bc}$ összefüggésbe:

$$\begin{aligned} \delta_a^c &= \tilde{g}_{ab}\tilde{g}^{bc} = (g_{ab} + \epsilon h_{ab})(g^{bc} + \epsilon h^{bc}) \\ &= g_{ab}g^{bc} + \epsilon(g_{ab}h^{bc} + g^{bc}h_{ab}) + \epsilon^2 h_{ab}h^{bc} \\ &= \delta_a^c + \epsilon(g_{ab}h^{bc} + g^{bc}h_{ab}) + \epsilon^2 h_{ab}h^{bc} \\ 0 &= g_{ab}h^{bc} + g^{bc}h_{ab} + \epsilon h_{ab}h^{bc}. \end{aligned}$$

A h^{ab} korrekció kifejezése elsőrendig h_{ab} -vel:

$$\begin{aligned} g^{ad}g_{ab}h^{bc} &= -g^{bc}g^{ad}h_{ab} \\ \delta_b^d h^{bc} &= -g^{bc}g^{ad}h_{ab} \\ h_{(1)}^{dc} &= -g^{bc}g^{ad}h_{ab}. \end{aligned}$$

A h^{ab} korrekció kifejezése másodrendig h_{ab} -vel:

$$\begin{aligned} (g_{ab} + \epsilon h_{ab})h^{bc} &= -g^{bc}h_{ab} \\ \tilde{g}_{ab}h^{bc} &= -g^{bc}h_{ab} \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
\tilde{g}^{ad}\tilde{g}_{ab}h^{bc} &= -\tilde{g}^{ad}g^{bc}h_{ab} \\
\delta_b^d h^{bc} &= -\tilde{g}^{ad}g^{bc}h_{ab} \\
h^{dc} &= -\tilde{g}^{ad}g^{bc}h_{ab} \\
h^{dc} &= -(g^{ad} + \epsilon h^{ad})g^{bc}h_{ab} \\
h_{(2)}^{dc} &= -g^{ad}g^{bc}h_{ab} - \epsilon h^{ad}g^{bc}h_{ab}.
\end{aligned}$$

A második tagba, mivel elsőrendű, elég a h^{ad} vezető rendű járulékát helyettesíteni, azaz:

$$\begin{aligned}
h^{dc} &= h_{(1)}^{dc} + \epsilon h_{(2)}^{dc}, \\
h_{(1)}^{dc} &= -g^{bc}g^{ad}h_{ab}, \\
h_{(2)}^{dc} &= -h_{(1)}^{ad}g^{bc}h_{ab} = g^{ia}g^{jb}g^{bc}h_{ab}h_{ij}.
\end{aligned}$$

Tehát:

$$\begin{aligned}
\tilde{g}_{ab} &= g_{ab} + \epsilon h_{ab} \\
\tilde{g}^{ab} &= g^{ab} + \epsilon h_{(1)}^{ab} + \epsilon^2 h_{(2)}^{ab}.
\end{aligned}$$

3.3. Perturbált Ricci-tenzor

Továbbiakban szükségünk lesz, hogy bevezessük a perturbált téridőn a kovariáns deriválást [14], melyet a következőképpen fogunk definiálni:

$$\tilde{\nabla}_a f = \nabla_a f, \quad (33)$$

$$\tilde{\nabla}_a V^b = \nabla_a V^b + C_{ad}^b V^d, \quad (34)$$

$$\tilde{\nabla}_a \omega_b = \nabla_a \omega_b - C_{ab}^d \omega_d, \quad (35)$$

$$\tilde{\nabla}_a T_{c_1, \dots, c_l}^{b_1, \dots, b_k} = \nabla_a T_{c_1, \dots, c_l}^{b_1, \dots, b_k} + \sum_i C_{ad}^{b_1} T_{c_1, \dots, c_l}^{b_1, \dots, d, \dots, b_k} - \sum_j C_{ac_j}^d T_{c_1, \dots, d, \dots, c_l}^{b_1, \dots, b_k}, \quad (36)$$

ahol $\tilde{\nabla}_a \tilde{g}_{bc} = 0$, $\nabla_a g_{bc} = 0$, V^b egy tetszőleges vektor, ω_b egy tetszőleges 1-forma és C_{bc}^a alsó indexeiben szimmetrikus tenzor, melyet

$$C_{ab}^c = \frac{1}{2} \tilde{g}^{ci} [\nabla_a \tilde{g}_{bi} + \nabla_b \tilde{g}_{ai} - \nabla_i \tilde{g}_{ab}] \quad (37)$$

módon definiálunk.

Bizonyítás:

Legyen g_{ab} a metrika, ekkor létezik olyan ∇_a deriváló operátor, mely kielégíti a $\nabla_a g_{bc} = 0$ egyenlőséget.

Ekkor:

$$\begin{aligned} 0 &= \nabla_a g_{bc} = \tilde{\nabla}_a g_{bc} - C_{ab}^d g_{dc} - C_{ac}^d g_{db} \\ 0 &= \nabla_b g_{ca} = \tilde{\nabla}_b g_{ca} - C_{ba}^d g_{dc} - C_{bc}^d g_{da} \\ 0 &= -\nabla_c g_{ab} = -\tilde{\nabla}_c g_{ab} + C_{ca}^d g_{db} + C_{cb}^d g_{da}. \end{aligned}$$

Összeadva az egyenleteket, majd átrendezve adódik, hogy:

$$\begin{aligned} \tilde{\nabla}_a g_{bc} + \tilde{\nabla}_b g_{ca} - \tilde{\nabla}_c g_{ab} &= 2C_{ab}^d g_{dc} \\ C_{ab}^d &= \frac{1}{2} g^{dc} (\tilde{\nabla}_a g_{bc} + \nabla_b g_{ca} - \nabla_c g_{ab}) \end{aligned}$$

átalakítás:

$$\begin{aligned} C_{ab}^c &= \frac{1}{2} (g^{ci} + \epsilon h^{ci}) [\nabla_a (g_{bi} + \epsilon h_{bi}) + \nabla_b (g_{ai} + \epsilon h_{ai}) - \nabla_i (g_{ab} + \epsilon h_{ab})] \\ &= \frac{1}{2} (g^{ci} + \epsilon h^{ci}) [\nabla_a g_{bi} + \nabla_a (\epsilon h_{bi}) + \nabla_b g_{ai} + \nabla_b (\epsilon h_{ai}) - \nabla_i g_{ab} - \nabla_i (\epsilon h_{ab})] \\ &= \frac{1}{2} ((g^{ci} + \epsilon h^{ci}) [\nabla_a (\epsilon h_{bi}) + \nabla_b (\epsilon h_{ai}) - \nabla_i (\epsilon h_{ab})]), \end{aligned}$$

ahol $|h_{ab}| \ll 1$, $|\nabla_c h_{ab}| \ll 1$, $|\nabla_c \nabla_d h_{ab}| \ll 1$.

Amennyiben $\nabla = \partial$ akkor a $C_{bc}^a = \Gamma_{bc}^a$ Christoffel-szimbólummal lenne egyenlő. Általános relativitáselméletben már megmutatták, hogy a Riemann-tenzor a kovariáns deriválás nem kommutálásának mértéke. Ezért a perturbált Riemann-tenzort is így fogjuk definiálni. Tekintsük a $[\nabla_c, \nabla_d]V^a$ kommutátort, ahogy egy tetszőleges V^a vektorra hat. A (34) illetve (36)-os egyenletek felhasználásával [14] a következő alakot kapjuk a perturbált Riemann-tenzorra:

$$\begin{aligned}
& \tilde{\nabla}_c \tilde{\nabla}_d V^a = \nabla_c(\tilde{\nabla}_d V^a) - C_{cd}^e(\tilde{\nabla}_e V^a) + C_{ce}^a(\tilde{\nabla}_d V^e) \\
& = \nabla_c(\nabla_d V^a + C_{de}^a V^e) - C_{cd}^e(\nabla_e V^a + C_{ef}^a V^f) + C_{ce}^a(\nabla_d V^a + C_{cf}^a V^f) \\
& = \nabla_c \nabla_d V^a + \nabla_c C_{de}^a V^e + C_{de}^a \nabla_c V^e - C_{cd}^e \nabla_e V^a - C_{cd}^e C_{ef}^a V^f + C_{ce}^a \nabla_d V^a + C_{ce}^a C_{df}^e V^f \\
& \quad \tilde{\nabla}_d \tilde{\nabla}_c V^a = \nabla_d(\tilde{\nabla}_c V^a) - C_{dc}^e(\tilde{\nabla}_e V^a) + C_{de}^a(\tilde{\nabla}_c V^e) \\
& = \nabla_d(\nabla_c V^a + C_{ce}^a V^e) - C_{dc}^e(\nabla_e V^a + C_{ef}^a V^f) + C_{de}^a(\nabla_c V^a + C_{cf}^a V^f) \\
& = \nabla_d \nabla_c V^a + \nabla_d C_{ce}^a V^e + C_{ce}^a \nabla_d V^e - C_{dc}^e \nabla_e V^a - C_{dc}^e C_{ef}^a V^f + C_{ce}^a \nabla_c V^a + C_{de}^a C_{cf}^e V^f \\
& \quad (\tilde{\nabla}_c \tilde{\nabla}_d - \tilde{\nabla}_d \tilde{\nabla}_c) V^a \\
& = \nabla_c \nabla_d V^a + \nabla_c C_{de}^a V^e + C_{de}^a \nabla_c V^e - C_{cd}^e \nabla_e V^a - C_{cd}^e C_{ef}^a V^f + C_{ce}^a \nabla_d V^a + C_{ce}^a C_{df}^e V^f \\
& \quad - \nabla_d \nabla_c V^a - \nabla_d C_{ce}^a V^e - C_{ce}^a \nabla_d V^e + C_{dc}^e \nabla_e V^a + C_{dc}^e C_{ef}^a V^f - C_{ce}^a \nabla_c V^a - C_{de}^a C_{cf}^e V^f.
\end{aligned}$$

Felhasználva az alsó indexes szimmetriát és az egyszerűsítéseket elvégezve

$$\begin{aligned}
(\tilde{\nabla}_c \tilde{\nabla}_d - \tilde{\nabla}_d \tilde{\nabla}_c) V^a &= (\nabla_c \nabla_d - \nabla_d \nabla_c) V^a + (\nabla_c C_{de}^a - \nabla_d C_{ce}^a) V^e + (C_{ce}^a C_{df}^e - C_{de}^a C_{cf}^e) V^f \\
&= \tilde{R}_{ecd}^a V^e = R_{ecd}^a V^e + 2\nabla_{[c} C_{d]e}^a V^e + 2C_{[c|f}^a C_{|d]e}^f V^e
\end{aligned}$$

adódik. Ebből nyert Riemann-tenzor:

$$\tilde{R}_{ecd}^a = R_{ecd}^a + 2\nabla_{[c} C_{d]e}^a + 2C_{[c|f}^a C_{|d]e}^f. \quad (38)$$

Általános relativitáselméletből ismert, hogy a Ricci-tenzor előállítható a Riemann-tenzorból spúrképzéssel. ($R_{ed} = R_{ead}$).

$$\tilde{R}_{ed} = R_{ed} + 2\nabla_{[a} C_{d]e}^a + 2C_{[a|f}^a C_{|d]e}^f \quad (39)$$

Ebben a számolásban $\sigma(1), \sigma(\epsilon), \sigma(\epsilon^2)$ a rendeket fogja jelölni ϵ -ban.

Először a $C_{af}^a C_{de}^f$ algebrai tagjait kibontjuk:

$$\begin{aligned}
4C_{af}^a C_{de}^f &= (g^{ak} + \epsilon h^{ak})[\nabla_a \epsilon h_{fk} + \nabla_f \epsilon h_{ak} - \nabla_k \epsilon h_{af}] \cdot (g^{fm} + \epsilon h^{fm})[\nabla_d \epsilon h_{em} + \nabla_e \epsilon h_{dm} - \nabla_m \epsilon h_{de}] \\
&= \epsilon^2 (g^{ak} + h^{ak})[\nabla_f h_{ak} + \nabla_a h_{fk} - \nabla_k h_{af}] \cdot (g^{fm} + h^{fm})[\nabla_d h_{em} + \nabla_e h_{dm} - \nabla_m h_{de}] \\
&= \epsilon^2 g^{ak} g^{fm} [\nabla_f h_{ak} + \nabla_a h_{fk} - \nabla_k h_{af}] \cdot [\nabla_d h_{em} + \nabla_e h_{dm} - \nabla_m h_{de}].
\end{aligned}$$

Felírva a harmadrendű járulékokat:

$$\begin{aligned}
4C_{af}^a C_{de}^f(\sigma^3) &= \epsilon^3 \{g^{ak} h^{fm} [\nabla_a h_{fk} + \nabla_f h_{ak} - \nabla_k h_{af}] [\nabla_d h_{em} + \nabla_e h_{dm} - \nabla_m h_{de}] + g^{fm} h^{ak} [\nabla_a h_{fk} \\
&\quad + \nabla_f h_{ak} - \nabla_k h_{af}] [\nabla_d h_{em} + \nabla_e h_{dm} - \nabla_m h_{de}]\} \\
&= \epsilon^3 \{h^{fm} [\nabla_a h_{fk} + \nabla_f h_{ak} - \nabla_k h_{af}] [\nabla_d h_{em} + \nabla_e h_{dm} - \nabla_m h_{de}] \\
&\quad + h^{ak} [\nabla_a h_{fk} + \nabla_f h_{ak} - \nabla_k h_{af}] [\nabla_d h_{em} + \nabla_e h_{dm} - \nabla_m h_{de}]\}
\end{aligned}$$

Felírva ϵ -ban nullad-,első illetve másodrendű tagokat:

$$4C_{af}^a C_{de}^f \sigma(1) = 0$$

$$4C_{af}^a C_{de}^f \sigma(\epsilon) = 0$$

$$4C_{af}^a C_{de}^f \sigma(\epsilon^2) = \epsilon^2 g^{ak} g^{fm} [\nabla_f h_{ak} + \nabla_a h_{fk} - \nabla_k h_{af}] \cdot [\nabla_d h_{em} + \nabla_e h_{dm} - \nabla_m h_{de}].$$

A $C_{ef}^a C_{ad}^f$ algebrái alakja:

$$\begin{aligned} 4C_{ef}^a C_{ad}^f &= (g^{ak} + \epsilon h^{ak}) [\nabla_e \epsilon h_{fk} + \nabla_f \epsilon h_{ek} - \nabla_k \epsilon h_{ef}] \cdot (g^{fm} + \epsilon h^{fm}) [\nabla_a \epsilon h_{dm} + \nabla_d \epsilon h_{am} - \nabla_m \epsilon h_{ad}] \\ &= \epsilon^2 (g^{ak} + h^{ak}) [\nabla_e h_{fk} + \nabla_f h_{ek} - \nabla_k h_{ef}] \cdot (g^{fm} + h^{fm}) [\nabla_a h_{dm} + \nabla_d h_{am} - \nabla_m h_{ad}] \\ &= \epsilon^2 g^{ak} g^{fm} [\nabla_e h_{fk} + \nabla_f h_{ek} - \nabla_k h_{ef}] \cdot [\nabla_a h_{dm} + \nabla_d h_{am} - \nabla_m h_{ad}]. \end{aligned}$$

Felírva a harmadrendű járulékat:

$$\begin{aligned} 4C_{ef}^a C_{ad}^f (\sigma^3) &= \epsilon^3 \{ g^{ak} h^{fm} [\nabla_e h_{fk} + \nabla_f h_{ek} - \nabla_k h_{ef}] [\nabla_d h_{am} + \nabla_a h_{dm} - \nabla_m h_{da}] + g^{fm} h^{ak} [\nabla_e h_{fk} \\ &\quad + \nabla_f h_{ek} - \nabla_k h_{ef}] [\nabla_d h_{am} + \nabla_a h_{dm} - \nabla_m h_{da}] \} \\ &= \epsilon^3 \{ h^{fm} [\nabla_e h_f^a + \nabla_f h_e^a - \nabla^a h_{ef}] [\nabla_d h_{am} + \nabla_a h_{dm} - \nabla_m h_{da}] \\ &\quad + h^{ak} [\nabla_e h_{fk} + \nabla_f h_{ek} - \nabla_k h_{ef}] [\nabla_d h_a^f + \nabla_a h_d^f - \nabla^f h_{da}] \} \end{aligned}$$

ϵ -t tartalmazó tagok második rendig:

$$4C_{ef}^a C_{ad}^f \sigma(1) = 0$$

$$4C_{ef}^a C_{ad}^f \sigma(\epsilon) = 0$$

$$4C_{ef}^a C_{ad}^f \sigma(\epsilon^2) = \epsilon^2 g^{ak} g^{fm} [\nabla_e h_{fk} + \nabla_f h_{ek} - \nabla_k h_{ef}] \cdot [\nabla_a h_{dm} + \nabla_d h_{am} - \nabla_m h_{ad}].$$

Összevonva a másodrendű tagokat:

$$\begin{aligned} &C_{af}^a C_{de}^f \sigma(\epsilon^2) - C_{ef}^a C_{ad}^f \sigma(\epsilon^2) \\ &= \frac{\epsilon^2}{4} [g^{ak} g^{fm} [[\nabla_f h_{ak} + \nabla_a h_{fk} - \nabla_k h_{af}] \cdot [\nabla_d h_{em} + \nabla_e h_{dm} - \nabla_m h_{de}] - [\nabla_e h_{fk} + \nabla_f h_{ek} - \nabla_k h_{ef}] \cdot \\ &\quad [\nabla_a h_{dm} + \nabla_d h_{am} - \nabla_m h_{ad}]] \\ &= \frac{\epsilon^2}{4} [[\nabla_f h + \nabla_a h_f^a - \nabla^a h_{af}] \cdot [\nabla_d h_e^f + \nabla_e h_d^f - \nabla^f h_{de}] - [\nabla_e h_f^a + \nabla_f h_e^a - \nabla^a h_{ef}] \cdot [\nabla_a h_d^f + \nabla_d h_a^f - \nabla^f h_{da}]] \\ &= \frac{\epsilon^2}{4} [\nabla^f h (\nabla_d h_{ef} + \nabla_e h_{fd} - \nabla_f h_{de}) + 2\nabla^a h_e^f (\nabla_a h_{fd} - \nabla_f h_{da}) - \nabla_d h^a f \nabla_e h_{af}]. \end{aligned}$$

Összevonva a harmadrendű tagokat:

$$\begin{aligned} &C_{af}^a C_{de}^f (\sigma^3) - C_{ef}^a C_{ad}^f (\sigma^3) \\ &= \frac{1}{4} h^{fm} [\nabla_a h_f^a + \nabla_f h - \nabla^a h_{af}] [\nabla_d h_{em} + \nabla_e h_{dm} - \nabla_m h_{de}] \\ &\quad + \frac{1}{4} h^{ak} [\nabla_a h_{fk} + \nabla_f h_{ak} - \nabla_k h_{af}] [\nabla_d h_e^f + \nabla_e h_d^f - \nabla^f h_{de}] - \frac{1}{4} h^{fm} [\nabla_e h_f^a + \nabla_f h_e^a - \nabla^a h_{ef}] [\nabla_d h_{am} \\ &\quad + \nabla_a h_{dm} - \nabla_m h_{da}] - \frac{1}{4} h^{ak} [\nabla_e h_{fk} + \nabla_f h_{ek} - \nabla_k h_{ef}] [\nabla_d h_a^f + \nabla_a h_d^f - \nabla^f h_{da}] \\ &= \frac{1}{4} h^{fm} [\nabla_a h_f^a + \nabla_f h - \nabla^a h_{af}] [\nabla_d h_{em} + \nabla_e h_{dm} - \nabla_m h_{de}] - [\nabla_e h_f^a + \nabla_f h_e^a - \nabla^a h_{ef}] [\nabla_d h_{am} + \nabla_a h_{dm} - \nabla_m h_{da}] \\ &\quad + \frac{1}{4} h^{ak} [\nabla_a h_{fk} + \nabla_f h_{ak} - \nabla_k h_{af}] [\nabla_d h_e^f + \nabla_e h_d^f - \nabla^f h_{de}] - [\nabla_e h_{fk} + \nabla_f h_{ek} - \nabla_k h_{ef}] [\nabla_d h_a^f + \nabla_a h_d^f - \nabla^f h_{da}] \\ &= \frac{1}{2} h^{fm} [\nabla_{[a} h_{f|}^a \nabla_{d|} h_{e]m} + \nabla_{[a} h_{f|}^a \nabla_{e]} h_{dm} - \nabla_{[a} h_{f|}^a \nabla_m h_{d|e]} + \frac{1}{2} \nabla_f h \nabla_d h_{em} + \frac{1}{2} \nabla_f h \nabla_e h_{dm} - \frac{1}{2} \nabla_f h \nabla_m h_{de} \\ &\quad - \frac{1}{2} \nabla_f h_e^a \nabla_d h_{am} - \frac{1}{2} \nabla_f h_e^a \nabla_a h_{dm} + \frac{1}{2} \nabla_f h_e^a \nabla_m h_{da} - \nabla^a h_{[a|f} \nabla_{d|} h_{e]m} - \nabla^a h_{[a|f} \nabla_{e]} h_{dm} + \nabla^a h_{[a|f} \nabla_m h_{d|e]} \\ &\quad + \frac{1}{2} h^{ak} [\nabla_{[a} h_{f|}^a \nabla_{d|} h_{e]}^f + \nabla_{[a} h_{f|}^a \nabla_{e]} h_{dm}^f - \nabla_{[a} h_{f|}^a \nabla^f h_{d|e]} + \nabla_f h_{[a|k} \nabla_{d|} h_{e]}^f + \nabla_f h_{[a|k} \nabla_{e]} h_{dm}^f - \nabla_f h_{[a|k} \nabla^f h_{d|e]} \\ &\quad - \nabla_k h_{[a|f} \nabla_{d|} h_{e]}^f - \nabla_k h_{[a|f} \nabla_{e]} h_{dm}^f + \nabla_k h_{[a|f} \nabla^f h_{d|e]}] \end{aligned}$$

Tekintem most a ∇_a -t tartalmazó tagokat:

$$\begin{aligned} 2\nabla_a C_{de}^a &= \nabla_a \{ (g^{af} + \epsilon h^{af}) [\nabla_d (g_{ef} + \epsilon h_{ef}) + \nabla_e (g_{df} + \epsilon h_{df}) - \nabla_f (g_{de} + \epsilon h_{de})] \} \\ &= \epsilon \nabla_a g^{af} + \epsilon h^{af} [\nabla_d h_{ef} + \nabla_e h_{df} - \nabla_f h_{de}] \} \\ &= \epsilon^2 \nabla_a \{ h^{af} [\nabla_d h_{ef} + \nabla_e h_{df} - \nabla_f h_{de}] \} + \epsilon (g^{af} + \epsilon h^{af}) \nabla_a \{ [\nabla_d h_{ef} + \nabla_e h_{df} - \nabla_f h_{de}] \}. \end{aligned}$$

Felírva ϵ -t második rendig:

$$\begin{aligned} 2\nabla_a C_{de}^a \sigma(1) &= 0 \\ 2\nabla_a C_{de}^a \sigma(\epsilon) &= \epsilon g^{af} [\nabla_a \nabla_d h_{ef} + \nabla_a \nabla_e h_{df} - \nabla_a \nabla_f h_{de}] \\ 2\nabla_a C_{de}^a \sigma(\epsilon^2) &= \epsilon^2 [h^{af} \nabla_a \{ [\nabla_d h_{ef} + \nabla_e h_{df} - \nabla_f h_{de}] \} + \nabla_a \{ h^{af} [\nabla_d h_{ef} + \nabla_e h_{df} - \nabla_f h_{de}] \}]. \end{aligned}$$

Kifejtve a ∇_d -t tartalmazó tagokat:

$$\begin{aligned} 2\nabla_d C_{ae}^a &= \nabla_d \{ (g^{af} + \epsilon h^{af}) [\nabla_a (g_{ef} + \epsilon h_{ef}) + \nabla_e (g_{af} + \epsilon h_{af}) - \nabla_f (g_{ae} + \epsilon h_{ae})] \} \\ &= \epsilon \nabla_d \{ (g^{af} + \epsilon h^{af}) [\nabla_a h_{ef} + \nabla_e h_{af} - \nabla_f h_{ae}] \} \\ &= \epsilon^2 \nabla_d h^{af} [\nabla_a h_{ef} + \nabla_e h_{af} - \nabla_f h_{ae}] + \epsilon (g^{af} + \epsilon h^{af}) \nabla_d \{ [\nabla_a h_{ef} + \nabla_e h_{af} - \nabla_f h_{ae}] \}. \end{aligned}$$

Kifejtve ϵ -t második rendig:

$$\begin{aligned} 2\nabla_d C_{ae}^a \sigma(1) &= 0 \\ 2\nabla_d C_{ae}^a \sigma(\epsilon) &= \epsilon g^{af} [\nabla_d \{ \nabla_a h_{ef} + \nabla_d \nabla_e h_{af} - \nabla_d \nabla_f h_{ae} \}] \\ 2\nabla_d C_{ae}^a \sigma(\epsilon^2) &= \epsilon^2 [h^{af} \nabla_d \{ [\nabla_a h_{ef} + \nabla_e h_{af} - \nabla_f h_{ae}] \} + \nabla_d \{ h^{af} [\nabla_a h_{ef} + \nabla_e h_{af} - \nabla_f h_{ae}] \}]. \end{aligned}$$

Első rendek különbsége a ∇_a, ∇_b -t tartalmazó tagoknak:

$$\nabla_a C_{de}^a \sigma(\epsilon) - \nabla_d C_{ae}^a \sigma(\epsilon) = \frac{\epsilon}{2} g^{af} (\nabla_a \nabla_e h_{df} + \nabla_a \nabla_d h_{ef} - \nabla_a \nabla_f h_{de} - \nabla_d \nabla_e h_{af}).$$

Második rendek különbsége a ∇_a, ∇_b -t tartalmazó tagoknak:

$$\begin{aligned} &\nabla_a C_{de}^a \sigma(\epsilon^2) - \nabla_d C_{ae}^a \sigma(\epsilon^2) \\ &= \frac{\epsilon^2}{2} [h^{af} \nabla_d \nabla_f h_{ae} - h^{af} \nabla_d \nabla_a h_{ef} - h^{af} \nabla_d \nabla_e h_{af} + \nabla_d h^{af} \nabla_f h_{ae} - \nabla_d h^{af} \nabla_a h_{ef} - \nabla_d h^{af} \nabla_e h_{af} \\ &\quad - h^{af} \nabla_a \nabla_f h_{de} + h^{af} \nabla_a \nabla_d h_{ef} + h^{af} \nabla_a \nabla_e h_{df} + \nabla_a h^{af} \nabla_d h_{ef} + \nabla_a h^{af} \nabla_e h_{df} - \nabla_a h^{af} \nabla_f h_{de}] \\ &= \frac{\epsilon^2}{2} [h^{af} (\nabla_d \nabla_f h_{ae} + \nabla_a \nabla_e h_{df} - \nabla_d \nabla_e h_{af} - \nabla_a \nabla_f h_{de}) - \nabla_d h^{af} \nabla_e h_{af} + \nabla_a h^{af} (\nabla_d h_{ef} + \nabla_e h_{df} - \nabla_f h_{de})]. \end{aligned}$$

A perturbált Ricci-tenzor végső alakja:

$$\begin{aligned} R_{ed}^{(0)} &= R_{ed} \\ R_{ed}^{(1)} &= \frac{\epsilon}{2} \cdot g^{af} (\nabla_a \nabla_e h_{df} + \nabla_a \nabla_d h_{ef} - \nabla_a \nabla_f h_{de} - \nabla_d \nabla_e h_{af}) \\ R_{ed}^{(2)} &= \frac{\epsilon^2}{2} [\frac{1}{2} (\nabla_d h^{af} \nabla_e h_{af}) + \nabla_a h_e^f (\nabla_a h_{df} - \nabla_f h_{ad}) + (\frac{1}{2} \nabla^f h - \nabla_a h^{af}) (\nabla_d h_{ef} + \nabla_e h_{df} - \nabla_f h_{de}) \\ &\quad + h^{af} (\nabla_d \nabla_f h_{ae} + \nabla_a \nabla_e h_{df} - \nabla_d \nabla_e h_{af} - \nabla_a \nabla_f h_{de})]. \\ R_{ed}^{(3)} &= \frac{\epsilon^3}{2} [h^{fm} [\nabla_{[a} h_{|f}^a \nabla_{d|} h_{e|m}] + \nabla_{[a} h_{|f}^a \nabla_{e|} h_{dm} - \nabla_{[a} h_{|f}^a \nabla_m h_{d|e}] + \frac{1}{2} \nabla_f h \nabla_d h_{em} + \frac{1}{2} \nabla_f h \nabla_e h_{dm} - \frac{1}{2} \nabla_f h \nabla_m h_{de} \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
& -\frac{1}{2}\nabla_f h_e^a \nabla_d h_{am} - \frac{1}{2}\nabla_f h_e^a \nabla_a h_{dm} + \frac{1}{2}\nabla_f h_e^a \nabla_m h_{da} - \nabla^a h_{[a|f} \nabla_d h_{e]m} - \nabla^a h_{[a|f} \nabla_e h_{dm} + \nabla^a h_{[a|f} \nabla_m h_{d|e]}] \\
& + \frac{\epsilon^3}{2} h^{ak} [\nabla_{[a} h_{|f} h_{k|} \nabla_d h_{e]}^f + \nabla_{[a} h_{|f} h_{k|} \nabla_e h_d^f - \nabla_{[a} h_{|f} h_{k|} \nabla^f h_{d|e]} + \nabla_f h_{[a|k} \nabla_d h_{e]}^f + \nabla_f h_{[a|k} \nabla_e h_d^f - \nabla_f h_{[a|k} \nabla^f h_{d|e]} \\
& \quad - \nabla_k h_{[a|f} \nabla_d h_{e]}^f - \nabla_k h_{[a|f} \nabla_e h_d^f + \nabla_k h_{[a|f} \nabla^f h_{d|e]}]
\end{aligned}$$

Általános relativitáselméletből ismert Ricci-tenzor a következő alakú:

$$R_{bc} = R_{bac}^a = \partial_a \Gamma_{bc}^a - \partial_c \Gamma_{ab}^a + \Gamma_{ai}^a \Gamma_{bc}^i - \Gamma_{ci}^a \Gamma_{ab}^i.$$

Itt a vezető rend $\partial_a \Gamma_{bc}^a$ alakú. Γ_{bc}^a definíció szerint:

$$\Gamma_{bc}^a = \frac{1}{2} g^{ai} (\partial_b g_{ai} + \partial_a g_{bi} - \partial_i g_{ab}).$$

Ebből adódóan a Ricci-tenzor vezető rendje $g^{-1} \partial^2 g$ alakú lesz. Felhasználva a fentebb található közelítést, melyet ∂g -re feltettünk, a következő nagyságrendet kapjuk $\partial^2 g \sim \frac{1}{L^2} = \frac{\epsilon^2}{\lambda^2} = \sigma(1)$. A magasabb rendű tagokat táblázatban rögzítem, kiszámolásuk a fentebb említettek alapján történik. A $\epsilon^3 R_{ed}^{(3+)}$ -s tagok $\sigma(\epsilon)$ nagyságrendűek.

Kifejezés	Szimbolikus formula	Nagyságrend
$R_{ed}^{(0)}$	$g^{-1} \partial^2 g$	$\frac{1}{L^2} = \frac{\epsilon^2}{\lambda^2} = O(1)$
$\epsilon R_{ed}^{(1)}$	$g^{-1} \partial^2 (\epsilon h)$	$\frac{\epsilon}{\lambda^2} = O(\frac{1}{\epsilon})$
$\epsilon^2 R_{ed}^{(2)}$	$\epsilon h g^{-2} \partial^2 (\epsilon h)$	$\frac{\epsilon^2}{\lambda^2} = O(1)$
$\epsilon^3 R_{ed}^{(3+)}$	$\epsilon^2 h^2 g^{-3} \partial^2 (\epsilon h)$	$\frac{\epsilon^3}{\lambda^2} = O(\epsilon)$

A táblázatból kiolvasható, hogy a háttér görbületének változása lassabb, mint a perturbáció által okozott változások, emiatt a Ricci-tenzor sorfejtésében rendcsúszás történik.

3.4. Perturbált Riemann-tenzor

Akárcsak a Ricci-tenzor, a Riemann-tenzor is felírható a következő perturbált alakban:

$$\tilde{R}_{ecd}^a(g_{ij} + \epsilon h_{ij}) = R_{ecd}^a{}^{(0)} + \epsilon R_{ecd}^a{}^{(1)} + \epsilon^2 R_{ecd}^a{}^{(2)} + \epsilon^3 R_{ecd}^a{}^{(3+)}.$$

A Riemann-tenzor elsőrendig:

$$\begin{aligned} R_{ecd}^a{}^{(0)} &= R_{ecd}^a(g_{ij}) \\ R_{ecd}^a{}^{(1)} &= \nabla_c C_{de}^a - \nabla_d C_{ce}^a \\ \nabla_c C_{de}^a &= \nabla_c \frac{1}{2}(g^{ai} + \epsilon h^{ai})[\nabla_d(g_{ei} + \epsilon h_{ei}) + \nabla_e(g_{di} + \epsilon h_{di}) - \nabla_i(g_{ed} + \epsilon h_{ed})] \\ &= \nabla_c \frac{1}{2}(\epsilon g^{ai} + \epsilon^2 h^{ai})[\nabla_d h_{ei} + \nabla_e h_{di} - \nabla_i h_{ed}] \\ &= \nabla_c \frac{1}{2}\epsilon g^{ai}[\nabla_d h_{ei} + \nabla_e h_{di} - \nabla_i h_{ed}] = \nabla_c \frac{1}{2}(\nabla_d h_e^a + \nabla_e h_d^a - \nabla^a h_{ed}). \end{aligned}$$

Hasonló számolással adódik $\nabla_d C_{ce}^a$ -re:

$$\nabla_d C_{ce}^a = \nabla_d \frac{1}{2}(\nabla_c h_e^a + \nabla_e h_c^a - \nabla^a h_{ce}).$$

Képezve $\nabla_c C_{de}^a - \nabla_d C_{ce}^a$ különbséget:

$$\begin{aligned} \nabla_c C_{de}^a - \nabla_d C_{ce}^a &= \frac{1}{2}((\nabla_c \nabla_d - \nabla_d \nabla_c)h_e^a + \nabla_c \nabla_e h_d^a - \nabla_d \nabla_e h_c^a + \nabla_d \nabla^a h_{ce} - \nabla_c \nabla^a h_{de}) \\ &= \frac{1}{2}(\nabla_c \nabla_e h_d^a - \nabla_d \nabla_e h_c^a + \nabla_d \nabla^a h_{ce} - \nabla_c \nabla^a h_{de} - R_{icd}^a h_e^i + R_{ecd}^i h_i^a). \end{aligned}$$

Összefoglalva a teljes Riemann-tenzort

$$\begin{aligned} R_{ecd}^a{}^{(0)} &= R_{ecd}^a \\ R_{ecd}^a{}^{(1)} &= \frac{1}{2}(\nabla_c \nabla_e h_d^a - \nabla_d \nabla_e h_c^a + \nabla_d \nabla^a h_{ce} - \nabla_c \nabla^a h_{de} - R_{icd}^a h_e^i + R_{ecd}^i h_i^a) \end{aligned}$$

adódik. A vezető rend itt is az első rend lesz, melynek $\sigma(\frac{1}{\epsilon})$ a nagyságrendje. A Riemann-tenzor második rendje $\sigma(1)$, míg a magasabb tagok $\sigma(\epsilon)$ nagyságrendűek. Továbbá az első rendek lesznek mértékinvariánsak a nagyfrekvenciás közelítésben. Hullámok hiányában ($h_{ed} = 0$) a Riemann-tenzor $\tilde{R}_{ecd}^a{}^{(0)}$ értéket vesz fel. Ha gravitációs hullámok vannak jelen, a téridő teljes görbülete óriási mértékben megnő a domináns $\epsilon \tilde{R}_{ecd}^a{}^{(1)}$ kifejezésig. $\tilde{R}_{ecd}^a{}^{(0)}$ ugyanazokat a szimmetriákat elégíti ki, mint $\epsilon \tilde{R}_{ecd}^a{}^{(1)}$. Az elsőrendű Riemann-tenzor kielégíti a következő tulajdonságokat:

$$\begin{aligned} R_{ecd}^a{}^{(1)} &= -R_{edc}^a{}^{(1)}, \\ R_{ecd}^a{}^{(1)} &= -R_{dae}^c{}^{(1)}, \\ R_{ecd}^a{}^{(1)} + R_{cde}^a{}^{(1)} + R_{dec}^a{}^{(1)} &= 0, \\ \nabla_c R_{gae}^f{}^{(1)} + \nabla_e R_{gca}^f{}^{(1)} + \nabla_a R_{gec}^f{}^{(1)} &\doteq \epsilon^2. \end{aligned}$$

A $\doteq$ -el jelölt azonosságot Bianchi-azonosságnak nevezzük.

Bizonyítás:

$$\tilde{R}_{[dbc]}^i = 0$$

továbbá, ha

$$\begin{aligned} A_{abcd} &= (\tilde{\nabla}_a \tilde{\nabla}_b - \tilde{\nabla}_b \tilde{\nabla}_a) \tilde{\nabla}_c \omega_d = -\tilde{R}_{cab}^i \tilde{\nabla}_i \omega_d - \tilde{R}_{dab}^i \tilde{\nabla}_c \omega_i, \\ B_{abcd} &= \tilde{\nabla}_a (\tilde{\nabla}_b \tilde{\nabla}_c - \tilde{\nabla}_c \tilde{\nabla}_b) \omega_d = \tilde{\nabla}_a (-\tilde{R}_{dbc}^i \omega_i) = -\omega_i \tilde{\nabla}_a \tilde{R}_{dbc}^i - \tilde{R}_{dbc}^i \tilde{\nabla}_a \omega_i, \end{aligned}$$

akkor

$$\begin{aligned} A_{[abc]d} &= B_{[abc]d} \\ -\tilde{R}_{[cab]}^i \tilde{\nabla}_i \omega_d - \tilde{R}_{d[ab]}^i \tilde{\nabla}_c \omega_i &= -\omega_i \tilde{\nabla}_{[a} \tilde{R}_{d|bc]}^i - \tilde{R}_{d[bc]}^i \tilde{\nabla}_{a]} \omega_i, \\ 0 &= -\omega_i \tilde{\nabla}_{[a} \tilde{R}_{d|bc]}^i, \\ \tilde{\nabla}_{[a} \tilde{R}_{d|bc]}^i &= 0. \end{aligned}$$

Tudjuk, hogy

$$\begin{aligned} R_{[dbc]}^i &^{(0)} = 0, \\ \nabla_{[a} R_{d|bc]}^i &^{(0)} = 0, \end{aligned}$$

így

$$\begin{aligned} A_{[abc]d} &= B_{[abc]d} \\ A_{[abc]d} - B_{[abc]d} &= 0 \\ -(R_{[cab]}^i)^{(0)} + \epsilon R_{[cab]}^i{}^{(1)} \tilde{\nabla}_i \omega_d - (R_{d[ab]}^i)^{(0)} + \epsilon R_{d[ab]}^i{}^{(1)} \tilde{\nabla}_c \omega_d + \omega_i \tilde{\nabla}_{[a} (R_{d|bc]}^i)^{(0)} + \epsilon R_{d|bc]}^i{}^{(1)} \\ &\quad + (R_{d[bc]}^i)^{(0)} + \epsilon R_{d[bc]}^i{}^{(1)} \tilde{\nabla}_{a]} \omega_i \\ &= -R_{[cab]}^i{}^{(0)} \tilde{\nabla}_i \omega_d - R_{d[ab]}^i{}^{(0)} \tilde{\nabla}_c \omega_i + \omega_i \tilde{\nabla}_{[a} R_{d|bc]}^i{}^{(0)} + R_{d[bc]}^i{}^{(0)} \tilde{\nabla}_{a]} \omega_i \\ &\quad - \epsilon R_{[cab]}^i{}^{(1)} \tilde{\nabla}_i \omega_d - \epsilon R_{d[ab]}^i{}^{(1)} \tilde{\nabla}_c \omega_i + \omega_i \tilde{\nabla}_{[a} \epsilon R_{d|bc]}^i{}^{(1)} + \epsilon R_{d|bc]}^i{}^{(1)} \tilde{\nabla}_{a]} \omega_i \\ &= -R_{[cab]}^i{}^{(1)} \tilde{\nabla}_i \omega_d + \omega_i \tilde{\nabla}_{[a} R_{d|bc]}^i{}^{(1)} \\ 6R_{[cab]}^i{}^{(1)} &= R_{cab}^i{}^{(1)} + R_{abc}^i{}^{(1)} + R_{bca}^i{}^{(1)} - R_{acb}^i{}^{(1)} - R_{bac}^i{}^{(1)} - R_{cba}^i{}^{(1)} \\ 3R_{[cab]}^i{}^{(1)} &= R_{cab}^i{}^{(1)} + R_{abc}^i{}^{(1)} + R_{bca}^i{}^{(1)} \\ 3R_{i[cab]}^{(1)} &= -\frac{1}{2}(R_{clab}^{(0)} h_i^{(1)l} - R_{ilab}^{(0)} h_c^{(1)l} + \nabla_a \nabla_i h_{bc}^{(1)} + \nabla_b \nabla_c h_{ai}^{(1)} - \nabla_a \nabla_c h_{bi}^{(1)} - \nabla_b \nabla_i h_{ac}^{(1)}) \\ &\quad - \frac{1}{2}(R_{albc}^{(0)} h_i^{(1)l} - R_{ilbc}^{(0)} h_a^{(1)l} + \nabla_b \nabla_i h_{ac}^{(1)} + \nabla_c \nabla_a h_{bi}^{(1)} - \nabla_b \nabla_a h_{ci}^{(1)} - \nabla_c \nabla_i h_{ab}^{(1)}) \\ &\quad - \frac{1}{2}(R_{blca}^{(0)} h_i^{(1)l} - R_{ilca}^{(0)} h_b^{(1)l} + \nabla_c \nabla_i h_{ba}^{(1)} + \nabla_a \nabla_b h_{ci}^{(1)} - \nabla_c \nabla_b h_{ai}^{(1)} - \nabla_a \nabla_i h_{bc}^{(1)}) \\ &\quad - 6R_{[cab]}^i{}^{(1)} = 3R_{[c|l|ab]}^{(0)} h_i^{(1)l} - 3R_{il[bc]}^{[0]} h_a^{(1)l} \\ &\quad + (\nabla_b \nabla_c - \nabla_c \nabla_b) h_{ai}^{(1)} + (\nabla_c \nabla_a - \nabla_a \nabla_c) h_{bi}^{(1)} + (\nabla_a \nabla_b - \nabla_b \nabla_a) h_{ci}^{(1)} \\ &= -3R_{il[bc]}^{[0]} h_a^{(1)l} - R_{labc}^{(0)} h_i^{(1)l} - R_{libc}^{(0)} h_a^{(1)l} - R_{lbca}^{(0)} h_i^{(1)l} - R_{lica}^{(0)} h_b^{(1)l} - R_{lcab}^{(0)} h_i^{(1)l} - R_{liab}^{(0)} h_c^{(1)l} \\ &\quad - 3R_{il[bc]}^{[0]} h_a^{(1)l} + 3R_{il[bc]}^{[0]} h_a^{(1)l} - R_{l[abc]}^{(0)} h_i^{(1)l} \\ &= 0, \end{aligned}$$

ebből következik, hogy

$$\tilde{\nabla}_{[a} R_{d|bc]}^{i(1)} = 0.$$

Ezzel a bizonyítással beláttuk, hogy nincs nullad-, első rendje a baloldali kifejezésnek, a második rend pontos értékéről nem esik szó, de a későbbi tanulmányaim során meg szeretnék bizonyosodni a második rend számszerű értékéről.

3.5. Mértéktranszformáció és invariancia

Most végtelenül kicsi koordináta transzformációkat, valamint az általuk kiváltott mérték transzformációkat fogjuk vizsgálni annak érdekében, hogy kifejezzük a teljes Riemann, illetve Ricci-tenzorok invarianciáját. Legyen az infinitezimális koordináta transzformáció

$$\tilde{x}^a = x^a + \epsilon \xi^a,$$

ahol ξ a transzformáció generátorfüggvénye. Ebben a koordináta rendszerben elhanyagoljuk az $\sigma(\epsilon^2)$ rendű tagokat.

$$\begin{aligned}\tilde{g}_{ab} &= g_{ab} + \epsilon \mathcal{L}_\xi h_{ab} \\ \tilde{g}_{ab} &= g_{ab} + \epsilon(h_{ab} - \tilde{\nabla}_a \xi_b - \tilde{\nabla}_b \xi_a) \\ \tilde{g}_{ab} &= g_{ab} + \epsilon(h_{ab} - \nabla_a \xi_b - \nabla_b \xi_a) + O(\epsilon^2).\end{aligned}$$

Az új koordináta rendszerben a perturbáció

$$\bar{h}_{ab} = h_{ab} - \nabla_a \xi_b - \nabla_b \xi_a$$

alakú lesz. Akár közvetlen számításból vagy a Lie-derivált meghatározásából azt látjuk, hogy a mértéktranszformációnál a Ricci és a Riemann tenzorok a következő alakúak lesznek:

$$\begin{aligned}\bar{R}_{ed}^{(1)} &= R_{ed}^{(1)} - \mathcal{L}_\xi R_{ed}^{(0)}, \\ \bar{R}_{ed}^{(1)} &= R_{ed}^{(1)} - \tilde{\nabla}_\sigma(R_{ed}^{(0)})\xi^\sigma - \tilde{\nabla}_e(\xi^\sigma)R_{\sigma d}^{(0)} - \tilde{\nabla}_d(\xi^\sigma)R_{\sigma e}^{(0)},\end{aligned}\tag{40}$$

$$\begin{aligned}\bar{R}_{ecd}^a{}^{(1)} &= R_{ecd}^a{}^{(1)} - \mathcal{L}_\xi R_{ecd}^a{}^{(0)}, \\ R_{ecd}^a{}^{(1)} - \tilde{\nabla}_\sigma R_{ecd}^a{}^{(0)}\xi^\sigma + R_{ecd}^{\sigma(0)}\tilde{\nabla}^a \xi_\sigma - R_{\sigma cd}^a{}^{(0)}\tilde{\nabla}_e \xi^\sigma - R_{ecd}^a{}^{(0)}\tilde{\nabla}_c \xi^\sigma - R_{ecd}^a{}^{(0)}\tilde{\nabla}_d \xi^\sigma.\end{aligned}\tag{41}$$

Ha ξ^a egy létező infinitezimális koordináta transzformáció generátorfüggvénye akkor kielégíti a

$$\xi^a = \sigma(1), \nabla_b \xi^a = \sigma(1)\tag{42}$$

egyenletet, ez a formula generál magas és alacsony frekvenciás koordináta hullámot. Ha a (32),(42)-es valamint a

$$\epsilon \ll 1, g_{ab} = \sigma(1), h_{ab} = \sigma(1)\tag{43}$$

$$\nabla_c g_{ab} = \sigma(1), \nabla_c h_{ab} = \sigma\left(\frac{1}{\epsilon}\right)\tag{44}$$

$$\nabla_d \nabla_c g_{ab} = O(1), \nabla_d \nabla_c h_{ab} = \sigma\left(\frac{1}{\epsilon^2}\right)\tag{45}$$

(43), (44), (45)-ös egyenleteket behelyettesítjük a (40),(41)-es egyenletekbe, egyértelműen adódik az

$$R_{ed}^{(1)} - \bar{R}_{ed}^{(1)} \doteq \epsilon^2$$

$$R_{cde}^a{}^{(1)} - \bar{R}_{cde}^a{}^{(1)} \doteq \epsilon^2.$$

Nagy frekvenciás határban $\epsilon \rightarrow 0$, látszik, hogy a Riemann- és a Ricci-tenzorok perturbációja mértékinvariáns és jól közelíthető valódi fizikai mérésekkel. Az egyszerű oka ennek hogy λ rendű távolság skálán a téridő lokálisan sík. Amíg λ kisebb mint L , a perturbációk nem tartalmaznak nagy hullámhosszú komponenseket. Ez a lokális viselkedés a háttérét úgy görbíti, hogy az globális mértékinvariáns legyen. A tágulás mérték invarianciája nagyon fontos, különben nem lennének koordináta függetlenek a fizikailag mérhető effektusok. Végül, még inkább ki kell hangsúlyozni, hogy a kapott mérték invariancia csak a magas frekvenciás közelítés feltevéséből származik [11].

3.6. Lineáris közelítés, hullámegyenlet

Továbbiakban a spin 2-mezős leírást fogjuk alkalmazni. Köztudott, hogy egy ilyen mezőt valódi szimetrikus tenzor mező Ψ^{ab} ír le, mely eleget tesz a következő egyenleteknek [11]:

$$\nabla_d \nabla^d \Psi^{ab} = 0, \quad (46)$$

$$\nabla_b \Psi^{ab} = 0, \quad (47)$$

$$\Psi = \eta_{ab} \Psi^{ab} = 0, \quad (48)$$

ahol $\eta_{ab} = \text{diag}(-1, 1, 1, 1)$. A (47)-es és a (48)-as egyenletek biztosítják, hogy az energia pozitív definit és a mező tiszta spin-2. (Spin-1 és spin-0 nélküli). A Ψ^{ab} tenzor mező szabadsági fokainak száma ötről kettőre csökken, mert az (46)-(48) tulajdonságok a mértéktranszformáció által nem változnak.

$$\Psi^{ab} \rightarrow \bar{\Psi}^{ab} = \Psi^{ab}, -\nabla^a \xi^b - \nabla^b \xi^a,$$

ahol ξ^b egy olyan vektor mező, melyre teljesülnek a következő egyenletek:

$$\nabla_d \nabla^d \xi^b = 0,$$

$$\nabla_d \xi^d = 0.$$

A gravitáció gyengetér-közelítésére igazak a (46)-(48)-ig megfogalmazott egyenletek infinitezimálisan kicsi koordináta transzformációk esetén, melyek alakja:

$$x^b \rightarrow \bar{x}^b = x^b + \xi^b.$$

Természetesen ezekre a ξ^b vektor mezőkre is igazak a fentebb említett tulajdonságok. A $\nabla_c \nabla^c \xi^b = 0$ tulajdonságnak köszönhetően a (48)-as egyenlet mellett a következő koordináta szabadság is érvényes lesz: $\Psi_{ti} = 0$. Tekintsük a Ricci-tenzort és a vákuum Einstein-egyenletbe helyettesítés után látszik, hogy

a vezető rend

$$R_{ab}^{(1)} = 0, \quad (49)$$

majd a következő rendben

$$R_{ab}^{(0)} = -\epsilon^2 R_{ab}^{(2)}. \quad (50)$$

A (49)-es egyenletet Lánczos Kornél látta be először [15] 1925-ben. A következő lépés a hullámeqyenlet levezetése lesz úgy, hogy Ψ -t tartalmazó tagok lesznek benne. Legyen tehát:

$$\begin{aligned} \Psi_{ab} &= h_{ab} - \frac{1}{2}g_{ab}h, \\ \Psi &= g^{ed}\Psi_{ed}, \end{aligned}$$

ahol $h = g^{ed}h_{ed}$. Azért célszerű a spúr invertált alakját használni a h -nak, mert így az Einstein-egyenletben szereplő tagok számát csökkenteni lehet. Ezt most ϵ -ban első rendben meg is fogom mutatni.

$$\begin{aligned} \frac{8\pi G}{c^4}T_{ab}^{(1)} &= R_{ab}^{(1)} - \frac{1}{2}R^{(1)}g_{ab} \\ \frac{8\pi G}{c^4}T_{ab}^{(1)} &= \\ \frac{1}{2}[\nabla^f\nabla_a h_{bf} + \nabla^f\nabla_b h_{af} - \nabla_f\nabla^f h_{ab} - \nabla_b\nabla_a h] - \frac{1}{4}g^{ab}[\nabla^f\nabla_a h_{bf} + \nabla^f\nabla_b h_{af} - \nabla_f\nabla^f h_{ab} - \nabla_b\nabla_a h]g_{ab} \\ \frac{8\pi G}{c^4}T_{ab}^{(1)} &= \frac{1}{2}[\nabla^f\nabla_a h_{bf} + \nabla^f\nabla_b h_{af} - \nabla_f\nabla^f h_{ab} - \nabla_b\nabla_a h] - \frac{1}{4}[2\nabla^f\nabla^b h_{bf} - 2\nabla_f\nabla^f h]g_{ab} \\ \frac{16\pi G}{c^4}T_{ab}^{(1)} &= [\nabla^f\nabla_a h_{bf} + \nabla^f\nabla_b h_{af} - \nabla_f\nabla^f h_{ab} - \nabla_b\nabla_a h] - g_{ab}[\nabla^f\nabla^b h_{bf} - \nabla_f\nabla^f h]. \end{aligned}$$

Ezen a ponton behelyettesítem a $\Psi_{ab} = h_{ab} - \frac{1}{2}g_{ab}h$ összefüggést.

$$\begin{aligned} \frac{16\pi G}{c^4}T_{ab}^{(1)} &= [\nabla^f\nabla_a(\Psi_{bf} + \frac{1}{2}g_{bf}h) + \nabla^f\nabla_b(\Psi_{af} + \frac{1}{2}g_{af}h) - \nabla_f\nabla^f(\Psi_{ab} + \frac{1}{2}g_{ab}h) - \nabla_b\nabla_a(\Psi - 2h)] - \\ &\quad g_{ab}[\nabla^f\nabla^b(\Psi_{bf} + \frac{1}{2}g_{bf}h) - \nabla_f\nabla^f(\Psi - 2h)] \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} 0 &= 2R_{ab}^{(1)} = g^{df}(\nabla_d\nabla_a[\Psi_{bf} + \frac{1}{2}g_{bf}h] + \nabla_d\nabla_b[\Psi_{af} + \frac{1}{2}g_{af}h] - \nabla_d\nabla_f[\Psi_{be} + \frac{1}{2}g_{be}h] - \nabla_b\nabla_a[\Psi_{df} + \frac{1}{2}g_{df}h]) \\ &= \nabla^f\nabla_a\psi_{bf} + \nabla^f\nabla_b\Psi_{af} - \nabla^f\nabla_f\Psi_{ba} - \nabla_b\nabla_a\Psi + g^{df}\frac{1}{2}[\nabla_d\nabla_a(g_{bf}h) + \nabla_d\nabla_b(g_{af}h) - \nabla_d\nabla_f(g_{ba}h) \\ &\quad - \nabla_b\nabla_a(g_{df}h)] \\ &= \nabla^f\nabla_a\psi_{bf} + \nabla^f\nabla_b\Psi_{af} - \nabla^f\nabla_f\Psi_{ba} - \nabla_b\nabla_a\Psi + \frac{1}{2}\nabla_b\nabla_a h + \frac{1}{2}\nabla_a\nabla_b h - \frac{1}{2}\nabla^f\nabla_f(g_{ba}h) - 2\nabla_b\nabla_a h. \end{aligned}$$

Képezve Ψ_{ab} szimmetrikus tenzor mező spúrját adódik, hogy $\Psi = -h$.

$$\begin{aligned} 0 &= \nabla^f\nabla_a\psi_{bf} + \nabla^f\nabla_b\Psi_{af} - \nabla^f\nabla_f\Psi_{ba} + \frac{1}{2}\nabla_b\nabla_a\Psi - \frac{1}{2}\nabla_a\nabla_b\Psi + \frac{1}{2}\nabla^f\nabla_f g_{ba}\Psi \\ 0 &= \nabla^f\nabla_a\psi_{bf} + \nabla^f\nabla_b\Psi_{af} - \nabla^f\nabla_f\Psi_{ba} + \frac{1}{2}\nabla^f\nabla_f g_{ba}\Psi - \frac{1}{2}(\nabla_a\nabla_b - \nabla_b\nabla_a)\Psi. \end{aligned}$$

(-1)-el való beszorzás után:

$$\begin{aligned} 0 &= \nabla^f\nabla_f\Psi_{ba} - \frac{1}{2}g_{ba}\nabla^f\nabla_f\Psi - \nabla^f\nabla_a\psi_{bf} - \nabla^f\nabla_b\Psi_{af} + \frac{1}{2}(\nabla_a\nabla_b - \nabla_b\nabla_a)\Psi. \\ 0 &= \nabla^f\nabla_f\Psi_{ba} - \frac{1}{2}g_{ba}\nabla^f\nabla_f\Psi - \nabla^f\nabla_a\psi_{bf} - \nabla^f\nabla_b\Psi_{af} + \frac{1}{2}\nabla_a\partial_b\Psi - \frac{1}{2}\nabla_b\partial_a\Psi \\ 0 &= \nabla^f\nabla_f\Psi_{ba} - \frac{1}{2}g_{ba}\nabla^f\nabla_f\Psi - \nabla^f\nabla_a\psi_{bf} - \nabla^f\nabla_b\Psi_{af} + \frac{1}{2}\partial_a\partial_b\Psi - \Gamma_{ab}^i\partial_i\Psi - \frac{1}{2}\partial_b\partial_a\Psi + \Gamma_{ba}^i\partial_i\Psi \\ 0 &= \nabla^f\nabla_f\Psi_{ba} - \frac{1}{2}g_{ba}\nabla^f\nabla_f\Psi - \nabla^f\nabla_a\psi_{bf} - \nabla^f\nabla_b\Psi_{af} \\ 0 &= \nabla^f\nabla_f\Psi_{ba} - \frac{1}{2}g_{ba}\nabla^f\nabla_f\Psi - \nabla_a\nabla^f\psi_{bf} - \nabla_b\nabla^f\Psi_{af} + 2R_{kabf}^{(0)}\Psi^{fk} + R_{bk}^{(0)}\Psi_a^k + R_{ak}^{(0)}\Psi_b^k. \end{aligned}$$

Tehát a végső alakja az egyenletnek:

$$0 = \nabla^f \nabla_f \Psi_{ba} - \frac{1}{2} g_{ba} \nabla^f \nabla_f \Psi - \nabla_a \nabla^f \psi_{bf} - \nabla_b \nabla^f \Psi_{af} + 2R_{kabf}^{(0)} \Psi^{fk} + R_{bk}^{(0)} \Psi_a^k + R_{ak}^{(0)} \Psi_b^k. \quad (51)$$

3.7. Hullámegyenlet megoldása vezető rendben

Ha az imént levezetett képletet összehasonlítjuk a (46)-(48) egyenletekkel, akkor rákényszeríthetünk Ψ -re két tulajdonságot

$$\nabla_b \Psi^{ab} = 0, \quad (52)$$

$$\Psi = 0, \quad (53)$$

viszont ha ezt megtesszük, akkor elveszítjük a dinamikai egyenletek szigorú mértékinvarianciáját. Ugyanis az (51) hullámegyenlet vezető rendje $O(\frac{1}{\epsilon})$ [11]. Ha végrehajtjuk a korábban tárgyalt (40) mértéktranszformációt a (51) hullámegyenleten, akkor a hullámegyenlet alakja megváltozik és elveszíti szigorú mértékinvarianciáját. A megváltozás vezető rendje azonban $O(1)$, ami elhanyagolható a vezető rendhez képest. Tehát összeségében, ha rákényszerítjük ezt a két tulajdonságot a hullámegyenletre, akkor a szigorú mértékinvariancia megszűnik, de a megváltozás kicsi és ha elhanyagoljuk a változás rendjét a hullámegyenlet vezető rendjéhez képest, akkor használható ez a két tulajdonság. Most pedig ezt fogjuk tenni. Infinitesimalisan kicsi koordináta transzformációnál

$$x^e \rightarrow \bar{x}^e = x^e + \epsilon \xi^e,$$

és

$$\Psi^{ab} \rightarrow \bar{\Psi}^{ab},$$

továbbá

$$\nabla^e \Psi_{ea} \rightarrow \nabla^e \bar{\Psi}_{ea} = \nabla^e \Psi_{ea} - \nabla^e \nabla_e \xi_a + R_{ae}^{(0)} \xi^e, \quad (54)$$

$$\Psi = \bar{\Psi} = \Psi + 2\nabla_a \xi^a. \quad (55)$$

Ha ξ^a -t választjuk az inhomogén egyenlet megoldásának, akkor

$$\begin{aligned} \nabla^e \nabla_e \xi_a - R_{ea}^{(0)} \xi^e &= \nabla^e \Psi_{ea}, \\ \nabla^e \nabla_e &= -\frac{1}{2} \Psi \end{aligned}$$

az látszik, hogy az (52)-es és az (53)-as egyenletek megmaradnak az új koordinátarendszerben. A Lie-deriváltak elhagyása által kapott új koordináta rendszerben az (51)-es egyenlet

$$-\triangle \Psi_{ab} \equiv \nabla^d \nabla_d \Psi_{ab} + 2R_{cabd}^{(0)} \Psi^{cd} + R_{ac}^{(0)} \Psi_b^c + R_{bc}^{(0)} \Psi_a^c = 0. \quad (56)$$

A Δ operátor pontosan a d'Alembert, amelyet Lichnerowicz vezetett be szimmetrikus tenzorok számára. Ha $\nabla^a \nabla_a \Psi = 0$ látható, hogy az (56)-os egyenlet összhangban van az (53)-assal. Az (56)-os egyenlet kovariáns deriváltját képezve

$$\nabla^e (-\Delta \Psi_{ea}) = \nabla^e \nabla^f \nabla_f \Psi_{ea} + R_{ea}^{(0)} \Psi_f^{ef} + \Psi^{ef} (\nabla_f 2R_{ea}^{(0)} - \nabla_e R_{af}^{(0)}) \doteq \epsilon^3 \quad (57)$$

adódik. Összeségében a nagy frekvenciás gravitációs hullámok úgy közelítenek az alacsonyabb rendekhez, mint a görbült-tér hullámegyenlete (56) az (52), (53)-as egyenletekhez. Ezek változatlanok maradnak a további mértéktranszformáció által generált ξ_a -re, mely kielégíti a

$$\begin{aligned} \nabla^a \nabla_a \xi_e - R_{ea}^0 \xi^a &= 0 \\ \nabla_e \xi^e &= 0 \end{aligned}$$

egyenleteket. Most az (56)-os hullámegyenlet megoldását keressük a következő alakban:

$$\Psi_{ed} = A_{ed} e^{ik_j x^j} + A_{ed}^+ e^{-ik_j x^j},$$

ahol A_{ed} egy 4x4-es szimmetrikus mátrix, a polarizáció mátrixa, míg k_j a hullámszám vektor. Az A_{ed} mátrixra a fentebb tárgyalt infinitezimális koordináta transzformáció hatására igazak lesznek a következők:

$$\begin{aligned} \bar{A}_{ed} &= A_{ed} - \mathcal{L}_\xi A_{ed} \\ \bar{A} &= A_{ed} - \nabla_\sigma (\xi^\sigma) A_{ed} - \nabla_e (\xi^\sigma) A_{\sigma d} - \nabla_d (\xi^\sigma) A_{\sigma e} \\ A_{ed} &= \sigma(1), \nabla^e A_{ed} = \sigma(1), k^b = \sigma(\tfrac{1}{\epsilon}), \nabla_b k^b = \sigma(\tfrac{1}{\epsilon}). \end{aligned}$$

Az (56)-os egyenletbe történő behelyettesítéshez szükséges rész számolás a következő:

$$\begin{aligned} \nabla^b \nabla_b \Psi_{ed} &= g_{ab} \nabla_a \nabla_b \Psi_{ed} \\ \nabla_b \Psi_{ed} &= \nabla_b (A_{ed} e^{ik_j x^j} + A_{ed}^+ e^{-ik_j x^j}) = \\ &= \nabla_b (A_{ed}) e^{ik_j x^j} + A_{ed} i k_b e^{ik_j x^j} + \nabla_b (A_{ed}^+) e^{-ik_j x^j} - A_{ed}^+ i k_b e^{-ik_j x^j} \\ \nabla_a \nabla_b \Psi_{ed} &= \nabla_a \nabla_b (A_{ed}) e^{ik_j x^j} + i k_a \nabla_b (A_{ed}) e^{ik_j x^j} + i k_b \nabla_a (A_{ed}) e^{ik_j x^j} + i \nabla_a (k_b) A_{ed} e^{ik_j x^j} - k_a k_b A_{ed} e^{ik_j x^j} + \\ &+ \nabla_a \nabla_b (A_{ed}^+) e^{-ik_j x^j} - i k_a \nabla_b (A_{ed}^+) e^{-ik_j x^j} - i k_b \nabla_a (A_{ed}^+) e^{-ik_j x^j} - i \nabla_a (k_b) A_{ed}^+ e^{-ik_j x^j} + k_a k_b A_{ed}^+ e^{-ik_j x^j} \\ g_{ab} \nabla_a \nabla_b \Psi_{ed} &= \\ &= \nabla_b \nabla^b (A_{ed}) e^{ik_j x^j} + i k_b \nabla^b (A_{ed}) e^{ik_j x^j} + i k_b \nabla^b (A_{ed}) e^{ik_j x^j} + i \nabla^b (k_b) A_{ed} e^{ik_j x^j} - k_b k^b A_{ed} e^{ik_j x^j} + \\ &+ \nabla_b \nabla^b (A_{ed}^+) e^{-ik_j x^j} - i k_b \nabla^b (A_{ed}^+) e^{-ik_j x^j} - i k_b \nabla^b (A_{ed}^+) e^{-ik_j x^j} - i \nabla^b (k_b) A_{ed}^+ e^{-ik_j x^j} + k_b k^b A_{ed}^+ e^{-ik_j x^j}. \end{aligned}$$

Az (56)-os egyenletbe visszahelyettesítve, majd rendekre bontva nyerjük a következő formulát:

$$\begin{aligned} &[-k_b k^b A_{ed} e^{ik_j x^j} + k_b k^b A_{ed}^+ e^{-ik_j x^j}] + i[2k_b \nabla^b (A_{ed}) e^{ik_j x^j} + \nabla^b (k_b) A_{ed} e^{ik_j x^j} - 2k_b \nabla^b (A_{ed}^+) e^{-ik_j x^j} - \\ &\nabla^b (k_b) A_{ed}^+ e^{-ik_j x^j}] + [\nabla_b \nabla^b (A_{ed}) e^{ik_j x^j} - \nabla_b \nabla^b (A_{ed}^+) e^{-ik_j x^j} + 2R_{cedb}^{(0)} (A^{cb} e^{ik_j x^j} + A^{+cb} e^{-ik_j x^j}) + \\ &R_{ec}^{(0)} (A_d^c e^{ik_j x^j} + A_d^{+c} e^{-ik_j x^j}) + R_{dc}^{(0)} (A_e^c e^{ik_j x^j} + A_e^{+c} e^{-ik_j x^j})] = 0. \end{aligned}$$

Vezető rendben a hullámgyenlet:

$$-k_b k^b A_{ed} e^{ik_j x^j} + k_b k^b A_{ed}^+ e^{-ik_j x^j} = 0.$$

Mivel sem az exponenciális tagok, sem pedig az A_{ed} tenzor nem lehet nulla, így ez az egyenlőség csak akkor teljesül, ha

$$k_b k^b = 0. \quad (58)$$

Ez pedig pontosan azt jelenti, hogy a gravitációs hullám null geodetikusan terjed, fényszerű. Úgy választjuk meg, hogy a terjedés z-irányú legyen, azaz $k^b = (k, 0, 0, k)$. Következő rendben a hullámgyenlet alakja:

$$[2k_b \nabla^b (A_{ed}) + \nabla^b (k_b) A_{ed}] e^{ik_j x^j} = [2k_b \nabla^b (A_{ed}^+) + \nabla^b (k_b) A_{ed}^+] e^{-ik_j x^j}.$$

3.8. A polarizációs tenzor geometriai optikai közelítésben

A másodrend részletes vizsgálatához a harmonikus koordináta feltétel használatára lesz szükség, melynek alakja hasonló a (23)-as egyenlethez:

$$0 = \tilde{\square}x^i = g^{ab}\tilde{\nabla}_a\tilde{\nabla}_bx^i.$$

Az egyenletet részletes kiírása a következő:

$$g^{ab}\tilde{\nabla}_a\tilde{\nabla}_bx^i = g^{ab}(\nabla_a\nabla_bx^i - C_{ab}^c\nabla_cx^i) = \square x^i - \tilde{g}^{ab}C_{ab}^i.$$

Ez a feltétel nagyon hasonlít a (23)-as egyenletre azzal a különbséggel, hogy megjelent egy $\tilde{g}^{ab}$ -vel kontrahált szimmetrikus tenzor. A (23)-as egyenlet a harmonikus koordináta feltétel definíciója miatt 0, ezért a

$$\tilde{g}^{ab}C_{ab}^i = 0$$

egyenletnek kell teljesülnie. C_{ab}^i definícióját használva az egyenlet egyszerűsíthető.

$$\tilde{g}^{ab}C_{ab}^i = \frac{1}{2}\tilde{g}^{ab}[g^{ij}(\nabla_a\tilde{g}_{jb} + \nabla_b\tilde{g}_{ja} - \nabla_j\tilde{g}_{ab})] = \frac{1}{2}\tilde{g}^{ab}[g^{ij}(\nabla_a(g_{jb} + \epsilon h_{jb}) + \nabla_b(g_{ja} + \epsilon h_{ja}) - \nabla_j(g_{ab} + \epsilon h_{ab}))].$$

Mivel $\nabla_ag_{jb} = \sigma(1)$, (jelenleg $\sigma(\frac{1}{\epsilon})$ rendű tagokat vizsgálunk) ezért elhanyagolható korrekcióként jelenik meg a vizsgált rendhez képest.

$$\begin{aligned} 0 &= \frac{1}{2}\epsilon g^{ab}g^{ij}(\nabla_a h_{jb} + \nabla_b h_{ja} - \nabla_j h_{ab}) \\ &= \epsilon g^{ab}g^{ij}(\nabla_a h_{jb} - \frac{1}{2}\nabla_j h_{ab}) \\ &= \epsilon(\nabla^b h_b^i - \frac{1}{2}\nabla^i h) \\ &= \epsilon(\nabla^b \Psi_b^i + \frac{1}{2}\nabla^i \Psi). \end{aligned}$$

Ugyanerre az egyenletre jutunk, ha nem használjuk a harmonikus közelítést (Azért sem lesz rá szükség, mert a később tárgyalandó gömbi koordinátarendszerhez tartozó θ és ϕ koordináták nem teljesítik a harmonikus koordináta feltételt.), hanem csak az (52)-es és az (53)-as egyenleteket. Így tehát

$$\nabla^b \Psi_b^i = -\frac{1}{2}\nabla^i \Psi_b^b. \quad (59)$$

Most helyettesítsük be a hullámeqyenletet az (59)-es egyenletbe.

$$\begin{aligned} \nabla^b \Psi_b^i &= \nabla^b(A_b^i e^{ik_j x^j} + A_b^{+i} e^{-ik_j x^j}) \\ &= ik^b A_b^i e^{ik_j x^j} + \nabla^b(A_b^i) e^{ik_j x^j} - ik^b A_b^{+i} e^{-ik_j x^j} + \nabla^b(A_b^{+i}) e^{-ik_j x^j} \\ &\quad - \frac{1}{2}\nabla^i \Psi_b^b = -\frac{1}{2}\nabla^i(A_b^b e^{ik_j x^j} + A_b^{+b} e^{-ik_j x^j}) \\ &\quad - \frac{1}{2}(ik^i A_b^b e^{ik_j x^j} + \nabla^i(A_b^b) e^{ik_j x^j} - ik^i A_b^{+b} e^{-ik_j x^j} + \nabla^i(A_b^{+b}) e^{-ik_j x^j}). \end{aligned}$$

A $\nabla^b A_b^i$ rendje $\sigma(1)$, ezért a vezetőrend $\sigma(\frac{1}{\epsilon})$ mellett elhanyagolható.

$$ik^b A_b^i e^{ik_j x^j} - ik^b A^{+i}_b e^{-ik_j x^j} = -\frac{1}{2}(ik^i A_b^b e^{ik_j x^j} - ik^i A^{+b}_b e^{-ik_j x^j})$$

$$(k^b A_b^i + \frac{1}{2}k^i A_b^b) e^{ik_j x^j} = (ik^b A^{+i}_b + \frac{1}{2}k^i A_b^b) e^{-ik_j x^j}.$$

Az első tagban szereplők közül tudjuk, hogy az exponenciális sose 0, így csak akkor lehet nulla, ha a zárójelen belüli tag nulla, vagyis:

$$k^b A_b^i = -\frac{1}{2}k^i A_b^b. \quad (60)$$

Az egyenlőségjel másik oldalával most nem foglalkozunk. Különítsük el az amplitúdó viselkedését a gravitációs sugárzás polarizációjától. A tér minden pontján ahol sugárzás van, ϵ_{ab} -vel arányos polarizációs tenzormezőt definiálunk, ahol A_{ab} nagyságát az $\epsilon_{ab}\epsilon^{ab} = 1$ normálási tényezővel normáljuk. Így tehát $\epsilon_{ab} = \frac{1}{\sqrt{A^{ab}A_{ab}}}A_{ab}$ -ként definiálható a polarizációs tenzor, valamint az amplitúdó $A = \sqrt{A_{ab}A^{ab}}$ formulával írható le. Utóbbi egy pozitív skalár, a sugárzás intenzitásának mértéke, amely csak akkor tűnik el, ha nincs sugárzás. Így tehát a továbbiakban az $A_{ab} = A\epsilon_{ab}$ képletet fogjuk használni a polarizációk leírására [11]. Már említésre került, hogy z-irányban terjedő gravitációs hullámot vettünk, ezt felhasználva válasszuk most a (60)-as egyenletben szereplő tagok esetén "b" indexet 0-nak vagy 3-nak. Ekkor a következő alakot nyerjük:

$$k(\epsilon_0^i + \epsilon_3^i) = -\frac{1}{2}k^i \epsilon_b^b$$

ahol $\epsilon_b^b = (\epsilon_0^0 + \epsilon_1^1 + \epsilon_2^2 + \epsilon_3^3) = (-\epsilon_{00} + \epsilon_{11} + \epsilon_{22} + \epsilon_{33})$. Az egyenletek a lehetséges i értékekkel meghatóak a következő alakokban:

$$i = 0:$$

$$k(\epsilon_0^0 + \epsilon_3^0) = -\frac{k}{2}(\epsilon_0^0 + \epsilon_1^1 + \epsilon_2^2 + \epsilon_3^3),$$

$$i = 1:$$

$$k(\epsilon_0^1 + \epsilon_3^1) = 0,$$

$$i = 2:$$

$$k(\epsilon_0^2 + \epsilon_3^2) = 0,$$

$$i = 3:$$

$$k(\epsilon_0^3 + \epsilon_3^3) = -\frac{k}{2}(\epsilon_0^0 + \epsilon_1^1 + \epsilon_2^2 + \epsilon_3^3).$$

A felső indexek lehúzása után az egyenletek

$$i = 0:$$

$$k(\epsilon_{00} + \epsilon_{03}) = \frac{k}{2}(\epsilon_0^0 + \epsilon_1^1 + \epsilon_2^2 + \epsilon_3^3),$$

$$i = 1:$$

$$k(\epsilon_{01} + \epsilon_{13}) = 0,$$

$$i = 2:$$

$$k(\epsilon_{02} + \epsilon_{23}) = 0,$$

$$i = 3:$$

$$k(\epsilon_{03} + \epsilon_{33}) = -\frac{k}{2}(\epsilon_0^0 + \epsilon_1^1 + \epsilon_2^2 + \epsilon_3^3).$$

Az $i = 1$ és $i = 2$ feltételekből triviálisan következik az alábbi formulák:

$$\epsilon_{31} = -\epsilon_{01}$$

$$\epsilon_{32} = -\epsilon_{02}.$$

Az $i = 0$ és az $i = 3$ feltételek pedig az alábbi egyenletet eredményezik:

$$\begin{aligned} -\epsilon_{00} - \epsilon_{03} &= \epsilon_{33} + \epsilon_{03} = -\frac{1}{2}\epsilon_a^a \\ -2\epsilon_{00} - 2\epsilon_{03} &= 2\epsilon_{33} + 2\epsilon_{03} = +\epsilon_{00} - \epsilon_{11} - \epsilon_{22} - \epsilon_{33}. \end{aligned}$$

Mindkét egyenlőségéből kifejezve ϵ_{03} -at:

$$2\epsilon_{03} = -3\epsilon_{00} + \epsilon_{11} + \epsilon_{22} + \epsilon_{33}$$

$$2\epsilon_{03} = \epsilon_{00} - \epsilon_{11} - \epsilon_{22} - 3\epsilon_{33}.$$

Összeadva, a két egyenletet ϵ_{11} és ϵ_{22} komponensek kiküszöbölhetőek, ami a

$$2\epsilon_{03} = -\epsilon_{00} - \epsilon_{33}$$

egyenlethez vezet. Most kivonva az ϵ_{03} -ra felírt két egyenletet egymásból adódik a

$$\epsilon_{22} + \epsilon_{11} = 2\epsilon_{00} + 2\epsilon_{33}$$

formula, amit visszahelyettesítve a ϵ_{03} -ra kapott bármelyik egyenletbe következik az alábbi egyenlőség:

$$\epsilon_{03} = \frac{-1}{2}[\epsilon_{00} + \epsilon_{33}]$$

Összefoglalva a feltételeket, amiket i kiírásával kaptunk:

$$\begin{array}{l} \epsilon_{01} = -\epsilon_{31} \\ \epsilon_{02} = -\epsilon_{32} \\ \epsilon_{03} = \frac{-1}{2}(\epsilon_{00} + \epsilon_{33}) \\ \epsilon_{11} + \epsilon_{22} = 2\epsilon_{00} + 2\epsilon_{33} \end{array}.$$

Ezek tehát a polarizációs vektor komponensek, amelyek szimmetrikusak. A harmonikus koordinátaválasztás nem egyértelmű. Az ilyen koordináta rendszerek közötti transzformációk felhasználásával [7][8] az $\epsilon_{11}, \epsilon_{12}, \epsilon_{21}, \epsilon_{22}$ koordinátákat kivéve minden más komponens nullává tehető. Így előáll, hogy $\epsilon_{11} = -\epsilon_{22}$. Ezt a feltételt, valamint az $\epsilon_{12} = \epsilon_{21}$ egyenlőség miatt a polarizációs vektorra a következő adódik:

$$A_{ab} = \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & A_{11} & A_{12} & 0 \\ 0 & A_{12} & -A_{11} & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \end{pmatrix}.$$

Általában az ϵ_{11} komponens a $+$, míg ϵ_{12} komponens a $\times$ polarizáció. A teljes A_{ab} tenzor így felbontható a következő alakúra:

$$\epsilon_{ab} = \epsilon_{11} \cdot \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & -1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \end{pmatrix} + \epsilon_{12} \cdot \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 1 & 0 \\ 0 & 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \end{pmatrix}.$$

Ha z-tengely körüli térbeli forgatást hajtunk végre, akkor a mátrix ezen szerkezete nem változik meg, tekintsük most ezt a transzformációt. Ehhez bevezetjük a

$$\epsilon_{\pm} = \epsilon_{11} \mp i\epsilon_{12} \quad (61)$$

mennyiségeket, majd a forgásmátrixra ezek a komponensek

$$\epsilon'_{\pm} = e^{(\pm 2i\theta)} \epsilon_{\pm} \quad (62)$$

alakúvá válnak. Ebből látható, hogy a gravitációs hullámok (perturbáció) helicitása 2 [8]. Ez azért van, mert egy szimmetrikus kétindexes tenzor írja le. Arra jutottunk tehát, hogy létezik hullám megoldás, még pedig ezen gravitációs perturbáció fénysebességgel szinuszosan terjed. A gravitációs hullám alakja pedig

$$\Psi_{ed} = A_{ed} e^{(ik_j x^j)} + A_{ed}^+ e^{(-ik_j x^j)}. \quad (63)$$

Látható, hogy ugyanazt a kétindexes szimmetrikus tenzort kaptuk nagyfrekvenciás-közelítésben, mint a gyenge-tér-közelítés esetén. Levonható tehát az a következmény, hogy a görbület nem változtatja meg a polarizációs tenzor komponenseket lineáris rendben és nem hoz be új komponenseket sem.

4. Gravitációs hullámok visszahatása a téridő geometriájára

4.1. Bevezető

Az előző fejezetben a nagyfrekvenciás közelítéssel sikerült lineáris rendben a gravitációs hullámokról levonni azt a következtetést, hogy null geodetikusan terjednek, tehát fényszerűek, valamint nem változtatja meg a görbület a polarizációs tenzor komponenseket. Ezek a fontos eredmények az ϵ -ban vezető rendű Einstein egyenlet (49)-ből származtatható hullámegyenlet (51) következményei abban az esetben, ha az (52),(53)-as egyenletek teljesülnek. Ebben a fejezetben a gravitációs hullámok visszahatását fogjuk vizsgálni a téridő geometriájára.

4.2. Energia-impulzus tenzor

A korábban tárgyalt perturbált Ricci-tenzorok segítségével fogjuk megvizsgálni a másodrendű (50) Einstein-egyenletet. A másodrendű Ricci-tenzor a megfelelő indexek segítségével a következőképpen adható meg:

$$R_{ab}^{(2)} = \frac{1}{2} \left[\frac{1}{2} (\nabla_b h^{lf} \nabla_a h_{lf}) + \nabla^l h_a^f (\nabla_l h_{bf} - \nabla_f h_{lb}) + \left(\frac{1}{2} \nabla^f h - \nabla_l h^{lf} \right) (\nabla_b h_{af} + \nabla_a h_{bf} - \nabla_f h_{ba}) + h^{lf} (\nabla_f \nabla_b h_{la} + \nabla_l \nabla_a h_{bf} - \nabla_b \nabla_a h_{lf} - \nabla_l \nabla_f h_{ba}) \right].$$

Az Einstein-egyenlet vezető rendben:

$$R_{ab}^{(1)} = 0.$$

Második rendben:

$$R_{ab}^{(0)} = -\epsilon^2 R_{ed}^{(2)}.$$

Az (50)-es egyenlet megmutatja, hogyan működik a hullám a görbület forrásaként. Figyeljük meg, hogy a (49)-es és (50)-es egyenletek nem teljesülnek egyidejűleg, viszont ha feltesszük, hogy $\epsilon \ll 1$ nagyságrend teljesül, akkor a (64) és a (65)-ös Einstein mezőegyenletek egyszerre megoldhatóak.

$$R_{ab}^{(1)} = 0, \tag{64}$$

$$R_{ab}^{(0)} - \frac{1}{2} g_{ab} R^{(0)} = 8\pi T_{ab}^{eff}, \tag{65}$$

ahol az effektív energia-impulzus tenzor a következőképpen fejezhető ki nagyfrekvenciás közelítésben:

$$-T_{ab}^{eff} = \frac{\epsilon^2}{8\pi} (R_{ab}^{(2)} - \frac{1}{2} g_{ab} R^{(2)}) = \frac{\epsilon^2}{16\pi} (Q_{ab} - \nabla_l S_{ab}^l).$$

A feladat Q_{ab} és S_{ab}^l meghatározása.

$$\begin{aligned}
Q_{ab} - \nabla_l S_{ab}^l &= -\frac{16\pi}{\epsilon^2} T_{ab}^{eff} = 2R_{ab}^{(2)} - g_{ab} R^{(2)} \\
&= -\frac{1}{2} \nabla_b h^{lf} \nabla_a h_{lf} + \nabla^l h_a^f (\nabla_l h_{bf} - \nabla_f h_{lb}) + \left(\frac{1}{2} \nabla^f h - \nabla_l h^{lf} \right) (\nabla_b h_{af} + \nabla_a h_{bf} - \nabla_f h_{ba}) \\
&\quad + h^{lf} (\nabla_f \nabla_b h_{la} + \nabla_l \nabla_a h_{bf} - \nabla_b \nabla_a h_{lf} - \nabla_l \nabla_f h_{ba}) \\
&\quad - \frac{1}{2} g_{ab} \left[-\frac{3}{2} \nabla^i h^{lf} \nabla_i h_{lf} - \nabla^l h^{fi} \nabla_f h_{li} + \left(\frac{1}{2} \nabla^f h - \nabla_l h^{lf} \right) (2\nabla^i h_{if} - \nabla_f h) \right. \\
&\quad \left. + h^{lf} (\nabla_f \nabla^i h_{li} + \nabla_l \nabla^i h_{if} - \nabla^i \nabla_i h_{lf} - \nabla_l \nabla_f h) \right].
\end{aligned}$$

Teljes divergenciákat képezve:

$$\begin{aligned}
h^{lf} \nabla_f \nabla_b h_{la} &= \nabla_j (h^{lj} \nabla_b h_{la}) - \nabla_f h^{lf} \nabla_b h_{la} \\
+h^{lf} \nabla_l \nabla_a h_{bf} &= \nabla_j (h^{jf} \nabla_a h_{bf}) - \nabla_l h^{lf} \nabla_a h_{bf} \\
-h^{lf} \nabla_b \nabla_a h_{lf} &= -h^{lf} \nabla_j (\delta_b^j \nabla_a h_{lf}) = -\nabla_j (\delta_b^j h^{lf} \nabla_a h_{lf}) + \nabla_b h^{lf} \nabla_a h_{lf} \\
-h^{lf} \nabla_l \nabla_f h_{ba} &= -\nabla_j (h^{jf} \nabla_f h_{ba}) + \nabla_l h^{lf} \nabla_f h_{ba} \\
-\frac{1}{2} g_{ab} h^{lf} \nabla_f \nabla^i h_{li} &= -\frac{1}{2} g_{ab} [\nabla_j (h^{lj} \nabla^i h_{li}) - \nabla_f h^{lf} \nabla^i h_{li}] \\
-\frac{1}{2} g_{ab} h^{lf} \nabla_l \nabla^i h_{if} &= -\frac{1}{2} g_{ab} [\nabla_j (h^{jf} \nabla^i h_{if}) - \nabla_l h^{lf} \nabla^i h_{if}] \\
+\frac{1}{2} g_{ab} h^{lf} \nabla^i \nabla_i h_{lf} &= +\frac{1}{2} g_{ab} [\nabla_j (h^{lf} \nabla^j h_{lf}) - \nabla^i h^{lf} \nabla_i h_{lf}] \\
+\frac{1}{2} g_{ab} h^{lf} \nabla_l \nabla_f h &= +\frac{1}{2} g_{ab} [\nabla_j (h^{jf} \nabla_f h) - \nabla_l h^{lf} \nabla_f h].
\end{aligned}$$

Összeségében tehát:

$$\begin{aligned}
Q_{ab} &= \frac{1}{2} \nabla_b h^{lf} \nabla_a h_{lf} + \nabla^l h_a^f (\nabla_l h_{bf} - \nabla_f h_{lb}) + \frac{1}{2} \nabla^f h (\nabla_b h_{af} + \nabla_a h_{bf} - \nabla_f h_{ba}) \\
&\quad - \frac{1}{2} g_{ab} \left[\frac{1}{2} \nabla^i h^{lf} \nabla_i h_{lf} - \nabla^l h^{fi} \nabla_f h_{li} + \frac{1}{2} \nabla^f h (2\nabla^i h_{if} - \nabla_f h) \right], \\
S_{ab}^j &= -h^{lj} \nabla_b h_{la} - h^{jf} \nabla_a h_{bf} + \delta_b^j h^{lf} \nabla_a h_{lf} + h^{jf} \nabla_f h_{ba} \\
&\quad + \frac{1}{2} g_{ab} (2h^{jf} \nabla^i h_{if} - h^{lf} \nabla^j h_{lf} - h^{jf} \nabla_f h).
\end{aligned}$$

Q egy négyzetes tenzor ∂h -ban, míg S alakja $h\partial h$. Látható, hogy S -nek a divergenciája szerepel csak az egyenletben. A (65)-ös egyenlet alapján azt találjuk, hogy a nagyfrekvenciás közelítés lecsatolja a gravitációs sugárzási mezőket a forrásuktól [16]. A következő lépésben egy téridő átlagolási eljárást szeretnék ismertetni, amelyet Brill és Hartle írt elő. Ennek oka az, hogy az effektív energia-impulzus tenzor jobban kezelhető és a későbbiekben meg tudjam mutatni azt, hogy amint végigsöpör a háttéren egy gravitációs hullám a téridőből Vaidya-téridőt hoz létre [16]. A közelítés oka az, hogy túl nagy hullámhossztartományt foglal magába a vizsgált régió. A tartomány szűkítése érdekében azt használjuk ki, hogy választható egy

olyan régiót, amely mérete kicsi ahhoz a skálához képest, amelyen a háttér változik, de független $\sigma(1)$ nagyságrendtől és ezért a sugárzás hullámhosszához képest nagy a háttér. Ez a téridő átlag az alábbi alakúra módosítja az energia-impulzus tenzort:

$$T_{ab}^{BH} = \frac{\epsilon^2}{16\pi} \langle (Q_{ab} - \nabla_l S_{ab}^l) \rangle. \quad (66)$$

A (66)-os egyenletben a $\langle . \rangle$ jelöli a Brill-Hartle féle téridő átlagot.

4.3. Brill–Hartle-féle átlagolási eljárás

Az effektív energia-impulzus tenzort meghatározó Q (mező) és S (forrás) pontos meghatározása nehézkes, de a Brill-Hartle eljárás jobban kezelhetővé teszi. Az átlag egy gyorsan oszcilláló tenzormező átlaga, amit a teljes téridőre vett integrállal tudunk kiszámítani. A vizsgált tenzorok nem feltétlenül vannak egy térben, ami az összeadásukat ellehetetleníti, ezért választható két bivektor [17], ami elvégzi a közös térbe helyezését a tenzoroknak (geodetikus párhuzamos eltolás). Ezeket jelöljük rendre $g_a^\alpha(x, x')$, $g_b^\beta(x, x')$. Ezek vektorként transzformálódnak, ha koordináta transzformációt hajtunk rajtuk végre x -ben vagy x' -ben, valamint feltételezve, hogy x és x' kellően közel vannak egymáshoz, hogy biztosítva legyen közöttük a g_{ab} geodetikus létezése, hogy áttérhessünk x -ből x' koordináta rendszerbe és fordítva párhuzamos eltolással. ($A_\alpha = g_a^{\beta'} A_{\beta'}$, ahol $A_{\beta'}$ vektor x' koordináta rendszerben és A_α vektor x koordináta rendszerben). Feltételezzük, hogy a T_{ab} tenzornak csak λ hullámhosszúságú nagyfrekvenciás komponensei vannak és a g_{ab} háttérmetrika csak alacsony frekvenciát tartalmaz $\lambda \ll L$ hullámhosszú komponensekkel, akkor definiálható az átlagolási eljárás [16]:

$$\langle T_{ab} \rangle = \int_{teljestéridő} g_a^{\alpha'}(x, x') g_b^{\beta'}(x, x') \cdot T_{\alpha'\beta'}(x') f(x, x') d^4 x', \quad (67)$$

ahol $f(x, x')$ ún. simító függvény, melynek fontos tulajdonsága, hogy mindenhol 0, ahol $\lambda \ll d \ll L$, valamint

$$\int_{teljestéridő} f(x, x') d^4 x = 1. \quad (68)$$

f változására pedig igaz, hogy: $\partial f \sim \frac{f}{d} = O(1)$ Az eljárás használata előtt 3 tulajdonságot még felhasználunk, amelyek egyszerűbbé teszik az energia-impulzus tenzort:

1. A teljes divergenciák (maga a forrás) eldobhatók. Ehhez észre kell venni, hogy a g_a^α a háttér geometriájától függ, ezért csak L távolságon változik. $\partial g_a^\alpha \sim \frac{g_a^\alpha}{L} = O(1)$, viszont az energia impulzus tenzor változása λ skálán mérhető, azaz $\partial T \sim \frac{T}{\lambda} = O(\frac{1}{\epsilon})$. Így a forrás divergenciájának átlaga kiírással megmutatható, hogy eltűnik.

$$\begin{aligned} \langle \nabla_l S_{ab}^l \rangle &= \int_{teljestéridő} g_a^{\alpha'}(x, x') g_b^{\beta'}(x, x') \cdot \nabla_{l'} S_{\alpha'\beta'}^{l'}(x') f(x, x') d^4 x' \\ &= \int_{teljestéridő} [\nabla_{l'} (g_a^{\alpha'}(x, x') g_b^{\beta'}(x, x') S_{\alpha'\beta'}^{l'}(x') f(x, x')) - (\nabla_{l'} g_a^{\alpha'}(x, x')) g_b^{\beta'}(x, x') S_{\alpha'\beta'}^{l'}(x') f(x, x') \\ &\quad - g_a^{\alpha'}(x, x') (\nabla_{l'} g_b^{\beta'}(x, x')) S_{\alpha'\beta'}^{l'}(x') f(x, x') - g_a^{\alpha'}(x, x') g_b^{\beta'}(x, x') S_{\alpha'\beta'}^{l'}(x') (\nabla_{l'} f(x, x'))] d^4 x' \end{aligned}$$

A négy tag közül az első felületi integrállá alakítható, valamint az utolsó 3 tag esetében pedig L skálán mérhető változásokról esett szó, de a T_{ab} esetén λ skálán mérjük a változást, mert a lokális viselkedését vizsgáljuk az energia-impulzus tenzornak. A Q_{ab} -ra is megfogalmazunk 2 további feltételt.

2. $\langle \nabla^l h_b^f \nabla_f h_{la} \rangle = -\langle \nabla_f (\nabla^l h_b^f) h_{la} \rangle$. Ez a tulajdonság a tagonkénti integrálásnak köszönhető.

3. Kovariáns deriváltak kommutálnak nagyfrekvenciás közelítésben: $\nabla_{[lf]} h_{ab} = \frac{1}{2} R_{a\sigma lf}^{(0)} h_b^\sigma + \frac{1}{2} R_{b\sigma lf}^{(0)} h_a^\sigma$. Ezekre a tulajdonságokra azért volt szükség, hogy a λ skálán tudjuk vizsgálni az energia-impulzus tenzort,

tehát leválasszuk a skálán lassan és gyorsan változó komponenseit. Így tehát az átlagolás előtt felírva a tenzor alakját:

$$T_{ab}^{BH} = \frac{\epsilon^2}{32\pi} \langle \nabla_b h^{lf} \nabla_a h_{lf} \rangle + O(\epsilon) \quad (69)$$

Ha b értékét 0-nak rögzítjük, akkor $h_{0a} = 0$, azaz következik a rögzítésből, hogy T_{00} pozitív definit.

4.4. WKB analízis

A hullámegyenlet megoldását a perturbáció spúrinvertált alakja segítségével sikerült felírni. A (46)-os egyenletet felhasználva előállítottunk egy olyan megoldást, ami határesetben a Minkowski téridőt eredményezi. Az előállításához elegendő lett volna a perturbációt olyan alakban keresni, amely egyetlen Fourier komponenset tartalmaz. Ez a komponens h segítségével felírva:

$$h_{ab} = A_{ab} e^{ik_j x^j}. \quad (70)$$

A vizsgált távolsági skálán (L -el összemérhető skálán) keressük a megoldását az (56)-os egyenletnek, viszont ezen a skálán A és k lassan változó fizikai mennyiségek, melyeket már az előző fejezetben tárgyaltunk. Ennek oka a lassan változó geometria. Így az egyenlet megoldását a következő alakban keressük:

$$h_{ab} = A_{ab} e^{i\Phi}, \quad (71)$$

ahol Φ egy valós értékű függvény, melynek nagyságrendje megegyezik a lassan változó k -val. Ezt a függvényt a számítások egyszerűsödése érdekében vezettük be, általában ezt az egyszerűsítést a kvantummechanikában szokták alkalmazni, mert a (71)-es egyenlet közönséges differenciálegyenlethez vezet [18] és WKB közelítésnek hívják. Vezessünk be állandó Φ fázis melletti, felületekkel normális irányú vektorokat. Ekkor igaz a következő összefüggés:

$$\nabla_a \Phi = k_a. \quad (72)$$

Most pedig becsüljük meg a deriváltakat, amelyek a WKB analízisben használatosak lesznek az energia-impulzus tenzor végső alakjának előállítása céljából. Az (58)-as egyenletből következtetni lehet arra, hogy

$$k_a \sim O\left(\frac{1}{\epsilon}\right). \quad (73)$$

Ahhoz, hogy becsülni tudjunk, fel kell használni a (60)-as egyenletet, valamint kihasználni a WKB analízis alapötletét, hogy az amplitúdó lassabban változik, mint a fázis, így a lassan változó amplitúdó leválasztható a polarizációs tenzorokról és a fázisról is. Így tehát élhetünk azzal a becsléssel, hogy

$$\nabla_f A^{ab} \sim O(1), \quad (74)$$

Írjuk át most a (60)-as egyenletet a WKB analízisnek megfelelően.

$$(\nabla_c A k^c + \frac{1}{2} A \nabla_c k^c) \epsilon_{ab} + A \nabla_c \epsilon_{ab} k^c = 0.$$

Kontrahálva ϵ^{ab} -vel

$$\nabla_c[\log(A)]k^c + \frac{1}{2}\nabla_c k^c = 0.$$

Ez az egyenlet pedig könnyen átírható már közönséges differenciálegyenletté

$$\frac{d}{dl} \log A = -\frac{1}{2}\nabla_c k^c \quad (75)$$

ami megmutatja, hogyan változik a sugárzás a sugarak szétválasztásával. Felhasználva a korábbi egyenleteket, belátható, hogy

$$\nabla_c \epsilon_{ab} k^c = \frac{d}{dl} \epsilon_{ab} = 0.$$

Ebből az egyenletből már látható, hogy a polarizációs tenzorok párhuzamosak a nullgeodetikusok mentén. Így tehát megadható 2 peremfeltétele egy fixen választott ponton végig [11].

$$\epsilon_{ab} k^a = 0, \quad (76)$$

$$\epsilon_{ab} g^{ab} = 0. \quad (77)$$

A fejezetben tárgyalt korábbi egyenlet (75) pedig átírható a következő alakra:

$$\nabla_c (A^2 k^c) = 0. \quad (78)$$

A WKB analízis segítségével tehát könnyen analógiát állíthatunk fel a gravitációs hullámok és a fény terjedése között [19].

4.5. WKB hullám által generált energia-impulzus tenzor

A WKB és a BH által generált eredményeket egy egyszerű pédán keresztül fogjuk felhasználni. Ahhoz, hogy mindkét formalizmus egyszerre működjön, nagyon szimmetrikus helyzetnek kell előállnia. Ezért szükséges, hogy egy m tömegű test gömb alakú sugárzását vizsgáljuk. Ez értelmezhető csillagként, vagy erős gravitációs térrel rendelkező objektumként. Fontos megemlíteni, hogy a Birkhoff-tétel tiltja a gömb-szimmetriát, viszont ebben a közelítésben a gömbszimmetria úgy értendő, hogy nagyon sok kis gravitációs sugárzás forrásaként működő pontot egy térbe gyűjtünk (erre szolgál a BH átlagolási eljárás), ami már lehet ilyen értelemben gömbszimmetrikus. Ennek tudatában most már csak el kell végezni az átlagolást ahhoz, hogy az energia-impulzus tenzor előálljon. Fontos kihangsúlyozni, hogy az energia-impulzus tenzort előállító formalizmushoz elengedhetetlenek az (58),(71),(72),(76)-(78)-as egyenletek, valamint a polarizációs tenzorokra használt normálási tényező. Térjünk át a klasszikus Descartes-koordináta rendszerről kimenő Vaidya-téridőre $(t, x, y, z) \rightarrow (u, r, \theta, \phi)$, valamint $\Phi(u)$ null koordinátákat válasszunk a számítások egyszerűsége végett, ugyanis a (72)-es egyenlet szerint a hullámvektor: $k_a = (\nabla_a \Phi, 0, 0, 0)$ alakú lesz. A kimenő Vaidya téridő metrikája az (u, r, θ, φ) Eddington-Finkelstein típusú koordinátákban

$$\begin{aligned} g_{ab} &= -\left(1 - \frac{2M(u)}{r}\right) \delta_a^u \delta_b^u - \delta_a^u \delta_b^r - \delta_a^r \delta_b^u + r^2 (\delta_a^\theta \delta_b^\theta + \sin^2 \theta \delta_a^\varphi \delta_b^\varphi) \\ &= \begin{pmatrix} -\left(1 - \frac{2M(u)}{r}\right) & -1 & 0 & 0 \\ -1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & r^2 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & r^2 \sin^2 \theta \end{pmatrix}, \end{aligned} \quad (79)$$

inverze

$$\begin{aligned} g^{ab} &= \left(1 - \frac{2M(u)}{r}\right) \delta_r^a \delta_r^b - \delta_u^a \delta_r^b - \delta_r^a \delta_u^b + r^{-2} (\delta_\theta^a \delta_\theta^b + \sin^{-2} \theta \delta_\varphi^a \delta_\varphi^b) \\ &= \begin{pmatrix} 0 & -1 & 0 & 0 \\ -1 & \left(1 - \frac{2M(u)}{r}\right) & 0 & 0 \\ 0 & 0 & r^{-2} & 0 \\ 0 & 0 & 0 & r^{-2} \sin^{-2} \theta \end{pmatrix}. \end{aligned} \quad (80)$$

4.5.1. $A \times$ polarizáció átlagolása

A metrikus perturbáció $\times$ polarizációjának kovariáns deriválva

$$\begin{aligned} \sqrt{2} \nabla_c h_{ab}^\times &= \nabla_c [F(u, r) \sin \theta \cos \phi(u) (\delta_a^\theta \delta_b^\varphi + \delta_a^\varphi \delta_b^\theta)] \\ &= \partial_c [F(u, r) \sin \theta \cos \phi(u)] (\delta_a^\theta \delta_b^\varphi + \delta_a^\varphi \delta_b^\theta), \end{aligned}$$

ahol felhasználtuk, hogy $\nabla_c (\delta_a^\theta \delta_b^\varphi + \delta_a^\varphi \delta_b^\theta) = 0$. A (kovariáns) metrikus perturbáció kontravariáns alakja (ez nem egyezik meg a kontravariáns metrika perturbációjával!)

$$\begin{aligned}
h_{\times}^{ab} &= g^{ai} g^{bj} h_{ij}^{\times} = \frac{F(u, r)}{r^2} \epsilon_{\times}^{ab} \cos \phi(u) \\
&= F(u, r) \frac{\cos \phi(u)}{\sqrt{2} r^4 \sin \theta} (\delta_{\theta}^a \delta_{\varphi}^b + \delta_{\varphi}^a \delta_{\theta}^b) \\
&= \frac{1}{\sqrt{2}} F(u, r) \sin \theta \cos \phi(u) \frac{(\delta_{\theta}^a \delta_{\varphi}^b + \delta_{\varphi}^a \delta_{\theta}^b)}{r^4 \sin^2 \theta} \\
&= \frac{1}{\sqrt{2}} F(u, r) \sin \theta \cos \phi(u) (g^{a\theta} g^{b\varphi} + g^{a\varphi} g^{b\theta}) .
\end{aligned} \tag{81}$$

Kovariáns deriváltja

$$\sqrt{2} \nabla_d h_{\times}^{ab} = \partial_d [F(u, r) \sin \theta \cos \phi(u)] (g^{a\theta} g^{b\varphi} + g^{a\varphi} g^{b\theta}) . \tag{82}$$

Ellenőrzésképpen ebből az indexek lehúzásával is előállíthatjuk a kovariáns metrikus perturbációt:

$$\begin{aligned}
\sqrt{2} \nabla_d h_{ij}^{\times} &= \sqrt{2} g_{ia} \nabla_d h_{\times}^{ab} g_{jb} \\
&= \left[- \left(1 - \frac{2M(u)}{r} \right) \delta_a^u \delta_i^u - \delta_a^u \delta_i^r - \delta_a^r \delta_i^u + r^2 (\delta_a^\theta \delta_i^\theta + \sin^2 \theta \delta_a^\varphi \delta_i^\varphi) \right] \\
&\quad \times \partial_d [F(u, r) \sin \theta \cos \phi(u)] (g^{a\theta} g^{b\varphi} + g^{a\varphi} g^{b\theta}) \\
&\quad \times \left[- \left(1 - \frac{2M(u)}{r} \right) \delta_b^u \delta_j^u - \delta_b^u \delta_j^r - \delta_b^r \delta_j^u + r^2 (\delta_b^\theta \delta_j^\theta + \sin^2 \theta \delta_b^\varphi \delta_j^\varphi) \right] \\
&= \partial_d [F(u, r) \sin \theta \cos \phi(u)] (\delta_i^\theta \delta_j^\varphi + \delta_i^\varphi \delta_j^\theta) .
\end{aligned} \tag{83}$$

Ezekből kiszámolható az átlagolandó kifejezés:

$$\nabla_c h_{ab}^{\times} \nabla_d h_{\times}^{ab} = g^{\theta\theta} g^{\varphi\varphi} \partial_c [F(u, r) \sin \theta \cos \phi(u)] \partial_d [F(u, r) \sin \theta \cos \phi(u)] . \tag{84}$$

4.5.2. Legegyszerűbb eset

Legyen a metrikus perturbáció WKB alakú: $h_{ab} = A \epsilon_{ab} \cos \phi(u)$, így $F(u, r) = Ar^2$. Ekkor

$$\begin{aligned}
\nabla_c h_{ab}^{\times} \nabla_d h_{\times}^{ab} &= \frac{A^2}{r^4 \sin^2 \theta} \partial_c [r^2 \sin \theta \cos \phi(u)] \partial_d [r^2 \sin \theta \cos \phi(u)] \\
&= A^2 \begin{pmatrix} \dot{\phi}^2 \sin^2 \phi(u) & \frac{2}{r} \dot{\phi} \sin \phi(u) \cos \phi(u) & \frac{\cos \theta}{\sin \theta} \dot{\phi} \sin \phi(u) \cos \phi(u) & 0 \\ \frac{2}{r} \dot{\phi} \sin \phi(u) \cos \phi(u) & \frac{4}{r^2} \cos^2 \phi(u) & \frac{2}{r} \frac{\cos \theta}{\sin \theta} \cos^2 \phi(u) & 0 \\ \frac{\cos \theta}{\sin \theta} \dot{\phi} \sin \phi(u) \cos \phi(u) & \frac{2}{r} \frac{\cos \theta}{\sin \theta} \cos^2 \phi(u) & \frac{\cos^2 \theta}{\sin^2 \theta} \cos^2 \phi(u) & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \end{pmatrix}
\end{aligned} \tag{85}$$

Ha $\dot{\phi} = \mathcal{O}(\varepsilon^{-1})$, akkor a domináns tag

$$\nabla_c h_{ab}^\times \nabla_d h_{\times}^{ab} = A^2 \begin{pmatrix} \dot{\phi}^2 \sin^2 \phi(u) & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \end{pmatrix} = A^2 k_c k_d \sin^2 \phi(u) , \quad (86)$$

mivel $k_a = (\dot{\phi}, 0, 0, 0)$, így

$$k_a k_b = \begin{pmatrix} \dot{\phi}^2 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \end{pmatrix} . \quad (87)$$

Átlagoláskor $\langle \sin^2 \phi(u) \rangle = 1/2$ ezért

$$\langle \nabla_c h_{ab}^\times \nabla_d h_{\times}^{ab} \rangle = \frac{A^2}{2} k_c k_d . \quad (88)$$

Affin paraméterezett geodetikus-e a k^a integrálgörbéje?

$$k^a \nabla_a k^b = g^{ac} \dot{\phi} \delta_c^u \nabla_a (g^{bd} \dot{\phi} \delta_d^u) = g^{au} g^{bu} \dot{\phi} \partial_a \dot{\phi} = g^{au} g^{bu} \dot{\phi} \delta_a^u \ddot{\phi} = g^{uu} g^{bu} \dot{\phi} \ddot{\phi} = 0 ,$$

vagyis affin paraméterezett geodetikus. Ez viszont azt jelenti, hogy a

$$\langle T_{ab}^\times \rangle = \frac{\varepsilon^2}{16\pi} \langle \nabla_c h_{ab}^\times \nabla_d h_{\times}^{ab} \rangle = \varepsilon^2 \frac{A^2}{32\pi} k_c k_d \quad (89)$$

energia-impulzus tenzor ugyan null por alakú, de az energiasűrűség állandó. Vaidya téridő esetén azonban ez

$$\omega = \frac{1}{4\pi} \frac{(-\dot{M})}{r^2} . \quad (90)$$

4.5.3. Vaidya eset

Ahhoz, hogy a Vaidya téridőt generáló forrást kapjuk,

$$F(u, r) = r A_\times(u) \quad (91)$$

választással élünk. Ekkor

$$\nabla_c h_{ab}^\times \nabla_d h_{\times}^{ab} = r^{-4} \sin^{-2} \theta \partial_c [r A_{\times}(u) \sin \theta \cos \phi(u)] \partial_d [r A_{\times}(u) \sin \theta \cos \phi(u)] \quad (92)$$

$$= \frac{A_{\times}^2(u)}{r^2} \begin{pmatrix} s^2 & \frac{1}{r} s \cos \phi(u) & \cot \theta s \cos \phi(u) & 0 \\ \frac{1}{r} s \cos \phi(u) & \frac{1}{r^2} \cos^2 \phi(u) & \frac{1}{r} \cot \theta \cos^2 \phi(u) & 0 \\ \cot \theta s \cos \phi(u) & \frac{1}{r} \cot \theta \cos^2 \phi(u) & \cot^2 \theta \cos^2 \phi(u) & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \end{pmatrix}. \quad (93)$$

ahol $s = \left[\frac{\dot{A}}{A} \cos \phi(u) - \sin \phi(u) \dot{\phi} \right]$ Mivel $\dot{\phi} = \mathcal{O}(\varepsilon^{-1})$, akkor a domináns tag

$$\nabla_c h_{ab}^\times \nabla_d h_{\times}^{ab} = \begin{pmatrix} \frac{A_{\times}^2(u) \dot{\phi}^2}{r^2} \sin^2 \phi(u) & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \end{pmatrix} = \frac{A_{\times}^2(u)}{r^2} \sin^2 \phi(u) k_c k_d, \quad (94)$$

így

$$T_{ab}^\times = \frac{\varepsilon^2 A_{\times}^2(u)}{32\pi r^2} \sin^2 \phi(u) k_a k_b \quad (95)$$

A $\phi(u)$ gyorsan változó fázis, míg $\varepsilon A_{\times}(u)$ a lassan változó amplitúdó. Így $\sin^2 \phi(u)$ az $\langle \sin^2 \phi(u) \rangle_{BH} = 1/2$. Vagyis

$$\omega = \frac{\varepsilon^2 A_{\times}^2(u)}{64\pi r^2}, \quad (96)$$

így

$$\dot{M} = -\frac{\varepsilon^2 A_{\times}^2(u)}{16} < 0. \quad (97)$$

4.5.4. A + polarizáció átlagolása

A metrikus perturbáció + polarizációjának kovariáns deriváltja

$$\begin{aligned}\sqrt{2}\nabla_c h_{ab}^+ &= \nabla_c [F(u, r) \cos \phi(u) (\delta_a^\theta \delta_b^\theta - \sin^2 \theta \delta_a^\varphi \delta_b^\varphi)] \\ &= \partial_c [F(u, r) \cos \phi(u)] (\delta_a^\theta \delta_b^\theta - \sin^2 \theta \delta_a^\varphi \delta_b^\varphi) - F(u, r) \sin 2\theta \cos \phi(u) \delta_a^\varphi \delta_b^\varphi \delta_c^\theta. \quad (98)\end{aligned}$$

A (kovariáns) metrikus perturbáció kontravariáns alakja (ez nem egyezik meg a kontravariáns metrika perturbációjával!)

$$\begin{aligned}h_+^{ab} &= g^{ai} g^{bj} h_{ij}^+ = \frac{F(u, r)}{r^2} \epsilon_+^{ab} \cos \phi(u) \\ &= F(u, r) \frac{\cos \phi(u)}{\sqrt{2} r^4} (\delta_\theta^a \delta_\theta^b - \sin^2 \theta \delta_\varphi^a \delta_\varphi^b) \\ &= \frac{1}{\sqrt{2}} F(u, r) \cos \phi(u) \frac{(\delta_\theta^a \delta_\theta^b - \sin^2 \theta \delta_\varphi^a \delta_\varphi^b)}{r^4} \\ &= \frac{1}{\sqrt{2}} F(u, r) \cos \phi(u) (g^{a\theta} g^{b\theta} - \sin^2 \theta g^{a\varphi} g^{b\varphi}). \quad (99)\end{aligned}$$

Kovariáns deriváltja

$$\begin{aligned}\sqrt{2}\nabla_d h_+^{ab} &= \nabla_d [F(u, r) \cos \phi(u) (g^{a\theta} g^{b\theta} - \sin^2 \theta g^{a\varphi} g^{b\varphi})] \\ &= \partial_d [F(u, r) \cos \phi(u)] (g^{a\theta} g^{b\theta} - \sin^2 \theta g^{a\varphi} g^{b\varphi}) - F(u, r) \cos \phi(u) \sin 2\theta g^{a\varphi} g^{b\varphi} \delta_d^\theta. \quad (100)\end{aligned}$$

Ez a (98) indexeinek felhúzásával is előáll.

Így kiszámolható az átlagolandó kifejezés:

$$\begin{aligned}2\nabla_c h_{ab}^+ \nabla_d h_+^{ab} &= \{ \partial_c [F(u, r) \cos \phi(u)] (\delta_a^\theta \delta_b^\theta - \sin^2 \theta \delta_a^\varphi \delta_b^\varphi) - F(u, r) \sin 2\theta \cos \phi(u) \delta_a^\varphi \delta_b^\varphi \delta_c^\theta \} \\ &\quad \times \{ \partial_d [F(u, r) \cos \phi(u)] (g^{a\theta} g^{b\theta} - \sin^2 \theta g^{a\varphi} g^{b\varphi}) - F(u, r) \cos \phi(u) \sin 2\theta g^{a\varphi} g^{b\varphi} \delta_d^\theta \} \\ &= (g^{\theta\theta} g^{\theta\theta} + \sin^4 \theta g^{\varphi\varphi} g^{\varphi\varphi}) \partial_c [F(u, r) \cos \phi(u)] \partial_d [F(u, r) \cos \phi(u)] \\ &\quad + 2g^{\varphi\varphi} g^{\varphi\varphi} \sin 2\theta \sin^2 \theta \delta_{(d}^\theta \partial_{c)} [F(u, r) \cos \phi(u)] F(u, r) \cos \phi(u) \\ &\quad + g^{\varphi\varphi} g^{\varphi\varphi} \delta_c^\theta \delta_d^\theta \sin^2 2\theta F^2(u, r) \cos^2 \phi(u). \quad (101)\end{aligned}$$

4.5.5. Vaidya eset

Legyen a metrikus perturbáció WKB alakú: $h_{ab} = A_+(u) \epsilon_{ab} \cos \phi(u)$, így $F(u, r) = A_+(u)r$. Ekkor

$$\begin{aligned} 2\nabla_c h_{ab}^+ \nabla_d h_+^{ab} &= (g^{\theta\theta} g^{\theta\theta} + \sin^4 \theta g^{\varphi\varphi} g^{\varphi\varphi}) \partial_c [r A_+(u) \cos \phi(u)] \partial_d [r A_+(u) \cos \phi(u)] \\ &+ 2r^2 g^{\varphi\varphi} g^{\varphi\varphi} \sin 2\theta \sin^2 \theta \partial_c [r A_+(u) \cos \phi(u)] \cos \phi(u) + r^2 g^{\varphi\varphi} g^{\varphi\varphi} \sin^2 2\theta \cos^2 \phi(u) A_+(u) \\ &= 2r^{-4} \partial_c [r A_+(u) \cos \phi(u)] \partial_d [r A_+(u) \cos \phi(u)] \end{aligned} \quad (102)$$

$$+ 4r^{-2} \cot \theta \delta_{(d}^{\theta} \partial_{c)} [r A_+(u) \cos \phi(u)] \cos \phi(u) + 4r^{-2} \delta_c^{\theta} \delta_d^{\theta} \cot^2 \theta \cos^2 \phi(u) A_+(u) \quad (103)$$

$$= 2 \frac{A_+(u)}{r^2} \begin{pmatrix} s^2 & -2s \cos \phi(u) & -2 \cot \theta s \cos \phi(u) & 0 \\ -2s \cos \phi(u) & \frac{2}{r^2} \cos^2 \phi(u) & \frac{4}{r} \cot \theta \cos^2 \phi(u) & 0 \\ -2 \cot \theta s \cos \phi(u) & \frac{4}{r} \cot \theta \cos^2 \phi(u) & 2 \cot^2 \theta \cos^2 \phi(u) & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \end{pmatrix} \quad (104)$$

ahol $s_+ = \left[\frac{\dot{A}}{A} \cos \phi(u) - \sin \phi(u) \dot{\phi} \right]$ Mivel $\dot{\phi} = \mathcal{O}(\varepsilon^{-1})$, akkor a domináns tag

$$\nabla_c h_{ab}^+ \nabla_d h_+^{ab} = \begin{pmatrix} \frac{A^2(u) \dot{\phi}^2}{r^2} \sin^2 \phi(u) & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \end{pmatrix} = \frac{A_+^2(u)}{r^2} \sin^2 \phi(u) k_c k_d, \quad (105)$$

így

$$T_{ab}^+ = \frac{\varepsilon^2 A_+^2(u)}{32\pi r^2} \sin^2 \phi(u) k_a k_b \quad (106)$$

A $\phi(u)$ gyorsan változó fázis, míg $\varepsilon A_+(u)$ a lassan változó amplitúdó. Így $\sin^2 \phi(u)$ az $\langle \sin^2 \phi(u) \rangle_{BH} = 1/2$. Vagyis

$$\omega = \frac{\varepsilon^2 A_+^2(u)}{64\pi r^2}, \quad (107)$$

így

$$\dot{M} = -\frac{\varepsilon^2 A_+^2(u)}{16} < 0. \quad (108)$$

Ezzel beláttuk, hogy sikerült

$$R^0 = q^2 k_a k_b \quad (109)$$

alakúra hozni a másodrendű Einstein-egyenletet a tárgyalat formalizmus segítségével, ahol

$$q^2 = \frac{\varepsilon^2 A^2(u)}{8r^2}$$

Levonható tehát a következtetés, hogy ha végigsöpör egy gravitációs hullám a Minkowski-téridőn, akkor Vaidya-téridőt hoz létre visszahatásként [16].

5. Hengerszimmetrikus gravitációs hullámok

A hengerszimmetrikus téridő polarizációjának, valamint energia-impulzus tenzorának meghatározására is alkalmas a WKB formalizmus. Ehhez először áttérünk a klasszikus Descartes-koordináta rendszerről sugárzó Levi-Civita-téridőre $(t, x, y, z) \rightarrow (u, \rho, \Phi, z)$, valamint Φ null koordinátákat válasszunk a számítások egyszerűsége végett, ugyanis a (72)-es egyenlet szerint a hullámvektor: $k_a = (\nabla_a \Phi, 0, 0, 0)$ alakú lesz. A metrikus együtthatók:

$$\begin{aligned}\psi &= -(1-c) \ln a - \frac{c}{1-c} \ln \rho, \\ \exp 2\psi &= a^{-2(1-c)} \rho^{-\frac{2c}{1-c}}, \\ \gamma &= -(1-2c) \ln a + \frac{c^2}{(1-c)^2} \ln \rho, \\ \gamma - \psi &= c \ln a + \frac{c}{(1-c)^2} \ln \rho, \\ \exp 2(\gamma - \psi) &= a^{2c} \rho^{\frac{2c}{(1-c)^2}}.\end{aligned}\tag{110}$$

A Rao-féle ívelemnégyzet:

$$ds^2 = -a^{2c} \rho^{\frac{2c}{(1-c)^2}} \exp 2M(u) (du^2 + 2dud\rho) + a^{2(1-c)} \rho^{\frac{2}{1-c}} d\varphi^2 + a^{-2(1-c)} \rho^{-\frac{2c}{1-c}} dz^2\tag{111}$$

a sugárzó Levi-Civita téridőt jellemzi. A Levi-Civita vákuum téridőt az $(M = 0, a = 1, c = \frac{-\sigma}{1-\sigma})$ határesetként tartalmazza, a Minkowski-téridő pedig $(M = 0, a = 1, c = 0)$ paraméterekre áll elő.

A Rao-metrika [20]:

$$\begin{aligned}g_{ab} &= -a^{2c} \rho^{\frac{2c}{(1-c)^2}} \exp 2M(u) (\delta_a^u \delta_b^u + \delta_a^u \delta_b^\rho + \delta_a^\rho \delta_b^u) + a^{2(1-c)} \rho^{\frac{2}{1-c}} \delta_a^\varphi \delta_b^\varphi + a^{-2(1-c)} \rho^{-\frac{2c}{1-c}} \delta_a^z \delta_b^z \\ &= \begin{pmatrix} -a^{2c} \rho^{\frac{2c}{(1-c)^2}} \exp 2M(u) & -a^{2c} \rho^{\frac{2c}{(1-c)^2}} \exp 2M(u) & 0 & 0 \\ -a^{2c} \rho^{\frac{2c}{(1-c)^2}} \exp 2M(u) & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & a^{2(1-c)} \rho^{\frac{2}{1-c}} & 0 \\ 0 & 0 & 0 & a^{-2(1-c)} \rho^{-\frac{2c}{1-c}} \end{pmatrix}\end{aligned}\tag{112}$$

és inverze:

$$\begin{aligned}g^{ab} &= a^{-2c} \rho^{-\frac{2c}{(1-c)^2}} \exp [-2M(u)] (\delta_\rho^a \delta_\rho^b - \delta_u^a \delta_\rho^b - \delta_\rho^a \delta_u^b) + a^{-2(1-c)} \rho^{-\frac{2}{1-c}} \delta_\varphi^a \delta_\varphi^b + a^{2(1-c)} \rho^{\frac{2c}{1-c}} \delta_z^a \delta_z^b \\ &= \begin{pmatrix} 0 & -a^{-2c} \rho^{-\frac{2c}{(1-c)^2}} \exp [-2M(u)] & 0 & 0 \\ -a^{-2c} \rho^{-\frac{2c}{(1-c)^2}} \exp [-2M(u)] & a^{-2c} \rho^{-\frac{2c}{(1-c)^2}} \exp [-2M(u)] & 0 & 0 \\ 0 & 0 & a^{-2(1-c)} \rho^{-\frac{2}{1-c}} & 0 \\ 0 & 0 & 0 & a^{2(1-c)} \rho^{\frac{2c}{1-c}} \end{pmatrix}\end{aligned}$$

A $\times$ polarizáció:

$$\mathfrak{e}_{ab}^{\times} = \frac{H^{\times}(\rho)}{\sqrt{2}} (\delta_a^z \delta_b^{\varphi} + \delta_a^{\varphi} \delta_b^z) = \frac{H^{\times}(\rho)}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 1 \\ 0 & 0 & 1 & 0 \end{pmatrix} \quad (113)$$

és kontravariáns alakja:

$$\mathfrak{e}_{\times}^{ab} = \frac{H^{\times}(\rho)}{\sqrt{2}\rho^2} (\delta_{\varphi}^a \delta_z^b + \delta_z^a \delta_{\varphi}^b) = \frac{H^{\times}(\rho)}{\sqrt{2}\rho^2} \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 1 \\ 0 & 0 & 1 & 0 \end{pmatrix} \quad (114)$$

eleget tesz

$$\mathfrak{e}_{ab}^{\times} \mathfrak{e}_{\times}^{bc} = \frac{[H^{\times}(\rho)]^2}{2\rho^2} \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} \quad (115)$$

feltételnek. Tehát $\mathfrak{e}_{ab}^{\times} \mathfrak{e}_{\times}^{bc} = 1$ normálásból $H^{\times}(\rho) = \rho$ következik, vagyis

$$\mathfrak{e}_{ab}^{\times} = \frac{\rho}{\sqrt{2}} (\delta_a^z \delta_b^{\varphi} + \delta_a^{\varphi} \delta_b^z) = \frac{\rho}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 1 \\ 0 & 0 & 1 & 0 \end{pmatrix}, \quad (116)$$

$$\mathfrak{e}_{\times}^{ab} = \frac{1}{\sqrt{2}\rho} (\delta_{\varphi}^a \delta_z^b + \delta_z^a \delta_{\varphi}^b) = \frac{1}{\sqrt{2}\rho} \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 1 \\ 0 & 0 & 1 & 0 \end{pmatrix}. \quad (117)$$

A $+$ polarizáció pedig

$$\begin{aligned} \mathfrak{e}_{ab}^{+} &= \frac{H^{+}(\rho)}{\sqrt{2}} \left(\frac{a^{4(1-c)}}{\rho^2} \delta_a^{\varphi} \delta_b^{\varphi} - \rho^{-\frac{4}{1-c}} \delta_a^z \delta_b^z \right) \\ &= \frac{H^{+}(\rho)}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & \frac{a^{4(1-c)}}{\rho^2} & 0 \\ 0 & 0 & 0 & -\rho^{-\frac{4}{1-c}} \end{pmatrix}, \end{aligned} \quad (118)$$

kontravariáns alakja:

$$\begin{aligned}\mathfrak{e}_+^{ab} &= \frac{H^+(\rho)}{\sqrt{2}\rho^2} \left(\rho^{-\frac{4}{1-c}} \delta_\varphi^a \delta_\varphi^b - \frac{a^{4(1-c)}}{\rho^2} \delta_z^a \delta_z^b \right) \\ &= \frac{H^+(\rho)}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & \rho^{-\frac{4}{1-c}} & 0 \\ 0 & 0 & 0 & -\frac{a^{4(1-c)}}{\rho^2} \end{pmatrix}.\end{aligned}\quad (119)$$

Eleget tesznek

$$\mathfrak{e}_{ab}^+ \mathfrak{e}_+^{bc} = \frac{[H^+(\rho)]^2}{2} \frac{a^{4(1-c)}}{\rho^{4\frac{2-c}{1-c}}} \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 1 \end{pmatrix}$$

feltételnek, így az $\mathfrak{e}_{ab}^+ \mathfrak{e}_+^{bc} = 1$ normálásból $H^+(\rho) = a^{-2(1-c)} \rho^{2\frac{2-c}{1-c}}$ következik. Azaz,

$$\begin{aligned}\mathfrak{e}_{ab}^+ &= \frac{1}{\sqrt{2}} \left[\left(a^{1-c} \rho^{\frac{1}{1-c}} \right)^2 \delta_a^\varphi \delta_b^\varphi - \rho^2 \left(a^{1-c} \rho^{\frac{1}{1-c}} \right)^{-2} \delta_a^z \delta_b^z \right] \\ &= \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & \left(a^{1-c} \rho^{\frac{1}{1-c}} \right)^2 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & -\rho^2 \left(a^{1-c} \rho^{\frac{1}{1-c}} \right)^{-2} \end{pmatrix},\end{aligned}\quad (120)$$

$$\begin{aligned}\mathfrak{e}_+^{ab} &= \frac{1}{\sqrt{2}} \left[\left(a^{1-c} \rho^{\frac{1}{1-c}} \right)^{-2} \delta_\varphi^a \delta_\varphi^b - \frac{1}{\rho^2} \left(a^{1-c} \rho^{\frac{1}{1-c}} \right)^2 \delta_z^a \delta_z^b \right] \\ &= \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & \left(a^{1-c} \rho^{\frac{1}{1-c}} \right)^{-2} & 0 \\ 0 & 0 & 0 & -\rho^{-2} \left(a^{1-c} \rho^{\frac{1}{1-c}} \right)^2 \end{pmatrix}.\end{aligned}\quad (121)$$

Bizonyítsuk be, hogy a Rao-féle hengerszimmetrikus null por téridő előáll a

$$h_{ab} = \frac{F(u, \rho)}{\rho^{1/2}} \mathfrak{e}_{ab} \cos \phi(u)$$

WKB-közelítésben felírt gravitációs hullám visszahatásából.

5.0.1. $A \times$ polarizáció átlagolása

A metrikus perturbáció $\times$ polarizációjának kovariáns deriváltja

$$\begin{aligned}\sqrt{2}\nabla_c h_{ab}^\times &= \nabla_c \left[F(u, \rho) \rho^{\frac{1}{2}} \cos \phi(u) (\delta_a^z \delta_b^\varphi + \delta_a^\varphi \delta_b^z) \right] \\ &= \partial_c \left[F(u, \rho) \rho^{\frac{1}{2}} \cos \phi(u) \right] (\delta_a^z \delta_b^\varphi + \delta_a^\varphi \delta_b^z) ,\end{aligned}$$

ahol felhasználtuk, hogy $\nabla_c (\delta_a^z \delta_b^\varphi + \delta_a^\varphi \delta_b^z) = 0$. A (kovariáns) metrikus perturbáció kontravariáns alakja (ez nem egyezik meg a kontravariáns metrika perturbációjával!)

$$\begin{aligned}h_{\times}^{ab} &= g^{ai} g^{bj} h_{ij}^\times = \frac{F(u, \rho)}{\rho^{\frac{1}{2}}} \mathfrak{e}_{\times}^{ab} \cos \phi(u) \\ &= \frac{1}{\sqrt{2}} F(u, \rho) \rho^{\frac{1}{2}} \cos \phi(u) (g^{az} g^{b\varphi} + g^{a\varphi} g^{bz}) .\end{aligned}\tag{122}$$

Kovariáns deriváltja

$$\sqrt{2}\nabla_d h_{\times}^{ab} = \partial_d \left[F(u, \rho) \rho^{\frac{1}{2}} \cos \phi(u) \right] (g^{az} g^{b\varphi} + g^{a\varphi} g^{bz}) .\tag{123}$$

Ezekből kiszámolható az átlagolandó kifejezés:

$$\begin{aligned}\nabla_c h_{ab}^\times \nabla_d h_{\times}^{ab} &= g^{zz} g^{\varphi\varphi} \partial_c \left[F(u, \rho) \rho^{\frac{1}{2}} \cos \phi(u) \right] \partial_d \left[F(u, \rho) \rho^{\frac{1}{2}} \cos \phi(u) \right] \\ &= \rho^{-2} \partial_c \left[F(u, \rho) \rho^{\frac{1}{2}} \cos \phi(u) \right] \partial_d \left[F(u, \rho) \rho^{\frac{1}{2}} \cos \phi(u) \right] .\end{aligned}\tag{124}$$

Ebből

$$\nabla_u h_{ab}^\times \nabla_u h_{\times}^{ab} = \rho^{-1} \partial_u [F(u, \rho) \cos \phi(u)] \partial_u [F(u, \rho) \cos \phi(u)] .\tag{125}$$

5.0.2. Sugárzó Levi-Civita (Rao) eset

Ahhoz, hogy a sugárzó Levi-Civita téridőt generáló forrást kapjuk,

$$F(u, \rho) = A_{\times}(u) ,\tag{126}$$

azaz

$$h_{ab}^\times = \frac{A_{\times}(u)}{\rho^{1/2}} \mathfrak{e}_{ab} \cos \phi(u)$$

választással élünk. Ekkor

$$\begin{aligned} \nabla_c h_{ab}^\times \nabla_d h_{\times}^{ab} &= \rho^{-2} \partial_c \left[A_\times(u) \rho^{\frac{1}{2}} \cos \phi(u) \right] \partial_d \left[A_\times(u) \rho^{\frac{1}{2}} \cos \phi(u) \right] \\ &= \frac{A_\times^2(u)}{\rho} \begin{pmatrix} s_\times^2 & -\frac{s_\times}{2\rho} \cos \phi(u) & 0 & 0 \\ -\frac{s_\times}{2\rho} \cos \phi(u) & \frac{1}{4\rho^2} \cos^2 \phi(u) & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \end{pmatrix}. \end{aligned} \quad (127)$$

ahol $s_\times = \left[\frac{\dot{A}_\times}{A_\times} \cos \phi(u) - \sin \phi(u) \dot{\phi} \right]$. Mivel $\dot{\phi} = \mathcal{O}(\varepsilon^{-1})$, akkor $s_\times \approx -\sin \phi(u) \dot{\phi}$ és a domináns tag

$$\nabla_c h_{ab}^\times \nabla_d h_{\times}^{ab} = \begin{pmatrix} \frac{A_\times^2(u) \dot{\phi}^2}{\rho} \sin^2 \phi(u) & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \end{pmatrix} = \frac{A_\times^2(u)}{\rho} \sin^2 \phi(u) k_c k_d, \quad (128)$$

ahol $k_c = (\dot{\phi}, 0, 0, 0)$ null vektor, mivel $g^{ab} k_a k_b = 0$.

$$T_{ab} = \frac{\varepsilon^2 A_\times^2(u)}{32\pi\rho} \sin^2 \phi(u) k_a k_b \quad (129)$$

A $\phi(u)$ gyorsan változó fázis, míg $\varepsilon A_\times(u)$ a lassan változó amplitúdó. Így $\sin^2 \phi(u)$ az $\langle \sin^2 \phi(u) \rangle_{BH} = 1/2$. Vagyis a perturbáció visszahatása egy effektív null por

$$q = \frac{\dot{M}}{4\pi\rho} = \frac{\varepsilon^2 A_\times^2(u)}{64\pi\rho} \quad (130)$$

energiasűrűséggel. Innen a tömegfüggvény u -deriváltja

$$\dot{M} = -\frac{\varepsilon^2 A_\times^2(u)}{16} < 0. \quad (131)$$

5.0.3. A + polarizáció átlagolása

A metrikus perturbáció + polarizációja

$$\sqrt{2}h_{ab}^+ = \frac{F(u, \rho)}{\rho^{1/2}} \left[\left(a^{1-c} \rho^{\frac{1}{1-c}} \right)^2 \delta_a^\varphi \delta_b^\varphi - \rho^2 \left(a^{1-c} \rho^{\frac{1}{1-c}} \right)^{-2} \delta_a^z \delta_b^z \right] \cos \phi(u) , \quad (132)$$

ennek kovariáns deriválja

$$\begin{aligned} \sqrt{2}\nabla_c h_{ab}^+ &= \nabla_c \left\{ \frac{F(u, \rho)}{\rho^{1/2}} \left[\left(a^{1-c} \rho^{\frac{1}{1-c}} \right)^2 \delta_a^\varphi \delta_b^\varphi - \rho^2 \left(a^{1-c} \rho^{\frac{1}{1-c}} \right)^{-2} \delta_a^z \delta_b^z \right] \cos \phi(u) \right\} \\ &= \nabla_c \left[\frac{F(u, \rho)}{\rho^{1/2}} \left(a^{1-c} \rho^{\frac{1}{1-c}} \right)^2 \delta_a^\varphi \delta_b^\varphi \cos \phi(u) \right] - \nabla_c \left[\frac{F(u, \rho)}{\rho^{1/2}} \rho^2 \left(a^{1-c} \rho^{\frac{1}{1-c}} \right)^{-2} \delta_a^z \delta_b^z \cos \phi(u) \right] \\ &= \partial_c \left[\frac{F(u, \rho)}{\rho^{1/2}} \left(a^{1-c} \rho^{\frac{1}{1-c}} \right)^2 \cos \phi(u) \right] \delta_a^\varphi \delta_b^\varphi - \partial_c \left[\frac{F(u, \rho)}{\rho^{1/2}} \rho^2 \left(a^{1-c} \rho^{\frac{1}{1-c}} \right)^{-2} \cos \phi(u) \right] \delta_a^z \delta_b^z \end{aligned}$$

Kontravariáns alakja

$$\sqrt{2}\nabla_d h_+^{ab} = \partial_d \left[\frac{F(u, \rho)}{\rho^{1/2}} \left(a^{1-c} \rho^{\frac{1}{1-c}} \right)^2 \cos \phi(u) \right] g^{a\varphi} g^{b\varphi} - \partial_d \left[\frac{F(u, \rho)}{\rho^{1/2}} \rho^2 \left(a^{1-c} \rho^{\frac{1}{1-c}} \right)^{-2} \cos \phi(u) \right] g^{az} g^{bz} \quad (133)$$

Azt kapjuk, hogy

$$\begin{aligned} \nabla_c h_{ab}^+ \nabla_d h_+^{ab} &= \partial_c \left[\frac{F(u, \rho)}{\rho^{1/2}} \left(a^{1-c} \rho^{\frac{1}{1-c}} \right)^2 \cos \phi(u) \right] \partial_d \left[\frac{F(u, \rho)}{\rho^{1/2}} \left(a^{1-c} \rho^{\frac{1}{1-c}} \right)^2 \cos \phi(u) \right] g^{\varphi\varphi} g^{\varphi\varphi} \\ &\quad + \partial_c \left[\frac{F(u, \rho)}{\rho^{1/2}} \rho^2 \left(a^{1-c} \rho^{\frac{1}{1-c}} \right)^{-2} \cos \phi(u) \right] \partial_d \left[\frac{F(u, \rho)}{\rho^{1/2}} \rho^2 \left(a^{1-c} \rho^{\frac{1}{1-c}} \right)^{-2} \cos \phi(u) \right] g^{zz} g^{zz} \\ \nabla_c h_{ab}^+ \nabla_d h_+^{ab} &= \rho^{-\frac{4}{1-c}} \partial_c \left[F(u, \rho) \rho^{\left(\frac{2}{1-c} - \frac{1}{2}\right)} \cos \phi(u) \right] \partial_d \left[F(u, \rho) \rho^{\left(\frac{2}{1-c} - \frac{1}{2}\right)} \cos \phi(u) \right] \\ &\quad + \rho^{\frac{4c}{1-c}} \partial_c \left[F(u, \rho) \rho^{\left(-\frac{2}{1-c} + \frac{3}{2}\right)} \cos \phi(u) \right] \partial_d \left[F(u, \rho) \rho^{\left(-\frac{2}{1-c} + \frac{3}{2}\right)} \cos \phi(u) \right] . \quad (134) \end{aligned}$$

Mivel

$$\begin{aligned} \nabla_u h_{ab}^+ \nabla_u h_+^{ab} &= \rho^{-1} \partial_u [F(u, \rho) \cos \phi(u)] \partial_u [F(u, \rho) \cos \phi(u)] \\ &\quad + \rho^{-1} \partial_u [F(u, \rho) \cos \phi(u)] \partial_u [F(u, \rho) \cos \phi(u)] \end{aligned} \quad (135)$$

kifejezésben a kívánatos ρ^{-1} -függés megjelent, következik, hogy $F(u, \rho) = A_+(u)$ választás vezet a várt eredményhez. Vagyis

$$h_{ab}^+ = \frac{A_+(u)}{\rho^{1/2}} \epsilon_{ab} \cos \phi(u) , \quad (136)$$

így

$$\begin{aligned}
\nabla_c h_{ab}^+ \nabla_c h_+^{ab} &= \rho^{-\frac{4}{1-c}} \partial_c \left[A_+(u) \rho^{\left(\frac{2}{1-c} - \frac{1}{2}\right)} \cos \phi(u) \right] \partial_d \left[A_+(u) \rho^{\left(\frac{2}{1-c} - \frac{1}{2}\right)} \cos \phi(u) \right] \\
&\quad + \rho^{\frac{4c}{1-c}} \partial_c \left[A_+(u) \rho^{\left(-\frac{2}{1-c} + \frac{3}{2}\right)} \cos \phi(u) \right] \partial_d \left[A_+(u) \rho^{\left(-\frac{2}{1-c} + \frac{3}{2}\right)} \cos \phi(u) \right] \\
&= \frac{A_+^2(u)}{\rho} \begin{pmatrix} s_+^2 & \frac{s_+}{\rho} \cos \phi(u) & 0 & 0 \\ \frac{s_+}{\rho} \cos \phi(u) & \left[\frac{8}{(c-1)^2} + \frac{8}{c-1} + \frac{5}{2} \right] \frac{1}{\rho^2} \cos^2 \phi(u) & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \end{pmatrix}, \quad (137)
\end{aligned}$$

ahol $s_+ = \left[\frac{\dot{A}_+}{A_+} \cos \phi(u) - \sin \phi(u) \dot{\phi} \right]$.

Nagyfrekvenciás közelítésben $s_+ \approx -\dot{\phi} \sin \phi(u) = \mathcal{O}(\varepsilon^{-1})$ a domináns járulék, így

$$\nabla_c h_{ab}^+ \nabla_c h_+^{ab} = \begin{pmatrix} \frac{A_+^2(u)}{\rho} \dot{\phi}^2 \sin^2 \phi(u) & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \end{pmatrix} = \frac{A_+^2(u)}{\rho} \sin^2 \phi(u) k_c k_d. \quad (138)$$

Tehát

$$\begin{aligned}
\langle \nabla_c h_{ab}^+ \nabla_c h_+^{ab} \rangle &= \frac{A_+^2(u)}{2\rho} k_c k_d, \\
T_{cd} &= \frac{\varepsilon^2}{32\pi} \langle \nabla_c h_{ab}^+ \nabla_c h_+^{ab} \rangle = \frac{\varepsilon^2 A_+^2(u)}{64\pi\rho} k_c k_d.
\end{aligned}$$

Innen az energiasűrűség

$$q = \frac{\dot{M}}{4\pi\rho} = \frac{\varepsilon^2 A_+^2(u)}{64\pi\rho} \quad (139)$$

és a tömegfüggvény u -deriváltja

$$\dot{M} = -\frac{\varepsilon^2 A_+^2(u)}{16} < 0. \quad (140)$$

Ezzel beláttuk, hogy a másodrendű Einstein-egyenlet hengersizmetrikus alakja a következő:

$$R^0 = q k_a k_b, \quad (141)$$

ahol

$$q = \frac{\varepsilon^2 A_+^2(u)}{8\rho}.$$

Megállapítható tehát, hogy ha Minkowski-téridőn végigsöpör egy hengersizmetrikus gravitációs hullám, akkor visszahatásként sugárzó Levi-Civita (Rao) téridőt hoz létre.

6. Függelék

6.1. Einstein–Hilbert hatás variációja lineáris rendben

Ebben a részben be fogom mutatni azt a számolást, amire szükség van a a dolgozat fejlődése érdekében, de jelenleg nem járul hozzá új információval a fentebb leírtakhoz. Az Einstein-egyenletet generálja első rendben a közelítés.

Az Einstein–Hilbert-hatás:

$$S_{EH} = \int d^4x \sqrt{-\tilde{g}} \tilde{g}^{ab} \tilde{R}_{ab} = \int d^4x \sqrt{-\tilde{g}} (g^{ab} + \epsilon h^{ad} + \epsilon^2 h^{ad}) (R_{ab} + \epsilon R_{ab} + \epsilon^2 R_{ab}).$$

A $\sqrt{-\tilde{g}}$ sorfejtése:

$$\begin{aligned} \tilde{g} &= \det(\tilde{g}_{ab}) = \det(g_{ab} + \epsilon h_{ab}) \\ \delta \sqrt{-\tilde{g}} &= \sqrt{-\tilde{g}} - \sqrt{-g} \\ \delta \sqrt{-g} &= \frac{\sqrt{-g}}{2} g^{ab} \delta g_{ab} = \frac{\sqrt{-g}}{2} g^{ab} \epsilon h_{ab} = \frac{\sqrt{-g}}{2} \epsilon h. \\ \sqrt{-\tilde{g}} &= \sqrt{-g} (1 + \frac{\epsilon}{2} h). \end{aligned} \tag{142}$$

Tehát

$$\begin{aligned} S_{EH} &= \int d^4x \sqrt{-g} (1 + \frac{\epsilon}{2} h) (g^{ab} + \epsilon h^{ad} + \epsilon^2 h^{ad}) (R_{ab} + \epsilon R_{ab} + \epsilon^2 R_{ab}) \\ &= S_{EH(0)} + \epsilon S_{EH(1)} + \epsilon^2 S_{EH(2)}. \\ S_{[EH]} &= \\ \int d^4x \sqrt{-g} &(g^{ab} R_{ab} + \epsilon g^{ab} R_{ab} + \epsilon^2 g^{ab} R_{ab} + \epsilon h^{ad} R_{ab} + \epsilon^2 h^{ad} R_{ab} + \epsilon^3 h^{ad} R_{ab} + \epsilon^2 h^{ad} R_{ab} + \epsilon^3 h^{ad} R_{ab} + \epsilon^4 h^{ad} R_{ab} \\ &+ \frac{\epsilon}{2} h g^{ab} R_{ab} + \frac{\epsilon^2}{2} h g^{ab} R_{ab} + \frac{\epsilon^3}{2} h g^{ab} R_{ab} + \frac{\epsilon^2}{2} h h^{ad} R_{ab} + \frac{\epsilon^3}{2} h h^{ad} R_{ab} + \frac{\epsilon^4}{2} h h^{ad} R_{ab} + \frac{\epsilon^3}{2} h h^{ad} R_{ab} \\ &+ \frac{\epsilon^4}{2} h h^{ad} R_{ab} + \frac{\epsilon^5}{2} h h^{ad} R_{ab}). \end{aligned}$$

Leválasztva ϵ^2 -nél magasabb rendű tagokat, majd csoportosítva őket

$$\begin{aligned} S_{EH(0)} &= \int d^4x \sqrt{-g} R, \\ S_{EH(1)} &= \int d^4x \sqrt{-g} (h_{(1)}^{ab} R_{ab} + g^{ab} R_{ab}^{(1)} + \frac{h}{2} R), \\ S_{EH(2)} &= \int d^4x \sqrt{-g} (h_{(2)}^{ab} R_{ab} + h_{(1)}^{ab} R_{ab}^{(1)} + g^{ab} R_{ab}^{(2)} + \frac{h}{2} h_{(1)}^{ab} R_{ab} + \frac{h}{2} g^{ab} R_{ab}^{(1)}). \end{aligned}$$

Behelyettesítve $h_{(1)}^{ad}$ és $h_{(2)}^{ad}$ számolt kifejezéseit:

$$\begin{aligned} S_{EH(1)} &= \int d^4x \sqrt{-g} (-h_{ij} R^{ij} + g^{ab} R_{ab}^{(1)} + \frac{h}{2} R), \\ S_{EH(2)} &= \int d^4x \sqrt{-g} (g^{li} h_{kl} h_{ij} R^{kj} - g^{ai} g^{jb} h_{ij} R_{ab}^{(1)} + g^{ab} R_{ab}^{(2)} - \frac{h}{2} h_{ij} R^{ij} + \frac{h}{2} g^{ab} R_{ab}^{(1)}). \end{aligned}$$

Az első rendű hatás variációja h_{ij} szerint

$$\delta S_{EH(1)} = \int d^4x [\delta(-\sqrt{-g} h_{ij} R^{ij}) + \delta(\sqrt{-g} g^{ab} R_{ab}^{(1)}) + \delta(\sqrt{-g} \frac{h}{2} R)]$$

$g^{ab} R_{ab}^{(1)}$ variációja:

$$\begin{aligned} & \frac{1}{2}\delta[g^{ab}g^{ij}(\nabla_j\nabla_a h_{ib} + \nabla_j\nabla_b h_{ia} - \nabla_j\nabla_i h_{ab} - \nabla_b\nabla_a h_{ij})] \\ & \frac{1}{2}\delta[(\nabla_j\nabla_a g^{ab}g^{ij}h_{ib} + \nabla_j\nabla_b g^{ab}g^{ij}h_{ia} - \nabla_j\nabla_i g^{ab}g^{ij}h_{ab} - \nabla_b\nabla_a g^{ab}g^{ij}h_{ij})]. \end{aligned}$$

Felhasználjuk, hogy

$$\frac{1}{2}\nabla_j\nabla_a g^{ab}g^{ij}h_{ib} = \frac{1}{2}\nabla_j(g^{ab}\nabla_a g^{ij}h_{ib}) + \frac{1}{2}\nabla_j(g^{ij}\nabla_a g^{ab}h_{ib}) - \frac{1}{2}\nabla_j g^{ab}\nabla_a g^{ij}h_{ib} - \frac{1}{2}\nabla_j g^{ij}\nabla_a g^{ab}h_{ib}.$$

Mivel fentebb beláttuk, hogy $\nabla_j g^{ab} = 0$, ezért ezek variációja is 0 lesz. A maradék két tag pedig négyesdivergencia $(g^{ab}\nabla_a g^{ij}h_{ib}) = V^j$. Felhasználjuk a következő segédösszefüggést:

$$\nabla_j V^j = \frac{1}{\sqrt{-g}}\partial_j(\sqrt{-g}V^j). \quad (143)$$

Bizonyítás:

$$\nabla_j V^j = \partial_j V^j + \Gamma_{jk}^j V^k = \partial_j V^j + (\frac{1}{2}g^{jl}[\partial_j g_{kl} + \partial_k g_{jl} - \partial_l g_{jk}])V^k.$$

Itt g^{jl} szimmetrikus (jl)-ben, viszont $\partial_j g_{kl} - \partial_l g_{jk}$ (jl)-ben antiszimmetrikus.

$$= \partial_j V^j + \frac{1}{\sqrt{-g}}\frac{\sqrt{-g}}{2}g^{jl}\partial_k g_{jl}V^k = \partial_j V^j + \frac{1}{\sqrt{-g}}\partial_j(\sqrt{-g}V^j) = \frac{1}{\sqrt{-g}}\partial_j(\sqrt{-g}V^j).$$

Számolás folytatása:

$$\begin{aligned} & \int_V d^4x \sqrt{-g} \nabla_j (g^{ab} \nabla_a g^{ij} h_{ib}) \\ & = \int_V d^4x \partial_j (\sqrt{-g} g^{ab} \nabla_a g^{ij} h_{ib}). \end{aligned}$$

Gauss-tételt alkalmazva:

$$= \int_{\partial V} d^3x n_j (\sqrt{-g} g^{ab} \nabla_a g^{ij} h_{ib}) = 0,$$

ahol n_j a normális. Ha a határon nincs transzport, akkor ennek értéke zérus. Tehát a variáció a következő lesz, felhasználva $\delta\sqrt{-g}$ fentebb levezetett eredményét, valamint, hogy δR_{ab} a határon eltűnő négyesdivergencia:

$$\frac{\delta S_{EH(1)}}{\delta g^{ij}} = \int d^4x \sqrt{-g} (R_{ij} h - \frac{h}{2} g_{ij} R).$$

Mivel $\frac{\delta S_{EH(1)}}{\delta g^{ij}} = 0$, ezért:

$$0 = R_{ij} - \frac{1}{2} g_{ij} R. \quad (144)$$

Tehát az Einstein-Hilbert hatás variációja felső indexes háttér metrika szerint a vákuum Einstein-egyenletet adja végeredményképpen, viszont a másodrendű variációt ebben a szemeszterben fogom elvégezni, erről a dolgozatban nem esik szó.

7. Összegzés, kitekintés

Dolgozatomban a gravitációs hullámokkal és azok sajátosságaival foglalkoztam. A dolgozat fejezeteit aszerint alakítottam ki, hogy melyek azok a legfontosabb számítási feladatok, melyek logikai sorrendben pontos leírást adnak a gravitációs hullámokról és kapcsolatukról a téridő geometriájával. A dolgozat logikai felépítését követve az első részben bevezetőként az elektromágneses hullámokról volt szó, a témán belül az a lényegi rész lett hangsúlyozva, miszerint az elektromágneses hullámok polarizációs négyesvektora invariáns egy z -tengely körüli, $(x-y)$ síkbeli forgatásra. A forgatás elvégzése után az ilyen invariáns elektromágneses hullámok (fotonok) helicitása 1. A helicitás hasonló mennyiség, mint a spin annyi különbséggel, hogy az előbbi tömeg nélküli részecskék esetén értendő. Hasonló következtetést lehet levonni gravitációs hullámokra is. Ennek bemutatására szolgált a gyengetér-közelítés. A Minkowski metrikától való kicsi eltérés (h_{ab} perturbáció) segítségével sikerült egy olyan hullámegyenletet megadni, ami hasonló megoldással szolgál, mint az elektromágneses hullámegyenlet, emiatt lehet köztük analógiát felállítani. A hullámegyenlet megoldására azonban alkalmazni kellett a harmonikus koordináta feltételt a polarizációs tenzor komponenseinek megadására. A feltétel három különböző alakjának bemutatását külön alfejezetben részleteztem. A polarizációs tenzor végső alakját az indexek lehetséges kiírása segítségével értem el. Hasonlóan az elektromágneses hullámoknál alkalmazott z -tengely körüli forgatás hatására beláttam, hogy a hullámegyenletet kielégítő gravitációs hullámok helicitása 2. Ez azért van, mert egy szimmetrikus kétindexes tenzor írja le. Végezetül arra jutottam, hogy hullám megoldás egy szinuszosan terjedő gravitációs perturbáció.

A második fejezetben a hangsúly a nagyfrekvenciás közelítésen volt, melyben egy perturbált metrika segítségével hosszadalmas számolások után előálltak a Ricci-tenzorok. Ezután ϵ -ban (kicsi paraméter, ami biztosítja, hogy a geometriának fluktuációi legyenek) a perturbált tenzorok táblázatba lettek foglalva, amiből látható, hogy a háttér görbületének változása lassabb, mint a perturbáció által okozott változások, emiatt a Ricci-tenzor sorfejtésében rendcsúszás történik. Emiatt az első rendű Ricci-tenzor generálja a gravitációs hullámokat, míg a másodrend megmutatja hogyan hat vissza a hullám a téridő geometriájára. Hasonló időigényes számolás után előálltak geometriai optikai közelítésben a Riemann-tenzorok is. A továbbhaladás során megvizsgáltam hogyan hat egy infinitezimális koordináta transzformáció a metrikára, valamint a mértékinvarianciát. Ennek eredménye az lett, hogy a Riemann- és a Ricci-tenzorok elsőrendű perturbációja mértékinvariáns. Ez azért fontos, mert az első rend felelős a gravitációs hullámokért, továbbá az elsőrendű perturbált Ricci-tenzornak a hullámegyenlet miatt kell mértékinvariánsnak lennie. A Riemann-tenzor pedig a gravitációt fejezi ki. Ha van gravitációs hullám, akkor a Riemann-tenzor nagy, ha nincsen, akkor kicsi. Folytatásként a hullámegyenlet előállítását történt meg, amihez a spúrinvertált tenzormezőt alkalmaztam. Az így alkotott hullámegyenletből az látszik, hogy az utolsó három tagja felel a háttér görbületéért. Ha a téridő Minkowski, akkor az utolsó 3 tag nulla, valamint a kovariáns deriváltak helyett parciális deriváltak szerepelnek. A maradék négy tagból az utolsó három eltüntethe-

tő a harmonikus koordináta feltétel segítségével, valamint az első a d'Alembert operátor. A fejezet a hullámegyenlet részletes vizsgálatával ért véget. Ehhez felhasználtam, hogy a spúrinvertált tenzormező divergenciamentes és spúrmentes, így előállt a Lichnerowitz-féle d'Alembert operátor. Végezetül rendekre bontva kerestem meg a hullámegyenlet hullám megoldásait a 3.7. fejezetben. A megoldás eredményeként a vezető rend kifejezi, hogy a gravitációs hullám null geodetikusan terjed, fényszerű. Következő rendben pedig látható, hogy ugyanazt a kétindexes szimmetrikus tenzort kaptuk nagyfrekvenciás-közelítésben, mint a gyengetér-közelítés esetén. Levonható tehát az a következmény, hogy a görbület nem változtatja meg a polarizációs tenzor komponenseket lineáris rendben és nem hoz be új komponenseket sem.

A harmadik fejezetben a hangsúly a gömbszimmetrikus gravitációs hullámokon volt, ami első látásra gyanús lehet, hiszen a Birkhoff-tétel tiltja ezt a szimmetriát. Ezt úgy sikerült a dolgozatban megkerülni, hogy alkalmazva lett az ún. Brill-Hartle-féle átlagolási eljárás, mely során a téridő görbületi sugarához képest kicsi, de a gravitációs hullámok hullámhosszához képest nagy skálán összegezésre kerültek a vizsgált mennyiségek (ezek a gravitációs hullámok egyenként nem lehetnek gömbszimmetrikusak). Az átlagolás hozott létre egy gömbszimmetrikus állapotot, amit már nem zár ki a Birkhoff-tétel. Az átlagolási eljárás mellett alkalmazva lett a WKB-approximáció, miszerint a vizsgált tartományon a hullám fázisa gyorsabban változik, mint az amplitúdója, így tehát kényelmesen szeparálni lehetett az amplitúdót és a polarizációs tenzorokat. A szétválasztás lehetővé tette, hogy olyan a perturbációt a polarizációval definiáljuk. Ezzel a két módszerrel sikerült bizonyítani Isaacson nyomán, hogy másodrendben az átlagolás utáni gömbszimmetrikus gravitációs hullám úgy hat vissza a Minkowski-térre, hogy gömbszimmetrikus Vaidya-téridőt hoz létre. A negyedik fejezetben hasonlóan a harmadikhoz nehézkes és fáradságos számolások után sikerült saját munkaként megmutatni a témavezetőm által javasolt polarizációs tenzorok segítségével (akinek a segítségét meg szeretném köszönni), hogy ha Minkowski-téridőn végigsöpör egy hengerszimmetrikus gravitációs hullám, akkor visszahatásként sugárzó Levi-Civita (Rao) téridőt hoz létre.

Összegzésként sikerült a rövid távra kitűzött célt teljesíteni a dolgozatban. A jövőben jobban bele szeretném ásni magam a relativitáselmélet rejtelseibe és jobban megismerni az általa használt formalizmusokat. A tárgyalt hengerszimmetriát részletesebben szeretném vizsgálni, valamint a nyitott kérdésekre válaszolni a témával kapcsolatban.

Hivatkozások

- [1] N. Rosen, A. Einstein: *On gravitational waves*. Journal of the Franklin Institute 223 (1),(1937).
- [2] K. S. Thorne: "A toroidal solution of the vacuum Einstein field equations". J. Math. Phys. **16**, 1860 (1975)
- [3] Barry C. Barish and Rainer Weiss: "LIGO and the Detection of Gravitational Waves". Phys. Today **52**, **44** (1999)
- [4] Barry C. Barish: "First generation interferometers". AIP Conf. Proc. **575**,**3** (2001)
- [5] <https://www.ligo.org/science/Publication-03bCatalog/>
- [6] R. Genzel, F. Eisenhauer, and S. Gillessen: "The Galactic Center massive black hole and nuclear star cluster". Rev. Mod. Phys. **82**, **3121**(2010).
- [7] Gergely Á. L: *Relativitáselmélet alapjai című kurzus* (2020)
- [8] Nagy C: *Általános relativitáselmélet alapjai című kurzus* (2021)
- [9] S. Weinberg: *Gravitation And Cosmology: Principles And Applications Of The General Theory Of Relativity*. Cambridge University Press, 2008.
- [10] Gergely Á. L, Keresztes Z: *Matematikai módszerek a fizikában II. című kurzus* (2020)
- [11] R. A. Isaacson: *Gravitational Radiation in the Limit of High Frequency. I. The Linear Approximation and Geometrical Optics*. University of Maryland, (1967).
- [12] Trautman, A: *Lectures in General Relativity* Brandeis Summer Institute in Theoretical Physics, (1964), VoL 1 (Prentice-Hall Inc., New Jersey, 1965)
- [13] Trautman, A: *Lectures on General Relativity*, King's College, London (1958).
- [14] R. M. Wald: *General Relativity* Chicago: University of Chicago Press (1984)
- [15] C. Lanczos: *Local irregularities in an expanding universe* **31**,**112** (1925)
- [16] R. A. Isaacson: *Gravitational Radiation in the Limit of High Frequency. II. Nonlinear Terms and the Effective Stress Tensor**. University of Maryland, 1968.
- [17] J. L. Synge: *Relativity, the General Theory* University of Amsterdam, 1960.
- [18] Lewis, R. H: *Jour. of Math. and Mech.* **7**, **593** (1958).
- [19] M.P. Hobson, G. Efstathiou, A.N. Lasenby *General Relativity: An introduction for Physicists* Cambridge University Press (2006.)

- [20] J. Krishna Rao: *Radiating Levi-Civita metric* University of London, (1971.) J.Phys.A:Gen.Phys.**4**,**17**