



**MATEMATICKO-FYZIKÁLNÍ
FAKULTA**
Univerzita Karlova

BAKALÁŘSKÁ PRÁCE

Daniel Rod

Interakce testovacích částic s impulzními gravitačními vlnami

Ústav teoretické fyziky

Vedoucí bakalářské práce: RNDr. Robert Švarc, Ph.D.

Studijní program: studijní program

Studijní obor: studijní obor

Praha 2021

Prohlašuji, že jsem tuto bakalářskou práci vypracoval(a) samostatně a výhradně s použitím citovaných pramenů, literatury a dalších odborných zdrojů. Tato práce nebyla využita k získání jiného nebo stejného titulu.

Beru na vědomí, že se na moji práci vztahují práva a povinnosti vyplývající ze zákona č. 121/2000 Sb., autorského zákona v platném znění, zejména skutečnost, že Univerzita Karlova má právo na uzavření licenční smlouvy o užití této práce jako školního díla podle §60 odst. 1 autorského zákona.

V dne

Podpis autora

Poděkování.

Název práce: Interakce testovacích částic s impulzními gravitačními vlnami

Autor: Daniel Rod

Ústav: Ústav teoretické fyziky

Vedoucí bakalářské práce: RNDr. Robert Švarc, Ph.D., Ústav teoretické fyziky

Abstrakt: Abstrakt.

Klíčová slova: klíčová slova

Title: Interaction of test particles with impulsive gravitational waves

Author: Daniel Rod

Institute: Institute of Theoretical Physics

Supervisor: RNDr. Robert Švarc, Ph.D., Institute of Theoretical Physics

Abstract: Abstract.

Keywords: key words

Obsah

Úvod	2
1 Prostoronočas konstantní křivosti	3
1.1 Minkowskeho prostoronočas	3
1.2 de Sitterův prostoronočas	4
1.3 Anti-de Sitterův prostoronočas	4
2 Neexpandující impulzní gravitační vlny	5
2.1 Konstrukce	5
2.1.1 "Cut and paste" metoda konstrukce	5
2.1.2 Spojitý tvar metriky	6
2.1.3 Distribuční tvar metriky	7
2.1.4 Boost Schwarzschildova řešení	7
2.2 Interakce s testovacími částicemi	7
2.2.1 Profil impulzní gravitační vlny	7
2.2.2 Refrakční rovnice	7
2.2.3 Interakce	7
3 Neexpandující gravitační vlny s gyatronovými členy	8
3.1 Konstrukce	8
3.1.1 "Cut and paste" metoda konstrukce	8
3.1.2 Spojitý tvar metriky	8
3.2 Interakce s testovacími částicemi v prostoronočasech s gyatrony . . .	8
3.2.1 Refrakční rovnice	8
4 Expandující gravitační vlny a spinorový popis	9
4.1 Spinorový formalismus	9
4.1.1 Krátký úvod do 2-spinorů	9
4.2 Expandující gravitační vlny	12
4.2.1 Refrakční rovnice	12
Závěr	13
Seznam použité literatury	14
Seznam obrázků	15
Seznam tabulek	16
Seznam použitých zkratk	17
A Přílohy	18
A.1 První příloha	18

Úvod

Obecná teorie relativity

Roku 1915 publikoval Albert Einstein Obecnou teorii relativity, nejmodernější a doposud nejúspěšnější teorii gravitace. Za více jak 100 let od její formulace byly v nesčetném množství experimentů úspěšně ověřeny její předpovědi, včetně první detekce gravitačních vln v roce 2015 na interferometrech LIGO v Livingstonu a Hanfordu, která byla následována desítkami dalších detekcí k nimž nyní přispívá i evropský projekt VIRGO. **Další zajímavé experimentální ověření?**

Obecná teorie relativity je geometrická teorie popisující chování hmoty a energie v prostoročasu, který reprezentuje jako diferenciální varietu vybavenou metric-kám tenzorem $g_{\mu\nu}$. Tvar metrického tenzoru, resp. jeho složek (metrických funkcí) je s fyzikální realitou gravitačního pole spojen Einsteinovými polními rovnicemi, které mají v geometrizovaných jednotkách tvar

$$R_{\mu\nu} - \frac{1}{2}Rg_{\mu\nu} + \Lambda g_{\mu\nu} = 8\pi T_{\mu\nu}. \quad (1)$$

Levá strana polních rovnic představuje geometrii na diferenciální varietě reprezentující prostoročas, $R_{\mu\nu}$ je Ricciho tenzor křivosti, R je Ricciho skalární křivost a Λ představuje tzv. kosmologickou konstantu. Tenzor energie a hybnosti $T_{\mu\nu}$ na pravé straně pak dává spojení geometrických objektů s fyzikálním modelem, představuje rozložení hmoty, energie a jejich toky a hybnosti. Jedná se o 10 nelineárních parciálních diferenciálních rovnic druhého řádu, které

1. Prostoročasy konstantní křivosti

V této kapitole představáme prostoročasy, které budou sloužit jako pozadí pro propagaci impulzních gravitačních vln. Jde o maximálně symetrická řešení Einsteinových polních rovnic (1) s nulovou pravou stranou a s konstantní skalární křivostí R na celém prostoročase. Celkem rozlišujeme 3 třídy řešení lišící se znaménkem skalární křivosti. Nulová skalární křivost odpovídá řešení s nulovou kosmologickou konstantou kterému se říká Minkowského prostoročas, kladná křivost odpovídá tzv. de Sitterovu prostoročasu s kladnou kosmologickou konstantou a záporná odpovídá anti-de Sitterovu prostoročasu se zápornou kosmologickou konstantou. Vztah mezi kosmologickou konstantou a skalární křivostí ve vakuumých řešeních (tedy s nulovým tenzorem energie a hybnosti) dostaneme kontrakcí polních rovnic (1) jako

$$R = 4\Lambda. \quad (1.1)$$

Tato řešení jsou i přes svou jednoduchost na poli teoretické fyziky velmi podstatná [1] zde zajímavosti o jednotlivých řešeních stručně (Minkowski - STR, AdS - CFT korespondence atp...)

1.1 Minkowského prostoročas

Minkowského prostoročas je nejjednodušší řešení Einsteinových polních rovnic s nulovou pravou stranou. Jde o řešení s nulovou křivostí v celém prostoročase. V nejpřirozenějším vyjádření v kartézských souřadnicích má metrika prostoročasu tvar

$$ds^2 = -dt^2 + dx^2 + dy^2 + dz^2. \quad (1.2)$$

Souřadnicovými transformacemi

$$\mathcal{U} = \frac{1}{\sqrt{2}}(t - z), \quad \mathcal{V} = \frac{1}{\sqrt{2}}(t + z) \quad (1.3)$$

$$\eta = \frac{1}{\sqrt{2}}(x + iy), \quad \bar{\eta} = \frac{1}{\sqrt{2}}(x - iy) \quad (1.4)$$

převědeme metriku do symetrického tvaru

$$ds^2 = -2d\mathcal{U} d\mathcal{V} + 2d\eta d\bar{\eta}. \quad (1.5)$$

Souřadnicím zavedeným transformací (1.3) se říká retardovaná a advancovaná souřadnice, metrika (1.5) je pak v tzv. světelných (nulových) souřadnicích. Pokud zkoumáme axiálně symetrickou situaci na Minkowského pozadí, je vhodné zavést cylindrické souřadnice parametrizací

$$x = \rho \cos(\varphi), \quad y = \rho \sin(\varphi), \quad (1.6)$$

metrika pak nabývá tvaru

$$ds^2 = -dt^2 + d\rho^2 + \rho^2 d\varphi^2 + dz^2. \quad (1.7)$$

Další důležitou parametrizací Minkowského prostoročasu jsou sférické souřadnice

1.2 de Sitterův prostoročas

1.3 Anti-de Sitterův prostoročas

2. Neexpandující impulzní gravitační vlny

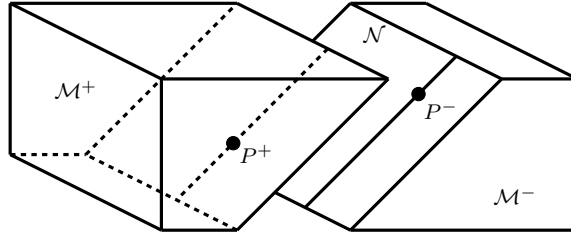
Neexpandující impulzní vlny

2.1 Konstrukce

Nejprve popíšeme několik způsobů konstrukce prostoročasů s neexpandujícími impulzními gravitačními vlnami, začneme Penroseovou [2] geometrickou metodou "cut and paste" a zavedeme spojitě souřadnice na tomto prostoročase. Dále zavedeme distribuční popis těchto prostoročasů

2.1.1 "Cut and paste" metoda konstrukce

Geometrická metoda konstrukce "cut and paste" impulzních gravitačních vln v Minkowského prostoročase (1.2) se zakládá na rozdělení celého prostoročasu podél rovinné světelné nadplochy \mathcal{N} kde je impulzní vlna lokalizována na dvě části \mathcal{M}^+ a \mathcal{M}^- . Opětovným spojením těchto částí a ztotožněním bodů na hranici řezu \mathcal{N} se specifickým posunutím dostaneme prostoročas s impulzní gravitační vlnou.



Obrázek 2.1: Geometrická konstrukce neexpandující impulzní gravitační vlny pomocí metody "cut and paste", podél nadplochy \mathcal{N} dojde k rozdělení prostoročasu na dvě části \mathcal{M}^+ a \mathcal{M}^- a opětovnému ztotožnění bodů na hranici obou částí se specifickým posunem.

Pro světelnou nadplochu \mathcal{N} danou podmínkou $\mathcal{U} = 0$ pak tato konstrukce odpovídá Penroseově spojovacím podmínkám

$$[\eta, \bar{\eta}, \mathcal{V}, \mathcal{U} = 0_-]_{\mathcal{M}^-} \equiv [\eta, \bar{\eta}, \mathcal{V} - H(\eta, \bar{\eta}), \mathcal{U} = 0_+]_{\mathcal{M}^+}, \quad (2.1)$$

kde $H(\eta, \bar{\eta})$ je holomorfní. Penrose [2] ukázal, že impulzní gravitační vlny jsou v tenzoru křivosti reprezentovány členy proporciálními Diracově delta distribuci $\delta(\mathcal{U})$. V Minkowského pozadí je nadplocha $\mathcal{U} = 0$ rovina a řešení spadá do rodiny impulzních pp -vln, tedy rovnoběžně se propagujících rovinných vln. Obecně na pozadích konstantní křivosti platí stejné napojovací podmínky (2.1) a nadplocha představuje $\mathcal{U} = 0$ plochu konstantní Gaussové křivosti $K = \frac{1}{3}\Lambda$ která je popsána metrikou $d\sigma^2 = 2(1 + \frac{1}{6}\Lambda\eta\bar{\eta})^{-2}d\eta d\bar{\eta}$. V případě $\Lambda \neq 0$ se tedy jedná buďto

o sféru ($\Lambda > 0$) nebo o hyperboloid ($\Lambda < 0$). Popis těchto nadploch konstatní křivosti v (A)dS prostoročasech a jejich geometrické vlastnosti jsou shrnuty v [3], kde je také ukázáno, že se jedná o neexpandující nadplochy.

2.1.2 Spojitý tvar metriky

Metoda "cut and paste" nám dává identifikaci bodů prostoročasu na obou stranách impulzní vlny a tedy napojovací podmínky pro geodetiky, nic ale neříká o podobě metriky kompletního prostoročasu s impulzní vlnou. Potřebujeme tedy najít vhodný souřadnicový systém, ve kterém bude metrika spojitá funkce \mathcal{U} . Toho dosáhneme postupem použitým např. v [4], kde z metriky prostoročasu pozadí (??), respektive

$$ds_0^2 = \frac{2 d\eta d\bar{\eta} - 2 d\mathcal{U} d\mathcal{V}}{\left[1 + \frac{1}{6}\Lambda(\eta\bar{\eta} - \mathcal{U}\mathcal{V})\right]^2}, \quad (2.2)$$

souřadnicovou transformací

$$\mathcal{U} = U, \quad \mathcal{V} = V + H + UH_{,Z}H_{,\bar{Z}}, \quad \eta = Z + UH_{,\bar{Z}}, \quad (2.3)$$

kde uvažujeme libovolnou reálnou funkci $H(Z, \bar{Z})$, obdržíme metriku

$$ds^2 = \frac{2 \left| dZ + U \left(H_{,Z\bar{Z}} dZ + H_{,\bar{Z}\bar{Z}} d\bar{Z} \right) \right|^2 - 2dU dV}{\left[1 + \frac{1}{6}\Lambda(Z\bar{Z} - UV - UG)\right]^2} \quad (2.4)$$

kde $G(Z, \bar{Z}) \equiv H - ZH_{,Z} - \bar{Z}H_{,\bar{Z}}$. Metriku (2.4) pak uvažujeme pouze pro $U > 0$, zatímco na $U < 0$ uvažujeme metriku (2.2). Definováním tzv. kink funkce jako

$$U_+ \equiv U_+(U) = \begin{cases} 0 & \text{pro } U \leq 0 \\ U & \text{pro } U \geq 0 \end{cases} \quad (2.5)$$

můžeme výslednou metriku zapsat jako

$$ds^2 = \frac{2 \left| dZ + U_+ \left(H_{,Z\bar{Z}} dZ + H_{,\bar{Z}\bar{Z}} d\bar{Z} \right) \right|^2 - 2dU dV}{\left[1 + \frac{1}{6}\Lambda(Z\bar{Z} - UV - U_+G)\right]^2}. \quad (2.6)$$

Transformaci (2.3) lze pomocí Heavisideovy funkce $\Theta(U)$ přepsat do tvaru spojujícího metriku (2.2) s metrikou (2.6)

$$\mathcal{U} = U, \quad \mathcal{V} = V + \Theta(U)H + U_+H_{,Z}H_{,\bar{Z}}, \quad \eta = Z + U_+H_{,\bar{Z}}. \quad (2.7)$$

Tato transformace obsahuje Penroseovy spojovací podmínky (2.1) v $U = 0$, kde vzniká nespojitost v souřadnici \mathcal{V} . Tato metoda konstrukce tedy představuje explicitní "cut and paste" konstrukci.

2.1.3 Distribuční tvar metriky

Dalším způsobem konstrukce impulzní gravitační vlny je limitní přechod od příslušných rodin tzv. "sandwichových" gravitačních vln s hladkým profilem vlnoplochy k limitnímu distribučnímu vyjádření impulzní vlny. Takové vyjádření také dostaneme dosazením inverzní transformace k (2.7) do spojitě metriky (2.6).

$$ds^2 = \frac{2d\eta d\bar{\eta} - 2d\mathcal{U} d\mathcal{V} + 2H(\eta, \bar{\eta})\delta(\mathcal{U}) d\mathcal{U}^2}{\left[1 + \frac{1}{6}\Lambda(\eta\bar{\eta} - \mathcal{U}\mathcal{V})\right]^2} \quad (2.8)$$

2.1.4 Boost Schwarzschildova řešení

Další způsob, kterým lze prostoročas s impulzní pp-vlnou získat je boost Schwarzschildova řešení

2.2 Interakce s testovacími částicemi

2.2.1 Profil impulzní gravitační vlny

Einsteinovy rovnice (1) se pro metriku (2.8) redukují na

2.2.2 Refrakční rovnice

Zde více komentáře (ex. souř. systém kde jsou geodetiky spojitě, zavést C1 matching a ospravedlnit použití refrakčních rovnic) Změna polohy (nalepení geodetiky) je dána Penroseovými spojovacími podmínkami, tento skok ale generuje změnu v derivacích poloh a dojde tedy k refrakci geodetik na impulzní nadploše $\mathcal{U} = 0$ podle sady tzv. refrakčních rovnic

$$\begin{aligned} \dot{\mathcal{U}}_i^+ &= \dot{\mathcal{U}}_i^- \\ \dot{\mathcal{V}}_i^+ &= \dot{\mathcal{V}}_i^- + H_{i,Z}\dot{\eta}_i^- + H_{i,\bar{Z}}\dot{\bar{\eta}}_i^- + H_{i,Z}H_{i,\bar{Z}}\dot{\mathcal{U}}_i^- \\ \dot{\eta}_i^+ &= \dot{\eta}_i^- + H_{i,\bar{Z}}\dot{\mathcal{U}}_i^- \end{aligned} \quad (2.9)$$

Index i znamená hodnotu na impulzní nadploše, složky označené znakem $+$ jsou za impulzem a tedy v části prostoročasu \mathcal{M}^+ , složky označené znakem $-$ jsou před impulzem v \mathcal{M}^- .

2.2.3 Interakce

Zde vykreslené obrázky s popisem, jak pro světelné částice tak pro časupodobné geodetiky (případně i pro srandu prosoturupodobné)

3. Neexpandující gravitační vlny s gyratonovými členy

Distribuční vyjádření metriky impulzní vlny (2.8) není nejobecnější metrikou popisující impulzní vlny. Už Brinkmann (nezapomenout Brinkmanna v úvodu BP!) uvažoval i tzv. mimodiagonální členy, se kterými pak (i v případě nenulové kosmologické konstanty) metrika nabývá tvaru

$$ds^2 = \frac{2d\eta \, d\bar{\eta} - 2d\mathcal{U} \, d\mathcal{V} + 2H(\eta, \bar{\eta})\delta(\mathcal{U}) \, d\mathcal{U}^2}{\left[1 + \frac{1}{6}\Lambda(\eta\bar{\eta} - \mathcal{U}\mathcal{V})\right]^2} + \frac{2J(\eta, \bar{\eta}, \mathcal{U}) \, d\eta \, d\mathcal{U} + 2\bar{J}(\eta, \bar{\eta}, \mathcal{U}) \, d\bar{\eta} \, d\mathcal{U}}{\left[1 + \frac{1}{6}\Lambda(\eta\bar{\eta} - \mathcal{U}\mathcal{V})\right]^2}. \quad (3.1)$$

Obvyklým postupem je odstranění členů s funkcí J vhodnou souřadnicovou transformací, to ale vede k odstranění možného rotačního charakteru zdroje gravitační vlny, taková transformace pak není globální, dochází k zanedbání topologických vlastností celého prostoročasu.

3.1 Konstrukce

Má tahle sekce vůbec smysl? Možná přejmenovat na zobecnění na prostoročasy s gyratonovými členy a totožnost cut and paste nechat jen v "úvodním slově". Konstrukce neexpandujících gravitačních vln s gyratonovými členy je obdobná případu bez gyratonových členů. Opět můžeme využít Penroseovu "Cut and paste" metodu, v případě gyratonických prostoročasů ale bude konstrukce totožná s konstrukcí popsanou v (2.1.1) a jak je ukázáno v článku [5], Penroseovy lepicí podmínky v přítomnosti gyratonů nabývají tvaru (2.1). (přeformulovat nějak lépe...),

3.1.1 "Cut and paste" metoda konstrukce

Metoda "cut and paste" ... Tohle asi pryč.

3.1.2 Spojitý tvar metriky

...

3.2 Interakce s testovacími částicemi v prostoročasech s gyratony

3.2.1 Refrakční rovnice

Stejná struktura jako předchozí kapitola, stačí přepsat a trochu okomentovat (např. "delta"ve skocích v čtyřrychlosti - započítat metrické členy)

4. Expandující gravitační vlny a spinorový popis

V této kapitole zavedeme spinorový formalismus na Minkowského prostoročase, následně jej použijeme k popisu expandujících gravitačních vln. Spinorový formalismus vybudujeme na základě geometrického přístupu i přes fakt, že nej-přirozenější popis spinorů je v řeči teorie reprezentací grup, kde spolu s pinory tvoří vektory v irreducibilních reprezentacích sudých subalgeber Cliffordových algeber, resp. v reprezentacích příslušných Pinových a Spinových grup. S tímto přístupem se setkáme například v [zde přidat Cartana 1966 + novější články](#) [6]. Geometrická konstrukce spinorů je ale pro použití v relativitě jakožto geometrické teorii, příhodnější a tohoto přístupu pak využívají právě práce zabývající se čistě relativistickým využitím spinorů, například [7], [8].

4.1 Spinorový formalismus

4.1.1 Krátký úvod do 2-spinorů

Definujme zde Minkowského prostor \mathbb{M} jako čtyřdimenzionální vektorový prostor nad \mathbb{R} s Lorentzovskou metrikou $\eta_{\mu\nu} = \text{diag}(1, -1, -1, -1)$. V každém bodě prostoru \mathbb{R}^4 existuje množina bázových vektorů z \mathbb{M} kterou nazýváme tetradou. Vezměme světelný kužel v \mathbb{M} , tedy úplný podprostor kde pro každý vektor platí

$$\eta_{\mu\nu}x^\mu x^\nu = 0. \quad (4.1)$$

Každému časupodobnému nebo světelnému vektoru v prostoročase přiřazujeme orientaci vůči počátku světelného kužele, může mířit do minulosti nebo do budoucnosti, světelný kužel tak rozdělíme na budoucí a minulý. Průnikem světelného kužele s plochou konstantního času dostaneme sféru v \mathbb{R}^3 . Pokud leží nadplocha konstantního času v souřadnici $x^0 = t = 1$, představuje vzniklá sféra tzv. Riemannovu sféru Σ pro kterou platí rovnice

$$x^2 + y^2 + z^2 = 1 \quad (4.2)$$

Stereografickou projekcí pak můžeme ztotožnit sféru Σ s rozšířenou komplexní rovinou $\tilde{\mathbb{C}}$ (tedy $\mathbb{C} \cup \{\infty\}$) a body x , y a z na sféře můžeme popsat jednou komplexní souřadnicí, které se obvykle říká stereografická souřadnice,

$$\xi = \frac{x + iy}{1 - z}, \quad (4.3)$$

případně v polárních souřadnicích (θ, ϕ)

$$\xi = e^{i\phi} \cos \frac{\theta}{2}. \quad (4.4)$$

Inverzní vztahy jsou pak

$$x = \frac{\xi + \bar{\xi}}{\xi\bar{\xi} + 1}, \quad y = \frac{\bar{\xi} - \xi}{\xi\bar{\xi} + 1}, \quad z = \frac{\xi\bar{\xi} - 1}{\xi\bar{\xi} + 1}. \quad (4.5)$$

Dále zavedeme složky spinoru ξ^A , $\xi^A = (\zeta, \eta)$, jako

$$\xi = \frac{\zeta}{\eta}, \quad (4.6)$$

vyhneme se tak nekonečné hodnotě stereografické souřadnice pro horní (severní) pól Riemannovy sféry. Nyní potřebujeme udělat jistou formalizaci indexové notace. Pokud je horní (a později i dolní) index tučný, jedná se o tzv. abstraktní index, který není svázaný se spinorovou bází, kterou zavedeme dále, ale pouze naznačuje strukturu objektu. Pokud index není tučný, jedná se přímo o souřadnicový index, který nabývá hodnot 1, 2 a je svázaný s bází. Je zřejmé, že spinor ξ^A a stereografická souřadnice ξ jsou i přes použití podobného značení dva odlišné objekty. Pomocí komponent spinoru lze popsat libovolný bod (t, x, y, z) na světelném kuželu jako

$$\begin{aligned} t &= \frac{1}{\sqrt{2}} (\zeta\bar{\zeta} + \eta\bar{\eta}) \\ x &= \frac{1}{\sqrt{2}} (\zeta\bar{\eta} + \eta\bar{\zeta}) \\ y &= \frac{1}{\sqrt{2}} (\bar{\zeta}\eta - \eta\bar{\zeta}) \\ z &= \frac{1}{\sqrt{2}} (\zeta\bar{\zeta} - \eta\bar{\eta}). \end{aligned} \quad (4.7)$$

Na prostoru spinorů se dále zavádí 2-forma $[\cdot, \cdot]$, která je

- (1) antisymetrická,
- (2) bilineární a
- (3) nedegenerovaná.

Všimněme si, že kombinací prvních dvou podmínek dostaneme pro dva lineárně závislé spinory (tedy pro dvojici (ξ^A, κ^A) takové, že $\kappa^A = \lambda \xi^A$, $\lambda \in \mathbb{C}$)

$$[\xi^A, \kappa^A] = 0. \quad (4.8)$$

Z třetí podmínky ale máme

$$[\xi^A, \eta^A] \neq 0 \quad (4.9)$$

pro všechny ξ^A, η^A z prostoru spinorů.

Tuto 2-formu obvykle zapisujeme symbolem ϵ_{AB} , jedná se o tzv. Levi-Civitův spinor a na prostoru spinorů zavádí skalární součin

$$\epsilon_{AB} \xi^A \eta^B = \xi_B \eta^B = -\xi^A \eta_A \quad (4.10)$$

a zastává tedy funkci obdobnou metrickému tenzoru. Zápis (4.10) lze také vyjádřit jako

$$\xi^A = \epsilon^{AB} \xi_B, \quad \xi_A = \epsilon_{BA} \xi^B, \quad (4.11)$$

kde platí

$$\epsilon^{AC} \epsilon_{BC} = \delta_B^A. \quad (4.12)$$

Dále se zavádí spin-báze (o^A, ι^A) tak, aby platilo

$$[o^A, \iota^A] = -[\iota^A, o^A] = 1. \quad (4.13)$$

Tak formálně propojíme souřadnicový zápis ξ^A se samotným spinorem ξ^A

$$\xi^A = \xi^0 o^A + \xi^1 \iota^A \quad (4.14)$$

Z prvků báze lze pomocí dyadického součinu sestavit Levi-Civitův spinor. S využitím normalizačních podmínek (4.13) a vlastnosti (4.11) dostaneme vztah

$$\epsilon_{AB} = o_A \iota_B - o_B \iota_A. \quad (4.15)$$

V transformaci spinorových složek na reálné souřadnice (4.7) máme komplexně sdružené složky spinorů, operace komplexního sdružení ale není uzavřená na prostor spinorů, což lze jednoduše ukázat když sečteme složky spinoru se složkami komplexně sdruženého - výsledný objekt má reálné složky. Operace komplexního sdružení tedy zobrazuje spinory na prostor komplexně sdružených spinorů a píšeme

$$\overline{\xi^A} = \bar{\xi}^{A'}. \quad (4.16)$$

Komplexním sdružením spinorové báze dostáváme bázi prostoru komplexně sdružených spinorů

$$\overline{o^A} = \bar{o}^{A'} = o^{A'}, \quad \overline{\iota^A} = \bar{\iota}^{A'} = \iota^{A'}. \quad (4.17)$$

U Levi-Civitova spinoru je stejně jako u složek spin-báze konvence psát $\overline{\epsilon_{AB}} = \epsilon_{A'B'}$ a ne $\bar{\epsilon}_{A'B'}$ jak bychom mohli očekávat.

Nejobecnějším typem spinoru je pak spinor s tzv. valencí $(p, q; r, s)$ který zapisujeme jako

$$\chi^{A\dots C \ S' \dots U' \ D \dots F \ W' \dots Y'}, \quad (4.18)$$

který má p kontravariantních nečárkovaných indexů, q kontravariantních čárkovaných indexů, r kovariantních nečárkovaných indexů a s kovariantních čárkovaných indexů. Obecně platí

$$\chi^{AB' \ C D'} = \chi^{B' A \ D' C} = \chi^A \ C \ B' \ D', \quad (4.19)$$

tedy čárkované indexy můžeme libovolně prohazovat s nečárkovanými, musí ale zůstat pozice čárkovaných mezi sebou a nečárkovaných mezi sebou.

Nyní jsme kompletně vybaveni k přepsání vztahů (4.7) do zápisu čistě pomocí spinorů. Využijeme k tomu Infeld-van der Waerdenovy symboly $\sigma_\mu^{AA'}$. Ty můžeme v Minkowského prostoru reprezentovat čtyřmi hermitovskými maticemi

$$\sigma_0^{AA'} = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 1 \end{pmatrix}, \quad \sigma_1^{AA'} = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 0 & 1 \\ 1 & 0 \end{pmatrix}, \quad \sigma_2^{AA'} = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 0 & -i \\ i & 0 \end{pmatrix}, \quad \sigma_3^{AA'} = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & -1 \end{pmatrix}. \quad (4.20)$$

Tyto symboly nám dávají propojení mezi **world-tensory (překlad)** a spinory. Komponenty (4.7) vektoru ležícího na světelném kuželu pomocí spinoru se složkami $\xi^A = (\zeta, \eta)$ zapíšeme jako

$$x^\mu = \bar{\xi}^{A'} \sigma_{AA'}^\mu \xi^A. \quad (4.21)$$

Dále zavedeme spinorovou formu vektoru x^μ

$$x^{AA'} = \sigma_\mu^{AA'} x^\mu = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} t + z & x - iy \\ x + iy & t - z \end{pmatrix}. \quad (4.22)$$

Je tohle správně? Je to jen speciální případ na Minkowského PČ - spinová struktura na varietě \mathcal{M} je ekvivariantní lift frame bandlu - rozmyslet jak ten funguje Z Levi-Civitových spinorů a Infeld-van der Waerdenových symbolů můžeme zkonstruovat metriku

$$g_{\mu\nu} = \epsilon_{AB}\epsilon_{A'B'}\sigma_\mu^{AA'}\sigma_\nu^{BB'}. \quad (4.23)$$

Obecně můžeme s pomocí těchto symbolů vyjádřit spinory libovolné valence jako tenzory a naopak.

Ve výpočtech se obvykle Infeld-van der Waerdenovy symboly vynechávají a rovnou se píše

$$g_{\mu\nu} = \epsilon_{AB}\epsilon_{A'B'}. \quad (4.24)$$

Z tvaru Infeld-van der Waerdenových symbolů je vidět korespondence mezi tenzorovými a spinorovými indexy, každému tenzorovému indexu odpovídají dva spinorové.

Pomocí spinorové báze můžeme zavést světelnou (nulovou) tetradu vztahy

$$\begin{aligned} l^a &= o^A o^{A'}, \\ n^a &= \iota^A \iota^{A'}, \\ m^a &= o^A \iota^{A'}, \\ \bar{m}^a &= \iota^A o^{A'} \end{aligned} \quad (4.25)$$

kde l^a, n^a, m^a a \bar{m}^a jsou normalizované světelné vektory tvořící bázi.

4.2 Expandující gravitační vlny

4.2.1 Refrakční rovnice

Závěr

Seznam použité literatury

- [1] Jiří Bičák. Selected solutions of Einstein's field equations: Their role in general relativity and astrophysics. *Lect. Notes Phys.*, 540:1–126, 2000.
- [2] Roger Penrose. *The geometry of impulsive gravitational waves*, pages 101–115. 1972.
- [3] Jiří Podolský and Jerry B. Griffiths. Impulsive gravitational waves generated by null particles in de Sitter and anti-de Sitter backgrounds. *Phys. Rev. D*, 56:4756–4767, 1997.
- [4] Jiří Podolský, Clemens Sämann, Roland Steinbauer, and Robert Švarc. The global existence, uniqueness and C^1 -regularity of geodesics in nonexpanding impulsive gravitational waves. *Class. Quant. Grav.*, 32(2):025003, 2015.
- [5] J. Podolský, R. Švarc, R. Steinbauer, and C. Sämann. Penrose junction conditions extended: Impulsive waves with gyratons. *Physical Review D*, 96(6), 2017.
- [6] Marián Fecko. *Differential Geometry and Lie Groups for Physicists*. Cambridge University Press, 2006.
- [7] Roger Penrose and Wolfgang Rindler. *Spinors and Space-Time*, volume 1 of *Cambridge Monographs on Mathematical Physics*. Cambridge University Press, 1984.
- [8] Peter O'Donnell. *Introduction to 2-Spinors in General Relativity*. WORLD SCIENTIFIC, 2003.

Seznam obrázků

2.1 Geometrická konstrukce neexpandující impulzní gravitační vlny pomocí metody "cut and paste", podél nadplochy \mathcal{N} dojde k rozdělení prostoročasu na dvě části \mathcal{M}^+ a \mathcal{M}^- a opětovnému ztotožnění bodů na hranici obou částí se specifickým posunem.	5
---	---

Seznam tabulek

Seznam použitých zkratek

A. Přílohy

A.1 První příloha