UNIVERSITATEA DIN CRAIOVA
FACULTATEA DE MATEMATICĂ ŞI ŞTIINŢE ALE NATURII
ŞCOALA DOCTORALĂ DE ŞTIINŢE EXACTE
DOMENIUL FIZICĂ

LIGIA STANCIU-OPREAN

"Abordări alternative în teoria gravitaţiei"

–Rezumatul tezei de doctorat–

Conducător ştiinţific
Prof. Dr. SOLANGE-ODILE SALIU

CRAIOVA
2013

1 Problemele abordate. Metoda şi ipotezele de lucru

Modelele topologice de tip BF sunt importante in virtutea faptului ca anumite versiuni ne-abeliene in interactie sunt corelate cu o structura algebrica de tip Poisson prezenta in diferite versiuni de modele sigma de tip Poisson, despre care este bine cunoscut ca descriu teorii de tip gravitatie in doua dimensiuni. Se stie ca gravitatia pura in trei dimensiuni este pur si simplu o teorie BF. Mai mult, in dimensiuni superioare relativitatea generala si supergravitatia in formalismul Ashtekar pot fi de asemenea formulate sub forma unor teorii topologice de tip BF in prezenta unor constrangeri suplimentare. Pe de alta parte, campurile tensoriale cu simetrii mixte sunt implicate in multe teorii fizice importante, cum ar fi superstringurile, modelele de tip supergravitatie sau teoriile supersimetrice de spin superior. Studiul teoriilor gauge care contin campuri tensoriale cu simetrii mixte a solutionat mai multe probleme interesante, ca de exemplu formularea duala a teoriilor de camp de spin doi sau superior, imposibilitatea existentei interactiilor consistente in formularea duala a gravitatiei liniarizate sau constructia unor interactii gravitationale.

Consideratiile anterioare motiveaza probleme de baza abordate in teza, si anume: a) determinarea self-interactiilor pentru un model topologic de tip BF cu spectru maximal de campuri in $D = 6, 7, 8$ dimensiuni spatio-temporale; b) generalizarea self-interactiilor de la punctul anterior intr-o dimensiune arbitrara $D > 8$; c) constructia interactiilor in $D = 6$, $D = 7$ si $D = 8$ dintre un model topologic de tip BF cu spectru maximal si formularea duala a gravitatiei liniarizate in termenii unui tensor nemasiv cu simetria mixta $(3, 1)$, $(4, 1)$ si respectiv $(5, 1)$; d) generalizarea rezultatelor de la punctul anterior la cuplajele consistente dintre un model BF si formularea duala a gravitatiei liniarizate in termenii unui camp tensorial nemasiv cu simetria mixta $(k, 1)$ intr-o dimensiune arbitrara $D = k + 3 > 8$. Aceasta problematica este solutionata in cadrul general al metodei de constructie a interactiilor consistente in teoriile cu simetrii gauge bazata pe deformarea generatorului canonic al diferentialei Becchi-Rouet-Stora-Tyutin (BRST), numit si solutia ecuatiei master [1]. Aparatul matematic utilizat face apel la diverse calcule de algebre de coomologie, inclusiv locale, ale diferentialelor implicate [2]–[4]. Vom impune urmatoarele ipoteze generale asupra deformarilor, si anume analiticitate in constanta de cuplaj, localitate spatio-temporala, covarianta Lorentz, invarianta Poincaré si conservarea numarului de derivate pentru fiecare camp. Deoarece ecuatiile de camp libere pentru un model BF cu spectru maximal de campuri sunt de ordinul unu in derivate, iar cele pentru formularea duala a GL sunt de ordinul doi, pentru a asigura un cadru unitar vom cere ca ordinul derivativ maxim al densitatii de lagrangean care descrie atat self-interactiile in modelul BF, cat si cuplajele "efective" dintre cele doua teorii sa fie egal cu unu (ipoteza asupra ordinului derivativ).

Lucrarea este structurata in sapte capitole, cinci anexe si bibliografie.

Rezultate prezentate aici sunt publicate in lucrarile [5]–[15].

2 Rezultate obţinute

Prezentam initial rezultatele referitoare la modelele de tip BF cu spectru maximal de campuri intr-o dimensiune arbitrara D. Initial, se construieste deformarea de ordinul unu (in constanta de cuplaj λ) a solutiei ecuatiei master in acord cu ipotezele fixate si se arata ca au loc urmatoarele proprietati generale ale densitatii neintegrate a acesteia:

1.1 dezvoltarea sa dupa numarul de antighost se opreste la valoarea D egala cu dimensiunea varietatii spatiu-timp de tip Minkowski pe care lucram;

1.2 toti termenii de antighost maxim produc, prin intermediul ecuatiilor de consistenta specifice deformarii de ordinul unu, piese netriviale si consistente;

1.3 toate solutiile potential independent consistente ale ecuatiilor omogene cu valori strict pozitive ale numarului de antighost, care trebuie adaugate la fiecare pas al rezolvarii ecuatiilor mentionate, pot fi eliminate in sensul ca fie sunt inconsistente, fie produc termeni care pot fi absorbiti in cei care provin din componentele de antighost maxim;

1.4 solutia independent consistenta a ecuatiei "omogene" la numar de antighost zero nu mai poate fi eliminata si se reduce la o functie, deocamdata arbitrara, de campul scalar nederivat, notata cu M;

1.5 ipoteza asupra ordinului derivativ maxim intervine doar in determinarea solutiei "omogene" de la punctul anterior, spre deosebire de celelalte, care se utilizeaza frecvent.

Expresiile termenilor de antighost maxim se obtin prin cuplarea elementelor bazei in ghosturile BF invariante fata de actiunea diferentialei exterioare longitudinale γ cu numar pur de ghost egal cu D, $e^D(\mathrm{BF})$, de reprezentantul generic din coomologia locala a diferentialei Koszul–Tate la numar de antighost D evaluata in algebra "polinoamelor" invariante, $H_D^{\mathrm{inv,BF}}(\delta|d)$. Ghosturile γ-inchise sunt de doua tipuri. Primul, notat cu η, corespunde palierului inferior de valori relativ la numarul pur de ghost si este asociat simetriilor gauge ale formelor A cu gradul formei strict pozitiv din spectrul de campuri. Cel de-al doilea, notat prin C, este asociat palierului complementar, de valori mari in raport cu acelasi grad, fiind determinat de invariantele gauge ale formelor B. Structura termenilor de antighost maxim, D, din deformarea de ordinul unu este caracterizata de urmatoarele aspecte:

a. sunt exclusi termenii care contin produse de trei sau mai multe ghosturi C si respectiv care nu includ C-uri si admit mai putin de trei ghosturi de tip η;

b. elementele bazei $e^D(\mathrm{BF})$ care contin maxim un ghost C pot fi reprezentate prin intermediul tuturor solutiilor distincte a doua clase de ecuatii diofantice insotite de reguli de selectie precise. Ambele clase numara ghosturile de tip η admise din fiecare element al bazei, N, insa prima clasa admite in structura sa exact un ghost de tip C si minim unul sau, dupa caz, doua ghosturi de tip η, iar cea de-a doua numai generatori BRST de tip η (minim trei);

c. fata de elementele de la punctul a. apar trei reprezentanti in dimensiuni speciale, toate cu doua ghosturi de tip C, si anume unul in $D = 2m + 1$, altul in $D = 4m$, si celalalt in $D = 4m + 1$ (ultimul contine si un ghost η);

d. reprezentantul netrivial al spatiului $H_D^{\mathrm{inv,BF}}(\delta|d)$ are o structura polinomiala in raport cu multimea de anticampuri aferenta formei $\overset{[1]}{B}$ si ghosturilor de tip C asociate acesteia si se construieste prin intermediul derivatelor de ordin unu si superior (inclusiv de ordinul D) ale unei functii netede arbitrare de campul scalar nederivat;

e. pentru a racorda elementele bazei de la punctele a. si c. de reprezentantul generic mentionat anterior, introducem cate o functie distincta dependenta de campul scalar nederivat relativ la fiecare element, notata prin Z sau W. Acolo unde este cazul, indiciem functia respectiva dupa solutiile distincte ale ecuatiilor diofantice si regulilor de selectie asociate.

Pornind de la piesele de antighost maxim, D, generam celelalte componente ale deformarii de ordinul unu, cu valori descrescatoare ale acestui grad pana la 0 inclusiv. Constatam ca la valori strict pozitive ale numarului de antighost apar din ce in ce mai frecvent termeni care se organizeaza exact prin intermediul unor reprezentanti din $H^{\mathrm{BF}}(\delta|d) \setminus H^{\mathrm{inv,BF}}(\delta|d)$ (care nu sunt γ-invarianti). Datorita structurii arborescente din ce in ce mai complexe a acestor reprezentanti pe masura ce provin din piese de antighost maxim asociate unor valori crescatoare ale lui N am ales sa ii exprimam compact prin notatii sugestive. Reorganizand piesele deformarii de ordinul unu cu diferite valori ale numarului de antighost dupa functiile distincte de tip Z sau W, care in aceasta etapa sunt complet arbitrare, au loc urmatoarele proprietati importante, si anume: fiecare este netriviala, se descompune in termeni cu valori ale numarului de antighost intre 0 si D, satisface separat ecuatia deformarii de ordinul unu si respecta toate ipotezele de lucru. Aceleasi observatii sunt valabile si in legatura cu solutia independent consistenta a ecuatiei "omogene" la numar de antighost 0, M. Astfel, deoarece reflecta componente independent consistente ale deformarii de ordinul unu, vom numi functiile notate prin Z, W sau M functii de parametrizare. Cu ajutorul deformarii de ordinul unu, rezolvam ecuatia care guverneaza deformarea de ordin doi in λ a solutiei ecuatiei master si observam ca aceasta are loc daca si numai daca functiile de parametrizare nu mai sunt arbitrare, ci constranse sa satisfaca un set de ecuatii algebrico-diferentiale, numite in cele ce urmeaza ecuatii de consistenta. Desi nu putem identifica toate ecuatiile de consistenta prezente intr-o dimensiune arbitrara D, putem evidentia cateva dintre acestea, precum si structura lor generala, exprimata ca o suma de produse dintre doua functii de parametrizare sau dintre o functie si derivata alteia. Aceasta structura permite obtinerea cel putin a unei solutii nebanale a ecuatiilor de consistenta, fapt extrem de important, deoarece atat absenta solutiilor, cat si existenta doar a solutiilor triviale, ar conduce la imposibilitatea constructiei de self-interactii. In aceste conditii, se arata ca pe solutiile ecuatiilor de consistenta putem alege toate deformarile de ordin doi sau de ordine superioare sa se anuleze. In consecinta, deformarea completa a solutiei ecuatiei master, netriviala si consistenta in toate ordinele in constanta de cuplaj si care in plus satisface ipotezele de lucru, se reduce la suma dintre solutia ecuatiei master pentru modelul BF liber si deformarea de ordinul unu. Cu ajutorul sau, prin proiectia pe diverse valori ale numarului de antighost, deducem intreaga formulare lagrangeana a modelului de tip BF in auto-interactie intr-o dimensiune arbitrara D. Subliniem principalele aspecte care deriva din aceasta procedura:

i. densitatea de lagrangean deformata este de ordinul unu in λ, iar intre vertexurile de auto-interactie care implica forme de tip A sau B cu gradul formei strict pozitiv si termenii de antighost maxim prezentati la punctele a.–e. apare o corespondenta biunivoca prin identificarile $C \longleftrightarrow B$ si $\eta \longleftrightarrow A$;

ii. mai precis, nu sunt prezente vertexuri de auto-interactie cu mai mult de doua forme de tip B sau care nu contin forme de tip B si includ mai putin de trei campuri de tip A;

iii. apar diverse clase de cuplaje cu un singur camp B si cel putin una, sau respectiv doua forme A (toate cu proprietatea ca pastreaza invarianta PT), si respectiv cu minim trei campuri A, dar fara forme de tip B (ultimele cu proprietatea ca rup invarianta PT). Acestea sunt exact asociate fiecarei solutii distincte ale celor doua clase de ecuatii diofantice precizate la punctul a. (acum, N reprezinta numarul de campuri de tip A din fiecare vertex);

iv. corespunzator dimensiunilor speciale de la punctul c. de mai sus sunt permise trei vertexuri care contin exact doua campuri de tip B, si anume unul in $D = 4m$, altul in $D = 2m + 1$, si al treilea in $D = 4m + 1$ (ultimul contine si o forma de tip A);

v. toate cuplajele mentionate includ functiile asociate de tip Z sau W si, in plus, apare functia M, insa acestea nu mai sunt arbitrare, ci solutii nebanale ale ecuatiilor de consistenta;

vi. in principiu, toate transformarile gauge ale campurilor din spectrul maximal se modifica fata de cele libere, evident prin termeni de ordinul unu in λ. Mai mult, campul scalar (care era invariant gauge in limita libera), capata acum simetrii gauge netriviale;

vii. intreaga structura gauge a teoriei cu interactie se modifica fata de cea a teoriei originale in ordinul unu in λ — algebra gauge devine deschisa, iar relatiile se reductibilitate nu mai au loc in spatiul tuturor istoriilor de camp, ci doar pe suprafata stationara deformata, cu pastrarea numarului initial de simetrii gauge independente din setul generator.

Rezultatele asupra cuplajelor consistente dintre un model de tip BF si formularea duala a gravitatiei liniarizate in termenii unui camp tensorial nemasiv cu simetia mixta $(k, 1)$ intr-o dimensiune arbitrara $D = k + 3$ sunt urmatoarele. Deformarea de ordinul unu se descompune doar ca suma dintre componenta care implica numai generatorii BRST de tip BF si piesa care cupleaza efectiv cel putin cate un generator BRST din fiecare sector (BF si respectiv $(k, 1)$) deoarece in dimensiunea $D = k + 3$ in care lucram formularea duala considerata a GL nu admite self-interactii netriviale. Prima componenta are exact structura mentionata anterior adaptata la valoarea $D = k + 3$, iar referitor la aceasta mentinem notatiile prin M, Z si W la nivelul functiilor de parametrizare. Deformarea de ordinul unu de cuplaj necesita o analiza mai elaborata. Proprietatile coomologice generale ale teoriilor implicate permit prezenta de termeni cu numar maxim de antighost $k+3$. Acestia nu satisfac insa ipotezele generale impuse. Termenii cu urmatoarea valoare maxima admisa a numarului de antighost, $k + 2$, nu conduc la deformari consistente si trebuie eliminati. Aceeasi observatie este partial valabila si pentru urmatorii termeni, cu antighost maxim egal cu $k + 1$. Mai mult, niciuna din solutiile omogene potential independent consistente cu valori ale numarului de antighost intre k si 0 nu contribuie la deformarea de ordinul unu (fie sunt inconsistenti, fie pot fi absorbiti in termenii de antighost inferior proveniti, prin intermediul ecuatiilor de consistenta ale componentelor deformarii de ordinul unu, din cei ramasi, cu numar de antighost $k + 1$, fie sunt consistenti, dar triviali). In consecinta, deformarea de ordinul unu consistenta si netriviala care cupleaza efectiv cele doua teorii in prezenta ipotezelor de lucru enumerate mai sus admite o dezvoltare dupa numarul de antighost care se opreste la valoarea maxima $k+1$. Structura sa evidentiaza multiple asemanari cu cea aferenta self-interactiilor din sectorul BF, iar la nivelul componentei de antighost maxim, $k+1$, apar urmatoarele caracteristici:

2.1 toti termenii sunt liniari in derivatele antismetrice de ordin unu ale ghostului cu numar pur de ghost egal cu 1 din sectorul $(k,1)$, notat cu $\mathcal{F}$;

2.2 relativ la continutul de ghosturi din sectorul BF, acestia sunt de trei tipuri, si anume unul liniar in ghostul γ-invariant de tip C cu numar pur de ghost k asociat simetriilor gauge ale formei B de grad 3 si care nu contine alte ghosturi, altul contine exact un ghost C (altul decat cel mentionat anterior) si minim un ghost notat prin η, iar ultimul doar ghosturi de tip η (minim doua);

2.3 ultimele doua categorii reprezinta elemente ale bazei din sectorul BF cu numar pur de ghost k care includ maxim un ghost C si pot fi din nou reprezentate prin intermediul tuturor solutiilor distincte a doua clase de ecuatii diofantice insotite de reguli de selectie precizate (diferite insa fata de cele prezente in raport cu deformarea de ordinul unu din sectorul BF adaptata la $D=k+3$);

2.4 in ambele clase un rol determinant il are in continuare numarul N de ghosturi de tip η;

2.5 toti termenii in ghosturi mentionati trebuie cuplati doar de reprezentantul generic cu numar de antighost $k+1$ din $H_{k+1}^{\mathrm{inv,BF}}(\delta|d)$ cu o structura polinomiala in raport cu multimea de anticampuri aferenta formei $\overset{[1]}{B}$ si ghosturilor de tip C asociate acesteia si construit prin intermediul derivatelor unei functii netede arbitrare de campul scalar nederivat;

2.6 racordarea acestuia cu produsul dintre $\mathcal{F}$ si fiecare element de la punctul 2.2 se realizeaza tot prin intermediul cate unei functii dependenta de campul scalar nederivat, notata acum prin V sau U, iar unde este cazul, indiciem functia respectiva dupa solutiile distincte ale ecuatiilor diofantice si regulilor de selectie asociate.

In continuare, procedam ca in cazul BF si generam toate celelalte piese ale deformarii de ordinul unu de cuplaj, cu valori ale numarului de antighost intre k si 0. Acestea depind liniar de un singur generator BRST din sectorul $(k,1)$, care poate fi ghostul $\mathcal{F}$, urma anticampului t^* asociat campului cu simetria mixta $(k,1)$, urmele anticampurilor notate cu $\mathcal{G}^*$ sau urma unui tensor de ordinul unu in derivatele antisimetrice ale campului cu simetria mixta $(k,1)$, specificata prin F ($\mathcal{F}$ si urmele F, t^* si $\mathcal{G}^*$ cu o singura exceptie din ultima categorie sunt tensori antisimetrici cu gradul formei strict pozitiv). La valori strict pozitive ale numarului de antighost isi fac de data aceasta aparitia reprezentanti din $H(\delta|d) \setminus H^{\mathrm{inv}}(\delta|d)$ care implica in general campurile si/sau anticampurile din ambele sectoare. Functiile de tip U sau V joaca rol de functii de parametrizare la nivelul deformarii de ordinul unu care descrie cuplajele "efective" dintre modelul BF si formularea duala aleasa a GL in $D=k+3$ in sensul ca fiecare piesa care colecteaza toti termenii dependenti de cate o singura functie este din nou independent consistenta. Deoarece fiecare termen al deformarii de ordinul unu de cuplaj este un monom de grad unu in raport cu toti generatorii BRST din sectorul $(k,1)$ mentionati anterior, intreaga deformare poate fi descompusa in raport cu acestia. Retinem ca urma F se cupleaza cu o marime notata cu M, care contine numai generatori din sectorul BF si este in ansamblu o forma de grad k ce evidentiaza piese cu valori ale numarului de antighost intre 0 si k. Asamblam deformarea de ordinul unu ca suma dintre cea aferenta self-interactiilor din sectorul BF si cea care descrie cuplajele efective. Toate functiile de parametrizare sunt in acest stadiu arbitrare. In urmatoarea etapa a metodei de deformare se determina deformarea de ordinul doi in constanta de cuplaj. Pe baza unei proprietati remarcabile a antiparantezei dintre deformarea de ordinul unu de cuplaj si ea insasi, precum si evaluand antiparantezele ramase dintre cele doua tipuri de deformari de ordinul unu, ajungem la urmatoarele concluzii:

A. existenta deformarii de ordinul doi restrange functiile de parametrizare sa satisfaca un set de ecuatii algebrico-diferentiale, pe care il vom apela si in acest context sub denumirea de ecuatii de consistenta;

B. acest set este organizat in doua subseturi, din care primul este reprezentat chiar de ecuatiile de consistenta specifice cazului pur BF si adaptate valorii $D = k + 3$;

C. cel de-al doilea are o forma similara, si anume fiecare ecuatie se reduce la o suma de produse dintre doua functii sau dintre o functie si derivata alteia, insa acum cate una din fiecare componenta a deformarii de ordinul unu (din sectorul BF sau respectiv de cuplaj);

D. pe solutiile nebanale ale intregului set de ecuatii de consistenta (care exista si in aceasta situatie) deformarea de ordinul doi este nenula, densitatea sa neintegrata fiind obtinuta prin contractia marimii notata cu M (forma de grad k cu numar de antighost k) si ea insasi, iar deformarile de ordin trei si superioare se anuleaza;

E. o consecinta directa a afirmatei anterioare o reprezinta dezvoltarea deformarii de ordinul doi intr-o suma de piese cu valori ale numarului de antighost cuprinse intre 0 si $2k$;

F. deoarece obiectul de tip M contine numai generatori din sectorul BF, rezulta ca deformarea de ordinul doi va contribui numai la auto-interactiile din acest sector. In plus, dependenta lui M doar de functiile de tip U, V si derivatele lor se va transfera la nivelul deformarii de ordinul doi in aparitia de produse numai dintre astfel de functii sau derivate ale acestora;

G. in mod surprinzator, self-interactiile mentionate apar doar in prezenta formularii duale a GL considerate. Intr-adevar, in absenta sectorului $(k, 1)$ marimea M se anuleaza deoarece se anuleaza toate functiile de tip U sau V. Mai mult, deformarea de ordinul doi in cazul unui model pur de tip BF se anuleaza in orice dimensiune D.

Rezultatele de mai sus arata ca deformarea solutiei ecuatiei master pentru un model topologic BF si formularea duala a GL intermenii unui camp cu simetria mixta $(k, 1)$ in $D = k+3$ netriviala, in acord cu toate ipotezele impuse si consistenta in toate ordinele in constanta de cuplaj se reduce la suma dintre solutia ecuatiei master pentru modelele libere de start, deformarea de ordinul unu cu cele doua componente ale sale, BF si respectiv de cuplaj, si deformarea de ordinul doi, care depinde doar de generatorii BRST din sectorul BF. In plus, functiile de parametrizare nu mai sunt arbitrare, ci solutii ale ecuatiilor de consistenta. Proiectand intreaga solutie deformata pe diverse valori ale numarului de antighost identificam toate ingredientele teoriei de camp in interactie asociata:

I. actiunea lagrangeana contine vertexuri de interactie de ordinul unu si respectiv doi in λ, cele de ordinul unu fiind asociate atat self-interactiilor intre campurile BF, cat si cuplajelor dintre acestea si tensorul cu simetria mixta $(k, 1)$, iar cele de ordinul doi numai self-interactiilor intre campurile BF;

II. actiunea lagrangeana de cuplaj efectiv este strict de ordinul unu in λ, iar vertexurile de interactie pot fi puse si aici intr-o corespondenta biunivoca cu piesele de antighost maxim, $k+1$, din deformarea de ordinul unu aferenta prin identificarile $\mathcal{F} \longleftrightarrow F$, $C \longleftrightarrow B$ si $\eta \longleftrightarrow A$ si mentinerea functiilor de tip U sau V asociate;

III. identificarea anterioara ne permite sa afirmam ca toate vertexurile de cuplaj sunt liniare in urma tensorului F din sectorul $(k, 1)$ si includ, in afara de functiile de tip U sau V dependente de campul scalar din sectorul BF, fie campul $\overset{[3]}{B}$, fie un produs dintre o singura forma B (de grad minim 4) si cel putin un camp A, fie numai forme de tip A (cel putin doua). Primele doua rup invarianta PT, iar ultima o conserva;

IV. toate vertexurile de interactie contin functii de campul scalar nederivat notate cu Z, W, M, U sau V, insa acestea nu mai sunt arbitrare, ci solutii nebanale ale ecuatiilor de consistenta;

V. transformarile gauge ale campului cu simetria mixta $(k, 1)$ se modifica doar in ordinul unu in λ, prin termeni care depind de parametrii gauge din sectorul BF;

VI. cu exceptia campului scalar si formei $\overset{[1]}{A}$, simetriile gauge ale tuturor celorlalte campuri din spectrul BF se deformeaza in ordinul unu in λ prin marimi din sectorul $(k, 1)$, fiind de doua categorii, unele liniare in derivatele de ordinul unu ale parametrului gauge $\theta_{(0)}$, iar celelalte in urma tensorului F (ultima categorie nu apare pentru forma $\overset{[2]}{A}$);

VII. toate campurile BF care admit transformari de ordinul unu in λ liniare in F capata si transformari de ordinul doi rezultate din cele de ordinul unu prin inlocuirea lui F cu piesa de antighost 0 a marimii M (pana la un factor numeric);

VIII. algebra gauge devine deschisa, spre deosebire de limita libera, iar relatiile se reductibilitate au loc acum numai pe suprafata stationara deformata. Mai mult, apar functii de structura nenule inclusiv in ordinul doi in λ, iar o parte din functiile de reductibilitate si coeficientii aferenti se modifica si in acest ordin.

Bibliografie selectiva

[1] G. Barnich, M. Henneaux, Phys. Lett. **B311** (1993) 123

[2] G. Barnich, F. Brandt, M. Henneaux, Commun. Math. Phys. **174** (1995) 57

[3] G. Barnich, F. Brandt, M. Henneaux, Phys. Rept. **338** (2000) 439

[4] G. Barnich, F. Brandt, M. Henneaux, Commun. Math. Phys. **174** (1995) 93

[5] C. Bizdadea, M. T. Miauta, I. Negru, S. O. Saliu, L.Stanciu-Oprean, M. Toma, Physics AUC **20** (2010) 127-140

[6] M. M. Barcan, M. T. Miauta, I. Negru, L.Stanciu-Oprean, Physics AUC **19** (2009) 79-91

[7] M. M. Barcan, M. T. Miauta, I. Negru, L.Stanciu-Oprean, Physics AUC **19** (2009) 92-106

[8] C. Bizdadea, S. O. Saliu, L.Stanciu-Oprean, Physics AUC **21** (2011) 77-94.

[9] C. Bizdadea, S. O. Saliu, L.Stanciu-Oprean, Analele Universitatii de Vest din Timisoara, Seria Fizica **55** (2011) 1-5

[10] C. Bizdadea, S. O. Saliu, L.Stanciu-Oprean, Analele Universitatii de Vest din Timisoara, Seria Fizica **56** (2012) 100-105

[11] C. Bizdadea, E. M. Cioroianu, S. O. Saliu, S. C. Sararu, L. Stanciu-Oprean, "Proceedings of the Physics Conference TIM–11", American Institute of Physics Conference Proceedings **1472** (2012) 3-11

[12] C. Bizdadea, E. M. Cioroianu, S. O. Saliu, S. C. Sararu, L. Stanciu-Oprean, "Proceedings of the Physics Conference TIM–12", American Institute of Physics Conference Proceedings **1564 (**2013) 69-77

[13] C. Bizdadea, S. O. Saliu, L. Stanciu-Oprean, Mod. Phys. Lett. **A27** (2012) 1250137

[14] C. Bizdadea, E. M. Cioroianu, M. T. Miauta, S. O. Saliu, S. C.Sararu, L. Stanciu-Oprean, Rom. J. Phys. **58** (2013) 434-445

[15] C. Bizdadea, M. T. Miauta, S. O. Saliu, L. Stanciu-Oprean, Rom. J. Phys. **58** (2013) 446-458