Sinteza lucrării
realizată în cadrul Contractului IDEI-464/2009

Titlul proiectului: Abordări moderne ale problemei divergenţelor în teoria cuantică a câmpului

Obiectivul etapei: Cauzalitate şi unitaritate în teoria campului pe spaţii necomutative

Activităţile prevăzute pentru realizarea acestui obiectiv au cuprins cercetări privind: implementarea cauzalităţii pentru teoriile de camp definite pe spaţii cu necomutativitate de tip Heisenberg, investigarea unitarităţii teoriilor de camp necomutative şi posibilitatea unei descrieri efective pentru gradele de libertate bilocale ale unei teorii necomutative. Principalele rezultate obţinute pe baza acestor activităţi, comunicate în lucrările [1]-[7], constau din:

- Obţinerea unei descrieri efective a teoriilor de câmp necomutative, bazate pe introducerea bilocalităţii gradelor de libertate elementare
- Identificarea simetriilor teoriei în această reprezentare a spaţiului necomutativ
- Identificarea unui criteriu adecvat de cauzalitate şi demonstrarea cauzalitatii şi a unitarităţii teoriei
- Studierea undelor radiale bilocale, care în limita comutativă corespund undelor fără simetrie radială
- Compactificarea unor teorii efective det tip string şi generarea interacţiilor consistente dintre clase de câmpuri cu simetrii mixte

O alta activitate prevăzută pentru această etapă a cuprins studiul unor generalizări ale lemei Watson pentru seriile asimptotice şi implicaţiile lor în cromodinamica cuantică. Principalele rezultate obţinute pe baza acestei activităţi, comunicate în lucrările [8]-[9], sunt:

- Demonstrarea unei generalizări a lemei Watson pentru serii asimptotice şi descrierea ambiguităţilor teoriei de perturbaţie în cromodinamica cuantică
- Definirea unei noi serii de perturbatie în cromodinamica cuantică şi aplicarea ei pentru calculul cuplajului tare cuarc-gluon renormat.

Prezentăm în continuare problematica abordată şi principalele rezultate obţinute.

Introducere

Considerăm un câmp scalar ϕ depinzând de coordonatele spaţio-temporale $x^0 = t, x^1, x^2, x^3$. Dacă aceste variabile independente au caracter operatorial, necomutând intre ele,

$$\phi = \phi(\hat{x}^\mu), \qquad [\hat{x}^\mu, \hat{x}^\nu] = i\theta^{\mu\nu}(\hat{x}) \neq 0, \qquad \mu, \nu = 0, 1, 2, 3, \tag{1}$$

teoria de câmp definită pe un astfel de spaţiu se numeşte necomutativă. Motivaţiile pentru utilizarea unor asemenea modele in fizica dincolo de modelul standard sunt multiple. Astfel, ele apar în mod natural in teoria stringurilor fundamentale în prezenţa unor fluxuri externe; de asemenea, permit o modelare a presupusei dispariţii a structurii uzuale a spaţiu-timpului in gravitaţia cuantică. Intr-un context mai apropiat, există legaturi cu teoria efectului Hall cuantic. Nu in ultimul rând, aceste teorii prezintă interes intrinsec oferind posibilitatea deocamdată unică de a controla o teorie nelocală, oferind în acelaşi timp perspective interesante pentru eliminarea divergenţelor din teoria cuantică a câmpului. Din motive tehnice, de obicei se consideră relaţii de comutare ce implică o pereche de coordonate spaţiale,

$$[\hat{x}, \hat{y}] = i\theta I, \tag{2}$$

I fiind operatorul identitate iar θ o constantă având dimensiunea unei arii.

Deşi literatura în domeniu este bogată, câteva probleme de principiu nu au fost rezolvate. Lipseşte o descriere satisfăcătoare a excitaţiilor uniparticulă. De asemenea, conceptul de cauzalitate nu este clar definit, în principal din cauza folosirii aproape exclusive a cuantificării Weyl-Moyal. Aceasta stabileşte un izomorfism cu o teorie definită pe un spaţiu abstract, al aşa-numitelor simboluri ale lui Weyl. Produsul obişnuit a două funcţii se modifică radical, devenind nelocal,

$$f(x) \cdot g(x) \quad \rightarrow \quad f(x) \star g(x) \equiv \lim_{y \rightarrow x} \exp\left(\frac{i}{2}\theta^{\mu\nu}\partial^x_\mu \partial^y_\nu\right) f(x)g(y). \tag{3}$$

Corespondenţa cu spaţiul fizic nu mai este decât statistică. Aceasta impiedică generalizarea satisfăcătoare a condiţiei de microcauzalitate din teoria uzuală a câmpului

$$[\phi(x), \phi(0)] = 0, \qquad t^2 - \vec{x}^2 \leq 0, \tag{4}$$

având in vedere că nu se mai poate defini intervalul de tip spaţial in mod univoc.

De asemenea, în cazul în care timpul este inclus in algebra necomutativă, apar probleme în demonstrarea unitarităţii teoriilor necomutative.

Toate aceste trei probleme pot fi rezolvate satisfăcător prin introducerea reprezentării bilocale a gradelor de libertate fundamentale, o consecinţă naturală a implementării cuantificării canonice.

Bilocalitate

Ilustrăm cuantificarea canonică pe cazul relevant al unui câmp scalar (2+1)-dimensional $\Phi(t, \hat{x}, \hat{y})$, $\hat{x}$ şi $\hat{y}$ satisfăcând (2). Operatorii $\hat{x}$ şi $\hat{y}$ acţionează pe spaţiul Hilbert $\mathcal{H}$ de tip oscilator armonic in modul uzual. Putem alege pe acest spaţiu o infinitate de baze, de exemplu baza discretă $\{|n>\}$ formată din stările proprii ale operatorului $\hat{x}^2 + \hat{y}^2$ [2], sau baza continuă $\{|x>\}$a stărilor proprii ale operatorului $\hat{x}$ [1,3].

Cuantificăm pe Φ impunând coeficienţilor dezvoltării sale Fourier, a şi a^*, să devină operatori de creere $\hat{a}$ şi anihilare $\hat{a}^\dagger$ pe spaţiul Fock $\mathcal{F}$ standard. Transformăm spaţiul geometric într-unul necomutativ înlocuind exponenţialele $e^{i(k_x x + k_y y)}$ cu operatorii corespunzători. Câmpul rezultant

$$\Phi = \int\int \frac{dk_x dk_y}{2\pi\sqrt{2\omega_{\vec{k}}}} \left[\hat{a}_{k_x k_y} e^{i(\omega_{\vec{k}} t - k_x \hat{x} - k_y \hat{y})} + \hat{a}^\dagger_{k_x k_y} e^{-i(\omega_{\vec{k}} t - k_x \hat{x} - k_y \hat{y})}\right]. \tag{5}$$

este un operator ce acţionează pe un produs direct de doua spaţii Hilbert, $\Phi : \mathcal{F} \otimes \mathcal{H} \to \mathcal{F} \otimes \mathcal{H}$. Saturăm acţiunea lui Φ asupra spaţiului $\mathcal{H}$, lucrând cu cantităţile $< x'|\Phi|x >$: $\mathcal{F} \to \mathcal{F}$. *Bilocalitatea* apare la nivelul "undelor plane operatoriale" datorită egalităţii

$$< x'|e^{i(k_x \hat{x} + k_y \hat{y})}|x > = e^{ik_x(x + k_y\theta/2)}\delta(x' - x - k_y\theta) = e^{ik_x \frac{x+x'}{2}}\delta(x' - x - k_y\theta). \tag{6}$$

Vedem că $< x'|\Phi|x >$ descrie un grad de libertate fundamental caracterizat prin extensia $(x' - x) = \theta k_y$, şi satisface relaţia de dispersie modificată

$$\omega_{\vec{k}} = \sqrt{k_x^2 + \frac{\Delta x^2}{\theta^2} + m^2}, \tag{7}$$

m fiind masa ce apare in funcţia Lagrange. In acest mod, din fiecare pereche de coordonate ce nu comută, una se elimină in mod natural. Se obţine un spaţiu redus, pe care însă excitaţiile au caracter bilocal. Ecuaţiile (5) şi (6) implică

$$< x'|\Phi|x > = \int \frac{dk_x}{2\pi\sqrt{2\omega_{k_x,k_y}}} \left[\hat{a}_{k_x,k_y} e^{i(\omega_{\vec{k}} t - k_x \frac{x+x'}{2})} + \hat{a}^\dagger_{k_x,-k_y} e^{-i(\omega_{\vec{k}} t + k_x \frac{x+x'}{2})}\right] \tag{8}$$

unde $k_y = (x' - x)/\theta$. Acest operator nu mai este local.

Teorie efectivă

Introducem notaţia $< x'|\phi|x > \equiv \phi(x', x) \equiv \phi(\bar{x}, \Delta x)$, $\bar{x} \equiv \frac{x+x'}{2}$ fiind centrul dipolului, iar $\Delta x \equiv (x' - x)$ extensia sa. Ecuaţiile operatoriale ale propagării undelor libere se scriu, pentru $\phi(t, \hat{x}, \hat{y}, z)$,

$$(\partial_t^2 - \partial_z^2 + m^2)\phi + \frac{1}{\theta^2}[\hat{y}, [\hat{y}, \phi]] + \frac{1}{\theta^2}[\hat{x}, [\hat{x}, \phi]] = 0, \tag{9}$$

dat fiind că (2) cere

$$[\hat{x}, \phi(\hat{x}, \hat{y})] = i\theta \frac{\partial \phi}{\partial \hat{y}}, \qquad [\hat{y}, \phi(\hat{x}, \hat{y})] = -i\theta \frac{\partial \phi}{\partial \hat{x}}. \tag{10}$$

Acţiunea este deci

$$S_0 = Tr_H \int dt \int dz \{(\dot{\phi})^2 + \frac{1}{\theta^2}[\hat{x}, \phi]^2 + \frac{1}{\theta^2}[\hat{y}, \phi]^2 - (\partial_z \phi)\}, \tag{11}$$

formal singura schimbre fiind înlocuirea integralelor $\int dx \int dy$ cu trasa Tr_H. Trecând la $< x'|\phi|x > \equiv \phi(x', x) \equiv \phi(\bar{x}, \Delta x)$, obţinem

$$[\partial_t^2 - \partial_{\bar{x}}^2 - \partial_z^2 + \frac{(x' - x)^2}{\theta^2} + m^2]\phi(x, x') = 0. \tag{12}$$

pentru un dipol (2+1)-dimensional, $t, \bar{x}, z$ şi de lungime Δx. In cazul cu interacţie se adaugă la funcţia Lagrange termenul de potenţial pentru ϕ, $V(\phi)$, de pildă $V = \lambda\phi^4$.

Este importantă studierea simetriilor sistemului în reprezentarea introdusă. Avem invarianţă la boost-uri în lungul axei $\bar{x}$, dar şi a axei z, în mod independent. Aceasta decurge din caracterul tensorial al lui $\theta \equiv \theta_{xy} \sim xy$, cuplat cu transformarea Lorentz uzuală pentru Δx. Aceasta se întâmplă în contradistincţie cu simetria $O(2)$ din planul $x - y$ şi simetria Lorentz $O(1, 1)$ exclusiv pentru $t - z$, din tratarea de tip Moyal.

Se pune de asemenea întrebarea: ce forma are ecuaţia Schrödinger pentru doi dipoli cu capetele la x_1, x_2, respectiv x_3, x_4, in particular cum descriem funcţia de undă şi mai ales potenţialul de interacţie "biparticulă",

$$\psi = \psi(x_1, x_2; x_3, x_4), \qquad V = V(x_1, x_2; x_3, x_4). \tag{13}$$

In cazul comutativ, introducerea unui cuplaj linear (de tip $J\phi$) cu două surse J_1 and J_2 conduce la un potenţial de interacţie efectiv intre acestea

$$V_{eff}(J_1, J_2) = \int d^4x \int d^4y J_1(x) iG(x - y) J_2(y), \tag{14}$$

$G(x-y)$ fiind propagatorul liber. Pentru două surse statice, localizate la $\vec{x}_0$, respectiv $\vec{y}_0$, se obţine potenţialul de tip Yukawa $V = \pi \frac{e^{-m|\vec{x}_0-\vec{y}_0|}}{|\vec{x}_0-\vec{y}_0|}$. In cazul necomutativ, localizarea şi pe coordonata y nu mai are sens, dar are sens specificarea extensiilor dipololor. In cazul cuplajului liniar, ambii dipoli trebuie să aibă aceeaşi extensie pentru a interacţiona, şi potenţialul de interacţie ia forma [1]

$$V_{eff}(J_1, J_2) \sim H_0^{(1)}(\sqrt{x^2+z^2} \times \sqrt{\frac{\Delta x^2}{\theta^2} + m^2}). \tag{15}$$

x, z dau separarea centrilor dipolilor, Δx lungimea (comună a) acestora, $H_0^{(1)}$ fiind funcţia lui Hankel de speţa întâi, cu comportamentul la infinit $H_0^{(1)}(x) \sim \frac{1}{\sqrt{x}} e^{i(x-\pi/4)}$. Observam ca potenţialul de interacţie depinde doar de distanţa relativă in spaţiul redus si de o singură extensie. Cazul cuplajului neliniar nu mai poate fi acoperit în mod natural cu conceptele primei cuantificări, necesitând metodologia uzuală a teoriei câmpurilor.

Cauzalitate şi unitaritate

In reprezentarea canonică, un dipol $(1+1)$-dimensional rezultă dintr-o teorie necomutativă $2+1$-dimensională. In cazul liber, efectul extensiei nu se simte, dipolul comportându-se ca o particulă liberă dar cu relaţia de dispersie modificată. Introducerea interacţiilor duce la cuplarea extremităţilor dipolilor şi manifestarea bilocalităţii. Astfel, ne-am aştepta ca un argument perturbativ să fie necesar pentru demonstrarea proprietăţilor ce se manifestă in timpul interacţiilor, de pildă cauzalitatea şi unitaritatea. Este însă remarcabil că aceste două proprietăţi pot fi demonstrate prin argumente generale, în reprezentarea pe care am construit-o mai sus. Unitaritatea devine evidentă, dat fiind că timpul a rămas comutativ. Se poate de asemenea demonstra şi pentru cazul în care timpul nu comută cu una din coordonate, demonstrându-se astfel superioritatea metodei noastre faţă de abordarea de tip Moyal.

In ceea ce priveşte cauzalitatea, să considerăm anularea comutatorului

$$[\phi(t_1, \bar{x}_1), \phi(t_2, \bar{x}_2)] = 0, \tag{16}$$

$\bar{x}_1 = \frac{x_1+x_1'}{2}$, $\bar{x}_2 = \frac{x_2+x_2'}{2}$ fiind poziţiile centrelor de masă ale celor doi dipoli. Vrem ca (16) să fie satisfăcută atunci când distanţa spaţio-temporală dintre centrele dipolilor este un interval de tip spaţial, anume

$$(t_1-t_2)^2 - (\bar{x}_1-\bar{x}_2)^2 \leq 0. \tag{17}$$

Ecuaţiile (16, 17) sunt însă totuna cu a cere

$$[\phi(t,\bar{x}),\phi(t,\bar{y})]=0, \qquad \vec{x}\neq\vec{y}, \tag{18}$$

cu condiţia ca un boost de-a lungul axei x să poată fi aplicat, pentru a egaliza cei doi timpi care apar în (16). Am arătat însă mai sus ca teoria dipolului $(1+1)$-dimensional *este* invariantă la transformările Lorentz dorite. Ecuaţiile (16, 17) sunt astfel echivalente cu

$$e^{iH't}[\phi(0,\bar{x}),\phi(0,\bar{y})]e^{-iH't}=0 \tag{19}$$

unde H' reprezintă partea de interacţie a Hamiltonianului (altminteri arbitrar) in cazul reprezentării de interacţie, sau întreg Hamiltonianul în cazul reprezentării Heisenberg. Ecuaţia (19) este însă adevărată fie la timpul $t=-\infty$, când dipolii se presupun a fi la distanţă mare şi liberi, fie la un timp oarecare t_0, daca se *alege* la acel timp dat o configuraţie cauzală (de pildă condiţiile iniţiale). Astfel, am demonstrat că putem implementa în mod consistent următorul criteriu de cauzalitate:

Adaugând şi coordonata comutativă z, criteriul de cauzalitate obţinut este

$$[\phi(t_1,\bar{x}_1,z_1),\phi(t_2,\bar{x}_2,z_2)]=0, \qquad (t_1-t_2)^2-(\bar{x}_1-\bar{x}_2)^2-(z_1-z_2)^2\leq 0, \tag{20}$$

şi este satisfăcut in teoria necomutativă a câmpului. Remarcăm că am eliminat o singură coordonată (axa y), spre deosebire de abordările anterioare ale cauzalităţii, care erau nevoite să scoată din joc ambele coordonate necomutative.

LSZ şi relaţii de dispersie

Caracteristica unei teorii cauzale este existenţa relaţiilor de dispersie. Pentru demonstrarea acestora in teoria cuantică, s-a dovedit că cea mai convenabilă cale este introducerea reprezentării Low-LSZ. Aceasta exprimă partea nontrivială a elementului de matrice S_{if} ca o funcţie de operatorii de interpolare. Intr-o experienţă de împrăştiere înainte a unei particule de cuadri-impuls k^μ pe una de cuadri-impuls p^μ (şi stare $|p>$), definind comutatorul retardat a doi operatori A şi B prin

$$R(A(x)B(y))=\theta(x_0-y_0)[A(x),B(y)]$$

şi curentul $j(x)$ via $j\equiv(\Box+m^2)\phi$, avem

$$T_{if}\sim\int d^4x e^{ik_0-i\vec{k}\vec{x}}<p|Rj(x/2)j(-x/2)|p>\equiv\int drT(k_0,r). \tag{21}$$

Vrem sa demonstrăm analiticitatea lui $T(k_0,r)$ pentru $\Im k_0>0$. Or, cauzalitatea comutatorului retardat impune neanularea sa doar pentru $x_0>r$ (nu discutăm aici problemele de convergenţă), care implică imediat această analiticitate datorită exponenţialelor din (21). In cazul necomutativ, singura modificare apare în expresiile intermediare pentru operatorii de creere şi anihilare în funcţie de operatorii de interpolare,

$$\hat{a}_k = i(2\pi)^{-3/2} \int \frac{d^3x}{\sqrt{2\omega_k}} (e^{ikx}\partial_0\phi - \phi\partial_0 e^{ikx}). \tag{22}$$

Modificarea constă în înlocuirea integralei tridimensionale cu una doar după coordonata comutativă, urmată de trasa pe spaţiul Hilbert H. Se demonstrează [3] că această înlocuire nu pune probleme. De asemenea, forma finală a formulei (21) devine mai puţin explicită datorită lipsei simetriei sferice. Analiticitatea pentru $\Im k_0 > 0$ rămâne însă valabilă, şi ca atare şi relaţiile de dispersie ce decurg imediat din aceasta.

Teorii efective generalizate

Descrierea efectivă care rezultă din integrarea unei părţi a gradelor de libertate caracteristice, este utilizată în mod frecvent în teoriile de tip string. In această direcţie, in cadrul acestei etape s-a investigat compactificarea teoriilor care rezultă prin integrarea câmpurilor masive din acţiunea unor stringuri cu simetrie SU(2) sau SU(3) [4,5]. Utilizând principiile de simetrie, s-a investigat şi problema construirii de interacţii consistente în cadrul unor teorii efective generalizate. Metoda aplicată a constat în deformării acţiunii BRST şi a permis demonstrarea existenţei unor interacţii netriviale între clase de câmpuri tensoriale cu simetrii mixte [6,7]. Rezultatele sunt importante deoarece majoritatea rezultatelor obţinute în acest cadru pentru alte clase de câmpuri sunt teoreme de tip ”no-go”.

Serii asimptotice şi ambiguităţile teoriei perturbaţiilor

Majoritatea teoriilor de câmp de interes fizic au o serie de perturbaţie renormată divergentă, cu raza de convergenţă zero. Pentru a da seriei de perturbaţie un sens precis, Dyson a propus interpretarea ei ca serie asimptotică pentru funcţia pe care o reprezintă. Prin aceasta, filozofia teoriei de perturbaţie s-a schimbat radical, în sensul că termenii seriei calculaţi din diagramele Feynman nu pot prezice în mod unic funcţiile Green şi observabilele fizice. Aceasta pune probleme de ordin practic pentru teoriile de etalonare neabeliene ce compun Modelul Standard al particulelor.

Pornind de la caracterul divergent al teoriei de perturbaţie, în cadrul etapei s-a demonstrat o generalizare a lemei Watson pentru serii asimptotice. Mai exact, dacă G este o funcţie arbitrară suficient de netedă iar $f(u)$ este olomorfă într-un disc de rază nenulă, $|u| < R$, şi este măsurabilă pe curba $u = G(r)$, atunci orice reprezentare integrală de forma

$$\Phi_{b,c}^{(G)}(\lambda) = \int_{r=b}^{c} e^{-\lambda(G(r))^{\alpha}} (G(r))^{\beta-1} f(G(r)) dG(r). \tag{23}$$

admite reprezentarea asimptotică

$$\Phi_{0,c}^{(G)}(\lambda) \sim \frac{1}{\alpha} \sum_{k=0}^{\infty} \lambda^{-\frac{k+\beta}{\alpha}} \Gamma\left(\frac{k+\beta}{\alpha}\right) \frac{f^{(k)}(0)}{k!} \tag{24}$$

pentru $\lambda \to \infty$ într-un anumit domeniu [8].

Acest rezultat are implicaţii importante asupra metodelor de resumare folosite în prezent în cromodinamica cuantică, relevand ambiguitatea termenilor de tip putere care se adaugă în general pentru completarea seriei calculate pe baza diagramelor Feynman. In cadrul fazei s-a arătat că unitaritatea şi analiticitatea care rezultă din cauzalitate pot reduce în mod considerabil ambiguitatea metodelor de resumare.

In această direcţie, un alt rezultat important obţinut în cadrul fazei constă în definirea unei noi serii de perturbaţie în cromodinamica cuantică (QCD), care reproduce coeficienţii calculaţi în ordine joase din diagramele Feynman, şi în acelaşi timp descrie în mod corect comportarea seriei în ordine înalte. Forma noii serii, ilustrată în cazul particular al funcţiei Adler în cromodinamica de masă nulă este

$$\hat{D}(s) = \sum_{n\geq 0} d_n W_n(s), \tag{25}$$

unde coeficienţii d_n se calculează din diagramele Feynman iar funcţiile $W_n(s)$ sunt definite ca

$$W_n(s) = \frac{1}{\beta_0} \mathrm{PV} \int_0^{\infty} \mathrm{e}^{-u/(\beta_0 a_s(s))} \, w^n \, \mathrm{d}u \,, \tag{26}$$

unde $a_s(s)$ este cuplajul renormat la scara s, iar variabila conformă $w = w(u)$ aplică prima foaie Riemann a planului Borel pe discul unitate $|w| < 1$ [9]. Studii numerice detaliate au arătat că noua serie reproduce foarte bine modele fizice utilizate în literatură. Pe baza ei s-a obţinut o determinare foarte precisă a cuplajului tare din dezintegrările hadronice ale leptonului τ. Rezultatul $\alpha_s(m_\tau^2) = 0.320 \, ^{+0.011}_{-0.009}$, raportat în [8], este consistent cu alte determinări recente din literatură, dar are o bază teoretică mult mai solidă.

Lucrări realizate:

1. C. Acatrinei, Effective description of bilocal field theories, acceptată la Rom. J. Phys.
2. C. Acatrinei, Bilocal radial waves on noncommutative spaces, trimisă la publicare
3. C. Acatrinei, Causality in noncommutative field theories, în curs de finalizare
4. J. Louis, D. Martinez-Pedrer, A. Micu, Heterotic compactifications on SU(2)-structure backgrounds, Journal of High Energy Physics (JHEP) 0909 (2009) 012
5. A. Micu, Moduli Stabilisation in Heterotic Models with Standard Embedding, acceptata la Journal of High Energy Physics (JHEP)
6. C. Bizdadea, E. Ciobircă, S.O. Saliu, M.E. Babalic, Dual linearized in D=6 coupled to a purely spin-two field of mixed symmetry (2,2), acceptata la Fortschritte der Physik
7. C. Bizdadea, S.O. Saliu, M. Babalic, Self-interactions in collections of massless tensor fields with the mixed symmetry (3,1) and (2,2), Physics Annals of the University of Craiova, **19**, I (2009) 1-21. (revista CNCSIS categoria B)
8. I. Caprini, J. Fischer, I. Vrkoč, On the ambiguity of field correlators represented by asymptotic perturbation expansions, J. Phys. A**42** 395403 (2009).
9. I. Caprini, J. Fischer, α_s from τ decays: contour-improved versus fixed-order summation in a new QCD perturbation expansion, European Physical Journal C 64 (2009) 35