Hadronifysiikkaa ja sidottujen tilojen relativistisen käsittelyn johdattelua

Jussi Eerola

jussi.eerola@helsinki.fi

Teoreettisen fysiikan syventävien opintojen seminaari,
Helsingin yliopisto

10.3.2009

Motivointia

- QCD

$$\mathcal{L}_{QCD} = \bar{\Psi}(i\partial\!\!\!/ - gA\!\!\!/ - m)\Psi - \frac{1}{4}F^a_{\mu\nu}F^{\mu\nu}_a$$

  – Faktorisointi
    * Partonidistribuutiot
    * muototekijät
    * fragmentaatiofunktiot

  – Jos nämä halutaan ymmärtää pohjalla olevasta teoriasta käsin, häiriökehitelmä α_s:n suhteen ei toimi, kahden ensimmäisen ymmärtämiseen tarvitaan ymmärrystä hadronien sisäisestä rakenteesta.

- Sidotut tilat relativistisessa tarkastelussa
  – Periaatteellisia ongelmia
  – Syytä ymmärtää, mikäli halutaan väittää ymmärrettävän kenttäteorioita

Hairahdus sivupoluille - sidotut tilat epärelativistisessa kvanttimekaniikassa

Kun Schrödingerin yhtälöä ($\hat{H} \neq \hat{H}(t)$)

$$\hat{H}|\Psi\rangle = i\hbar\frac{\partial}{\partial t}|\Psi\rangle$$

separoimalla yritteellä $|\Psi\rangle = T(t)|\psi\rangle$ saadaan energian ominaisarvoyhtälö

$$\hat{H}|\psi\rangle = E|\psi\rangle,$$

ja tuttu aikakehitys ratkaisuille globaalina vaihetekijänä

$$|\Psi\rangle = e^{-\frac{iEt}{\hbar}}|\psi\rangle$$

Todennäköisyysjakauma aikainvariantti.

Relativistisissa tarkasteluissa ei Schrödingerin yhtälöä vastaavaa yhtälöä ole - Diracin ja Klein-Gordonin yhtälöissä ei vastaavanlainen toimi (Artru, 1984) [2].

Naiivi ratkaisumalli ongelmineen

- Ratkaistaan ominaistilat MKP-koordinaatistossa (epärel.?)
- Boostataan ratkaisu uuteen koordinaattisysteemiin

  Mutta:

† Puskut ja Hamiltonin operaattori eivät kommutoi - ”boostit dynaamisia”

  – ”Ratkaisujen puskeminen uuteen koordinaatistoon yhtä vaikeaa, kuin niiden alkuperäinen ratkaiseminen toisessa koordinaatistossa”

- † Oikea relativistinen käsittely kvanttikenttäteoriaa
  - Samanaikaisuuden suhteellisuus
  - Hiukkas-antihiukkaspareja, havaitsijan liiketilasta riippuen
  - Tämän kvanttikuhinan pitäisi tuottaa sidottu tila - ei yksinkertainen aaltofunktio
  - Ei voi olettaa asymptoottista vapautta $t \to \pm\infty$
- † Esimerkiksi kevyitä mesoneita ei MKP:koordinaatistossakaan voi käsitellä epärelativistisesti liikkuvien partonien systeeminä, sillä u-, d-, ja s-kvarkit ovat kevyitä verrattuna hadronifysiikan energiaskaaloihin

Mitä ratkaisuilta / yhtälöltä odotettaisiin

- Poincaré-invarianssi
  - Ratkaisuaaltofunktioilta odottaisi erityisesti jonkinlaista kontraktiota muistuttuvaa käyttäytymistä puskuissa
  - Puskujen käsittelyn helpottamiseksi sovelletaan näissä tarkasteluissa usein ns. valokartiokoordinaatteja
- Epärelativistinen raja - Schrödinger (+ spin)

Ja mesoneilla erityisesti. . .

- Kvalitatiivisesti samankaltainen spektri epärelativistisilla atomeilla ja esim. mesoneilla (taulukon tiedot - PDG)

Constituent Quark Model

Mesons $q\bar{q}$
Baryons qqq

http://pdg.lbl.gov/

Hadron spectrum is similar to non-relativistic QED atoms:
Another sign of perturbation theory

In strongly coupled field theory the spectrum need not reflect constituent quantum numbers

Cf. QED in 1+1 dimensions (the Schwinger model):

Theory of a free, pointlike boson as $m_e/e \to 0$. See also:

S. Coleman, Ann. Phys (NY). **101** (1976) 239

$n\ ^{2s+1}\ell_J$	J^{PC}	I = 1 $ud,\ \overline{u}d,\ \frac{1}{\sqrt{2}}(d\overline{d}-u\overline{u})$
$1\ ^1S_0$	0^{-+}	π
$1\ ^3S_1$	1^{--}	$\rho(770)$
$1\ ^1P_1$	1^{+-}	$b_1(1235)$
$1\ ^3P_0$	0^{++}	$a_0(1450)$
$1\ ^3P_1$	1^{++}	$a_1(1260)$
$1\ ^3P_2$	2^{++}	$a_2(1320)$
$1\ ^1D_2$	2^{-+}	$\pi_2(1670)$
$1\ ^3D_1$	1^{--}	$\rho(1700)$
$1\ ^3D_2$	2^{--}	
$1\ ^3D_3$	3^{--}	$\rho_3(1690)$
$1\ ^3F_4$	4^{++}	$a_4(2040)$
$1\ ^3G_5$	5^{--}	$\rho_5(2350)$
$1\ ^3H_6$	6^{++}	$a_6(2450)$
$2\ ^1S_0$	0^{-+}	$\pi(1300)$
$2\ ^3S_1$	1^{--}	$\rho(1450)$

...Chiral Perturbation Theory eli Kiraalinen perturbaatioteoria

- Efektiivinen relativistinen kvanttikenttäteoria kevyille mesoneille.
- QCD:sta vain kevyimmät kvarkit, approksimoidaan massattomiksi

$\rightarrow$ Globaali kiraalisymmetria $U(3)_L \times U(3)_R$

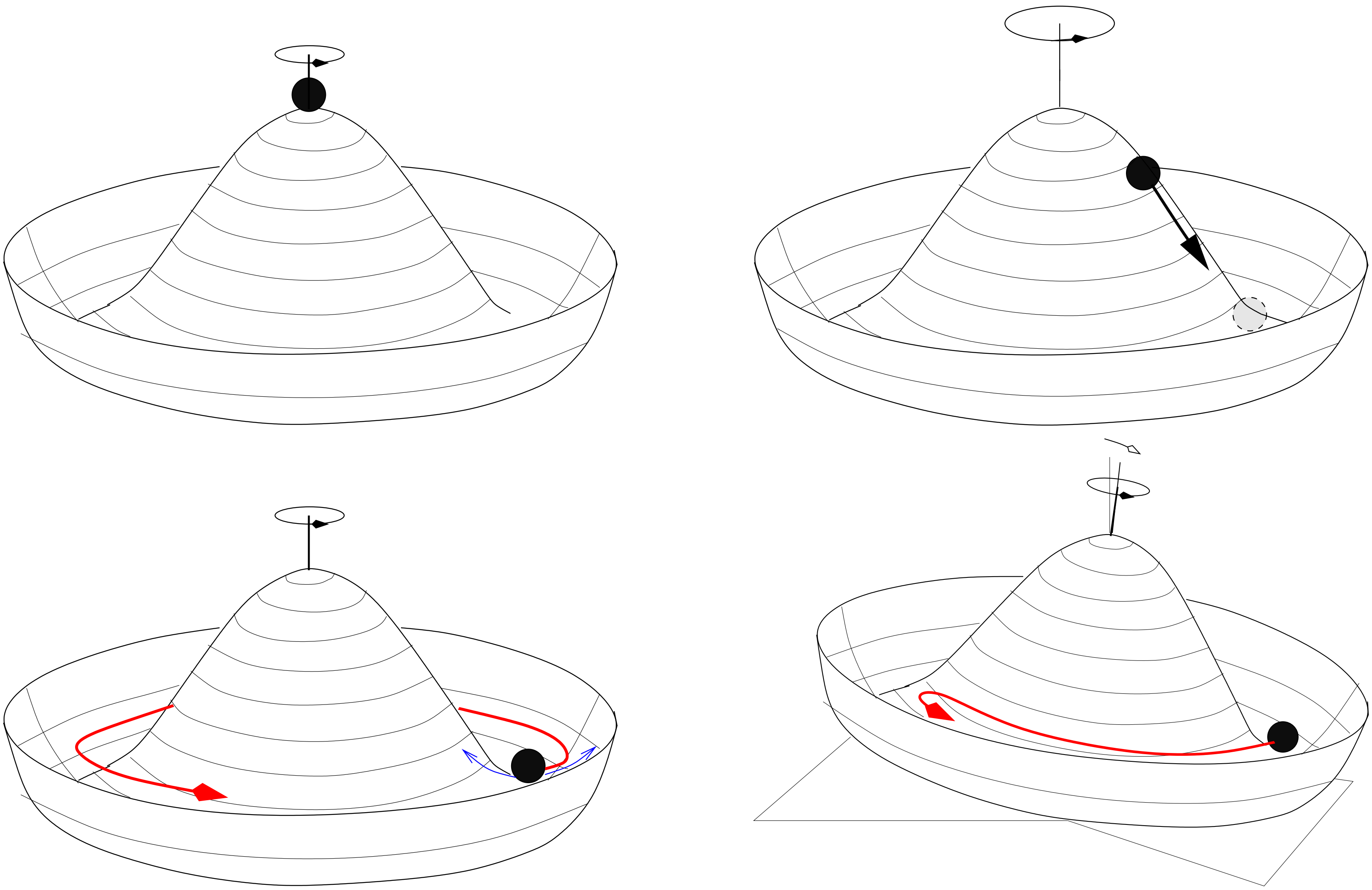
$= SU(3)_V \times SU(3)_A \times U(1)_V \times U(1)_A$

- Ei pariteettidubletteja $\rightarrow$ $SU(3)_A$ spontaanisti rikkoutunut

$\rightarrow$ 8 (fysikaalista) Goldstone-bosonia - π, η, K

- Approksimatiivinen symmetria, joten Goldstonetkin saavat korjaukseksi pienen massan

Illustration: spontaneous symmetry breaking



figures courtesy of A. Wirzba

- Lisätään sähkömagneettiset vuorovaikutukset, jolloin alimman kertaluvun Lagrangen tiheys
$$\mathcal{L}(2) = \frac{F^2}{4}[\langle \partial_\mu U \partial^\mu U^\dagger \rangle + 2B\langle \mathcal{M}U^\dagger + \mathcal{M}^\dagger U \rangle] + C\langle QUQU^\dagger \rangle$$
- Sirontojen vaikutusalojen lisäksi saadaan arvioita kvarkkien massojen suhteille sekä eräille mesonien massojen erotuksille luuppitason korjauksineen
- Teorian antamat ennusteet eivät tarkoituksenmukaisella energia-alueella käytettyinä ole mitenkään huonoja kokeisiin verrattuna

Sidottuja tiloja relativistisesti mietitään syvällisemmin seuraavissa kirjoissa (jälkimmäinen väitöskirja HY:sta)

Viitteet

[1] Itzykson-Zuber "Quantum Field Theory"(1980) McGraw-Hill Inc.

[2] M. Järvinen "Spin and relativistic motion of bound states"(2007)

[3] Useimmista tämän esitelmän (+muista) aiheista löytyy ymmärrettävässä muodossa lisätietoa sivulta
`http://theory.physics.helsinki.fi/~qcd/`