ГОДИШНИК НА СОФИЙСКИЯ УНИВЕРСИТЕТ „СВ. КЛИМЕНТ ОХРИДСКИ“

ФАКУЛТЕТ ПО МАТЕМАТИКА И ИНФОРМАТИКА
Книга 3
Том 88, 1994

ANNUAIRE DE L'UNIVERSITE DE SOFIA „ST. KLIMENT OHRIDSKI“

FACULTE DE MATHEMATIQUES ET INFORMATIQUE
Livre 3
Tome 88, 1994

ВЪРХУ ДИНАМИКАТА НА КВАРК–КВАРКОВОТО ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ

ГЕОРГИ ДЕСИМИРОВ

Георги Десимиров. О ДИНАМИКЕ КВАРК-КВАРКОВОГО ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ

Улучшена модель для описания спектров тяжелых кваркониев с применением эффективных пропагаторов. Использован глюонный пропагатор ковариантного типа, а также обычная, а не бегущая константа связи. Применялся квазипотенциальный подход в квантовой теории поля Логунова и Тавхелидзе. Для векторных радиально возбужденных состояний тяжелых кваркониев найдены значительно улучшеные значения масс.

Georgi Desimirov. ON THE DYNAMICS OF QUARK-QUARK INTERACTION

For heavy quarkonia, a model with effective propagators (with a gluon covariant propagator) is applied. Bound state is described in the framework of Logunov–Tavkhelidze quasipotential approach. An one-gluon-exchange diagram is taken into account and the usual coupling constant is used. The s-states of heavy quarkonia are considered. The description of experimental data by quark models appears promising.

§ 1. УВОДНИ БЕЛЕЖКИ

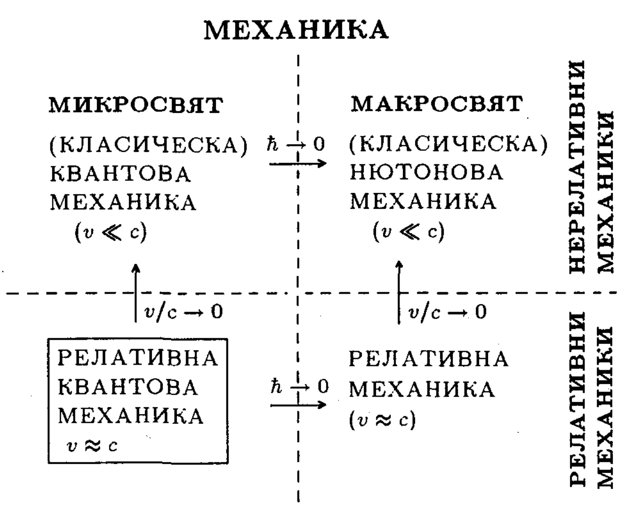
Според съвременните възгледи на физиката повечето от т. нар. „елементарни частици“ не са елементарни, а съставни. Те са свързани състояния на по-малки субчастици — „кварки“. Нататък ще изучаваме групата на т. нар. „странни частици“, които са от групата на мезоните и са свързани състояния на един кварк и неговата античастица — антикварк. Структурните изследвания на елементарните частици са голямо съвременно направление на ядрената физика, защото силата, която свързва кварките, е нова огромна природна сила — четвъртата сила в природата, тази на свръхсилното взаимодействие. Поучени от грешката на Ъ. Ръдърфорд, който твърдял някога, че енергията на атомното ядро никога няма да бъде практически използвана, физиците пазят надеждата си, че новата сила някога ще заработи в полза на човека.

Ядрените физици обичат да подчертават спецификата на своята наука, колко тя е различна от другите природни науки. Всъщност лесно е да се забележи, че в нея се изучават главно механични явления. Нима ултрамодерната ядрена физика е само раздел на механиката? Не е ли това парадокс?

Преди всичко експерименталният материал на ядрената физика подсказва механичната ѝ интерпретация. Изучават се удари между елементарни частици, може би ускорени до високи скорости, и енергии или техни свързани състояния. Например атомите са планетоподобни системи. Те се свързват в молекули. Нуклоните образуват ядра. Излъчванията са следствие от преходи и преустройства в свързаните системи.

Съвременната механика, разбирана в най-общ смисъл, има структурата, показана на схемата. Със стрелки са показани граничните преходи, при които се преминава от един в друг неин раздел. Те са два вида: 1) Когато константата на Планк $\hbar$ се остави да клони към нула, законите на микросвета преминават в тези на макросвета. 2) Когато отношението на скоростта на движение v към скоростта на светлината c клони към нула, релативистките закони преминават в законите на класическите механики.

Теорията-доминанта днес е релативната квантова механика, често известна като квантова теория на полето, и тя е съвременният раздел на



Фиг. 1

ядрената физика, който се намира в бурно развитие. Поради това е естествено, че общо правилната схема на връзката ѝ с другите раздели на механиката може да се докаже днес с различни приближения.

Странни наричат частиците от три семейства мезони, представляващи свързани състояния на три кварка: c, b и t, и техните антикварки: $\bar{c}$, $\bar{b}$ и $\bar{t}$, наричани семейства на чармония, ботомониума и топониума. За първите две семейства съществува голям експериментален материал, а третото семейство е още хипотетично.

§ 2. КВАЗИПОТЕНЦИАЛЕН ПОДХОД В КВАНТОВАТА ТЕОРИЯ НА ПОЛЕТО

От редица години в кваповата теория на полето се развива подход, наречен „квазипотенциален", в рамките на който се цели да се изяви и развие връзката с класическата теория. Това дава възможност да се използва силно развитият изчислителен апарат на квантовата механика и атомната физика за задачите на релативната квантова теория. Терминът „квазипотенциал" означава величина със смисъл на потенциал, евентуално зависещ от енергията, която зависимост допуска интерпретация, че той отговаря на взаймодействие, което се включва от даден момент нататък. Идеята е основното уравнение на теорията да се приведе във вида на основното уравнение на квантовата механика — на Шрьодингер, при което се появява ефективна величина — квазипотенциал, който е носител на цялата физика на изучаваните процеси. Това се оказва възможно, което отнапред съвсем не е ясно, че е така, и то не само по един начин, поради което са възможни различни такива подходи.

Първият квазипотенциален алгоритъм е на Логунов и Тавхелидзе [1, 2]. По-късно квазипотенциалната идея подхващат много автори, при което Тодоров значително обобщава предишния опит и създава рядко ефективна теория [3]. Нататък ще ползваме означения по монографиите [4, 5]. Както е известно, уравнението на Шрьодингер има вида

$$i\hbar\frac{\partial\psi}{\partial t} = H\psi, \tag{1}$$

където $H = T + V$ е операторът на пълната енергия, а V — съответният на процесите потенциал — квазипотенциал. За да бъде той построен например за задачата за описание на свързани системи кварк — антикварк, трябва да се изхожда от основите на теорията. Те могат да се резюмират, както следва:

1. Цялата информация за наблюдаваните величини при един процес е съсредоточена в матрицата на разсейване S, която свързва вектора на началното състояние $|\psi\rangle$ с този на крайното състояние $|\psi'\rangle$ по формулата

$$|\psi'\rangle = S\,|\psi\rangle. \tag{2}$$

2. За построяване на S-матрицата е необходимо да бъдат известни функциите на разпределение, или пропагаторите на изучаваните частици. В тяхното фиксиране се крие основен аксиоматичен момент както за квантовата теория на полето въобще, така и в разглеждания по-долу модел. Този модел ще фиксираме, като ще приемем, че кварките имат пропагатор

$$g(p) = \frac{\hat{p} + m}{p^2 - m^2 + \kappa^2}, \tag{3}$$

който е модификация на електронния модел, направена с добавката κ^2, която е въведен феноменологичен параметър с измерение на маса κ.

3. Кваркът и антикваркът, които изграждат една странна частица, взаимодействат чрез частици-глюони, които имат пропагатор от вида

$$D_{\mu\nu}(k) = i\frac{M^2}{(k^2)^2}\left(g_{\mu\nu} - 4\frac{k_\mu k_\nu}{k^2}\right) + 2\pi^2 M^2 g_{\mu\nu}\delta^{(4)}(k), \tag{4}$$

където M е също феноменологичен параметър с измерение на маса.

Този вид на пропагаторите е предложен от Арбузов в [6]. Техни предимства са показани в други случаи, което подсказва да ги приемем за нашата задача. Последната важна хипотеза нататък ще бъде предположението, че квазипотенциалът може да се строи по методите на нелинейната механика или по теорията на пертурбациите. В квантовата теория на полето такива задачи допускат графично онагледяване чрез т. нар. диаграми на Фейнман [5]. Пертурбационните методи са приложими само ако в задачата има малък параметър, по степените на който се прави развитие, а когато параметрите отнапред не са известни както при нас, остава по крайните резултати да се съди противоречиво или не е направена хипотезата за наличие на малък параметър.

§ 3. КВАЗИПОТЕНЦИАЛ НА КВАРК–КВАРКОВОТО ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ

Тъй като кварките са частици със спин, за построяване на квазипотенциала ще използваме алгоритъма от [1, 2], по-нататък развит от Десимиров в [7] за задачи със спинорни частици. Ще изследваме най-ниското приближение по теорията на пертурбациите, което отговаря на едноглюонен обмен, описан с пропагатора (4). При това ще прилагаме (3), (4) за произволни стойности на импулсите на кварките, без да имаме предвид ограниченията от [6]. Освен това на кварките ще припишем характерен „кварков заряд“ g, аналогичен на електрическия. След твърде обемисти изчисления, наподобяващи тези в познатия електрон–позитронен случай, за търсения квазипотенциал в диракова форма според означенията от [7] получаваме

$$V = V^{(1)} + V^{(2)}, \tag{5}$$

където $V^{(1)}$ отговаря на първото събираемо в (4), а $V^{(2)}$ — на второто и те имат вида

$$V^{(1)} = c_F g^2 M^2 \left[\frac{I_1 I_2}{kR^3} + \frac{(\vec{\alpha}_1.\vec{\alpha}_2)T}{2k^3R^2} + \frac{(\vec{\alpha}_1.\vec{k})(\vec{\alpha}_2.\vec{k})L}{2k^5R^3}\right], \tag{6}$$

$$V^{(2)} = 2\pi i c_F g^2 M^2 \frac{I_1 I_2 - \vec{\alpha}_1.\vec{\alpha}_2}{p+q}, \tag{7}$$

където са въведени означенията: $P = \sqrt{(\vec{p})^2 + m^2}$, $Q = \sqrt{(\vec{q})^2 + m^2}$, $p = E - P$, $q = E - Q$, $R = k - p - q$, $T = p + q - 2k$, $L = 8k^3 + 3(p+q)^2 - 9k(p+q)$, $k = |\vec{k}|$, $2E$ е пълната релативистка енергия на системата кварк – антикварк или на съответната странна частица, а c_F — т. нар. „цветен фактор“, избиран обикновено равен на $4/3$. По-нататък по методите на квантовата механика трябва да квантуваме стойностите на енергията E и от връзката между маса и енергия на Айнщайн да намерим масите на странните частици. Изразите (6) и (7) са излишно сложни за разглежданата задача, защото са валидни при произволни импулси и следва да вземем съответно приближение за малки, нерелативистки импулси, когато можем да се надяваме, че най-ниското пертурбационно приближение ще даде добри резултати.

По съществуващата стандартна процедура получаваме опростени формули, които няма да изписваме подробно. Важна тяхна особеност е появата в квазипотенциала на кварк–антикварковото взаимодействие на главен член, който зависи линейно от разстоянието между кварките r:

$$V = Ar + W, \tag{8}$$

където W се разглежда като пертурбация на линейния член. Появилият се наклон на линейния потенциал A и масата на кварка m са двата физически параметъра, останали за фитиране нататък вместо първоначално въведените κ^2 и M, които нямат такъв пряк физически смисъл. Сериозно предимство на разглеждания модел е, че не се въвеждат други, нефизически, наричани „феноменологични“ параметри, които обслужват само изкуствено подгонване на теорията към експеримента, и такава литература съществува.

Нататък ще пристъпим към пресмятане на масите само на частиците, които са като векторни, радиално възбудени състояния на кварк–антикварковата система по систематиката на квантовата механика, които дават голямата част от наблюдаваните странни частици в съответствие с правеното от много автори. Намирането на орбитално възбудените състояния ще бъде обект на следващи изследвания.

§ 4. СПЕКТРИ НА СТРАННИТЕ ЧАСТИЦИ

Като най-добър способ за фитиране на параметрите A и m може да се препоръча провеждането на минимизационна процедура по метода χ^2, *който отчита индивидуално експерименталната грешка в определяне на* масите на всички частици поотделно. Тъй като топоният е още хипотетичен, при неговото разглеждане е приложим само методът на най-малките квадрати. Отчитането на експерименталните грешки по метода χ^2 обаче поставя задача за пресмятане на теоретичните грешки, които произхождат от експерименталните. Пресмятаните мезонни маси се явяват в такъв случай случайни величини със своите средни стойности M_{th} и стандартни отклонения σ_{th}. Последните са важна характеристика на модела. Без знанието на σ_{th} задачата за сравняване на теоретичните и експерименталните мезонни маси е съвършено неопределена. Най-добрият съвременен подход към такива задачи е методът на компютърно моделиране на експеримента, наричан метод Монте Карло. За всяка мезонна маса броят на необходимите за теоретичните пресмятания спектри се е определял от условието точността да бъде не по-малка от σ_{exp} с надеждност 95%. За всички експериментални маси е предположено нормално разпределение поради липсата на други данни. Разпределението на теоретичните стойности на масите е изследвано с помощта на реда на Брунс [10] при отчитане на централните моменти до шести порядък. Беше намерено, че за всички мезонни маси и за всички параметри разпределението им много малко, несъществено се различава от нормалното и оценките на величините се явяват непреместени. Следователно σ_{th} запазват своя обикновен статистически смисъл. Експерименталните стойности на мезонните маси и техните грешки са взети от справочната литература, а за хипотетичния топоний е работено в рамките на хипотезите от [8], за да има някаква база за сравнение.

Масите са намерени и параметрите са фитирани по три начина: а) спектрите са обработвани поотделно за семействата „c“ и „b“ по метода χ^2, а за семейството „t“ — по метода на най-малките квадрати; б) семействата „c“ и „b“ се обработват съвместно по метода χ^2 с един наклон A и две кваркови маси m_c и m_b; в) трите семейства се обработват съвместно по метода на най-малките квадрати с един наклон A и три кваркови маси m_c, m_b и m_t.

Тъй като линейният член в потенциала (8) е водещ, прилагането на линеен потенциал с един наклон за няколко семейства означава проверка на популярната хипотеза за универсалността на взаимодействието между „c“, „b“ и „t“ кварките. Интересна особеност на разглеждания модел е възможността тази хипотеза да бъде проверена. Числените данни, дадени нататък, са получени от автора в [9] и са резюмирани в таблиците I–V. Всички маси и грешки са дадени в единици Ге V (гигаелектронволт); $\Delta(i)$ е процентната грешка в пресметнатите стойности спрямо експерименталните; $d(i)$ — експерименталната грешка (стандартното отклонение); $dt(i)$ са теоретичните грешки (стандартните отклонения) за масите на мезоните; Δm и ΔA са стандартните отклонения за параметрите. За странните частици в таблиците са използвани общоприетите буквени означения/наименования.

ТАБЛИЦА I

Кварки: c и $\bar{c}$					
$m_c = 1{,}5029$		$\Delta m_c = 0{,}0001$	$A = 0{,}1942$	$\Delta A = 0{,}0001$	
M_c(th)		$dt(i)$	$\Delta(i)$ %	M_c(exp)	$d(i)$
η_c	2,9460	0,0002	−0,52	η_c 2,9796	0,0017
J/ψ	3,0970	0,0001	0,0032	J/ψ 3,0969	0,0001
ψ'	3,6860	0,0001	0	ψ' 3,686	0,0001
ψ''	4,0175	0,0001	−0,56	ψ'' 4,04	0,010
ψ'''	4,2484	0,0001	−3,77	ψ''' 4,415	0,006

ТАБЛИЦА II

Кварки: b и $\bar{b}$					
$m_b = 4{,}8697$		$\Delta m_b = 0{,}0001$	$A = 0{,}1524$	$\Delta A = 0{,}0001$	
M_b(th)		$dt(i)$	$\Delta(i)$ %	M_b(exp)	$d(i)$
γ	9,4597	0,0002	−0,0063	γ 9,4603	0,0002
γ'	10,0270	0,0002	0,037	γ' 10,0233	0,0003
γ''	10,3492	0,0004	−0,059	γ'' 10,3553	0,0005
γ'''	10,5960	0,0004	0,15	γ''' 10,580	0,0035
γ^{IV}	10,8080	0,0006	−0,52	γ^{IV} 10,865	0,0080
γ^{V}	10,9923	0,0006	−0,24	γ^{V} 11,019	0,0080

ТАБЛИЦА III

Кварки: t и $\bar{t}$			
$m_t = 34{,}930$		$A = 0{,}1947$	
M_t(th)		$\Delta(i)$ %	M_t за $m_t = 35$ [7]
θ	68,796	0,03	θ 68,771
θ'	69,538	−0,06	θ' 69,576
θ''	69,878	−0,06	θ'' 69,913
θ'''	70,109	0,06	θ''' 70,061

ТАБЛИЦА IV

Кварки: c и $\bar{c}$; b и $\bar{b}$					
$A = 0{,}1771$			$\Delta A = 0{,}0001$		
$m_c = 1{,}5173$	$\Delta m_c = 0{,}0001$		$m_b = 4{,}8584$	$\Delta m_b = 0{,}0001$	
M_c(th)	$dt(i)$	$\Delta(i)$ %	M_b(exp)	$dt(i)$	$\Delta(i)$ %
η_c 2,9898	0,0002	0,34	γ 9,4403	0,0002	−0,21
J/ψ 3,1063	0,0001	0,30	γ' 10,0512	0,0002	0,28
ψ' 3,6770	0,0001	−0,24	γ'' 10,4007	0,0002	0,44
ψ'' 4,0022	0,0001	−0,94	γ''' 10,6689	0,0003	0,84
ψ''' 4,2326	0,0001	−4,13	γ^{IV} 10,8999	0,0004	0,32
			γ^{V} 11,1001	0,0004	0,74

ТАБЛИЦА V

Кварки: c и $\bar{c}$, b и $\bar{b}$, t и $\bar{t}$					
$A = 0{,}1783$			$m_c = 1{,}5391$		
$m_b = 4{,}8342$			$m_t = 34{,}9326$		
M_c(th)	$\Delta(i)$ %	M_b(th)	$\Delta(i)$ %	M_t(th)	$\Delta(i)$ %
η_c 3,0322	1,76	γ 9,3936	−0,71	θ 68,8258	0,07
J/ψ 3,1472	1,62	γ' 10,0066	−0,17	θ' 69,5410	−0,06
ψ' 3,7214	0,95	γ'' 10,3575	0,02	θ'' 69,8664	−0,07
ψ'' 4,0492	0,22	γ''' 10,6269	0,44	θ''' 70,0876	0,03
ψ''' 4,2821	−3,01	γ^{IV} 10,8589	−0,06		
		γ^{V} 11,0600	0,37		

§ 5. ИЗВОДИ И ЗАКЛЮЧЕНИЯ

Анализът на получения числен материал позволява да се направят редица изводи и заключения. Прилаганата идея да се ползват дадени ефективни пропагатори в схема, близка до квантовата електродинамика, се разработва от автора в публикацията [11] и редица следващи я с постепенно подобрявани резултати. В тази идея се крие отричане на изключително сложните и изкуствени възгледи за „бягаща константа на връзката“ и свързаната с нея „квантова хромодинамика“, на която е посветена огромна литература. По същество се предлага нова наука, нова хромодинамика. Може би се осъществява идеята, предложена от Манделстам [12], който я предлага, без да я осъществи, неразполагайки с мощна теория за изучаване на свързаните състояния. Такава теория е квазипотенциалният подход и при разглежданите задачи той отново показва своите възможности, а те са основани на изявената връзка на квантовата теория на полето с класическите раздели на механиката. Получените числени резултати при сравнението им с тези на много други автори заслужават положителна оценка, особено ако се отчете важният факт, че не се въвеждат изкуствено никакви други параметри освен минимално необходимите физически параметри — наклон и кваркова маса.

Може да се отбележи, че колкото масата на основния кварк е по-голяма, толкова резултатите са по-добри. Това е естествено поради направеното нискоенергетично, нерелативистко приближение на малки импулси и е известна особеност на квазипотенциалния подход. Единствено при частицата ψ''' се получават неприемливи грешки — около 4%, което изисква следващо по-задълбочено третиране на задачата за семейството на чармония.

Семейството на топония също заслужава отделно изследване поради многото разногласия относно очакваната маса на кварка m_t. Във всеки случай нашите пресмятания добре възпроизвеждат приетата в [3] маса, което е важно обстоятелство.

Малките стойности на теоретичните грешки, породени от експерименталните, показват високата стабилност на пресмятанията на масите на странните частици по нашия модел и това е твърде добра негова черта. Може да се види, че в каналите за сравнение с експеримента влизат частиците J/ψ, ψ', ψ'' и γ при независимата обработка на спектрите. Могат да бъдат пресметнати и вероятностите за съвпадение, които тук няма да пресмятаме.

Видно е, че съвместното разглеждане на спектрите — по два и по три, дава твърде добри резултати при намален брой на параметрите. Например при разглеждането на трите спектъра броят на параметрите е само четири. По този начин нашият модел издържа сериозният изпит за съвместимост с хипотезата за единство на взаимодействието на тежките кварки c, $\bar{c}$, b, $\bar{b}$, t и $\bar{t}$.

От таблиците I–V се вижда, че за наклона A се получават стойности от 0,1524 до 0,1947 при задачи с твърде различни постановки. Получените малки и немного различни стойности на A показват, че направената хипотеза за пертурбационен характер на теорията е оправдана, тя е вътрешно съгласувана.

Авторът изказва своята благодарност на акад. Ив. Тодоров и на участниците в неговия семинар за многократните, интересни и стимулиращи обсъждания на предложения модел и на получените резултати, а също така и на доц. Вл. Дякович за плодотворните обсъждания по изчислителни въпроси.

ЛИТЕРАТУРА

1. Logunov, A., A. Tavkhelidze. Nuovo Cimento. **29**, 1963, p. 380.
2. Tavkhelidze, A. Lectures on Quasipotential Method in Field Theorie. Tata Institut of Fundamental Research, Bombay, 1964.
3. Тодоров, Ив., В. Ризов. Задачата за две тела в квантовата теория. С., Наука и изкуство, 1974.
4. Давыдов, А. Квантовая механика. М., ГИФМЛ, 1963.
5. Боголюбов, Н., Д. Ширков. Введение в теорию квантованных полей. М., Наука, 1984.
6. Arbuzov, B. Inst. High Energy Phys. Serpukhov, preprint 8723, 1987.
7. Десимиров, Г. *ТМФ*, **71**, 3, 1987, 388.
8. Галкин, В., Р. Фаустов. *Сообщения ОИЯИ*, Р2-87-25, 1987.
9. Desimirov, G. *Compt. Rend. Acad. Bul. Sci.*, **43**, 6, 1990, 29–32.
10. Abramovitz, M., J. Stegun. Handbook of Mathematical Functions. National Bureau of Standarts, USA, 1964.
11. Desimirov, G. *Compt. Rend. Acad. Bul. Sci.*, **42**, 4, 1989, 55–58.
12. Mandelstam, S. *Phys. Rev.*, **20**, 2, 1979, p. 3223.

Постъпила 10.02.1994