ЗАТВЕРДЖЕНО
Наказ Міністерства освіти і науки,
молоді та спорту України
29 березня 2012 року № 384

Форма № Н-9.02

Харківський національний університет імені В. Н. Каразіна

ННЦ «Фізико-технічний факультет»

Кафедра фізики ядра та високих енергій імені О. І. Ахієзера

Пояснювальна записка

до дипломної роботи
магістра

на тему: **Двополюсна структура Λ(1405) з ефективної теорії поля**

Виконав: студент 2-го курсу
магістратури, групи ТЯ-61
напряму підготовки «105 – прикладна фізика та наноматеріали»
освітньо-наукова програма «прикладна фізика»

Лунячек О. В.

Керівник: доцент, кандидат фізико-математичних наук

Оніщенко Г. М.

Рецензент_____________________________

Харків - 2022 року

Анотація

Лунячек О. В. Двополюсна структура Λ (1405) з ефективної теорії поля. – Рукопис.

Дипломна робота на здобуття освітнього ступеня «Магістр» за спеціальністю 105 – «прикладна фізика та наноматеріали». – Харків: ХНУ імені В. Н. Каразіна, 2021. – 30 с. – Іл. 9.

Проведено теоретичне дослідження резонансу Λ(1405), проаналізована його природа та властивості. Були розраховані полюси Т-матриці Λ(1405) та проведений аналіз їх впливу на фізичні спостережувані.

Наведені розрахунки полюсів Т-матриці дозволяють говорити про екзотичність структури данного кваркового формування (Рис. 8). Хоча й експериментально [3] було продемонстровано значну домінацію поодиноких резонансів, наявність подвійних структур, так званих кваркових молекул, було доведено не є нехтовною. У даному випадкові, Λ (1405) представлено суперпозицією однієї двох-кваркової частини та однієї трьох-кваркової.

Annotation

Luniachek O. V. Two pole-structure of Λ (1405) from EFT. – Manuscript.

Dissertation on obtaining the Master educational-qualification level in the major of 105 – “Applied Physics and Nanomaterials”: V. N. Karazin Kharkiv National University, 2021. – 30 p. –Graph. 9.

The resonance of Λ (1405) was studied theoretically; its properties and nature were analyzed. The T-matrix poles were calculated and their influence on physical observations was examined.

The calculations of the poles of the T-matrix allow us to speak about the exotic structure of this quark formation (Fig. 8). Although a significant dominance of single resonances has been demonstrated experimentally [3], the presence of double structures, so-called quark molecules, was found to be not negligible. In this case, Λ (1405) is represented by the superposition of one two-quark part and one three-quark part.

Зміст

Вступ

Одним із центральних питань в адронно-ядерній фізиці було розуміння резонансу Λ(1405). Ця незвична частинка послугувала наглядною демонстрацією можливості існування резонансів із двох-полюсною структурою, так званих кваркових молекул. У даному випадку під кварковою молекулою розуміється конгломерат із двох частин: першої частини, що складається із комбінації кварк-антикварк та другої, що складається із трьох кварків. Для того, щоб виявити внутрішню структуру Λ(1405) було проведено багато досліджень за допомогою адронної спектроскопії.

Для цього були використані дві різні моделі:

- Трикварковий збуджений стан [1, 2];
- KN-молекулярна структура [3]

Молекулярне зображення Λ(1405) являє собою неабиякий інтерес. У цьому зображенні Λ(1405) розглядається як квазізв’язаний стан, що породжується притягуючою *KN*-взаємодією.

Аналітичний огляд літератури

1.1 Поняття Λ(1405) та перші ґрунтовні дослідження

Λ(1405) – це резонанс у $\pi\Sigma$-розсіюванні із паритетом спіну $J^P = 1/2^-$, дивністю $S = -1$ та ізоспіном $I = 0$. Резонанс знаходиться трохи нижче за поріг $\underline{K}N$. Природа Λ(1405) досі стає предметом дискусій серед вчених навіть через 50 років після передбачення його існування. Похибка три-кваркового зображення для того, щоб пояснити природу Λ(1405) призвела до необхідності врахування екзотичних конфігурацій, як-от мезон-баріонної молекулярної структури.

З сучасної точки зору, Λ(1405) добре описаний як резонансний стан у мезон-баріонній взаємодії у рамках хіральної *SU(3)* динаміки. $\underline{K}N$-система тісно пов'язана зі спонтанним та явним руйнуванням хіральної симетрії у квантовій хромодинаміці, у той час як явне руйнування симетрії відбувається за участі дивної кваркової маси і збільшує анти-каону до приблизно 500 МеВ. Така динаміка $\underline{K}N$-системи та Λ(1405) відображує унікальні властивості анти-каону у адронній фізиці.

За останні роки був зроблений неабиякий успіх в експериментальних дослідженнях Λ(1405) та $\underline{K}N$-системи. Колаборація SIDDHARTA визначила зсув ΔE та ширину Γ каонічного водню за допомогою рентгенівських вимірювань:

$$\Delta E = 283 \pm 36\ (stat) + 6\ (syst)\ eV, \Gamma = 541 \pm 89\ (stat) \pm 22\ (syst)\ eV.$$

Через те, що зсув та ширина можуть бути віднесені до довжини розсіювання $K^- p$, ці експериментальні дані дають сильні обмеження амплітуди $\underline{K}N$-розсіювання за умови фіксованої енергії. У той самий час, сигнал Λ(1405) у спектрі $\pi\Sigma$ був спостережений у ряді експериментів як от фотопродукція колаборацій LEPS та CLAS, а також протон-протонних зіткнень колаборації HADES.

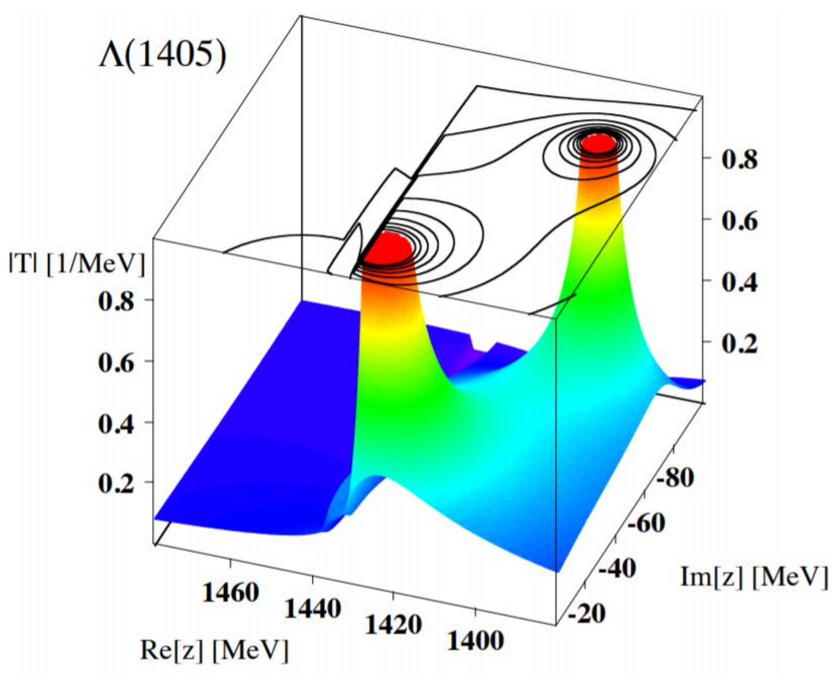


Рис. 1. Абсолютне значення амплітуди розсіювання для пружного $\underline{K}N$-каналу у другій площині Рімана для комплексних енергій z-напряму [13].

Уперше Λ(1405) була згадана у роботі Dalitz R. H. Tuan S. F. “Possible resonant state in pion-hyperion scattering”:

Λ(1405)

POSSIBLE RESONANT STATE IN PION-HYPERON SCATTERING*

R. H. Dalitz and S. F. Tuan
Enrico Fermi Institute for Nuclear Studies and Department of Physics, University of Chicago, Chicago, Illinois

(Received April 27, 1959) PhysRevLett.2.425

....

will be pointed out here that this situation makes it quite probable that there should exist a resonant state for pion-hyperon scattering at an energy of about 20 Mev below the $K^- - p$ (c.m.) threshold energy. In the present discussion, charge-

....

Рис. 2

Авторами цієї статті було вперше зроблено припущення про існування адронної молекули KN.

1.2 Ефективна теорія поля як концепт. Приклад з квантової електродинаміки

Ефективна теорія поля потребує використання для опису систем з частинками, які не мають маси (або надлегкими). Типовим прикладом є випадок з електродинаміки, де калібрувальна інваріантність запобігає фотонові від набуття їм маси. Обмін фотоном включає в себе функцію поширення 1/t, де t – квадрат передачі чотирьох-імпульсів. Такий потенціал не може бути розвинений у ряд Тейлора.

Для того, щоб розрахувати амплітуду розсіювання, не потрібно застосовувати квантову електродинаміку, проте необхідно провести виінтегровування електрону згідно з теорією. Така необхідність призводить до використання ефективного лагранжіану в такій формі 10:

$$L_{eff} = \frac{1}{2}\left(\vec{E}^2 - \vec{B}^2\right) + \frac{e^2}{360\pi^2 m_e^4}\left[\left(\vec{E}^2 - \vec{B}^2\right) - 7\left(\vec{E}\vec{B}\right)^2\right] \qquad (1)$$

Можна бачити, що корекції, внесені до ведучого терміну, були подавлені силами $(\omega \,/\, m_e)^4$. За допомогою простих розрахунків можна прийти до величини поперечного перерізу, що складатиме $\sigma \sim \omega \frac{6}{m^8}$.

1.1 Квантова хромодинаміка за умови низьких температур

Калібрувальна інваріантність квантовохромодинамічного лагранжіану задається наступною формулою:

$$L_{QCD} = \sum_{f=u,d,s,c,b,t} \quad \underline{q}_f\left(i\gamma^\mu D^\mu - m_f\right)q_f - \frac{1}{4}G_{\mu\nu}^{(a)}G^{(a)\mu\nu}$$

(2)

У цьому виразі:

$$D_\mu = \partial_\mu - ig_s\frac{\lambda^{(a)}}{2}A_\mu^{(a)}$$

та

$$G_{\mu v}^{(a)} = \partial_\mu A_v^{(a)} - \partial_v A_\mu^{(a)} + g_s f^{abc} A_\mu^{(b)} A_v^{(c)}.$$

Калібрувальний принцип призводить до трансформації спеціальних унітарних груп SU(3):

$$q_f \mapsto q_f' = exp(-i \sum_{a=1}^{8} \quad \Theta_a(x) \frac{\lambda^{(a)}}{2}) q_f = U q_f \qquad (3)$$

Кваркове поле $q_f(\underline{q}_f)$ належить до фундаментального (комплексно спряженого) зображення калібрувальної групи SU(3), у той час як глюон належить до суміжного зображення, а всі адрони належать до тривіального зображення. Формально, можна написати наступне: $3 \otimes \underline{3} = 8$. Взаємодія між кварками та глюонами змінює колір кварка.

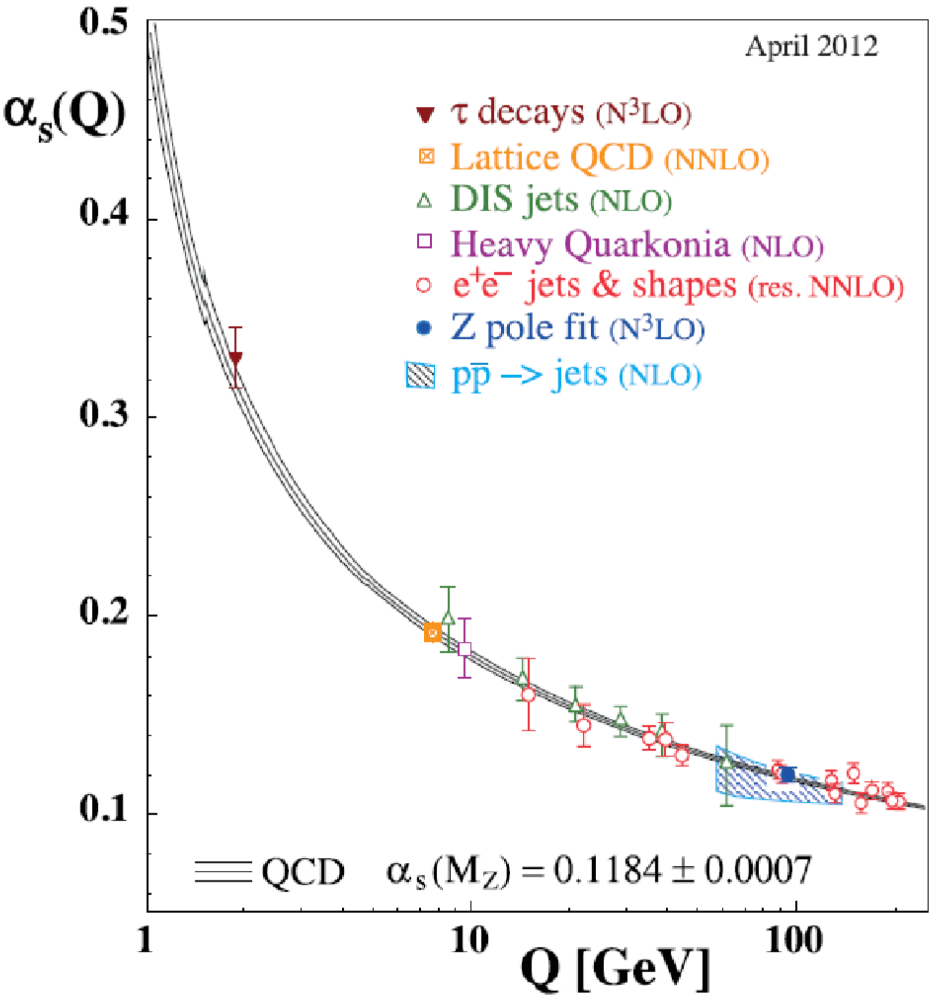


Рис. 3 [14]

На даному рисунку можемо бачити залежність квантово-хромодинамічної константи з'єднання α_s від відповідної енергії Q.

Сама ж константа з'єднання $\alpha_s = g_s^2/4\pi$ визначається наступною формулою:

$$\alpha_s(Q) = \frac{4\pi}{\beta_0 ln\,(Q^2/\Lambda^2)}\left[1 - \frac{2\beta_1}{\beta_0^2}\frac{ln\left[ln\left(\frac{Q^2}{\Lambda^2}\right)\right]}{ln\left(\frac{Q^2}{\Lambda^2}\right)} + \cdots\right], \tag{4}$$

де

$$\beta_0 = 11 - \frac{2}{3n_f}\,, \beta_1 = 51 - \frac{19}{3n_f}\,,$$

а n_f – число ароматів кварків.

Розглянемо високу ренормовальну шкалу Q. Асимптотична свобода: $\alpha_s \rightarrow 0$ при $Q \rightarrow \infty$ призводить до використання стаціонарної теорії збурень у квантовій хромодинаміці для процесів, що відбуваються за високих енергій.

З іншої сторони, $Q \sim \Lambda^1$. Тут Λ – фундаментальний параметр квантової хромодинаміки. Квантова хромодинаміка у цьому випадку стає сильно обмеженою, що приводить до з'єднання кварків та глюонів. Отже, ми не можемо використовувати стаціонарну теорію збурень за низьких енергій.

1.2 Хіральна симетрія

Розглянемо так названу хіральну границю $m_u, m_d, m_s \rightarrow 0$. У цьому випадку Лагранжіан з квантової хромодинаміки буде записаний таким чином:

$$L_{QCD}^0 = \sum_{f=u,d,s} \left(\underline{q}_{f,R} i\gamma^\mu D_\mu q_{f,R} + \underline{q}_{f,L} i\gamma^\mu D_\mu q_{f,L} \right) - \frac{1}{4} G_{\mu\nu}^{(a)} G^{(a)\mu\nu} \quad (5)$$

У цьому виразі R та L вказують на праве та ліве поле відповідно та визначаються наступними формулами:

$$q_R = \frac{1}{2}(1+\gamma_5)q, \qquad q_L = \frac{1}{2}(1-\gamma_5)q.$$

Слід зазначити, що ці поля не взаємодіють між собою.

Втім L_{QCD}^0 є інваріантою після глобальних трансформацій $U(1)_V \times U(1)_A \times SU(3)_V \times SU(3)_A$ (формально ж $SU(3)_V \times SU(3)_A = SU(3)_L \times SU(3)_R$):

$$q \rightarrow exp\left(i\theta_V + i\theta_V^a \frac{\lambda_a}{2}\right) q, \qquad q \rightarrow exp\left(i\gamma^5\theta_A + i\gamma^5\theta_A^a \frac{\lambda_a}{2}\right) q \ .$$

Окремо слід виділити струми Нетер:

$$V_a^\mu = \underline{q}\gamma^\mu \frac{\lambda_a}{2} q, V^\mu = \underline{q}\gamma^\mu q, \partial_\mu V_a^\mu = 0, \partial_\mu V^\mu = 0, A_a^\mu = \underline{q}\gamma^\mu \gamma_5 \frac{\lambda_a}{2} q, A^\mu = \underline{q}\gamma^\mu\gamma_5 q, \partial_\mu A_a^\mu = 0, \partial_\mu A^\mu \neq 0.$$

Перейдемо тепер до розгляду векторів $U(1)_V$ та $U(1)_A$:

- симетрія вектора $U(1)_V$ відноситься до збереження номеру баріона (номер баріона зберігається для всіх SM-взаємодій);
- аксіальна симетрія $U(1)_A$ порушена квантовими флуктуаціями (аномалія Абеліан):

$$\partial_\mu A^\mu = \frac{3g_s^2}{32\pi^2}\epsilon_{\mu\nu\rho\sigma}G^{(a)\mu V}G^{(a)\rho\sigma} \quad (6)$$

Необхідно зазначити, що «3» в цьому виразі відповідає за N_c, та за великого числа кольорів $g_s^2 \sim \frac{1}{N_c}$.

Остаточна симетрія $SU(3)_V \times SU(3)_A = SU(3)_L \times SU(3)_R)$ називається *хіральною симетрією*.

З симетрії $SU(3)_V \times SU(3)_A$ можна помилково очікувати, що адронний спектр має складатися з вироджених мультиплетів з протилежною парністю. Але насправді, таке не є можливим у природі та хіральна симетрія спонтанно розпадається на векторну підгрупу $SU(3)_V$:

$$SU(3)_V \times SU(3)_A \to SU(3)_V \quad (7)$$

Основний стан теорії не є симетричним під дією хіральних обертань. Якби ж цей стан був симетричним, то будь-який відомий адрон мав би у парі частинку з тією ж масою, але протилежною парністю, що суперечило б результатам спостережень за спектром частинок.

Внаслідок цього, згідно теореми Голдстоуна [8, 9, 4, 5], спектр безмасової квантової хромодинаміки повинен містити в собі $N_f^2 - 1 = 9 - 1 = 8$ безмасових бозонів з квантовими числами $J_P = 0^-$.

З аналізу адронного спектру можна визначити вісім найлегших адронів (тобто адронів, що складаються лише з найлегших кварків; інакше - псевдоскалярних мезонів): $\pi^-, \pi^0, \pi^+, K^-, K^0, K^+, \underline{K}^0$ та η, що є бозонами Голдстоуна. Однак маси бозонів не дорівнюють строго нулю, що дає поштовх явному руйнуванню хіральної симетрії.

Включення терміну маси кварка $M = diag[m_u, m_d, m_s]$ у Лагранжіан:

$$L_M = -\underline{q}Mq = -(\underline{q}_R M q_L + \underline{q}_L M q_R)$$

дає змішування ліво- та праворуких полів кварків.

Дивергенції струмів були перетворені до наступного вигляду:

$$\partial_\mu V^{\mu,a} = i\underline{q}\left[M, \frac{\lambda_a}{2}\right]q;$$

$$\partial_\mu A^{\mu,a} = i\underline{q}\left[M, \frac{\lambda_a}{2}\right]\gamma_5 q; \partial_\mu V^\mu = 0;$$

$$\partial_\mu A^\mu = 2i\underline{q}M\gamma_5 q + \frac{3g_s}{32\pi^2}\epsilon_{\mu\nu\rho\sigma}G^{(a)\mu\nu}G^{(a)\rho\sigma}.$$

У випадку, коли маси кварків однакові $m_u = m_d = m_s$, квантова хромодинаміка є інваріантом під дією векторних трансформацій. Таким чином, $U(1)_V$ завжди зберігається. Дивергенції аксіально-векторних струмів $A^{\mu,a}$ пропорційні до мас кварків. Оскільки маси легких кварків є малими у порівнянні з типовими розмірами адронів, можна зробити висновок, що аксіальний струм теж відносно зберігається.

Це явище має назву ефекта частково збереженого аксіального струму (PCAC). Хіральна теорія збурень підходить для опису цього ефекту з точки зору збурень.

1.3 Хіральна теорія збурень

Важливою властивістю ефективної теорії поля є застосування систематичної апроксимації тільки до конкретного енергетичного домену, що визначається відповідно до деякої енергетичної шкали Λ.

Нам відомо, що у випадку квантової хромодинаміки за низьких енергій взаємодія між кварками та глюонами стає сильнішою, тому стандартна теорія збурень не може бути застосована. Звідси випливає, що розрахунки в межах фундаментальних ступенів свободи (кварки, глюони) є дуже складними.

З іншої сторони, відповідно до конфайнменту (явищу квантової хромодинаміки, що унеможливлює існування у вільному стані кварків з кольоровим зарядом за нормальних умов нижче температури Хаґердона), адронні стани вважаються такими, що відповідають ступіням свободи.

Важливо зазначити, що комбінація концепту ефективної теорії поля та властивостей хіральної симетрії квантової хромодинаміки є основою хіральної теорії збурень.

Найкращим способом побудови ефективного хірального лагранжіану є використання техніки зовнішнього поля. Із [6, 7] квантово-хромодинамічний лагранжіан у розгорнутому вигляді записується так:

$$L = L_{QCD}^{0} + L_{ext} = L_{QCD}^{0} + \underline{q}\left(\gamma^{\mu}\left(v_{\mu}(x) + \gamma_5 a_{\mu}(x)\right) - \left(s(x) - i\gamma_5 p(x)\right)\right)q.$$

Цей вираз містить у собі кваркові зв'язки із зовнішнім скалярним (s), псевдоскалярним (p), векторним (v^{μ}) та аксіально-векторним (a^{μ}) полями.

У формалізмі інтегралу поздовжніх траєкторій зовнішні поля дозволяють нам розрахувати функції Гріна взяттям функціональних похідних породжуючого функціоналу $Z[v, a, s, p]$:

$$exp(iZ[v, a, s, p] = \int [DA_{\mu}][Dp]\left[D\underline{q}\right] exp\left(i\int d^4x L_{QCD}(q, \underline{q}, G_{\mu v}; v, a, s, p)\right)$$

біля $v^{\mu} = 0, a^{\mu} = 0, p = 0, s = M.$

За низьких енергій реалізація репрезентації квантовохромодинамічного інтегралу поздовжніх траєкторій набуває наступного вигляду:

$$exp\, exp\,(iZ[v, a, s, p]) = \int [DU] exp\left(i\int d^4x L_{eff}(U; v, s, a, s, p)\right).$$

U містить поля бозону Голдстоуна. Найзручнішим способом параметризації є експоненціальний:

$$U(x) = exp\left(i\frac{\Phi(x)}{f}\right).$$

При параметризації необхідно врахувати, що $U(x)$ зазнає лінійних перетворень за умов $SU(3)_L \times SU(3)_R : U \to U' = RUL^{\dagger},\ R, L \in SU(3)_{R,L}$.

Зовнішні джерела можуть бути використані для врахування електромагнітних та слабких взаємодій:

$$r_\mu = v_\mu + a_\mu = -eQA_\mu + \cdots l_\mu = v_\mu - a_\mu = -eQA_\mu + weak\ interactions\ \dots$$

Локальні перетворення $SU(3)_R \times SU(3)_L$ ведуть до коваріантних похідних:

$$D_\mu U = \partial_\mu U - ir_\mu U + iUl_\mu D_\mu U^{\dagger} = \partial_\mu U^{\dagger} + iU^{\dagger} r_\mu - il_\mu U^{\dagger}.$$

Матриця бозону Голдстоуна задається наступним чином:

$$\Phi = \sum_{a=1}^{8} \quad \varphi_a \lambda_a = \left(\pi^0 + \frac{1}{\sqrt{3}}\eta\,\sqrt{2}\pi^+\,\sqrt{2}K^+\,\sqrt{2}\pi^- - \pi^0 + \frac{1}{\sqrt{3}}\eta\,\sqrt{2}K^0\,\sqrt{2}K^-\,\sqrt{2}\underline{K}^0\ - \frac{2}{\sqrt{3}}\eta\right)$$

Згідно з дискретними C, P, T та вимогами хіральної симетрії, найбільш загальний лагранжіан задається:

$$L = \frac{f^2}{4} tr\{D_\mu U^{\dagger} D^\mu U\} + \frac{f^2 B_0}{2} tr\{MU^{\dagger} + UM^{\dagger}\}$$

Для того, щоб зробити систематичне розширення, Вейнбергом [18] була введена схема підрахунку ступенів. Лагранжіан записується згідно числу похідних та ступенів кваркових мас, що залучені у взаємодію:

$$L = L_2 + L_4 + \dots',$$

де «'» означає хіральну силу розширення.

Позначаючи як Q параметр розширення, що відповідає за типовий імпульс процесу, можна підсумувати загальний підрахунок:

$$U \sim Q, \qquad M \sim Q^2, \qquad f_{\mu\nu}^{\frac{L}{R}} \sim Q, D_\mu U \sim Q, \qquad r_\mu l_\mu \sim Q,$$

де тензори напруженості поля, що відповідають калібрувальним полям, подаються наступним чином:

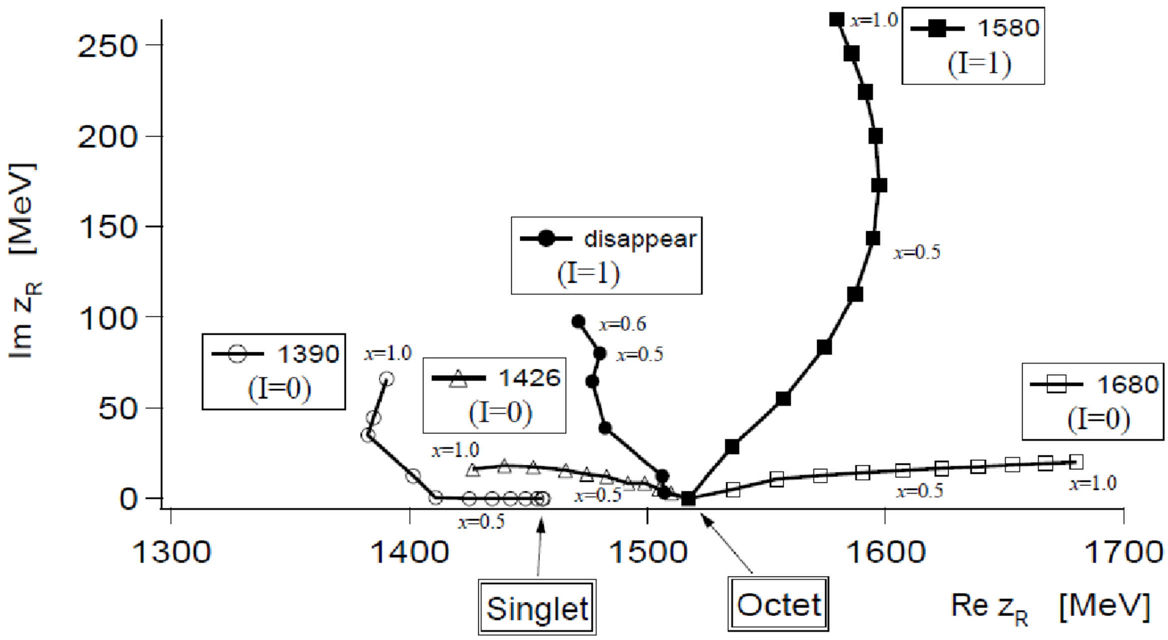
$$f_{\mu v}^R = \partial_\mu r_v - \partial_v r_\mu - [r_\mu, r_v] f_{\mu v}^L = \partial_\mu l_v - \partial_v l_\mu - [l_\mu, l_v].$$

2.2 Опис мезон-баріонної взаємодії

Маємо взаємодію октету псевдоскалярних мезонів та октету стабільних баріонів. Отже,

$$8 \otimes 8 = 1 \oplus 8_s \oplus 8_a \oplus 10 \oplus \underline{10} \oplus 27$$

та отримуємо два октети та синглет, де взаємодія є притягальною.



На Рис. 4 (див. [13,19]) зображені траєкторії полюсів в амплітудах розсіювання, отримані шляхом поступової зміни параметру розриву SU(3). На симетричній межі SU(3) (x=0) з'являються тільки два полюси: один відповідає за синглет, інший – за октет. Символи відповідають розміру кроку $\partial x = 0{,}1$.

Лагранжіан мезон-баріонної взаємодії у ведучому порядку у Q^2 визначається наступним чином [1]:

$$L_{MB}^{(1)} = Tr\left\{i\underline{B}\gamma^{\mu}D_{\mu}B - m_0\underline{B}B\frac{1}{2}D\underline{B}\gamma^{\mu}\gamma_5\{u_{\mu},B\} + \frac{1}{2}F\underline{B}\gamma^{\mu}\gamma_5[u_{\mu},B]\right\}.$$

Використовуючи підстановку коваріантної похідної для лагранжіану:

$$D_{\mu}B = \partial_{\mu}B + [\Gamma_{\mu},B]\Gamma_{\mu} = \frac{1}{2}\{u^{\dagger}[\partial_{\mu} - i(v_{\mu} + a_{\mu})]u + u[\partial_{\mu} - i(v_{\mu} - a_{\mu})]u^{\dagger}\}U(\Phi) = u^2(\Phi)$$
$$= exp\ exp\left\{\frac{i\Phi}{F_p}\right\}.$$

Поля восьмого мезона та баріона подані наступними матрицями:

$$\Phi = \sqrt{2}\left(\sqrt{\frac{1}{2}}\pi^0 + \frac{1}{\sqrt{6}}\eta\,\pi^+\,K^+\,\pi^- - \frac{1}{\sqrt{2}}\pi^0 + \frac{1}{\sqrt{6}}\eta\,K^0\,K^-\,\underline{K}^0 - \frac{2}{\sqrt{6}}\eta\right)B$$
$$= \left(\frac{1}{\sqrt{2}}\Sigma^0 + \frac{1}{\sqrt{6}}\Lambda\,\Sigma^+\,p\,\Sigma^- - \frac{1}{\sqrt{2}}\Sigma^0 + \frac{1}{\sqrt{6}}\Lambda\,n\,\Xi^-\,\Xi^0 - \frac{2}{\sqrt{6}}\Lambda\right)$$

Лагранжіан $L_{MB}^{(1)}$ призводить до наступних діаграм Фейнмана:

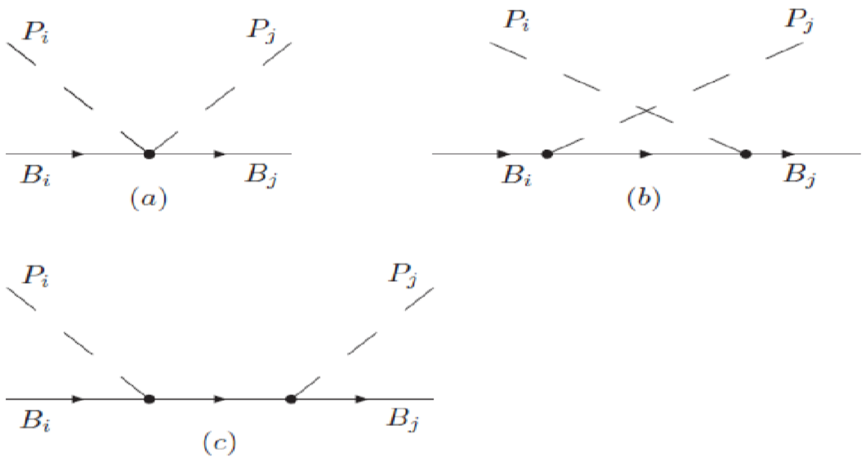


Рис. 5 [17]

На Рис. 5 зображені фейнманівські діаграми для псевдоскалярних мезон-баріонних октетних взаємодій. Тут: (a) – діаграма типу «чайка» (тип Вейнберга-Томозави), (b) – u-канал, (c) – s-канал.

Тип «чайка» робить найбільший вклад в амплітуду [13, 15]. Явний вираз для амплітуд T може буде знайдений у роботі [15]. Потенціал взаємодії Вейнберга-Томозави отриманий з найнижчого порядку MB-лагранжіану:

$$V_{ij} = -C_{ij}\frac{1}{4f^2}\left(2\sqrt{s} - M_i - M_j\right)\sqrt{\frac{M_i + E}{2M_i}}\sqrt{\frac{M_j + E'}{2M_j}}.$$

Індекси i, j відповідають за різноманітні $(S = -1)$ мезон-баріонні пари, такі як $\underline{K}p,\ \underline{K}^0 n,\ \pi^0\Lambda,\ \pi^0\,\Sigma^0,\ \pi^+\,\Sigma^-,\ \ \pi^-\,\Sigma^+,\ \eta\Lambda,\ \eta\Sigma^0,\ K^0\Xi^0,\ K^+\Xi^-$

Можна також розв'язати рівняння Бете-Салпетера (описує зв'язані стани системи з двох тіл) [17]:

$$T = V + VGTT = V + VGV + VGVGV + \cdots$$

Циклова функція G_l для цього випадку може записана як у [13, 15, 17]:

$$G_l = i\int \frac{d^d q}{(2\pi)^4}\frac{q + M_l}{(q\gamma)^2 - M_l^2 + i\epsilon}\frac{1}{[(P-q)\gamma]^2 - m_l^2 + i\epsilon}$$

І, відповідно, після вимірного регулювання:

$$G_l = \frac{\sqrt{s}}{32\pi^2 s}\left[(a_l + 1)(m_l^2 - M_l^2) + (m_l^2\, ln\frac{m_l^2}{\mu^2} - M_l^2\, ln\frac{M_l^2}{\mu^2})\right] + \left(\frac{s + M_l^2 - m_l^2}{4M_l\sqrt{s}} + \frac{1}{2}\right)G_l'\,.$$

3. Розрахункова частина

3.1 Полюси Т-матриці

Використовуючи масштабування, так само як і в роботі [17], приходимо до наступного виразу:

$$\tilde{V} = V\sqrt{M_i M_j}, \qquad \tilde{G} = G_l/M_l$$

Амплітуда розсіювання стає безрозмірною та приходить до такого значення:

$$\tilde{T} = \left[1 - \tilde{V}\tilde{G}\right]\tilde{V}$$

Важливо відзначити, що полюси відповідають зв'язаним станам. Поведінка амплітуд біля полюсів подається у вигляді [13, 16]:

$$T_{ij} = \frac{g_i g_j}{z - z_R} \quad T_{ij} = \frac{x\Gamma/2e^{i\varphi\prime}}{z - z_R},$$

де g_i та g_j – коефіцієнти зв'язку резонансів з фізичними станами, а Γ – ширина резонансу. Також цікавий погляд на ці розрахунки наведений у [11,12]. Нижче у таблиці наведені коефіцієнти зв'язку для зв'язаних станів *I=0* з мезон-баріонних основних станів *SU(3)*:

z_R	$1379 + 27i$		$1434 + 11i$		$1692 + 14i$	
$(I = 0)$	g_i	$\lvert g_i \rvert$	g_i	$\lvert g_i \rvert$	g_i	$\lvert g_i \rvert$
$\pi\Sigma$	$-1.76 - 0.62i$	1.87	$-0.56 - 1.02i$	1.16	$-0.08 - 0.32i$	0.33
$\bar{K}N$	$0.86 + 0.70i$	1.11	$-1.74 + 0.63i$	1.85	$0.32 + 0.41i$	0.52
$\eta\Lambda$	$0.19 + 0.33i$	0.38	$-1.20 + 0.23i$	1.23	$-0.83 - 0.19i$	0.85
$K\Xi$	$-0.52 - 0.19i$	0.55	$-0.20 - 0.30i$	0.36	$3.87 + 0.05i$	3.87

Таблиця 1

З цієї таблиці можемо бачити, що другий резонанс *I=0* сильно зв'язаний з $\underline{K}N$ каналом, у той час як перший резонанс більше зв'язаний з $\pi\Sigma$.

z_R $(I=1)$	$1579+264i$ g_i	$\lvert g_i \rvert$
$\pi\Lambda$	$1.4+1.5i$	2.0
$\pi\Sigma$	$-2.2-1.5i$	2.7
$\bar{K}N$	$-1.1-1.1i$	1.6
$\eta\Sigma$	$1.2+1.4i$	1.9
$K\Xi$	$-2.5-2.4i$	3.5

Таблиця 2

З Таблиці 2 можемо побачити положення полюсів та зв'язків з I = 1 фізичних станів.

3.2 Вплив полюсів на фізичні спостереження

Наразі розглянемо два резонанси, що мають назви R_1 та R_2, що означають фізичний синглетний та симетричний октетний стани відповідно. Візьмемо комплекс зв'язків із таблиці та побудуємо наступні амплітуди:

$$g_{\underline{K}N}^{R_1}\frac{1}{W-M_{R_1}+\frac{i\Gamma_{R_1}}{2}}g_{\pi\Sigma}^{R_1}+g_{\underline{K}N}^{R_2}\frac{1}{W-M_{R_2}+\frac{i\Gamma_{R_2}}{2}}g_{\pi\Sigma}^{R_2}g_{\pi\Sigma}^{R_1}\frac{1}{W-M_{R_1}+i\Gamma_{R_1}/2}g_{\pi\Sigma}^{R_1}$$
$$+\,g_{\pi\Sigma}^{R_2}\frac{1}{W-M_{R_2}+i\Gamma_{R_2}/2}g_{\pi\Sigma}^{R_2}$$

Це могло б бути еквівалентно амплітудам $T_{\underline{K}N\to\pi\Sigma}$ та $T_{\pi\Sigma\to\pi\Sigma}$ відповідно.

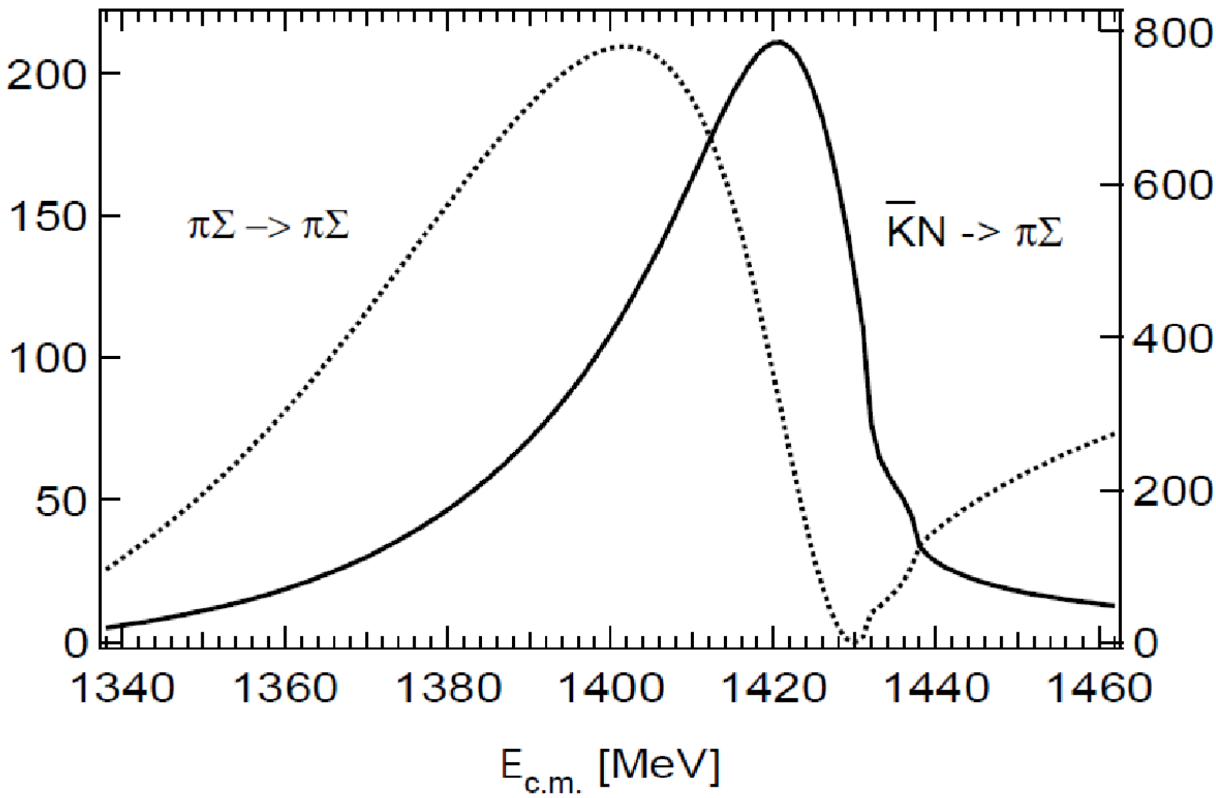


Рис. 6

На Рис. 8 розподіл мас $\pi\Sigma$ з $I = 0$ будується з $\underline{K}N \to \pi\Sigma$ та $\pi\Sigma \to \pi\Sigma$ амплітуд. Суцільна та пунктирна лінії познач$\left|T_{\underline{K}N\to\pi\Sigma}\right|^2 q_\pi$ та $|T_{\pi\Sigma\to\pi\Sigma}|^2 q_\pi$ відповідно. Одиниці вимірювання можуть бути довільними.

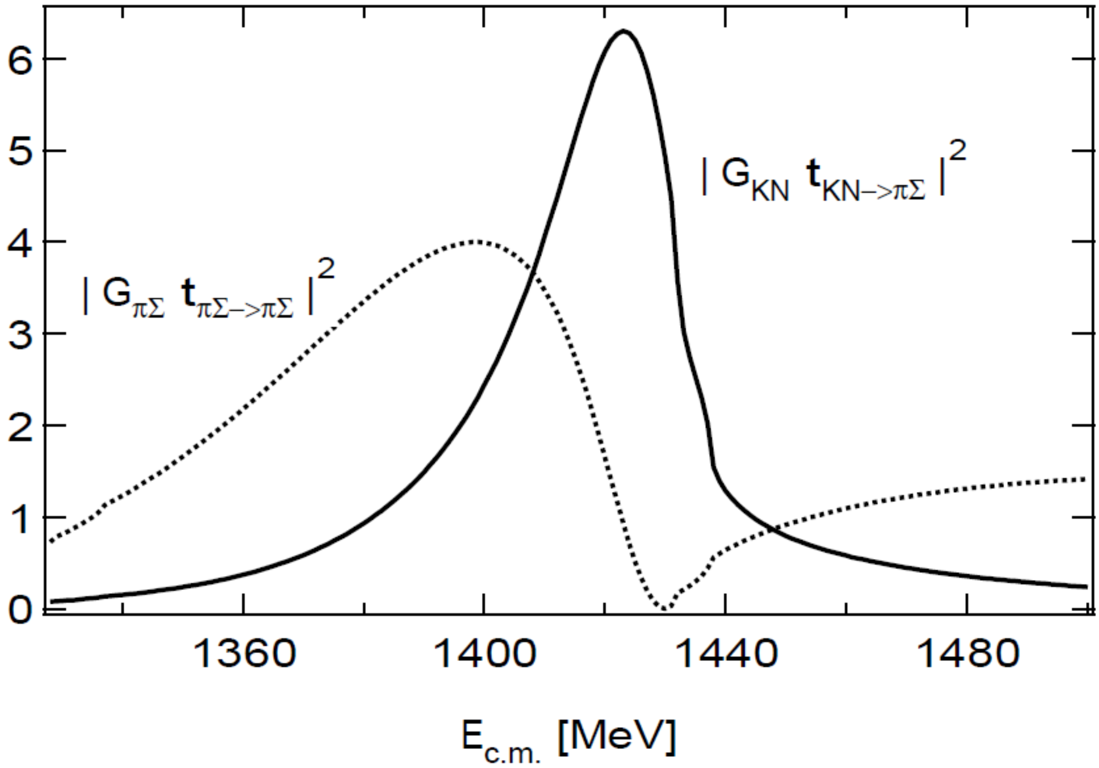


Рис. 7 Модулі циклічної функції G_l помножені на амплітуду, симуляція реакції з резонансом, що визваний $\pi\Sigma$- (пунктирна лінія) або $\underline{K}N$- (суцільна лінія) каналами.

Отримано важливі результати:

- амплітуда $T_{\pi\Sigma\to\pi\Sigma}$ породжує резонанс на нижчій енергії та з більшою шириною;
- у той же час, коли $T_{\pi\Sigma\to\pi\Sigma}$ породжує резонанс, $T_{\underline{K}N\to\pi\Sigma}$ має пік за вищої енергії та показує більш вузьку ширину;
- експериментально частіше спостерігаються поодинокі резонанси, ніж їхня суперпозиція.

Наведені результати моделювання свідчать про існування двох-полюсних структур серед кваркових формувань, що відкриває путь до дослідження цілої царини подібних резонансів.

Висновки

У даній роботі було розглянуто природу та властивості резонансу Λ (1405), а також досліджені його полюси, що з’являються у матриці мезон-баріонного розсіювання за дивності $S = 1$ у рамках парно-канального хірального унітарного підходу.

У перспективі можуть бути проведені наступні дослідження: уточнення існування резонансів, оскільки кожного разу при проведенні експериментів маси резонансів відрізняються.

Також, базуючись на праці [13], необхідно звернути увагу на реакцію:

$$\underline{K}p = \Lambda\ (1405)_\gamma$$

оскільки вона вносить найбільше маси в резонанс та тісно пов’язана з $\underline{K}N$-станами, та, отже, призводить до пікової структури в інваріантному розподілі мас, що є набагато вужчим та проявляється за більших енергій, ніж адронні піки $\Lambda\ (1405)$ за результатами експериментів, що відомі на даний момент.

СПИСОК ВИКОРИСТАНИХ ДЖЕРЕЛ

1. V. Bernard, Norbert Kaiser, and Ulf-G Meißner. Chiral dynamics in nucleons and nuclei". In: International Journal of Modern Physics E 4.02 (1995), 193-344.

2. Curtis G. Callan Jr, R.F. Dashen, and David J. Gross. The structure of the gauge theory vacuum". In: Physics Letters B 63.3 (1976), 333-340.

3. R.H. Dalitz and S.F. Tuan. Possible resonant state in pion-hyperon scattering". In: Physical Review Letters 2.10 (1959), 425.

4. R.H. Dalitz and S.F. Tuan. The phenomenological representation of K-nucleon scattering and reaction amplitudes". In: Annals of Physics 10.3 (1960), 307=351.

5. R.H. Dalitz, T.C. Wong, and G. Rajasekaran. Model Calculation for the Y 0*(1405) Resonance State". In: Physical Review 153.5 (1967), 1617.

6. Juerg Gasser and Heinrich Leutwyler. Chiral perturbation theory: expansions in the mass of the strange quark". In: Nuclear Physics B 250.1-4 (1985), 465-516.

7. Jürg Gasser and Heinrich Leutwyler. Chiral perturbation theory to one loop". In: Annals of Physics 158.1 (1984), 142-210.

8. Jeffrey Goldstone. Field theories with Superconductor solutions". In: Il Nuovo Cimento (1955-1965) 19.1 (1961), 154-164.

9. Jeffrey Goldstone, Abdus Salam, and Steven Weinberg. \Broken symmetries". In: Physical Review 127.3 (1962), p. 965.

10. W. Heisenberg and H. Euler. Consequences of Dirac theory of the positron". In: arXiv preprint physics/0605038 (2006).

11. Gerard't Hooft. Symmetry breaking through Bell-Jackiw anomalies". In: Physical Review Letters 37 (1976), 8-11.

12. Nathan Isgur and Gabriel Karl. P-wave baryons in the quark model". In: Physical Review D 18.11 (1978), 4187.

13. D. Jido et al. Chiral dynamics of the two Λ(1405) states". In: Nuclear Physics A 725 (2003), 181-200.

14. Kenzo Nakamura. Review of particle physics". In: Journal of Physics G: Nuclear and Particle Physics 37.7 A (2010).

15. J.A. Oller and Ulf-G Meißner. Chiral dynamics in the presence of bound states: kaon-nucleon interactions revisited". In: Physics Letters B 500.3-4 (2001), 262-272.

16. E. Oset, A. Ramos, and Cornelius Bennhold. Low lying S=- 1 excited baryons and chiral symmetry". In: Physics Letters B 527.1-2 (2002), 99-105.

17. Bao-Xi Sun, Si-Yu Zhao, and Xiang-Yu Wang. Pseudoscalar meson and baryon octet interaction with strangeness zero in the unitary coupled-channel approximation". In: Chinese Physics C 43.6 (2019), 064111.

18. Steven Weinberg. Phenomenological lagrangians". In: Physica a 96.1-2 (1979), pp. 327-340.

19. Francisco J. Yndurain. The theory of quark and gluon interactions. Springer Science & Business Media, 2007.