

Московский государственный университет  
имени М.В.Ломоносова

---

Физический факультет

Курсовая работа по теме  
"Киральная теория нуклонных сил  
и ее тестирование на эксперименте"

Выполнил студент 203 группы  
Уваров А.А.  
Научный руководитель:  
Ведущий научный сотрудник ОИЯИ  
Узиков Ю.Н.

Москва - 2018

# Содержание

<b>1</b>	<b>Введение</b>	<b>2</b>
<b>2</b>	<b>Концептуальные трудности обычных феноменологических моделей NN-взаимодействия</b>	<b>2</b>
<b>3</b>	<b>Киральная пертурбативная теория возмущений.</b>	<b>3</b>
3.1	Основа подхода, называемого киральной пертурбативной теорией возмущений и его отличие от феноменологических моделей . . . . .	3
3.2	Низко-энергетические константы и возможные пути их получения	4
<b>4</b>	<b>Применение киральной эффективной теории нуклонных сил</b>	<b>5</b>
4.1	Успехи теории в описании фазовых NN-сдвигов . . . . .	5
4.1.1	Понятие о фазовых NN-сдвигах . . . . .	5
4.1.2	Киральная пертурбативная теория в описании фазовых NN-сдвигов . . . . .	5
4.2	Трехчастичные силы в $pd$ -рассеянии . . . . .	7
4.3	Уровень Хойла . . . . .	8
<b>5</b>	<b>Соотношение Гольдбергера-Треймана и его аналог для двух-нуклонных токов</b>	<b>8</b>
5.1	Соотношение Гольдбергера-Треймана . . . . .	8
5.2	Контактный $(NN)^2\pi$ член . . . . .	9
<b>6</b>	<b>Получение низкоэнергетических констант</b>	<b>10</b>
<b>7</b>	<b>Заключение</b>	<b>11</b>

# 1 Введение

В настоящее время истинной теорией сильных взаимодействий является квантовая хромодинамика (КХД) – неабелева калибровочная теория взаимодействия кварков и глюонов посредством обмена глюонами. Но при описании таких взаимодействий с помощью данной теории существует проблема - ограничение высокими энергиями и большими переданными импульсами  $Q$ . Квантовая хромодинамика обладает свойством асимптотической свободы: константа связи сильного взаимодействия  $\alpha_s(Q^2)$  логарифмически убывает с ростом квадрата переданного импульса  $Q^2$ , то есть с уменьшением расстояния  $r \sim \hbar/Q$  между кварками. Напротив,  $\alpha_s$  растет с увеличением расстояния  $r$  между кварками. Свойство асимптотической свободы позволяет описывать по теории возмущений процессы при больших переданных импульсах (т.е. на малых расстояниях), но в то же время приводит к неограниченному в рамках теории возмущений возрастанию константы связи  $\alpha_s(Q^2)$  при малых переданных импульсах (т.е. на больших расстояниях). С этим ростом константы связи при увеличении расстояния  $r$  связано другое важное свойство КХД - свойство конфайнмента цвета: кварки и глюоны не могут покидать область сильного взаимодействия и наблюдаться как реальные объекты. Свойство конфайнмента приводит к невозможности описания сильных взаимодействий путем разложения в ряд по константе связи  $\alpha_s(Q^2)$  в области низких энергий.

## 2 Концептуальные трудности обычных феноменологических моделей NN-взаимодействия

Для описания NN-взаимодействий в области низких энергий КХД в принципе, могут быть использованы непертурбативные методы, такие как расчеты на решетках (метод, основанный на замене непрерывного пространства-времени дискретной решёткой и моделировании происходящих процессов с помощью метода Монте-Карло). Однако возможности применимости таких вычислений ограничены вычислительной мощностью компьютеров. Поэтому, в течение длительного времени для описания NN-взаимодействий использовались феноменологические потенциалы, основанные на обмене мезонов и широко используемые в практических вычислениях. Для достижения большей точности такие потенциалы используют около 45 параметров, часть которых трудно обосновать в теории. Важнейшими недостатками этой феноменологии являются три фактора:

- 1) Отсутствие какой-либо связи с КХД.
- 2) Нет систематического способа улучшения результатов, а также уверенности в их точности.
- 3) Трехнуклонные силы не могут рассматриваться на единой основе с двухнуклонными, а без трехнуклонных (и, в общем случае, многонуклонных) сил корректное описание систем из  $A > 2$  нуклонов невозможно.

## 3 Киральная пертурбативная теория возмущений.

### 3.1 Основа подхода, называемого киральной пертурбативной теорией возмущений и его отличие от феноменологических моделей

Прорыв в построении теории ядерных взаимодействий произошел, когда была введена концепция киральной эффективной теории поля для низкоэнергетической КХД. Рассмотрим кварковый член лагранжиана КХД ( $L_{QCD} = L_{quarks} + L_{gluons}$ ):

$$L_{quarks} = \sum_f \bar{\psi}_f (i\gamma^\mu D_\mu - M)\psi_f \quad (1)$$

Суммирование проводится по кварковым ароматам  $f$ , лоренцовским индексам  $\mu = 0, 1, 2, 3$  и цветовым индексам  $a$ ;  $\gamma^\mu$ - матрицы Дирака;  $D_\mu = \partial_\mu - ig\frac{\lambda_a}{2}A_{\mu,a}$ - калибровочно-ковариантная производная, включающая взаимодействие кварков с глюонным полем  $A_{\mu,a}$ ;  $\lambda_a$  - матрица Гелл-Манна;  $M$  - массовая матрица кварков. Если ограничиться сектором  $u$  и  $d$  токовых кварков, то массы ( $m_u=4$  МэВ,  $m_d=6$  МэВ) по сравнению с характерными масштабами КХД малы ( $M \sim 1$  ГэВ)[1], поэтому будем считать  $m_q = 0$  и использовать известное свойство разложения матричных элементов гамма-матриц Дирака  $\gamma^\mu$  по биспинорам<sup>1</sup>

$\bar{\psi}\gamma^\mu\psi = \bar{\psi}_L\gamma^\mu\psi_L + \bar{\psi}_R\gamma^\mu\psi_R$ , где  $\psi_L = \frac{1}{2}(1 + \gamma_5)$  и  $\psi_R = \frac{1}{2}(1 - \gamma_5)$  - правые и левые кварковые поля, то кварковый член лагранжиана КХД можно переписать в виде:

$$L_{quarks} = \sum_f (\bar{\psi}_{fL} i\gamma^\mu D_\mu \psi_{fL} + \bar{\psi}_{fR} i\gamma^\mu D_\mu \psi_{fR}) \quad (2)$$

Из полученного выражения, следует, что правые и левые компоненты безмассовых кварков не смешиваются в лагранжиане КХД, а входят в него аддитивно и равноправно, а лагранжиан является суммой правых и левых кварков. При этом изоспиновая симметрия  $SU(2)$  расширяется до независимых симметрий  $SU_L(2) \times SU_R(2)$ .

Из полученного лагранжиана видно, что адронный мир должен поделиться на два мира - левых и правых кварков (т.е. наряду с известными нам изотопическими мультиплетами, должны существовать зеркальные им изомультиплеты, противоположные по четности и идентичные по остальным характеристикам). Однако в природе не наблюдаются зеркальные изомультиплеты. Такая ситуация, когда симметрия существует на уровне лагранжиана системы, но отсутствует в реальных физических состояниях, следующих из него называется динамическим нарушением киральной инвариантности. Это явление и лежит в основе киральной эффективной теории нуклонных взаимодействий.

<sup>1</sup>В квантовой теории поля дираковски-сопряженным биспинором называется функция  $\bar{\psi} = \psi^+ * \gamma^0$ , где  $\psi^+$ -эрмитово сопряженный биспинор  $\psi$ , а  $\gamma^0$ - матрица Дирака. Введение дираковского сопряжения связано с Лоренцовской инвариантностью матричных элементов вида  $\bar{\psi}\psi$ , поскольку обычное эрмитово сопряжение нарушает эту инвариантность.

Согласно теореме Голдстоуна, при спонтанном нарушении непрерывной симметрии возникают безмассовые бозоны с квантовыми числами генераторов нарушенной симметрии. Такие бозоны называются бозонами Голдстоуна-Намбу. Строго безмассовых, участвующих в сильном взаимодействии, частиц в природе не существует, однако максимально приближенные к ним частицы – пионы, имеют необычно малую массу (135-140 МэВ), которая значительно меньше характерной адронной массы, имеющей порядок 1 ГэВ. Согласно предположению Намбу [2] именно пионы являются псевдоголдстоуновскими бозонами. Эта идея оказалась очень успешной при описании низкоэнергетических пионов с пионами, нуклонами и ядрами.

### 3.2 Низко-энергетические константы и возможные пути их получения

Вайнберг в основных работах [3 - 5] сформулировал принципы киральной теории возмущений для описания сил, действующих между адронами, которая является эффективной теорией поля КХД при низких энергиях (переданных импульсах). Согласно этому принципу, на низких энергиях, вместо исходного лагранжиана КХД вводится эффективный лагранжиан  $L_{eff}$ , который включает в себя все возможные взаимодействия между нуклонами и пионами, согласующиеся с симметриями КХД, в частности со спонтанным нарушением киральной симметрии. Следовательно истинные степени свободы, а именно кварки и глюоны заменяются эффективными степенями свободы - псевдоскалярными мезонами и нуклонами. Киральная симметрия задает операторную структуру каждого члена эффективного лагранжиана, тогда как константы связи, называемые низкоэнергетическими константами (ЛЕС), не фиксируются киральной симметрией, а несут в себе всю информацию не входящих в него степенях свободы. Это значит, что такие константы лежат в основе киральной теории, но не фиксируются киральной симметрией. Эти константы в принципе могут быть вычислены из истинной теории КХД, но пока их необходимо извлекать из эксперимента. Расчеты КХД на решетках позволили оценить ЛЕС одно- и двухнуклонных диаграмм, в то время как для соответствующие расчеты для диаграмм с участием большего количества нуклонов являются невозможными в связи с недостаточной вычислительной мощностью современной техники.

# 4 Применение киральной эффективной теории нуклонных сил

## 4.1 Успехи теории в описании фазовых NN-сдвигов

### 4.1.1 Понятие о фазовых NN-сдвигах

Если рассматривать движение бесспиновой частицы в центрально-симметричном поле  $V(r)$ . Тогда радиальное уравнение Шредингера имеет вид:

$$\left( -\left(\frac{d^2}{dr^2} + \frac{2}{r}\frac{d}{dr}\right) + \frac{l(l+1)}{r^2} + \frac{2\mu}{\hbar^2}V(r) \right) R_l(r) = \frac{2\mu E}{\hbar^2} R_l(r) \quad (3)$$

На асимптотике (при очень больших  $r$  уравнение) решение этого уравнения представляет из себя:

$$rR_l(r)|_{r \rightarrow \infty} = a_l \sin\left(kr - \frac{l\pi}{2}\right) + b_l \cos\left(kr - \frac{l\pi}{2}\right) = A_l \sin\left(kr - \frac{l\pi}{2} + \delta_l\right) \quad (4)$$

$\delta_l$  - фазовый сдвиг упругого рассеяния.

При свободном движении  $V(r) = 0$  решение на асимптотике принимает вид:

$$rR_l(r)|_{r \rightarrow \infty} \sim \sin\left(kr - \frac{l\pi}{2}\right). \quad (5)$$

Исходя из этого, видно, что всю информацию о взаимодействии частиц, посредством потенциала  $V(r)$ , несет в себе фазовый сдвиг. Фазовые сдвиги  $\delta_l$  зависят от энергии и по разному ведут себя в разных феноменологических моделях потенциалов взаимодействий.

### 4.1.2 Киральная пертурбативная теория в описании фазовых NN-сдвигов

Описание фазовых NN-сдвигов требует знания потенциала NN- взаимодействия. Как уже отмечалось выше, обычно используются феноменологические потенциалы, никак не связанные с КХД. Возможным выходом из такой ситуации является киральная эффективная теория нуклонных взаимодействий, основанная Стивенем Вайнбергом в начале 70-х годов.

В основе этого подхода лежит разложение амплитуды рассеяния при низких энергиях по теории возмущений по положительным степеням  $\nu$  отношения  $(\frac{Q}{\Lambda_\chi})^\nu$ , где  $Q$  - характерный импульс конкретного адронного процесса, а  $\Lambda_\chi$  - характерный адронный масштаб. Такое разложение является низкоэнергетическим и справедливо в области  $|p|/\Lambda_\chi \ll 1$ , а в области  $|p| \sim \Lambda_\chi$  теория перестает работать.

Членам такого ряда отвечают различные диаграммы Фейнмана (Рис.1.1.), для пионов и нуклонов, все более высокого порядка, т.е. все более сложные диаграммы, с все более большим числом промежуточных мезонных линий. В

соответствии с максимальной степенью учитываемых членов в ряде различают следующие порядки: LO-ведущий порядок, NLO-следующий за LO порядок,  $N^2LO$ , и т.д.

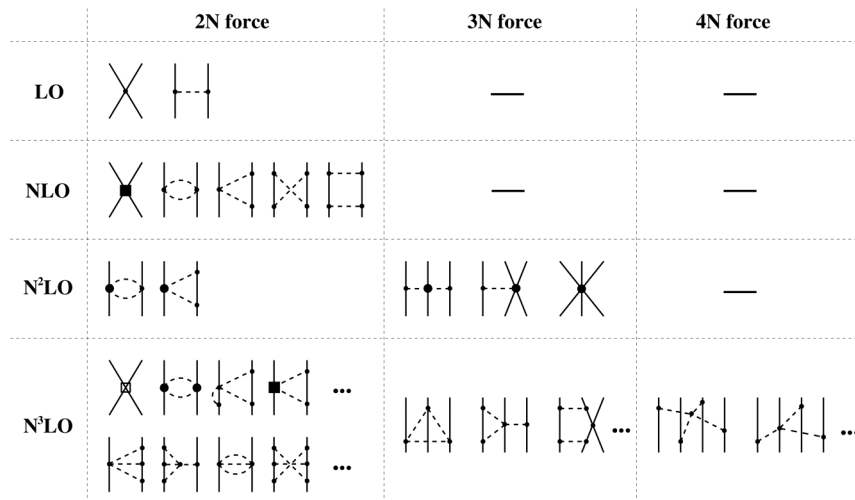


Рис.1.1. - Иерархия ядерных сил в киральной теории возмущений.[6]

В таком случае получается, что с помощью киральной эффективной теории мы можем описать межнуклонные взаимодействия, т.е. фазовые сдвиги NN-рассеяния. На Рис. 1.2. показаны D - волновые фазовые сдвиги NN-рассеяния в зависимости от энергии столкновения (в лабораторной системе)

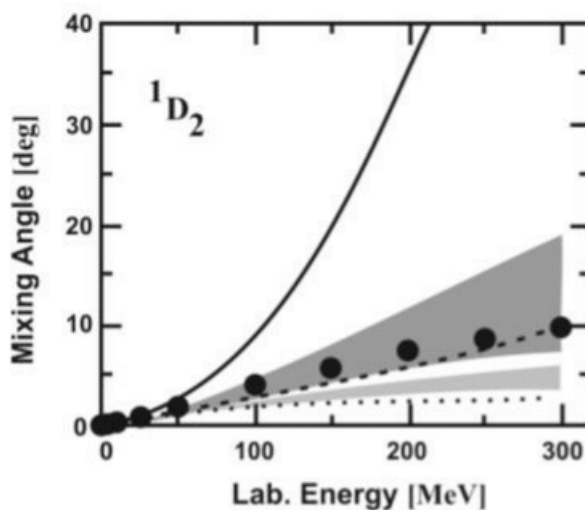


Рис.1.2. - D-волновой фазовый сдвиг NN-рассеяния, рассчитанный в рамках EFT.[6]

На Рис.1.2. жирными точками показаны эмпирические фазовые сдвиги, найденные в фазовом анализе экспериментальных данных по упругому NN-рассеянию. Точечные кривые отвечают низшему порядку LO (этот порядок фактически соответствует чисто Юкавскому потенциалу одномезонного обмена плюс  $LO$ -контактный член), штриховые (сплошные) кривые отвечают NLO (NNLO). Заштрихованная темная (светлая) область соответствует NLO- (NNLO-) результатам со специальной параметризацией на малых расстояниях с параметром обрезания  $\Lambda = 500\text{--}800$  МэВ.

При выполнении расчетов в киральной пертурбативной теории сумма по степеням разложения  $\nu$  ограничена конкретным числом  $\nu = n$ . Таким образом, мы можем систематически уменьшать погрешность расчетов, при увеличении  $n$ , а это значит, что мы имеем возможность выполнять расчеты с контролем точности.

## 4.2 Трехчастичные силы в $pd$ -рассеянии

В точных трехчастичных расчетах дифференциальных сечений на больших углах  $pd$ -рассеяния, на основе уравнений Фаддеева, основанных только на двухчастичных силах, было замечено значительное расхождение с экспериментальными данными, но включение трехчастичных сил позволило достичь согласие с экспериментом при низких энергиях.

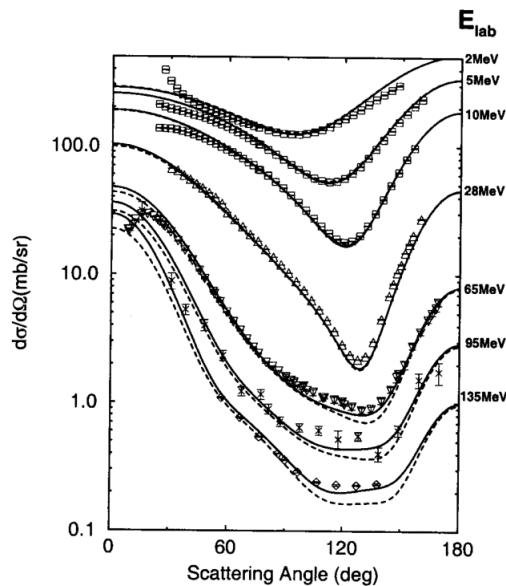


Рис.1.3. - Сравнение экспериментально измеренных и рассчитанных на основе уравнений Фаддеева дифференциальных сечений  $pd$ -рассеяния как функций угла рассеяния в системе центра масс.

Для трехнуклонных систем верны следующие рассуждения. Если трехчастичный гамильтониан  $H(V_{ij}) = \sum_{i=1}^{A=3} t_i + \sum_{i<j}^{A=3} V_{ij}$  содержит только потенциал двухчастичного взаимодействия, тогда потенциал трехчастичного взаимодействия появляется в другом гамильтониане  $\bar{H}' = \bar{H}(\bar{V}_{ij}) + \sum_{i<j<k}^{A=3} V_{ijk}$  описывающем ту же систему с другим потенциалом, который связан унитарно с  $V_{ij}$ . Причина

этого заключается в том, что унитарное преобразование связывающее эти потенциалы, эквивалентные на массовой поверхности, но разные вне ее, создает трехчастичные силы. Значит трехчастичные силы не могут быть определены независимо от двухчастичного взаимодействия.

Таким образом получается что любые модели трехчастичного взаимодействия согласованы с двухнуклонным взаимодействием. Аналогично любые парные электромагнитные мезонные обменные токи, которые являются аналогом трехчастичных сил зависят от свойств двухнуклонного потенциала сильного взаимодействия из-за сохранения электромагнитного тока  $J^\mu(q)$ . Следовательно этот ток связан с двухнуклонным взаимодействием. Это требование естественным образом выполняется в киральной теории возмущений, в отличие от теории феноменологических потенциалов.

### 4.3 Уровень Хойла

Необычно большое количество наблюдаемого во Вселенной элемента  $^{12}\text{C}$  по сравнению с теоретическими ожиданиями, следующим из известных в 1954 г. данных о скоростях реакций, в которых образуется это ядро, привело британского ученого Фреда Хойла к предположению о существовании неизвестного ранее дополнительного уровня ядра атома углерода при энергии, соответствующей слиянию трех альфа-частиц в ядро  $^{12}\text{C}$ . Если в реакции  $\text{Be}^8 + \alpha$  энергия близка к этому уровню (позднее названному уровнем Хойла), то реакция идет резонансным образом, то есть ее вероятность резко возрастает. Предполагаемый уровень вскоре был обнаружен экспериментально. Было построено несколько моделей для описания этого состояния. Однако из первых принципов теории нуклонных сил этот уровень был получен только недавно с помощью киральной теории NN-взаимодействий. Энергия найденного уровня равна по величине 85 МэВ [7].

## 5 Соотношение Гольдбергера-Треймана и его аналог для двухнуклонных токов

### 5.1 Соотношение Гольдбергера-Треймана

$SU_L(2) \times SU_R(2)$  симметрия лагранжиана КХД включает в себя существование токов Нётер, которые сохраняются. Три из этих токов векторные  $V^a$ , а три другие - аксиальные  $A^a$  (все 6- изовекторные с изоспином а). Векторные токи соответствуют электромагнитным и подчиняются закону сохранения электрического заряда. Аксиальные же сохраняются только частично за счет того что масса пиона не равна нулю. Точное сохранение аксиальных  $A^a$  токов достигается в киральном пределе (массы легких кварков приравняются к нулю). Частично этот вопрос сохранения одночастичных аксиальных токов описывает отношение Гольдбергера-Треймана. Это отношение связывает аксиальную константу связи  $g_A = 1.276$ , определяющую распад нейтрона  $n \rightarrow p + e^- + \bar{\nu}_e$  с

константой распада пиона по слабому каналу  $\pi \rightarrow \mu + \nu_\mu$   $f_\pi = 92.4$  МэВ и с константой сильной связи пиона с нуклоном  $g_{\pi NN}$

$$g_A = \frac{g_{\pi NN} f_\pi}{M_N} \quad (6)$$

, где  $M_N$  - масса нуклона.

Это отношение фактически связывает сильную и слабые константы взаимодействия в соответствии с спонтанным нарушением киральной симметрии в КХД.

## 5.2 Контактный $(NN)^2\pi$ член

Соотношение Гольдбергера-Треймана применимо для однонуклонных токов, а для двухнуклонных не применимо. Однако существует связь между сильными и слабыми процессами для двухнуклонных токов, являющаяся аналогом соотношения Гольдбергера-Треймана и тоже обусловленная киральной симметрией. Это соотношение можно получить из члена эффективного лагранжиана, связывающего взаимодействие пионов, фотонов и аксиальных полей с парой NN:

$$L_{(NN)^2\pi} = -dN^+ S * uNN^+ N \quad (7)$$

где N - нуклонное поле, S - спиновой вектор Паули-Любанского, а  $u_\mu$  - аксиальный 4-вектор, описываемый соотношением:

$$u_\mu = -\frac{\tau^\alpha \partial_\mu \pi^a}{f_\pi} - \frac{\epsilon^{3ab} V_\mu \pi^b \tau^a}{f_\pi} + A_\mu + \dots \quad (8)$$

где,  $\tau^\alpha$  - изоспиновая матрица Паули,  $\epsilon^{3ab}$  - полный антисимметричный тензор.

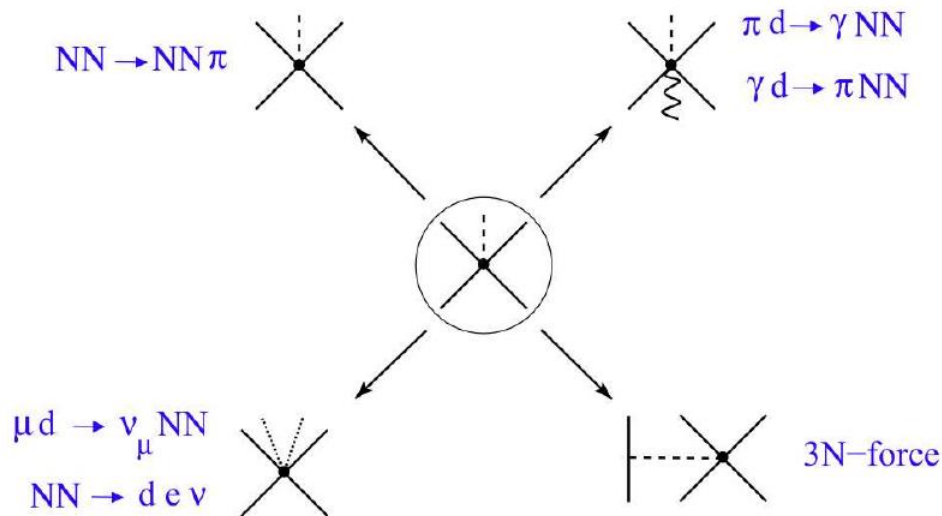


Рис.2.1. Малонуклонные реакции, включающие в себя одну и ту же низкоэнергетическую константу d.

В лагранжиане (7),  $d$  играет роль аналога  $g_a$  константы однонуклонного взаимодействия. Подстановка выражения (8) в выражение (7) как раз дает нам аналог соотношения Гольдбергера-Треймана для двухнуклонных взаимодействий. Полученный лагранжиан описывает локальное взаимодействие двух  $S$ -волновых нуклонов с дополнительным полем или током, между спин-триплетным и спин-синглетным состоянием ( ${}^3S_1 \leftrightarrow {}^1S_0$ ). Константа  $d$  определяется из реакции однопионного рождения  $NN \rightarrow NN\pi$  и одинакова для многих других малонуклонных процессах (Рис.2.1.) [9].

Следует заметить, что наряду с двухнуклонными взаимодействиями, в киральной теории, появляются и трехнуклонные силы во втором порядке  $N^2LO$ , и четырехнуклонные силы в третьем порядке  $N^3LO$ . Киральная теория содержит следующие типы трехнуклонных сил в  $N^2LO$  порядке: а) двухпионный обмен, б) однопионный обмен контактным членом  $(NN)^2\pi$ , с) трехнуклонное контактное взаимодействие.

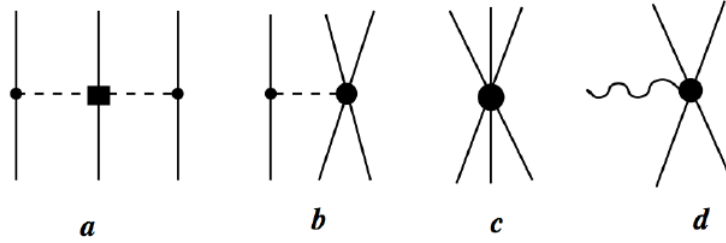


Рис.2.2. Трехнуклонные силы (a, b, c) и контактный мезонно-обменный ток (d), возникающий в киральной эффективной теории [1].

Описание трехнуклонных взаимодействий и обменных токов вплоть до  $N^3LO$  в основном определяется параметрами, получаемыми из двухнуклонных взаимодействий [8]. На Рис.2. изображены диаграммы трехнуклонных взаимодействий. Диаграмму а как раз можно полностью описать именно такими параметрами, однако для описания диаграмм b и c нужно ввести две низкоэнергетические константы  $C_D$  (для диаграмм b и d) и  $C_E$  (для диаграммы c). Первая из них - константа  $C_D$  входит в контактный член  $(NN)^2\pi$ , будучи линейно связанной с параметром  $d$ . Эта же константа входит в контактный член для контактный мезонно-обменного тока (Рис.2.d). Соответствующие константе  $C_D$  трехнуклонные силы, возникают за счет рождения пиона в двухнуклонном столкновении (7), и последующего его поглощения на третьем нуклоне.

## 6 Получение низкоэнергетических констант

В данный момент важным вопросом является подтверждение надежности киральной теории для трехнуклонных систем. Данную теорию можно обосновать путем перекрестной проверки при определении низкоэнергетических констант. Таким образом получается, что основной проблемой киральной теории является определение этих констант.

На данный момент уже получены константы  $C_D$  и  $C_E$  из данных о  $\beta$ -распаде трития[9-10], которые содержат неопределенности, связанные с трехнуклонным характером  $H^3$ . Поэтому, для точного значения, эти константы нужно извлекать из двухнуклонных реакций.

Константу  $d$  можно извлечь из реакции горения солнца( $pp \rightarrow de^+\nu_e$ ). Но так как сечение этой реакции довольно мало, ее нельзя получить в лабораторных условиях. В настоящее время реальной реакцией для получения константы  $d$  используется реакция захвата мю-мезона дейтроном ( $\mu^-d \rightarrow nn\nu_\mu$ ). Другую возможность извлечь константу  $d$  (или  $C_D$ ) дают реакции однопионного рождения в NN столкновении( $pp \rightarrow \{pp\}_s\pi^0$  и  $pn \rightarrow \{pp\}_s\pi^-$ )[11]. Таким образом, если значения низкоэнергетических констант, извлеченных из из реакций рождения пиона, сойдутся с найденными уже, то мы сможем сделать вывод о их точности.

## 7 Заключение

Киральная теория нуклонных сил в настоящее время является основным направлением в области теоретической ядерной физики, которое позволяет описать структуру ядер и характеристику ядерных реакций, а также используется в некоторых других областях физики, таких как астрофизика и физика элементарных частиц. В данной работе было проведено знакомство с ее основными теоретическими аспектами и некоторыми областями применения. Киральная теория нуклонных взаимодействий по своей сути является эффективной теорией поля КХД при низких энергиях, что позволяет нам теоретически описать многие ядерные процессы, с помощью теории сильных взаимодействий(КХД), которые раньше приходилось описывать с помощью феноменологических NN потенциалов.

## Список литературы

- [1] Uzikov Yu.N. Three nucleon forces and some aspects of nuclear astrophysics. In: Book "The Universe Evolution, nuclear astrophysics" Nova Science Publisher, Inc., New York, Eds. Igor Stokovsky and Leonid Blokhintsev, ISBN: 978-1-62808-547-7, 269.-2013.
- [2] Nambu Y. Axial Vector Current Conservation in Weak Interactions // Phys. Rev. Lett. — 1960. — Апр. — Т. 4, вып. 7. — С. 380—382.
- [3] Weinberg S. Phenomenological Lagrangians // Physica A: Statistical Mechanics and its Applications. — 1979. — Т. 96, № 1. — С. 327—340.
- [4] Weinberg S. Nuclear forces from chiral lagrangians // Physics Letters B. — 1990. — Т. 251, № 2. — С. 288—292.

- [5] Weinberg S. Effective chiral lagrangians for nucleon-pion interactions and nuclear forces // Nuclear Physics B. — 1991. — Т. 363, № 1. — С. 3–18.
- [6] Epelbaum E. Nuclear forces from chiral effective field theory-a primer-. - 2010.
- [7] Epelbaum E., Hermann Krebs, Dean Lee, Ulf-G. Meissner Ab initio calculation of the Hoyle state- Phys.Rev.Lett.106:192501.- 2011.
- [8] Epelbaum E., Krebs H., Meissner U.-G. Precision Nucleon-Nucleon Potential at Fifth Order in the Chiral Expansion // Phys. Rev. Lett. — 2015. — Сент. — Т. 115, вып. 12. — С. 122301.
- [9] Navrátil P.[и др.] Structure of  $A = 10 - 13$  Nuclei with Two- Plus Three-Nucleon Interactions from Chiral Effective Field Theory - Phys. Rev. Lett. — 2007. — Июль. — Т. 99, вып. 4. — С. 042501.
- [10] Park T.-S. [и др.] Parameter-free effective field theory calculation for the solar proton-fusion and hep processes - Phys. Rev. C. — 2003. — Май. — Т. 67, вып. 5. — С. 055206.
- [11] Шмакова В.В. Изучение процесса  $pn \rightarrow \{pp\}_s \pi^-$  вблизи порога с образованием  $^1S_0$  протонных пар в поляризованном эксперименте на установке ANKE-COSY - Дубна.- 2017.