

На правах рукописи

Кобелева Елена Анатольевна

**СМЕШИВАНИЕ ФЕРМИОННЫХ ПОЛЕЙ РАЗНОЙ  
ЧЕТНОСТИ**

Специальность 01.04.02 — теоретическая физика

Автореферат

диссертации на соискание учёной степени

кандидата физико-математических наук

Иркутск – 2013

Работа выполнена на кафедре теоретической физики Федерального государственного бюджетного образовательного учреждения высшего профессионального образования «Иркутский государственный университет» (ФГБОУ ВПО ИГУ).

**Научный руководитель:**

доктор физико-математических  
наук, доцент

Калошин Александр Евгеньевич

**Официальные оппоненты:**

доктор физико-математических  
наук, профессор, ЛТФ ОИЯИ г. Дубна  
начальник сектора

Дорохов Александр Евгеньевич

кандидат физико-математических  
наук, ИДСТУ СО РАН г. Иркутск  
ведущий научный сотрудник

Раджабов Андрей Евгеньевич

**Ведущая организация:**                    Институт математики СО РАН г. Новосибирск

Защита состоится 26 марта 2014 г. в 10.00 на заседании диссертационного совета Д.212.074.04 при Федеральном государственном бюджетном образовательном учреждении высшего профессионального образования «Иркутский государственный университет» (ФГБОУ ВПО ИГУ) по адресу: 664003, г. Иркутск, бульвар Гагарина, 20

С диссертацией можно ознакомиться в научной библиотеке ФГБОУ ВПО ИГУ.

Автореферат разослан «\_\_\_» февраля 2014 г.

Ученый секретарь диссертационного совета

Б. В. Мангазеев

# Общая характеристика работы

## Актуальность темы

В настоящее время эффекты смешивания состояний (или полей) хорошо известны в физике нейтрино, кварков и адронов и продолжают являться объектом интенсивных исследований. Это явление, квантомеханическое по природе, возникает в том случае, если рождаются и детектируются не состояния с определенной массой, а их суперпозиция. Что касается теоретического описания явлений смешивания, то с течением времени и развитием эксперимента происходит постепенный переход от упрощенного квантомеханического формализма к методам квантовой теории поля. При этом центральными объектами становятся матричные вершина и пропагатор с учетом петлевых поправок.

Смешивание фермионных полей имеет некоторые особенности по сравнению с бозонными. Фермион и антифермион имеют противоположную  $P$ -четность, поэтому в фермионном пропагаторе содержатся вклады разной четности. Четность фермионного поля - это четность соответствующего решения с положительной энергией. В результате, помимо стандартного смешивания полей с одинаковыми квантовыми числами, для фермионов существуют петлевые переходы между полями противоположной четности, даже если четность сохраняется в вершине. В этом случае при одевании двух фермионных полей возникает также недиагональный собственно-энергетический вклад, что приводит к матричному пропагатору необычного вида и к модификации амплитуд.

Эффект петлевого смешивания указанного типа может проявляться в физике барионных резонансов, различных спинов и четности, поэтому с учетом достигнутой высокой точности парциального анализа это наиболее подходящая реакция для поиска экспериментального проявления изучаемого эффекта.

## **Цель работы**

Целью работы является теоретическое изучение смешивания фермионных полей разной четности при сохранении четности в вершине и поиск экспериментальных проявлений этого эффекта при рождении резонансных состояний в  $\pi N$  рассеянии.

## **Научная новизна**

В работе впервые построен перенормированный матричный фермионный пропагатор фермионных полей спина  $1/2$  и  $3/2$  с учетом смешивания полей разной четности. С использованием полученного пропагатора были построены парциальные амплитуды для барионов  $J = 3/2$ , удовлетворяющие многоканальному условию унитарности. Построенные амплитуды впервые были применены для совместного анализа экспериментальных данных парциальных волн  $P_{13}$  и  $D_{13}$  в  $\pi N$  рассеяния. Впервые адаптирован  $K$ -матричный подход, включающий эффект смешивания фермионных полей разной четности, для совместного описания парциальных волн  $P_{11}$  и  $S_{11}$  в  $\pi N$  рассеянии.

## **Научная и практическая значимость**

Работа носит теоретический характер. Исследованная в диссертации задача является частью более широкой проблемы смешивания фермионных полей в квантовой теории поля. Разработанные подходы могут быть использованы в экспериментах по рождению барионных резонансов для более детальной и адекватной интерпретации результатов.

## **Степень достоверности**

Достоверность полученных результатов обеспечивается использованием корректных методов анализа данных. Полученные амплитуды удовлетворяют

общим принципам квантовой теории поля и имеют правильные аналитические свойства. В тех случаях, где возможно сравнение, результаты компьютерного моделирования находятся в соответствии с результатами, полученными другими авторами.

## **Личный вклад автора**

Постановка задач, решаемых в диссертационной работе формулировалась автором совместно с научным руководителем. Автору принадлежит основной вклад в разработке программ для расчета амплитуд, их применение для анализа экспериментальных данных и сопоставлении с другими подходами. Автор внес существенный вклад в совместный анализ и физическую интерпретацию полученных результатов.

## **Апробация работы**

Основные результаты докладывались и обсуждались:

1. на Байкальских научных молодежных школах по фундаментальной физике БШФФ-2009, БШФФ-2011, Иркутск;
2. на XX международном Балдинском семинаре по проблемам физики высоких энергий, ОИЯИ, Дубна, 2011;
3. на летних Байкальских школах по физике элементарных частиц и астрофизике БШФЭЧА-2008, БШФЭЧА-2011, Иркутск-Дубна;
4. на 7-м Международном российско-корейском семинаре по современным проблемам ядерной физики и физики элементарных частиц, ОИЯИ, Большие Коты, 2013.
5. на семинаре в ИДСТУ СО РАН, Иркутск.

6. на семинарах кафедры теоретической физики физического факультета Иркутского государственного университета.

## Публикации

Основные результаты по теме диссертации изложены в 7 печатных работах в отечественных и зарубежных изданиях, в том числе 4 статьи из списка ВАК.

## Основные положения выносимые на защиту

1. Существует нестандартный тип смешивания, когда на петлевом уровне возникают переходы между фермионными полями разной четности при сохранении четности в вершинах. Это приводит к возникновению матричных перенормированных пропагаторов полей спина 1/2 (или 3/2) и появлению в них вкладов с  $\gamma^5$  матрицей.
2. Использование полученных одетых пропагаторов для расчета амплитуд  $\pi N \rightarrow \pi N$  приводит к известному соотношению Мак-Дауэлла, связывающему между собой две парциальные амплитуды. При этом резонанс в одной волне порождает фон в другой и наоборот. Наиболее сильно эта связь сказывается в волне с меньшим орбитальным моментом.
3. Обсуждаемый эффект смешивания может быть учтен в рамках  $K$ -матричного подхода, для этого достаточно вычислить древесные амплитуды методами эффективной теории поля. Это также приводит к возникновению пары парциальных волн, связанных между собой соотношением Мак-Дауэлла.
4. Эффект смешивания полей разной четности обнаруживается в парциальном анализе реакции  $\pi N \rightarrow \pi N$  в виде заметной по величине интерференции резонанса с фоном, при этом фон коррелирован со свойствами резонанса в другой волне. Наиболее просто эффект идентифицируется в паре парциальных волн  $P_{13}, D_{13}$  ( $J^P = 3/2^\pm$ ) и  $S_{11}, P_{11}$  ( $J^P = 1/2^\pm$ ).

## Структура и объем диссертации

Диссертационная работа состоит из введения, трех глав, заключения и библиографического указателя, содержащего 81 ссылку. Общий объем диссертации — 82 стр, включая 2 таблицы и 11 рисунков.

## Краткое содержание работы

Во **введении** отражена актуальность исследуемой темы, сформулированы цели и задачи работы и излагаются основные результаты.

В **первой главе** дается описание смешивания фермионных полей с точки зрения квантовой теории поля.

В **разделе 1.1.** рассматривается стандартная картина петлевого смешивания фермионов с одинаковыми квантовыми числами. Для получения одетого фермионного пропагатора необходимо решить уравнение Дайсона-Швингера:

$$G(p) = G_0 + G\Sigma G_0. \quad (1)$$

Для решения этого уравнения удобно использовать разложение в базисе проекционных операторов  $\Lambda^\pm(p) = \frac{1}{2}\left(1 \pm \frac{\hat{p}}{W}\right)$ . В этом базисе уравнение Дайсона-Швингера сводится к уравнениям на числовые коэффициенты. Коэффициенты в проекционном базисе обладают очевидным свойством:

$$\Sigma^2(W) = \Sigma^1(-W). \quad (2)$$

При наличии недиагональных переходов  $\Sigma_{ij}$ , связывающих различные фермионные поля уравнение Дайсона-Швингера приобретает матричные индексы. Будем полагать, что фермионные поля  $\Psi_i$  обладают одинаковыми квантовыми числами и в лагранжиане четность сохраняется. Матричный одетый

пропагатор в базисе  $\Lambda^\pm$  выглядит так:

$$\begin{aligned}
G(p) &= \Lambda^+(S^1(W))^{-1} + \Lambda^-(S^2(W))^{-1} = \\
&= \Lambda^+ \left( \begin{array}{cc} \frac{W - m_2 - \Sigma_{22}^1}{\Delta_1} & -\frac{\Sigma_{12}^1}{\Delta_1} \\ -\frac{\Sigma_{21}^1}{\Delta_1} & \frac{W - m_1 - \Sigma_{11}^1}{\Delta_1} \end{array} \right) + \\
&+ \Lambda^- \left( \begin{array}{cc} \frac{-W - m_2 - \Sigma_{22}^2}{\Delta_2} & -\frac{\Sigma_{12}^2}{\Delta_2} \\ -\frac{\Sigma_{21}^2}{\Delta_2} & \frac{-W - m_1 - \Sigma_{11}^2}{\Delta_2} \end{array} \right), \tag{3}
\end{aligned}$$

где

$$\begin{aligned}
\Delta_1 &= (W - m_1 - \Sigma_{11}^1)(W - m_2 - \Sigma_{22}^2) - \Sigma_{12}^4 \Sigma_{21}^3, \\
\Delta_2 &= (-W - m_1 - \Sigma_{11}^2)(-W - m_2 - \Sigma_{22}^1) - \Sigma_{12}^3 \Sigma_{21}^4 = \Delta_1(W \rightarrow -W). \tag{4}
\end{aligned}$$

Использование проекционных операторов  $\Lambda^\pm$  разделяет вклады полюсов с положительной и отрицательной энергией. Поскольку матричные коэффициенты связаны соотношением  $G_2(W) = G_1(-W)$ , то достаточно перенормировать только вклады полюсов с положительной энергией  $G_1(W)$ .

В **разделе 1.2** рассмотрено совместное одевание двух фермионных полей разной четности при сохранении четности в вершине (OPF-смешивание). Это приводит к тому, что диагональные петлевые переходы  $\Sigma_{ii}$  содержат только  $I$  и  $\hat{p}$  матрицы, а недиагональные  $\Sigma_{12}, \Sigma_{21}$  обязательно содержат  $\gamma^5$ . Проекционный базис необходимо дополнить элементами, содержащими  $\gamma^5$ :

$$\mathcal{P}_1 = \Lambda^+, \quad \mathcal{P}_2 = \Lambda^-, \quad \mathcal{P}_3 = \Lambda^+ \gamma^5, \quad \mathcal{P}_4 = \Lambda^- \gamma^5. \tag{5}$$



В этом базисе матрица одетого пропагатора имеет вид:

$$\begin{aligned}
G = & \mathcal{P}_1 \begin{pmatrix} \frac{-W - m_2 - \Sigma_{22}^2}{\Delta_1} & 0 \\ 0 & \frac{-W - m_1 - \Sigma_{11}^2}{\Delta_2} \end{pmatrix} + \\
& + \mathcal{P}_2 \begin{pmatrix} \frac{W - m_2 - \Sigma_{22}^1}{\Delta_2} & 0 \\ 0 & \frac{W - m_1 - \Sigma_{11}^1}{\Delta_1} \end{pmatrix} + \\
& + \mathcal{P}_3 \begin{pmatrix} 0 & \frac{\Sigma_{12}^3}{\Delta_1} \\ \frac{\Sigma_{21}^3}{\Delta_2} & 0 \end{pmatrix} + \mathcal{P}_4 \begin{pmatrix} 0 & \frac{\Sigma_{12}^4}{\Delta_2} \\ \frac{\Sigma_{21}^4}{\Delta_1} & 0 \end{pmatrix}.
\end{aligned} \tag{6}$$

Здесь

$$\begin{aligned}
\Delta_1 &= (W - m_1 - \Sigma_{11}^1)(-W - m_2 - \Sigma_{22}^2) - \Sigma_{12}^3 \Sigma_{21}^4, \\
\Delta_2 &= (-W - m_1 - \Sigma_{11}^2)(W - m_2 - \Sigma_{22}^1) - \Sigma_{12}^4 \Sigma_{21}^3 = \Delta_1(W \rightarrow -W).
\end{aligned} \tag{7}$$

В матричном пропагаторе появились вклады с  $\gamma^5$  матрицей. Однако при вычислении матричных элементов они умножаются на соответствующие вершины и в адронных амплитудах  $\gamma^5$  отсутствуют.

В разделе 1.3 рассмотрено влияние эффекта ОРФ-смешивания на процессы рождения барионных резонансов спин-четности  $J^P = 1/2^\pm$  с изоспином  $I = 1/2$  в  $\pi N$ -столкновениях:  $\pi N \rightarrow (N_1, N_2) \rightarrow \pi N$ .

В случае  $n$  каналов, амплитуда рассеяния является матрицей размерности  $n$ :

$$T = \bar{u}(p_2, s_2) R u(p_1, s_1), \tag{8}$$

где  $\bar{u}(p_2, s_2)$  и  $u(p_1, s_1)$  четырех-компонентные спиноры, соответствующие конечным и начальным состояниям нуклона, а  $R$  — матрица той же размерности  $n$ , состоящая из пропагатора  $G$  и констант связи.

Рассмотрим два состояния разной четности:  $N_1(1/2)^+$  и  $N_2(1/2)^-$  и два

канала ( $\pi N$  и  $\eta N$ ). В этом случае матрица  $R$  имеет вид:

$$R = - \begin{pmatrix} ig_{1,\pi}\gamma^5 & g_{2,\pi} \\ ig_{1,\eta}\gamma^5 & g_{2,\pi} \end{pmatrix} \times G \times \begin{pmatrix} ig_{1,\pi}\gamma^5 & ig_{1,\eta}\gamma^5 \\ g_{2,\pi} & g_{2,\eta} \end{pmatrix}, \quad (9)$$

и обобщение для случая  $n$  каналов и  $m$  смешивающихся состояний очевидно.

Используя матричный пропагатор с учетом ОРФ-смешивания можно получить двухканальные  $s$ - и  $p$ - парциальные волны. Полученные амплитуды удовлетворяют многоканальному условию унитарности. Но некоторые качественные вещи видны из древесных амплитуд, которые выглядят следующим образом:

$$f_{s,+}^{\text{tree}}(\pi N \rightarrow \pi N) = \frac{(E_1 + m_N)}{8\pi W} \left[ \frac{g_{1,\pi}^2}{-W - m_1} - \frac{g_{2,\pi}^2}{W - m_2} \right]. \quad (10)$$

$$f_{p,-}^{\text{tree}}(\pi N \rightarrow \pi N) = \frac{(E_1 - m)}{8\pi W} \left[ -\frac{g_{1,\pi}^2}{W - m_1} + \frac{g_{2,\pi}^2}{-W - m_2} \right]. \quad (11)$$

Здесь  $W = \sqrt{s}$  — полная энергия в системе центра масс, и  $E_N^{(\pi)}$  ( $E_N^{(\eta)}$ ) — энергия нуклона в системе центра масс для системы  $\pi N$  ( $\eta N$ )

$$E_N^{(\pi)} = \frac{W^2 + m_N^2 - m_\pi^2}{2W}. \quad (12)$$

Можно отметить, что полученные амплитуды (и в частности (10)–(11)) обладают симметрией Мак-Дауэлла, связывающей две парциальные волны

$$f_{l,+}(W) = -f_{l+1,-}(-W), \quad (13)$$

Заметим, что полученные парциальные волны удовлетворяют условию унитарности.

В разделе 1.4 полученные амплитуды используются для  $\pi N$  парциальных  $s$ - и  $p$ -волн, где могут рождаться барионы  $J^P = 1/2^\pm$ . Оценки наблюдаемых эффектов показывают, что смешивание полей разной четности приводит к вполне заметным по величине эффектам в  $s$ -волне, тогда как в  $p$ -волне влияние гораздо меньше, как видно на рис. 1. Такая картина объясняется величинами констант связи в (10)–(11)  $|g_{2,\pi}| \ll |g_{1,\pi}|$  и видна на качественном уровне из

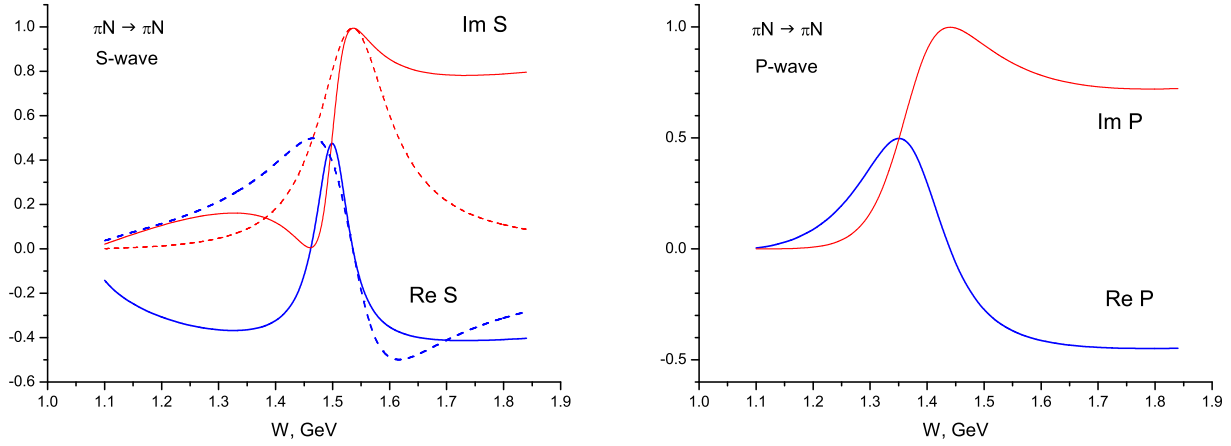


Рис. 1: Слева: результаты расчетов для  $s$ -волновой парциальной волны  $\pi N$  рассеяния. Сплошные линии – реальная и мнимая части парциальной амплитуды в одноканальном приближении с параметрами, соответствующими параметрам резонансов. Штриховые линии соответствуют амплитудам без учета эффекта смешивания:  $\Sigma_{12} = \Sigma_{21} = 0$ . Справа: Реальная и мнимая части  $p$ -волновой парциальной волны. Сплошные и штриховые линии совпадают друг с другом. Парциальные волны удовлетворяют одноканальному условию унитарности  $\text{Im } S = |S|^2$ .

древесных амплитуд. Поскольку мы проводили нормировку с помощью ширины резонанса, это неравенство между константами связи является следствием неравенства  $s$ - и  $p$ -волновых фазовых объемов. В  $s$ -волне мы наблюдаем унитаризованную интерференционную картину «резонанс + фон». При этом фон (происходящий от чужого резонанса) дает отрицательный вклад в фазу  $s$ -волнового рассеяния. В результате ОРФ-смешивание приводит к связи двух парциальных волн  $\pi N$  рассеяния, причем, как будет показано ниже, эта связь в основном односторонняя: она влияет на амплитуду с меньшим орбитальным моментом.

Во **второй главе** дается описание смешивания при рождении барионов  $3/2^\pm$ , а также показаны результаты применения полученных амплитуд для совместного описания парциальных волн  $P_{13}$  и  $D_{13}$  в  $\pi N$  рассеянии. Частицы со спином  $3/2$  в рамках теории поля обычно описывают векторно-спинорным полем  $\Psi^\mu$ , называемым полем Рариты-Швингера [3].

Пропагатор поля Рариты-Швингера имеет вид (см. подробности в [4]):

$$G^{\mu\nu}(p) = \mathcal{P}_1^{\mu\nu} \cdot \bar{G}_1(W) + \mathcal{P}_2^{\mu\nu} \cdot \bar{G}_2(W) + (s=1/2 \text{ вклады}), \quad (14)$$

где элементы базиса

$$\mathcal{P}_1^{\mu\nu} = \Lambda^+ P_{3/2}^{\mu\nu}, \quad \mathcal{P}_2^{\mu\nu} = \Lambda^- P_{3/2}^{\mu\nu}. \quad (15)$$

Оператор  $P_{3/2}$  имеет вид:

$$P_{3/2}^{\mu\nu} = g^{\mu\nu} - n_1^\mu n_1^\nu - n_2^\mu n_2^\nu, \quad (16)$$

где введены единичные вектора, ортогональные между собой

$$n_1^\mu = \frac{1}{\sqrt{3}p^2}(-p^\mu + \gamma^\mu \hat{p})\hat{p}, \quad n_2^\mu = \frac{p^\mu}{\sqrt{p^2}}, \quad (n_i \cdot n_j) = \delta_{ij}. \quad (17)$$

При наличии нарушения четности или при рассмотрении смешивания полей разной четности базис в секторе  $s = 3/2$  надо пополнить элементами, содержащими  $\gamma^5$ .

$$\begin{aligned} Q_1^{\mu\nu} &= \mathcal{P}_1^{\mu\nu}, & Q_2^{\mu\nu} &= \mathcal{P}_2^{\mu\nu}, \\ Q_3^{\mu\nu} &= \mathcal{P}_1^{\mu\nu} \gamma^5, & Q_4^{\mu\nu} &= \mathcal{P}_2^{\mu\nu} \gamma^5. \end{aligned} \quad (18)$$

При наличии нарушения четности или при рассмотрении смешивания полей разной четности базис в секторе  $s = 3/2$  надо пополнить элементами, содержащими  $\gamma^5$ .

Пусть мы имеем два поля  $\Psi^\mu$  разной четности. При учете унитарного смешивания одетый пропагатор имеет вид

$$G^{\mu\nu}(p) = \sum_{M=1}^4 Q_M^{\mu\nu} \cdot \bar{G}_M(W) + (s=1/2 \text{ вклады}), \quad (19)$$

где  $\bar{G}_M(W)$  представляют собой матрицы размерности 2 — решения матричного уравнения Дайсона-Швингера.

Далее, действуя по методу, описанному в 1 главе, мы получаем унитарные парциальные амплитуды с учетом смешивания, написанные в двухканальном

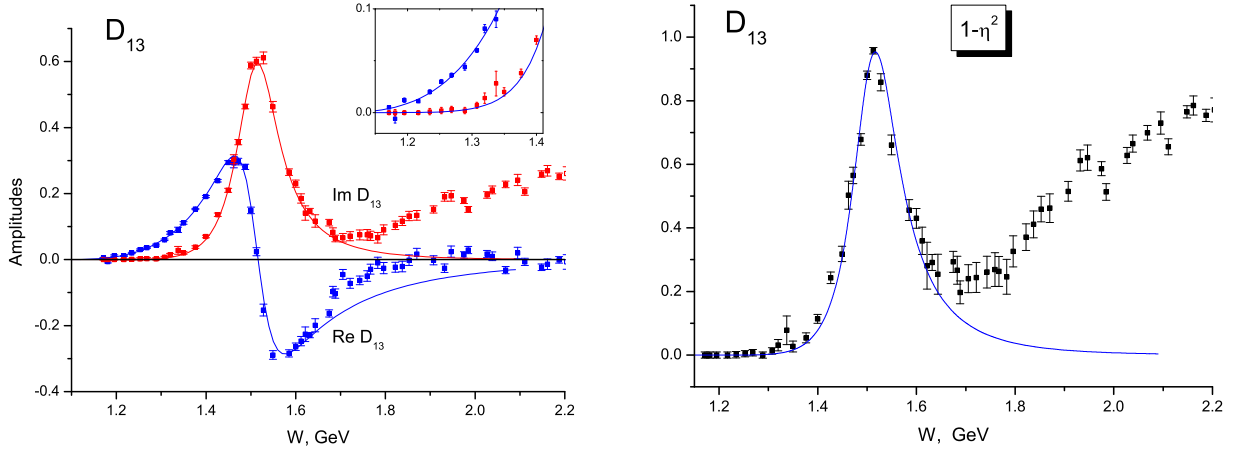


Рис. 2: Слева: парциальная волна  $D_{13}$   $\pi N$  рассеяния [1] и результаты фитирования нашими формулами с учетом  $\pi N$  и  $\sigma N$  каналов ( $W < 1.7$  GeV). Справа: неупругость от PWA [1] и наша кривая, соответствующая левому графику.

приближении:  $\pi N$  и  $\eta N$  каналы. При написании амплитуд мы должны учитывать  $W$ -зависимый форм-фактор в вершине (так называемый фактор центростремительного барьера):  $g \rightarrow g \cdot F(W^2)$ .

Пробуя описать  $P_{13}$ ,  $D_{13}$  отдельно (в трехканальном приближении:  $\pi N$ ,  $\eta N$  и  $\sigma N$ , где  $\sigma N$  - некоторый «эффективный» канал [6]), мы установили, что, как и в случае со спином 1/2, эффект OPF-смешивания является более существенным для волн с низшим орбитальным моментом  $l$  (волна  $P_{13}$ ). Оказывается, что описание  $P_{13}$  и  $D_{13}$  по отдельности приводит к достаточно хорошему качеству описания, см. рис.2. При этом фоновый вклад в волне  $P_{13}$ , который четко виден в результатах парциального анализа, по знаку и абсолютной величине приблизительно воспроизводится эффектом OPF-смешивания, см. рис.3.

Оба фита хорошо согласуются друг с другом в параметрах резонансов, но расходятся в параметрах форм-фактора. Полученные параметры не противоречат значениям масс и константам связи для волн  $D_{13}(1520)$ ,  $P_{13}(1720)$  в таблицах RPP [7]. Что касается совместного фитирования двух парциальных волн, то оно дает только качественное описание. Для лучшего качества описания нужно более аккуратное описание  $(\pi\pi)N$  каналов и учет гладких вкладов

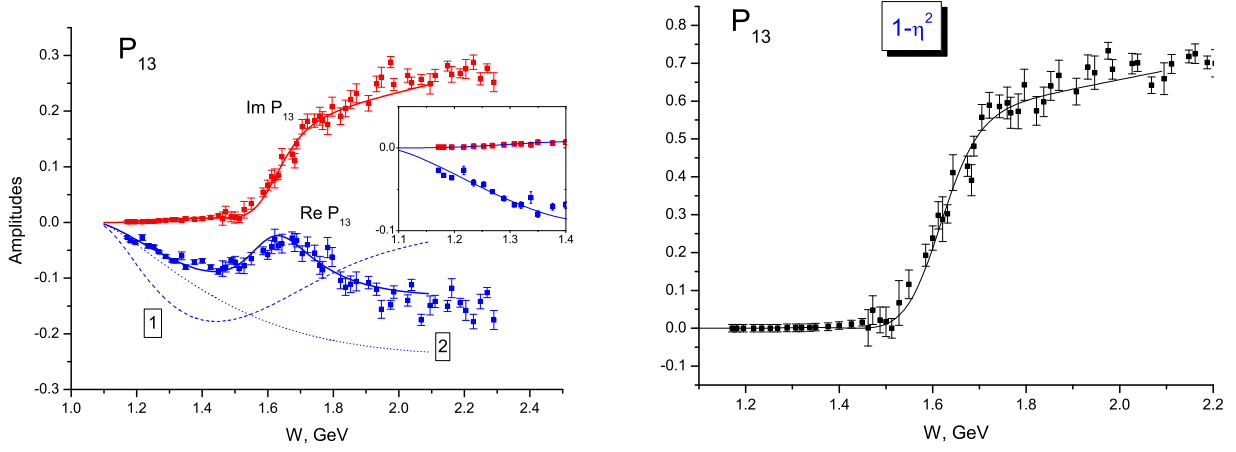


Рис. 3: Парциальная волна  $P_{13}$   $\pi N$  рассеяния [1] и результат фитирования нашими формулами с учетом  $\pi N$  и  $\sigma N$  каналов ( $W < 2.0$  GeV). Параметры резонанса  $D_{13}$  фиксированы. Кривые 1 и 2 показывают реальную часть фонового вклада от  $D_{13}$  резонанса ( $g_{2,\pi} = g_{2,\sigma} = 0$ ). Справа: неупругость от PWA [1] и наша кривая, соответствующая левому графику.

в  $D_{13}$ .

Таким образом, мы видим, что эффект смешивания полей разной четности приводит к значительным эффектам при рождении барионов и может быть идентифицирован в рождении барионных резонансов  $3/2^\pm$  в  $\pi N$  рассеянии. А именно: предсказываемая связь между двумя парциальными волнами  $P_{13}$ ,  $D_{13}$  вполне соответствует результатам парциального анализа.

В **третьей главе** рассматривается  $K$ -матричный подход для рассмотрения эффекта OPF-смешивания. При наличии нескольких резонансных состояний и нескольких каналов, описанный в первой главе подход становится слишком громоздким.  $K$ -матричный подход работает для любого количества каналов и состояний, поэтому используем его для совместного описания парциальных волн  $S_{11}$  и  $P_{11}$  в  $\pi N$  рассеянии.

В **разделе 3.1** показан упрощенный вариант рассмотрения: два резонансных состояния ( $1/2^+$  и  $1/2^-$ ) и два канала ( $\pi N$  и  $\eta N$ ). Используя эффективные лагранжианы, можно рассчитать вклады от состояний  $N_1, N_2$  в парциальной волне на древесном уровне. Древесные амплитуды были выписаны выше (10)–

(11).

Древесные амплитуды содержат как полюса с положительной, так и с отрицательной энергией, которые возникают из пропагаторов полей противоположной четности  $N_1$  и  $N_2$ . Учет петлевых переходов приводит к одеванию состояний, а также к смешиванию этих двух полей.

Обратим внимание, что замена  $W \rightarrow -W$  дает

$$E_N^{(\pi)} + m_N \rightarrow -(E_N^{(\pi)} - m_N), \quad (20)$$

поэтому древесные амплитуды обладают симметрией Мак-Дауэлла [2]

$$f_{p,-}(W) = -f_{s,+}(-W). \quad (21)$$

В  $K$ -матричном представлении для парциальных амплитуд

$$f = K(1 - iPK)^{-1}, \quad (22)$$

диагональная матрица  $iP$ , построенная из импульсов в системе центра масс, происходит от мнимой части петли. Таким образом,  $K$ -матрица это просто матрица древесных амплитуд, которые следует отождествить с амплитудами (10)–(11). Если затравочные амплитуды обладают симметрией Мак-Дауэлла, то это свойство переносится на  $K$ -матричные амплитуды.

В результате мы приходим к представлению парциальных амплитуд для  $s$ - и  $p$ -волн:

$$f_s(W) = K_s(W)(1 - iPK_s(W))^{-1}, \quad f_p(W) = K_p(W)(1 - iPK_p(W))^{-1}, \quad (23)$$

где матрицы  $K_s$ ,  $K_p$  (т.е. древесные амплитуды (10)–(11)), могут быть записаны в факторизованной форме:

$$K_s = -\frac{1}{8\pi}\rho_s\hat{K}_s\rho_s, \quad K_p = \frac{1}{8\pi}\rho_p\hat{K}_p\rho_p. \quad (24)$$

Здесь  $\rho_s$ ,  $\rho_p$  — диагональные кинематические матрицы, а матрица  $P$  состоит из СЦМ импульсов, как аналитических функций, зависящих от  $W$ . В этом случае

«примитивные»  $K$ -матрицы ( $\hat{K}_s, \hat{K}_p$ ) содержат полюса как с положительной так и с отрицательной энергией

$$\hat{K}_s(W) = \begin{pmatrix} \frac{g_{1,\pi}^2}{W - m_1} + \frac{g_{2,\pi}^2}{W + m_2}, & \frac{g_{1,\pi}g_{2,\eta}}{W - m_1} + \frac{g_{2,\pi}g_{2,\eta}}{W + m_2} \\ \frac{g_{1,\pi}g_{2,\eta}}{W - m_1} + \frac{g_{2,\pi}g_{2,\eta}}{W + m_2}, & \frac{g_{1,\eta}^2}{W - m_1} + \frac{g_{2,\eta}^2}{W + m_2} \end{pmatrix}, \quad (25)$$

$$\hat{K}_p(W) = \begin{pmatrix} \frac{g_{1,\pi}^2}{-W - m_1} + \frac{g_{2,\pi}^2}{-W + m_2}, & \frac{g_{1,\pi}g_{2,\eta}}{-W - m_1} + \frac{g_{2,\pi}g_{2,\eta}}{-W + m_2} \\ \frac{g_{1,\pi}g_{2,\eta}}{-W - m_1} + \frac{g_{2,\pi}g_{2,\eta}}{-W + m_2}, & \frac{g_{1,\eta}^2}{-W - m_1} + \frac{g_{2,\eta}^2}{-W + m_2} \end{pmatrix}, \quad (26)$$

$$\hat{K}_p(W) = \hat{K}_s(-W). \quad (27)$$

Напомним, что  $m_1$  является массой  $J^P = 1/2^-$  состояния, а  $m_2$  массой состояния  $J^P = 1/2^+$ . Обобщение этой конструкции на случай нескольких каналов и состояний очевидно.

Заметим, что наша  $K$ -матричная амплитуда может быть переписана в другом виде, близком к тому, который используется в [8]

$$\begin{aligned} f_s(W) &= -\frac{1}{8\pi} \rho_s \hat{K}_s [1 + i \rho_s P \rho_s \hat{K}_s(W)/(8\pi)]^{-1} \rho_s, \\ f_p(W) &= \frac{1}{8\pi} \rho_p \hat{K}_p [1 - i \rho_p P \rho_p \hat{K}_p(W)/(8\pi)]^{-1} \rho_p. \end{aligned} \quad (28)$$

Мы использовали простейшие эффективные лагранжианы для получения древесных амплитуд. Но, как известно, спонтанное нарушение киральной симметрии приводит к тому, что пионное поле входит в лагранжиан в виде производной. Включение производной изменяет древесные амплитуды и, следовательно,  $K$ -матрицу. Это приводит к тому, что в «примитивной»  $K$ -матрице (25) – (26) происходит модификация полюсных вкладов:

$$g_2^2 \rightarrow f_2^2(W - m_N)^2, \quad \text{для } s\text{-волны}, \quad (29)$$

$$g_2^2 \rightarrow f_2^2(W + m_N)^2, \quad \text{для } p\text{-волны}. \quad (30)$$

Появившийся фактор  $(W - m_N)^2$  в  $s$ -волне очень сильно влияет на пороговые свойства.



В разделе 3.2 показывается использование  $K$ -матрицы для анализа парциальных волн  $S_{11}$  и  $P_{11}$  в области энергий  $W < 2$  ГэВ в трехканальном приближении:  $\pi N$ ,  $\eta N$  и  $\sigma N$ , где последний является «эффективным» каналом, аппроксимирующим различные  $\pi\pi N$  состояния.  $K$ -матрица содержит несколько состояний  $J^P = 1/2^+$  и  $J^P = 1/2^-$ . Отметим, что при описании парциальных волн  $S_{11}$  и  $P_{11}$  по отдельности  $p$ -волна достаточно хорошо описывается нашими формулами при наличии производной в вершине, при этом  $s$ -волновые состояния в амплитудах отсутствуют. Вариант использования вершин без производных приводит к ухудшению описания, но при этом нужны также два состояния с приблизительно теми же массами. Оба варианта дают отрицательный вклад фона в  $S_{11}$  волну, сравнимый по величине с другими вкладами, но вариант без производной в вершине приводит к большому по величине фоновому вкладу, быстро меняющемуся вблизи порогов. Разумеется, надо иметь в виду, что канал  $\sigma N$  это некоторый эффективный канал, который может иметь разную природу в этих волнах. Поэтому поведение фонового вклада при низких энергиях (при отсутствии производной в вершине) не слишком жестко фиксировано. Но описание парциальной волны  $P_{11}$  без производной в вершине противоречит данным о  $S_{11}$ . Наличие производной в вершине приводит к подавлению пороговой области из-за появления фактора  $(W - m_N)^2$ , но в области резонансов это по-прежнему заметный по величине вклад.

Поскольку соотношение Мак-Дауэлла связывает две парциальных волны, совершенно естественно выполнить совместный анализ амплитуд  $S_{11}$  и  $P_{11}$ , когда резонансные состояния в одной волне могут генерировать фон в другой. В этом случае  $K$ -матрица (25) – (26) имеет полюса с положительной и отрицательной энергией: мы используем два полюса в  $s$ -волне и два в  $p$ -волне. Это приводит к заметному улучшению описания, в данном случае  $\chi^2/\text{DOF} = 850/190$  – рис.4.

Очевидно, что, фон в амплитуде может порождаться не только полюсами с отрицательной энергией, но и другими вкладами. Учесть это можно различ-

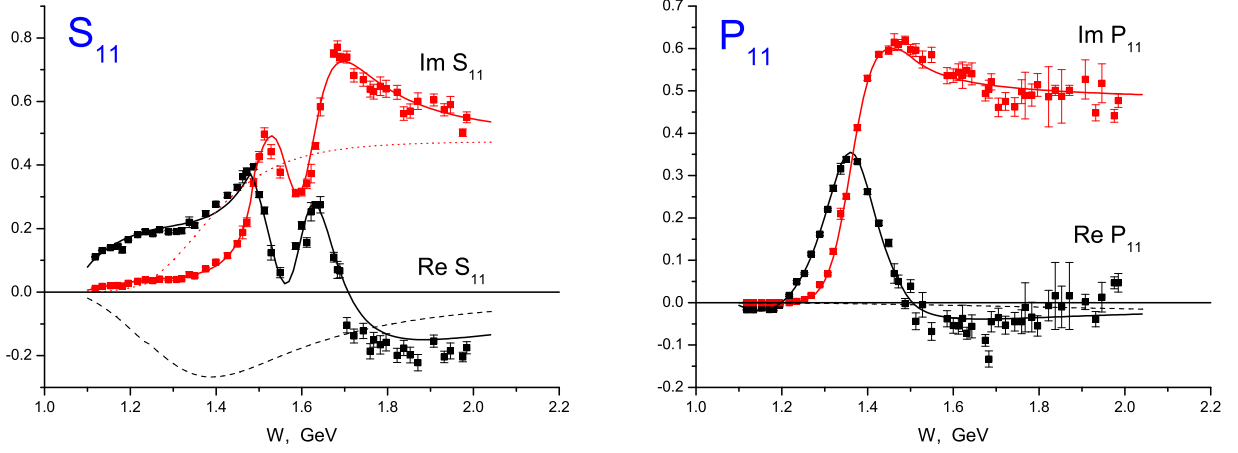


Рис. 4: Результат совместного фитирования  $S_{11}$  и  $P_{11}$  волн в  $\pi N$  рассеянии.  $K$ -матрица имеет два  $s$ -волновых и два  $p$ -волновых полюса. Пунктирные линии показывают реальную и мнимую часть (унитаризированного) фонового вклада. Мнимая часть фона для  $p$ -волны значительно ниже, чем реальная и это не видно на рисунке.

ным образом: либо включением форм-фактора в вершине, либо добавлением не-полюсных вкладов в  $K$ -матрицу. Мы сделаем это, добавив в упругие амплитуды  $\pi N \rightarrow \pi N$  гладкие вклады вида:

$$\hat{K}_s^B = A + B(W - m_N)^2, \quad \hat{K}_p^B = A + B(W + m_N)^2, \quad (31)$$

так, чтобы не нарушить свойство симметрии Мак-Дауэлла. Такой вид соответствует полюсным вкладам большой массы в  $s$ - и  $p$ -волнах. В результате мы получим совсем неплохое качество описания рис. 5. Заметим, что мы имеем достаточно хорошее качество описания  $\chi^2/\text{DOF} = 584/187$ .

Таким образом, осуществляемый совместный анализ  $S_{11}$  и  $P_{11}$  парциальных волн показывает, что ОРФ-смешивание дает весьма заметное влияние на рождение  $1/2^\pm$  барионов.

После проведенного анализа результатов парциального анализа были вычислены положения полюсов в комплексной плоскости энергии, которые даются полученными амплитудами. Вычисленные значения полюсных масс и ширин в целом соответствуют результатам других анализов.

Эффект смешивания фермионных полей противоположной четности мо-

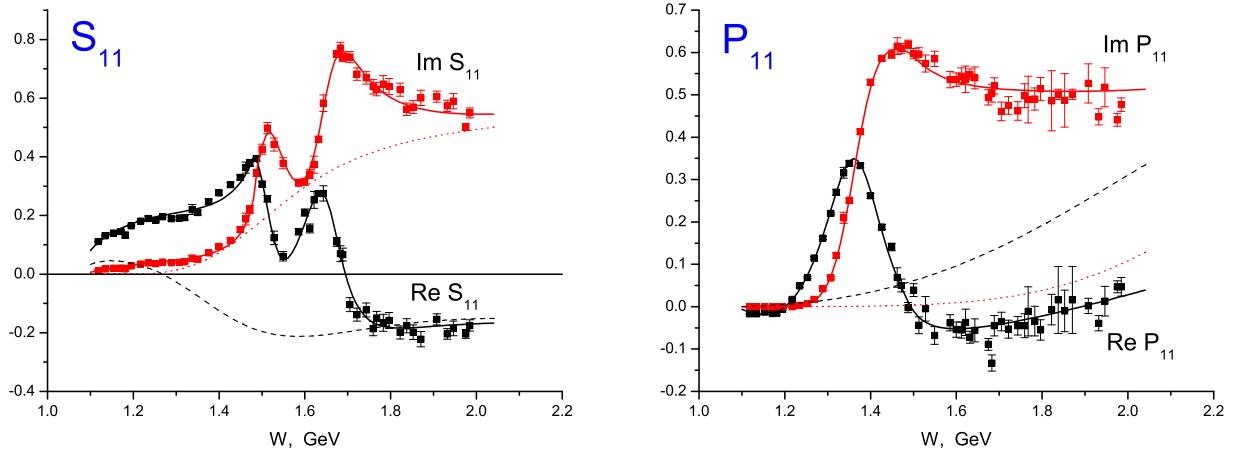


Рис. 5: Результаты совместного фитирования  $S_{11}$  и  $P_{11}$  волн в  $\pi N$  рассеянии.  $K$ -матрица имеет два  $s$ - и два  $p$ -волновых полюса и фон (31).

жет быть реализован в рамках  $K$ -матричного подхода.  $K$ -матричный подход использовался для описания парциальных волн  $S_{11}$  и  $P_{11}$ . Сконструированные таким образом волны обладают симметрией Мак-Дауэлла, которая связывает две парциальные волны при замене  $W \rightarrow -W$ . Это приводит к тому, что резонанс в одной парциальной волне дает фоновый вклад в другой и наоборот. Обнаружено, что эффект петлевого смешивания полей разной четности виден в результатах PWA, как связь между двумя парциальными волнами  $S_{11}$  и  $P_{11}$ .

Таким образом, осуществляемый совместный анализ  $S_{11}$  и  $P_{11}$  парциальных волн показывает, что OPF-смешивание дает весьма заметное влияние на рождение  $1/2^\pm$  барионов.

В разделе 3.3 обсуждается возможность прямого использования полюсной массы и ширины для описания рождения нестабильной частицы вместо привычных теоретико-полевых параметров. Существуют разные схемы перенормировки резонанса при анализе данных. Наиболее часто употребляется схема вычитания на массовой поверхности и полюсная схема. Обычно резонансная амплитуда записывается в терминах масс и констант связи. Выразить через них положения полюсов в комплексной области энергии в конечном виде не удастся, так как возникают трансцендентные уравнения. Однако, как оказа-

лось, в обратную сторону это можно проделать: задав положение полюса в комплексной плоскости можно вычислить теоретико-полевые параметры. В простых случаях это позволяет прямо использовать положения полюсов в качестве параметров при описании экспериментальных данных. Центральную роль при этом играет условие симметрии Шварца  $G^*(s) = G(s^*)$  одетого пропагатора. Такой способ действия довольно просто обобщается на случай совместного одевания двух состояний при наличии смешивания. Наконец, все это легко переносится на случай фермионных состояний, если использовать вне-массовые проекционные операторы вместо традиционного гамма-матричного базиса.

В заключении сформулированы основные результаты, полученные при работе над диссертацией:

1. Построен и исследован матричный пропагатор фермионных полей спина  $1/2$  и спина  $3/2$  с учетом эффекта петлевого смешивания фермионных полей разной четности, при сохранении четности в лагранжиане. Получен матричный одетый пропагатор, содержащий  $\gamma^5$  матрицы. Но так как в вершине четность сохраняется, то матрицы  $\gamma^5$  исчезают при умножении на вершины. Следует отметить, что при решении уравнения Дайсона-Швингера автоматически получаются унитарные амплитуды.
2. Приведенные оценки влияния ОРФ-смешивания показывают, что эти эффекты дают заметный по величине вклад в волне с меньшим орбитальным моментом  $l$ , что объясняется большой разницей в константах связи (следствие неравенства фазового объема для различных  $l$ ).
3. Полученные амплитуды использовались для описания двух парциальных волн  $P_{13}$  и  $D_{13}$  в  $\pi N$  рассеянии. Обсуждаемый эффект воспроизводит все наблюдаемые особенности этих волн, но для качественного совместного описания необходима более точная настройка их свойств. Таким образом

можно заключить, что эффект смешивания полей разной четности приводит к значительным эффектам при рождении барионов и может быть идентифицирован в рождении барионных резонансов  $J^P = 3/2^\pm$  в  $\pi N$  рассеянии..

4. Проведено исследование проявления ОРФ-смешивания в парциальных волнах  $S_{11}$  и  $P_{11}$  в  $\pi N$  рассеянии, где рождаются барионы  $1/2^\pm$ ,  $I = 1/2$ . Обнаружено, что эффект смешивания фермионных полей противоположной четности может быть реализован в рамках  $K$ -матричного подхода. Обратим внимание, что  $K$ -матрицы для  $s$ - и  $p$ -волн (25)–(26) содержат полюса с положительной и отрицательной энергией, и связаны между собой соотношением  $\hat{K}_p(W) = \hat{K}_s(-W)$ . Сконструированные таким образом волны обладают симметрией Мак-Дауэлла, которая связывает две парциальные волны при замене  $W \rightarrow -W$ . Это приводит к тому, что резонанс в одной парциальной волне дает фоновый вклад в другую и наоборот. Для описания парциальных волн  $S_{11}$  и  $P_{11}$  использовалось трехканальное приближение, где  $\sigma N$  это некоторый квазиканал, имитирующий различные состояния  $\pi\pi N$ . Несмотря на столь грубое приближение, получено достаточно хорошее описание этих парциальных волн, сопоставимое с обширными анализами [9, 10].

## Основные публикации автора по теме диссертации

1. Kaloshin, A.E. Mixing of fermion fields of opposite parities and baryon resonances / A.E. Kaloshin, E.A. Kobeleva, V.P. Lomov // [Int.J.Mod.Phys.](#) — 2011. — Vol. A26. — P. 2307–2326. — 1009.2845.
2. А.Е. Калошин, Е.А. Кобелева. Резонанс в КТП и полюсные параметры / Е.А. Кобелева А.Е. Калошин // Известия вузов. Физика. — 2012. — Т. 5. — С. 95.
3. Kaloshin, A.E. Opposite parity fermion mixing and baryons  $1/2^\pm$  / A.E. Kaloshin, E.A. Kobeleva, V.P. Lomov // [Mod. Phys. Lett. A.](#) — 2013. — Vol. 28. — P. 1350156. — 1306.6171.
4. Kaloshin, A.E. Nonstandard mixing in a system of fermions / A.E. Kaloshin, E.A. Kobeleva, V.P. Lomov // [Phys.Part.Nucl.Lett.](#) — 2012. — Vol. 9. — P. 772–775.
5. А.Е. Калошин, Е.А. Кобелева. Унитарное смешивание фермионных полей разной четности / Е.А. Кобелева А.Е. Калошин // Труды XI конференции молодых ученых «Гелио- и геофизические исследования». — 2009. — С. 302.
6. А.Е. Калошин Е.А. Кобелева, В.П. Ломов. Барионные резонансы со спином  $J = 3/2$  и эффекты смешивания / В.П. Ломов А.Е. Калошин, Е.А. Кобелева // Труды XII конференции молодых ученых «Взаимодействия полей и излучения с веществом». — 2011. — С. 294.
7. А.Е. Kaloshin Е.А. Kobeleva, V.P. Lomov. Mixing of fermion fields of opposite parities and baryon resonances / V.P. Lomov А.Е. Kaloshin, Е.А. Kobeleva // Proc. of XX Int. Baldin Seminar on High Energy Phys. Problems. — 2011. — Vol. 1. — P. 183.

## Список цитируемой литературы

1. Extended partial-wave analysis of  $\pi N$  scattering data / R.A. Arndt, W.J. Briscoe, I.I. Strakovsky, R.L. Workman // [Phys.Rev.](#)— 2006.— Vol. C74.— P. 045205.— [nucl-th/0605082](#).
2. MacDowell, S.W. Form Factors in  $K_{\mu 3}$  and  $Ke-3$  Decay / S.W. MacDowell // [Phys.Rev.](#)— 1959.— Vol. 116.— P. 1047–1049.
3. Rarita, William. On a theory of particles with half integral spin / William Rarita, Julian Schwinger // [Phys.Rev.](#) — 1941. — Vol. 60. — P. 61.
4. Kaloshin, A.E. The Rarita-Schwinger field: Dressing procedure and spin-parity content / A.E. Kaloshin, V.P. Lomov // [Phys.Atom.Nucl.](#) — 2006. — Vol. 69. — P. 541–551. — [hep-ph/0409052](#).
5. Kaloshin, A.E. The Rarita-Schwinger field: Renormalization and phenomenology / A.E. Kaloshin, V.P. Lomov // [Int.J.Mod.Phys.](#) — 2007.— Vol. A22.— P. 4495–4518.— [hep-ph/0702116](#).
6. Ceci, S. Role of bare propagator poles in phenomenological Dyson-Schwinger type models / S. Ceci, A. Svarc, B. Zauner // [Eur.Phys.J.](#) — 2008.— Vol. C58.— P. 47–56.
7. Nakamura, K. Review of particle physics / K. Nakamura [et al.] // [J.Phys.](#) — 2010.— Vol. G37.— P. 075021.
8. Arndt, Richard A. Pion-Nuclear Partial Wave Analysis to 1100-MeV / Richard A. Arndt, John M. Ford, L. David Roper // [Phys.Rev.](#)— 1985.— Vol. D32.— P. 1085.

9. Nakamura, S.X. Extraction of  $P_{11}$  resonance from  $\pi N$  data and its stability / S.X. Nakamura // [AIP Conf.Proc.](#)— 2011.— Vol. 1374.— P. 505–508.— 1010.0223.
10. Extraction of  $P_{11}$  resonances from  $\pi N$  data / H. Kamano, S.X. Nakamura, T.-S.H. Lee, T. Sato // [Phys.Rev.](#)— 2010.— Vol. C81.— P. 065207.— 1001.5083.



Формат  $60 \times 80 \frac{1}{16}$ . Печать офсетная  
Бумага типографская. Тираж 100 экз.

Отпечатано в типографии  
г. Иркутск,