

ОБЪЕДИНЕННЫЙ ИНСТИТУТ ЯДЕРНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ

На правах рукописи

Пивоваров Алексей Александрович

**РОЖДЕНИЕ МЕЗОНОВ В РАСПАДАХ  $\tau$ -ЛЕПТОНОВ И  
 $e^+e^-$ -АННИГИЛЯЦИИ В РАМКАХ РАСШИРЕННОЙ  
МОДЕЛИ НАМБУ–ИОНА-ЛАЗИНИО**

Специальность: 01.04.02 — теоретическая физика

АВТОРЕФЕРАТ  
диссертации на соискание ученой степени  
кандидата физико-математических наук

Дубна — 2016

Работа выполнена в Лаборатории теоретической физики имени Н. Н. Боголюбова  
Объединенного института ядерных исследований.

Научные руководители:

доктор физико-математических наук

*Теряев Олег Валерианович*

доктор физико-математических наук,  
профессор

*Волков Михаил Константинович*

Официальные оппоненты:

доктор физико-математических наук

*Галкин Владимир Олегович,  
Институт образовательной информатики  
ФГУ "ФИЦ "Информатика и управление"  
Российской академии наук*

доктор физико-математических наук

*Клименко Константин Григорьевич,  
ФГБУ ГНЦ Институт физики высоких энергий,  
НИЦ "Курчатовский институт"*

Ведущая организация:

*Научно исследовательский институт ядерной физики им. Д.В. Скобельцына  
Московского государственного университета им. М.В. Ломоносова*

Защита состоится \_\_\_\_\_ в \_\_\_\_ часов на заседании диссертационного совета Д720.001.01  
при Объединенном институте ядерных исследований (Лаборатория теоретической фи-  
зики) по адресу: 141980, г. Дубна Московской области, ул. Жолио-Кюри, д.6.

С диссертацией можно ознакомиться в научной библиотеке и на сайте Объединен-  
ного института ядерных исследований.

Автореферат разослан " \_\_\_\_ " \_\_\_\_\_ 2016 г.

Ученый секретарь диссертационного совета:

доктор физико-математических наук

*Арбузов Андрей Борисович*

## Общая характеристика работы

**Актуальность работы.** Адронные распады  $\tau$ -лептонов представляют собой хорошую лабораторию для изучения низкоэнергетической адронной физики. Такой выделенный статус  $\tau$ -лептона обусловлен тем, что это единственный лептон, достаточно тяжелый для рождения мезонов, но при этом энергия этих мезонов ограничена его массой ( $m_\tau = 1777$  МэВ).

В этой области энергии ( $E < 2$  ГэВ) хорошо разработанная теория возмущений квантовой хромодинамики не применима из-за большой величины константы сильных взаимодействий. Поэтому при изучении мезонных распадов  $\tau$ -лептонов приходится использовать различные феноменологические модели. Большинство таких моделей основаны на киральной симметрии сильных взаимодействий и методах векторной доминантности для электромагнитных взаимодействий [1, 2, 3, 4, 5, 6, 7, 8, 9, 10, 11, 12, 13, 14, 15, 16, 17, 18]. Основным недостатком большинства этих моделей является необходимость введения дополнительных произвольных параметров при описании новых классов процессов. Это существенно снижает их предсказательную силу.

Одной из наиболее успешных феноменологических моделей, описывающих мезоны при низких энергиях, является модель Намбу–Иона-Лазинио (НИЛ).

Модель НИЛ впервые была сформулирована в 1961 г. в работе Намбу и Иона-Лазинио [19] для описания нуклонов, пионов и скалярных мезонов. В ней в качестве исходного был взят кирально-симметричный четырехфермионный лагранжиан с безмассовыми частицами. Мезоны вводились как фермион-антифермионные состояния. При этом происходило спонтанное нарушение киральной симметрии и нуклоны приобретали массу.

Позже в работах Т. Егучи и К. Кикавы эта модель была переформулирована на языке кварков [20, 21]. В этой версии модели в результате спонтанного нарушения киральной симметрии легкие токовые кварки переходят в массивные составляющие кварки. Здесь же впервые было показано, как из эффективных четырехкварковых взаимодействий скалярного и псевдоскалярного типа появляется  $\sigma$ -модель. Однако там был рассмотрен лишь предельный случай равных нулю масс токовых кварков, который соответствует равенству нулю масс всех псевдоскалярных мезонов. Т.е. псевдоскалярные мезоны рассматривались в качестве голдстоуновских частиц.

В 1982 г. М. К. Волков и Д. Эберт сформулировали версию модели НИЛ с отличными от нуля массами токовых кварков, т.е. с самого начала учитывались эффекты нарушения киральной симметрии [22, 23, 24]. Это дало возможность описать спектр масс и взаимодействия четырех мезонных нонетов.

В последующие несколько лет был выполнен целый ряд работ, основанных на модели НИЛ. В рамках этой модели были рассмотрены процессы распадов различных

мезонов [25, 26, 27], поляризуемость пионов и каонов [28].

Т. Хатсуда и Т. Кунихиро с помощью этой модели описали адроны в горячей и плотной среде [29, 30].

В современном ее виде стандартная модель НИЛ была описана в работах М. К. Волкова, Д. Эберта и Х. Рейнхарда в 1986 г. [31, 32]. После этого она приобрела широкую известность и продолжала интенсивно развиваться и применяться для описания низкоэнергетической физики мезонов [33, 34, 35, 36]. Главным ее достоинством является то, что она содержит минимальное число модельных параметров, которые фиксируются на этапе ее построения, и не требует введения дополнительных произвольных параметров для вычисления конкретных процессов, что существенно повышает ее предсказательную силу. Эта модель основана на эффективном четырехкварковом кирально-симметричном взаимодействии. В рамках этой модели векторная доминантность возникает автоматически.

Однако стандартная модель НИЛ способна описывать мезоны только в основном состоянии. Значение массы  $\tau$ -лептона оказывается слишком большим, чтобы основных состояний мезонов было достаточно для описания его адронных распадов. Для того, чтобы правильным образом описать мезонные распады  $\tau$ -лептона, необходимо учитывать первые радиальные возбуждения мезонов.

В различных феноменологических моделях для учета возбужденных состояний используются такие методы, как введение новых степеней свободы и дополнительных параметров, которые вводятся, как правило, для каждого класса процессов.

Для решения этой проблемы в работе 1997 г. была сформулирована М. К. Волковым и К. Вайсом и в последующие годы развита расширенная модель НИЛ [37, 38, 39, 40, 41]. В этой версии модели помимо стандартного вводится дополнительный нелокальный лагранжиан, содержащий формфакторы полиномиального типа для каждого кварк-антикваркового тока. Эти формфакторы, зависящие только от относительного импульса кварков в мезоне и квадратичные по значению этого импульса, позволяют описывать помимо четырех мезонных нонетов в основном состоянии их первые радиальные возбуждения. При этом сохраняется механизм спонтанного нарушения киральной симметрии. По сравнению со стандартной моделью НИЛ не происходит искажения кваркового конденсата и, как следствие, масс составляющих кварков.

В последние годы с использованием модели НИЛ успешно был описан ряд мезонных распадов  $\tau$ -лептонов. Среди них двухчастичные распады  $\tau \rightarrow (\pi, \pi(1300))\nu_\tau$  [42], трехчастичные распады, у которых в конечных состояниях находятся псевдоскалярный и векторный мезоны,  $\tau \rightarrow \pi\omega\nu_\tau$  [43], псевдоскалярный и аксиально-векторный мезоны  $\tau \rightarrow f_1\pi\nu_\tau$  [44] и два псевдоскалярных мезона  $\tau \rightarrow (\eta, \eta')\pi\nu_\tau$  [45],  $\tau \rightarrow \pi^-\pi^0\nu_\tau$  [46], а также четырехчастичные распады  $\tau \rightarrow (\eta, \eta')\pi^-\pi^0\nu_\tau$  [47]. Все эти распады происходят без участия странных мезонов.

В диссертационной работе продолжают эти исследования и проводится теоретическое рассмотрение в рамках модели НИЛ процессов трехчастичных распадов  $\tau$ -лептона со странными псевдоскалярными мезонами в конечных состояниях  $\tau \rightarrow K^- \pi^0 \nu_\tau$  [A1],  $\tau \rightarrow K^- (\eta, \eta') \nu_\tau$  [A2],  $\tau \rightarrow K^- K^0 \nu_\tau$  [A3]. Эти работы завершают начатую ранее серию вычислений трехчастичных  $\tau$ -распадов в псевдоскалярные мезоны и распространяют ее на сектор странных частиц.

Кроме того, интерес представляют поляризационные эффекты  $\tau$ -лептона, не учитывавшиеся в указанных работах. Методы вычисления угловых распределений дифференциальных ширин поляризованного  $\tau$ -лептона представлены в работе [48]. Поляризационные спиновые эффекты в квантовой хромодинамике были рассмотрены А. В. Ефремовым и О. В. Теряевым в работе [49].

В настоящей диссертационной работе проводится рассмотрение эффектов поперечной поляризации  $\tau$ -лептона на примере распада  $\tau \rightarrow K^- \pi^0 \nu_\tau$  [A4].

Помимо распадов  $\tau$ -лептонов для исследования взаимодействий мезонов при низких энергиях используются также электрон-позитронные аннигиляции в соответствующем энергетическом диапазоне.  $e^+e^-$ -аннигиляции в мезоны также могут быть описаны с использованием стандартной или расширенной модели НИЛ. В последние годы в рамках этой модели был успешно вычислен ряд таких процессов:  $e^+e^- \rightarrow (\pi^0, \pi^0(1300))\gamma$  [50],  $e^+e^- \rightarrow \pi^0\omega$  [51],  $e^+e^- \rightarrow \pi^0\rho^0$  [52],  $e^+e^- \rightarrow \pi(\pi, \pi(1300))$  [53],  $e^+e^- \rightarrow (\eta, \eta'(958))2\pi$  [47],  $e^+e^- \rightarrow (\eta, \eta'(958), \eta(1295), \eta(1475))\gamma$  [54]. Все эти процессы не содержат странных мезонов в конечном состоянии.

В данной диссертационной работе рассматриваются не исследовавшиеся ранее в рамках модели НИЛ процессы  $e^+e^-$ -аннигиляции со странными мезонами, а также с  $\phi$ -мезонами в конечных состояниях:  $e^+e^- \rightarrow K^\pm(K^{*\mp}(892), K^{*\mp}(1410)), e^+e^- \rightarrow (\eta, \eta'(958))(\phi(1020), \phi(1680))$  [A5]. Тем самым изучается возможность применения данной модели для расчета процессов такого типа.

Актуальность представленных в диссертации исследований заключается в демонстрации возможности описания процессов  $\tau$ -распадов и  $e^+e^-$ -аннигиляции с участием странных частиц без введения дополнительных произвольных параметров.

**Цель диссертационной работы.** Детальное описание известных мезонных распадов  $\tau$ -лептона и процессов  $e^+e^-$ -аннигиляции и предсказание неизмеренных для будущих экспериментов.

Достижение цели осуществляется решением следующих задач:

- расчет процесса  $\tau \rightarrow K^- \pi^0 \nu_\tau$  в модели НИЛ;
- расчет процессов  $\tau \rightarrow K^- (\eta, \eta'(958)) \nu_\tau$  в модели НИЛ;
- расчет процесса  $\tau \rightarrow K^- K^0 \nu_\tau$  в модели НИЛ;

- рассмотрение поляризационных эффектов  $\tau$ -распадов в модели НИЛ на примере процесса  $\tau \rightarrow K^- \pi^0 \nu_\tau$ ;
- расчет процессов  $e^+ e^- \rightarrow K^\pm (K^{*\mp}(892), K^{*\mp}(1410))$  в модели НИЛ;
- расчет процессов  $e^+ e^- \rightarrow (\eta, \eta'(958))(\phi(1020), \phi(1680))$  в модели НИЛ.

**Научная новизна.** Впервые выполнены расчеты трехчастичных распадов  $\tau$ -лептона со странными мезонами в конечных состояниях в рамках модели НИЛ.

Впервые рассмотрены поляризационные эффекты распада  $\tau$ -лептона с использованием этой модели.

Проведены расчеты ранее не рассматривавшихся в модели НИЛ процессов  $e^+ e^-$ -аннигиляции со странными мезонами и  $\phi$ -мезонами в конечных состояниях.

Сделаны предсказания для ряда процессов.

**Методы исследований.** В работе используются методы квантовой теории поля (в том числе квантовой электродинамики), а также методы феноменологических моделей, основанных на спонтанном нарушении киральной симметрии.

**Обоснованность и достоверность результатов.** Полученные в диссертации результаты достоверны за счет использования методов вычислений развитых в модели НИЛ и успешно опробованных ранее на других процессах мезонных  $\tau$ -распадов,  $e^+ e^-$ -аннигиляций и распадов мезонов, а также высокой степени автоматизации расчетов с применением современных компьютерных систем символьных вычислений. Достоверность результатов подтверждается сопоставлением с экспериментальными данными и результатами теоретических расчетов других авторов.

**Практическая значимость.** Диссертационная работа является теоретическим исследованием. Описаны процессы низкоэнергетического рождения мезонов без использования дополнительных произвольных параметров, что выгодно отличает полученные в настоящей работе результаты от аналогичных результатов, полученных в других феноменологических моделях.

Рассмотренные процессы активно изучаются в различных экспериментальных центрах и коллаборациях, таких как ВЭПП-2000 (Новосибирск), BEPC-II (Пекин), Belle (КЕК, Япония), BaBar (SLAC, США) и др.

Поляризационные эффекты, рассмотренные в данной диссертационной работе могут быть измерены в экспериментах с достаточно высокой статистикой. Это дает возможность дополнительной проверки модели НИЛ.

Процессы  $e^+ e^-$ -аннигиляции, вычисленные в настоящей работе, могут быть полезны для описания процессов  $e^+ e^- \rightarrow K K(\eta, \eta'(958), \pi)$ .

**На защиту выносятся следующие основные результаты:**

- Выполнен расчет процессов странных распадов  $\tau$ -лептона в псевдоскалярные мезоны  $\tau \rightarrow K^- \pi^0 \nu_\tau$ ,  $\tau \rightarrow K^- \eta \nu_\tau$  и  $\tau \rightarrow K^- K^0 \nu_\tau$  в рамках модели НИЛ. Были получены парциальные и дифференциальные ширины этих распадов. Выполнен сравнительный анализ с экспериментальными работами и теоретическими работами других авторов. Полученные результаты находятся в удовлетворительном согласии с экспериментальными данными. Это завершило расчет серии трехчастичных  $\tau$ -распадов с псевдоскалярными мезонами в конечных состояниях. Таким образом, было показано, что процессы распадов  $\tau$ -лептона с участием странных мезонов также могут быть успешно рассчитаны в рамках модел НИЛ.
- Выполнен расчет процессов  $e^+e^-$ -аннигиляции в псевдоскалярный и векторный мезоны  $e^+e^- \rightarrow K^{*\pm}(892)K^\mp$  и  $e^+e^- \rightarrow \phi(1020)\eta$  в рамках модели НИЛ. Были получены их полные сечения. Выполнен сравнительный анализ с экспериментальными работами и теоретическими работами других авторов. Полученные результаты находятся в удовлетворительном согласии с экспериментальными данными. Таким образом, было показано, что процессы электрон-позитронной аннигиляции с участием странных мезонов, а также с участием  $\phi$ -мезонов в конечном состоянии могут быть успешно рассчитаны в рамках модели НИЛ.
- Сделаны предсказания для парциальной и дифференциальной ширины процесса  $\tau \rightarrow K^- \eta'(958) \nu_\tau$ , а также полных сечений процессов  $e^+e^- \rightarrow K^{*\pm}(1410)K^\mp$ ,  $e^+e^- \rightarrow \phi(1020)\eta'(958)$  и  $e^+e^- \rightarrow \phi(1680)\eta$  в рамках модели НИЛ.
- Впервые рассмотрены поляризационные эффекты  $\tau$ -распадов с использованием модели НИЛ на примере процесса  $\tau \rightarrow K^- \pi^0 \nu_\tau$ . Была получена оценка влияния учета поляризации  $\tau$ -лептона на дифференциальную ширину. Получена зависимость этого влияния от величины инвариантной массы конечных мезонов и отношения их энергий для случая поперечной поляризации  $\tau$ -лептона.

**Апробация работы** проводилась на Сессии-конференции РАН 2016 (г. Дубна, Россия) и на тематических семинарах Лаборатории теоретической физики им. Н. Н. Боголюбова ОИЯИ (г. Дубна, Россия).

**Публикации.** По материалам диссертационной работы подготовлено 5 публикаций в реферируемых журналах, рекомендованных ВАК РФ для публикации основных результатов диссертаций [A1,A2,A3,A4,A5].

**Структура и объем диссертации.** Диссертация состоит из введения, трех глав, заключения и списка литературы. Объем диссертации — 87 страниц, в т.ч. 25 рисунков и 2 таблицы. Список литературы включает 77 наименований.

**Личный вклад автора.** Автор, работая совместно с сотрудниками ОИЯИ, произвел теоретические расчеты исследуемых процессов, вывел аналитические выраже-

ния для амплитуд соответствующих распадов и аннигиляций, разработал алгоритмы и программы, по которым проводились численные расчеты, выполнил анализ теоретических результатов.

## Основное содержание работы

**Во введении** показана актуальность проблемы, сформулированы цели и задачи диссертации, схематично изложено ее содержание.

**Глава 1** посвящена изложению модели Намбу–Иона-Лазинио, с помощью которой выполнялись расчеты процессов в данной диссертационной работе. Кратко приведена структура этой модели в различных ее версиях, представлены основные принципы, на которых строится модель, основные формулы и соотношения.

**В разделе 1.1** описана стандартная модель НИЛ, основанная на спонтанном нарушении киральной симметрии  $U(3) \times U(3)$ . Приведены основные формулы и выражения. Введены основные обозначения, используемые в работе.

В основе модели НИЛ лежит лагранжиан, содержащий четырехкварковые взаимодействия. Методом функционального интегрирования производится бозонизация этого лагранжиана, в результате чего в его структуре появляются мезонные поля. После этого выполняется интегрирование по кварковым полям, с образованием мезонного лагранжиана. При этом происходит спонтанное нарушение киральной симметрии, которое заключается в том, что вакуумное среднее скалярного поля отлично от нуля  $\langle \sigma \rangle_0 \neq 0$ . В результате этого происходит перестройка вакуума и матрица масс токовых кварков сменяется матрицей масс составляющих кварков. Такое спонтанное нарушение киральной симметрии описывается уравнением щели:

$$\left. \frac{\delta \mathcal{L}_M}{\delta \sigma} \right|_{\sigma=0} = 0 \Rightarrow m_0 = m + \langle \sigma \rangle_0, \quad (1)$$

где  $\mathcal{L}_M$  — мезонный лагранжиан,  $\sigma$  — новые скалярные поля, образованные при перестройке вакуума,  $m_0$  — масса токовых кварков,  $m$  — масса составляющих кварков.

Вычисление кварковых петель позволяет получить константы пренормировки, которые входят в лагранжиан в качестве параметров.

В стандартной модели НИЛ без учета взаимодействия 'т Хофта возникает 5 параметров: массы  $u$ - и  $s$ -кварков, параметр обрезания и константы четырехкваркового взаимодействия. Все эти параметры фиксируются с помощью хорошо известных экспериментально распадов  $\pi^- \rightarrow \mu^- \bar{\nu}_\mu$  и  $\rho \rightarrow 2\pi$ , а также масс  $\pi$ -,  $K$  и  $\rho$ -мезонов.

**В разделе 1.2** описана  $U_A(1)$ -проблема, которая заключается в идеальном синглет-октетном смешивании мезонов в модели НИЛ, при котором одно состояние содержит только  $u$  и  $d$ -кварки, а другое — только  $s$ -кварки, что для случая псевдоскалярных мезонов противоречит экспериментальным данным.



Приведен шестикварковый лагранжиан 'т Хофта, введение которого позволяет решить данную проблему. Его недиагональные члены обеспечивают смешивание кварковых состояний, что необходимо для правильного описания масс мезонов  $\eta$  и  $\eta'$  (958).

Взаимодействие 'т Хофта увеличивает четырехкварковые псевдоскалярные константы и уменьшает скалярные, приводя тем самым к дополнительному нарушению киральной симметрии.

В результате учета взаимодействия 'т Хофта в модели НИЛ к параметрам, перечисленным в предыдущем параграфе, добавляется константа взаимодействия 'т Хофта. Она фиксируется на основе экспериментально известной разницы масс мезонов  $\eta$  и  $\eta'$  (958).

**В разделе 1.3** описано введение в модель первых радиально-возбужденных состояний мезонов и сформулирована расширенная модель НИЛ.

В стандартной модели НИЛ невозможно описать первые радиально-возбужденные состояния мезонов. Для решения этой проблемы в исходный четырехкварковый лагранжиан вводятся функции  $F(x, x_1, x_2)$ , интегрируемые с полевыми кварковыми функциями:

$$j(x) = \int d^4x_1 \int \bar{q}(x_1) F_i(x, x_1, x_2) q(x_2) d^4x_2, \quad i = 1, 2. \quad (2)$$

Функции  $F$  в импульсном пространстве пропорциональны формфакторам  $f_i$ , которые имеют вид:

$$f_1(\vec{k}) = 1, \quad f_2(\vec{k}) = c(1 + d\vec{k}^2), \quad (3)$$

где  $k$  — исходно четырехмерный относительный импульс кварков в мезоне, который всегда может быть выбран поперечным и трехмерным,  $d$  — параметр наклона, устанавливаемый из требования того, чтобы введение этих формфакторов не влияло на кварковый конденсат и массы составляющих кварков.

В лагранжиане возникают недиагональные квадратичные формы мезонных полевых функций. Их диагонализация приводит к переопределению этих функций.

Приведены выражения для преобразования полей, а также итоговые мезонные и кварк-мезонные лагранжианы.

В расширенной модели НИЛ появляются дополнительные параметры: константы  $c$ , входящие в исходное определение формфакторов, и углы смешивания основных и возбужденных состояний. Они фиксируются с помощью экспериментально известных масс возбужденных мезонных состояний.

**Глава 2** посвящена анализу процессов мезонных  $\tau$ -распадов в рамках модели НИЛ. Для каждого процесса приведены необходимые вершины лагранжиана, получены амплитуды. Вычислены парциальные и дифференциальные ширины распадов.

Проведен сравнительный анализ с экспериментальными данными и теоретическими работами других авторов.

**В разделе 2.1** рассмотрен процесс  $\tau \rightarrow K^- \pi^0 \nu_\tau$  в рамках модели НИЛ.

Этот процесс может проходить через векторные и скалярные странные мезоны в промежуточном состоянии. Порог рождения конечных мезонов в данном процессе расположен ниже массы векторного мезона  $K^*(892)$ . Поэтому возбужденное состояние этого мезона дает пренебрежимо малый вклад по сравнению с основным состоянием. В этой связи для вычисления данного процесса достаточно использовать стандартную модель НИЛ.

Для парциальной ширины процесса  $\tau \rightarrow K^- \pi^0 \nu_\tau$  получено значение

$$\text{Br}(\tau \rightarrow K^- \pi^0 \nu_\tau) = 4.13 \cdot 10^{-3}. \quad (4)$$

Экспериментальные значения:

$$\begin{aligned} \text{Br}(\tau \rightarrow K^- \pi^0 \nu_\tau)_{exp} &= (4.29 \pm 0.15) \cdot 10^{-3} [55], \\ \text{Br}(\tau \rightarrow K^- \pi^0 \nu_\tau)_{exp} &= (4.16 \pm 0.21) \cdot 10^{-3} [56]. \end{aligned} \quad (5)$$

Зависимость дифференциальной ширины распада от инвариантной массы конечных мезонов представлена на рис. 1. Сплошная линия соответствует теоретической дифференциальной ширине, точки соответствуют экспериментальным данным [56].

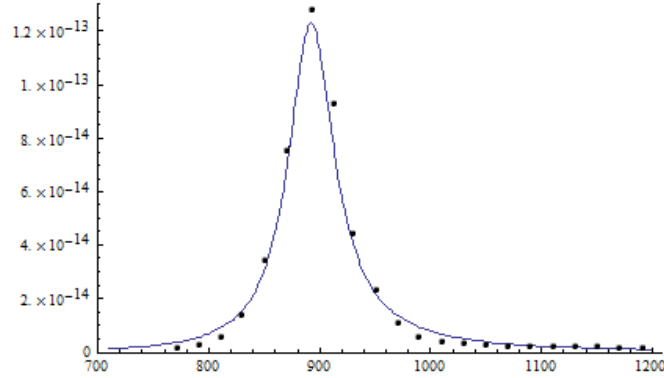


Рис. 1: Дифференциальная ширина распада  $\tau \rightarrow K^- \pi^0 \nu_\tau$ .

Полученные здесь результаты были опубликованы в работе [A1].

**В разделе 2.2** рассмотрен процесс  $\tau \rightarrow K^- \eta \nu_\tau$  в рамках модели НИЛ. Сделано предсказание для парциальной и дифференциальной ширины распада  $\tau \rightarrow K^- \eta'(958) \nu_\tau$ .

Как и предыдущий, эти процессы также могут проходить со странными векторными и скалярными мезонами в промежуточном состоянии. Однако, порог рождения конечных мезонов данного процесса находится выше массы мезона  $K^*(892)$ . Поэтому

основной вклад дает диаграмма с промежуточным мезоном  $K^*(1410)$ , не содержащимся в стандартной модели НИЛ. Следовательно при вычислении данного распада необходимо применять расширенную модель НИЛ.

Для парциальной ширины процесса  $\tau \rightarrow K^- \eta \nu_\tau$  получено значение

$$Br(\tau \rightarrow \eta K^- \nu_\tau) = 1.45 \cdot 10^{-4}. \quad (6)$$

Экспериментальные значения:

$$\begin{aligned} Br(\tau \rightarrow \eta K^- \nu_\tau)_{exp} &= (1.58 \pm 0.14) \cdot 10^{-4}, \quad [57] \\ Br(\tau \rightarrow \eta K^- \nu_\tau)_{exp} &= (1.42 \pm 0.18) \cdot 10^{-4}, \quad [58] \\ Br(\tau \rightarrow \eta K^- \nu_\tau)_{exp} &= (1.52 \pm 0.08) \cdot 10^{-4}. \quad [55] \end{aligned} \quad (7)$$

Зависимость дифференциальной ширины распада от инвариантной массы конечных мезонов представлена на рис. 2. Сплошная линия соответствует теоретической дифференциальной ширине, точки соответствуют экспериментальным значениям [57].

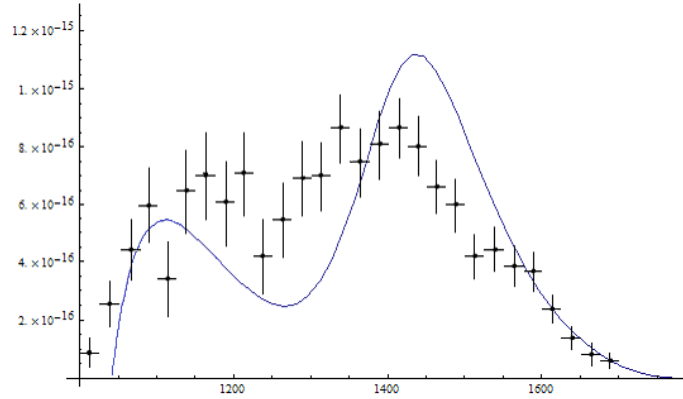


Рис. 2: Дифференциальная ширина распада  $\tau \rightarrow K^- \eta \nu_\tau$ .

Предсказание модели НИЛ для парциальной ширины распада  $\tau \rightarrow K^- \eta'(958) \nu_\tau$ :

$$Br(\tau \rightarrow \eta'(958) K^- \nu_\tau) = 1.25 \cdot 10^{-6}. \quad (8)$$

Экспериментальное ограничение [55]:

$$Br(\tau \rightarrow \eta'(958) K^- \nu_\tau)_{exp} < 2.4 \cdot 10^{-6}. \quad (9)$$

Предсказание для зависимости дифференциальной ширины этого распада от инвариантной массы конечных мезонов изображено на рис. 3.

Полученные здесь результаты были опубликованы в работе [A2].

**В разделе 2.3** рассмотрен процесс  $\tau \rightarrow K^- K^0 \nu_\tau$  в рамках модели НИЛ.

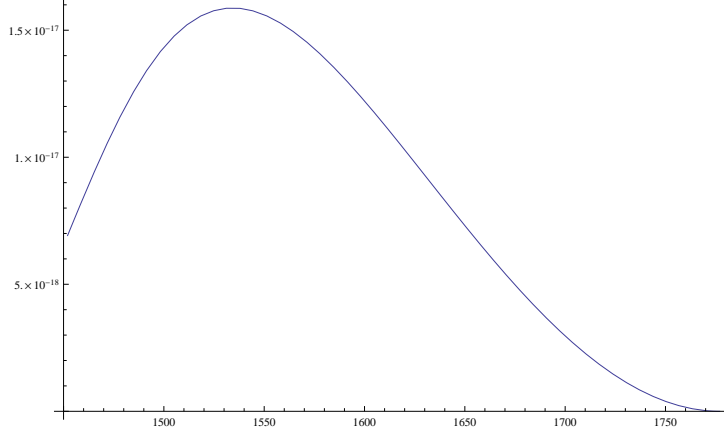


Рис. 3: Дифференциальная ширина распада  $\tau \rightarrow K^- \eta' (958) \nu_\tau$ .

Из-за наличия двух странных мезонов в конечном состоянии в данном процессе в качестве промежуточных могут выступать только нестранные векторные или скалярные мезоны. Однако скалярные мезоны вносят незначительный вклад и диаграммами с ними можно пренебречь. Из-за высокого порога рождения конечных мезонов существенный вклад в процесс вносят помимо основных и возбужденные состояния промежуточных мезонов. Поэтому для вычисления этого процесса необходимо применять расширенную модель НИЛ.

Для парциальной ширины процесса  $\tau \rightarrow K^- K^0 \nu_\tau$  получено значение

$$Br(\tau \rightarrow K^0 K^- \nu_\tau) = 12.7 \cdot 10^{-4}. \quad (10)$$

Экспериментальные значения:

$$\begin{aligned} Br(\tau \rightarrow K^0 K^- \nu_\tau)_{exp} &= (14.9 \pm 0.5) \cdot 10^{-4} \text{ [55]} \\ Br(\tau \rightarrow K^0 K^- \nu_\tau)_{exp} &= (15.1 \pm 4.3) \cdot 10^{-4} \text{ [59]}. \end{aligned} \quad (11)$$

Зависимость дифференциальной ширины распада от инвариантной массы конечных мезонов представлена на рис. 4. Сплошная линия соответствует теоретической дифференциальной ширине, точки соответствуют экспериментальным значениям [59].

Полученные здесь результаты были опубликованы в работе [A3].

**В разделе 2.4** рассмотрены эффекты поперечной поляризации мезонных распадов  $\tau$ -лептона на примере процесса  $\tau \rightarrow K^- \pi^0 \nu_\tau$  в рамках модели НИЛ.

Данный процесс рассматривался в работе [A1] без учета поляризационных эффектов. При этом производилось усреднение по поляризациям начального  $\tau$ -лептона.

Для учета его поляризации использовалось известное соотношение:

$$u_\tau \bar{u}_\tau \rightarrow \frac{1}{2} [(p_\tau \gamma) + m_\tau] [1 - \gamma^5 (a \gamma)], \quad (12)$$

где  $a$  — поляризационный вектор. Можно положить:  $|\vec{a}| = 1$ .

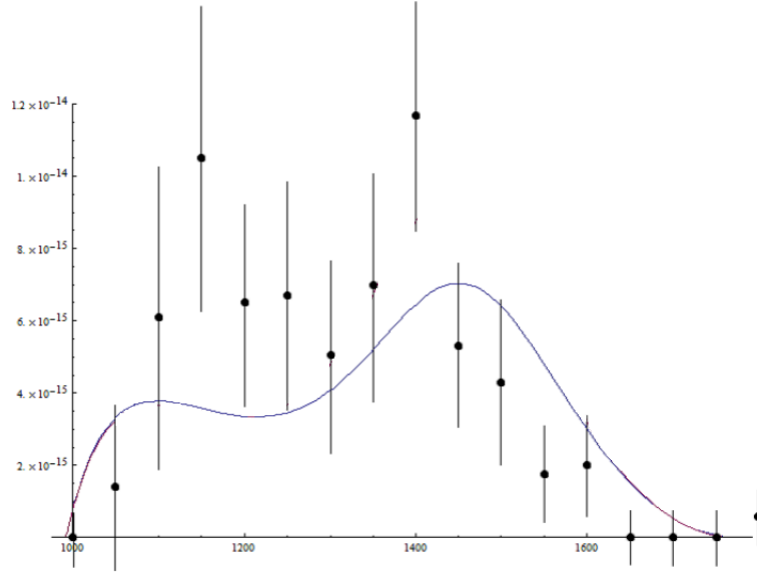


Рис. 4: Дифференциальная ширина распада  $\tau \rightarrow K^- K^0 \nu_\tau$ .

Чтобы оценить влияние поляризационных эффектов на дифференциальную ширину необходимо вычислить соотношение:

$$\frac{\frac{d\Gamma}{d^3 p_\pi d^3 p_K}(M_{inv}, \varepsilon, a) - \frac{d\Gamma}{d^3 p_\pi d^3 p_K}(M_{inv}, \varepsilon, -a)}{\frac{d\Gamma}{d^3 p_\pi d^3 p_K}(M_{inv}, \varepsilon, a) + \frac{d\Gamma}{d^3 p_\pi d^3 p_K}(M_{inv}, \varepsilon, -a)}, \quad (13)$$

где  $M_{inv}$  — инвариантная масса конечных мезонов,  $\varepsilon = \frac{\varepsilon_\pi}{\varepsilon_K}$  — отношение энергий конечных мезонов.

Зависимость соотношения (13) от  $M_{inv}$  и  $\varepsilon$  представлена на рис. 5.

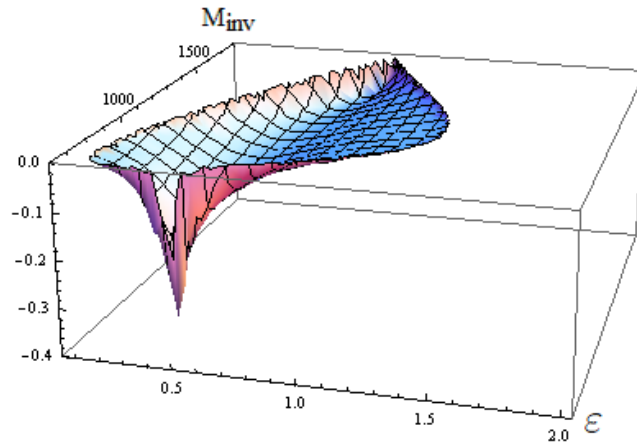


Рис. 5: Асимметрия дифференциальной ширины, обусловленная поперечной поляризацией  $\tau$ -лептона.

**Глава 3** посвящена анализу процессов  $e^+e^-$ -аннигиляций в мезоны в рамках модели НИЛ. Приведены необходимые вершины лагранжиана, получены амплитуды

процессов. Вычислены сечения аннигиляций. Проведено сравнение с экспериментальными данными.

**В разделе 3.1** рассмотрен процесс  $e^+e^- \rightarrow K^\pm K^{*\mp}(892)$  в рамках модели НИЛ. Получено предсказание для сечения аннигиляции  $e^+e^- \rightarrow K^\pm K^{*\mp}(1410)$ .

В данном процессе в качестве промежуточных могут выступать только векторные нестранные частицы. Из-за высокого порога рождения конечных мезонов промежуточными мезонами могут быть как основные, так и первые радиальные возбуждения.

Зависимость сечения процесса от энергии сталкивающихся лептонов приведена на рис. 6. Сплошная линия соответствует теоретической дифференциальной ширине, точки соответствуют экспериментальным значениям [60].

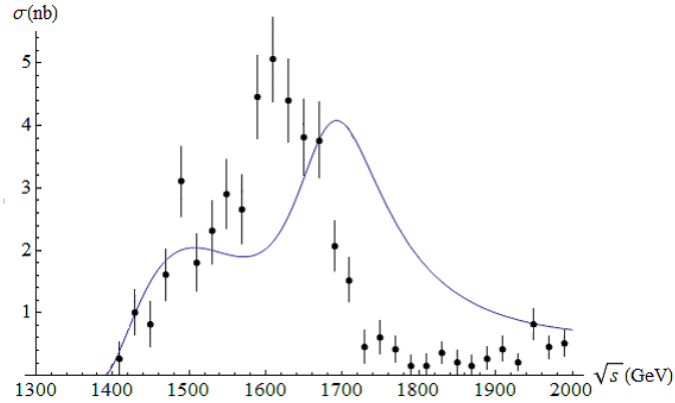


Рис. 6: Поперечное сечение процесса  $e^+e^- \rightarrow K^\pm K^{*\mp}(892)$ .

Сечение аннигиляции  $e^+e^- \rightarrow K^\pm K^{*\mp}(1410)$  принимает вид, изображенный на рис. 7.

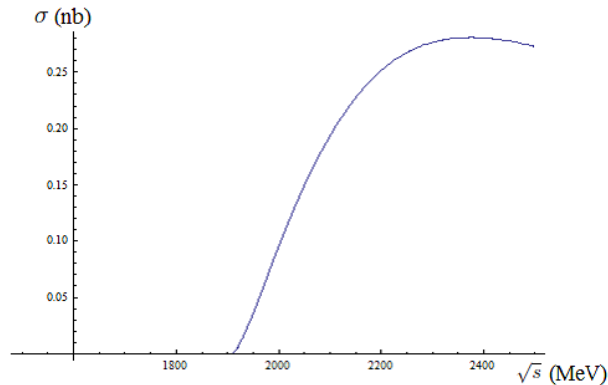


Рис. 7: Поперечное сечение процесса  $e^+e^- \rightarrow K^\pm K^{*\mp}(892)$ .

**В разделе 3.2** рассмотрен процесс  $e^+e^- \rightarrow \eta\phi(1020)$  в рамках модели НИЛ. Получено предсказание для сечений аннигиляций  $e^+e^- \rightarrow \eta'(958)\phi(1020)$  и  $e^+e^- \rightarrow$

$\eta\phi(1680)$ .

Т.к.  $\eta$ - и  $\phi$ -мезоны имеют нулевую странность, то странность промежуточных мезонов данного процесса также должна быть равна нулю. Но поскольку  $\phi$ -мезон может состоять только из  $s$ -кварков, в качестве промежуточного может выступать только  $\phi$ -мезон в основном и возбужденном состояниях.

Зависимость сечения процесса от энергии сталкивающихся лептонов приведена на рис. 8. Сплошная линия соответствует теоретической дифференциальной ширине, треугольные точки соответствуют экспериментальным значениям, полученным с ВЭПП-2000 [61], круглые точки соответствуют экспериментальным значениям коллораборации ВаВар [60].

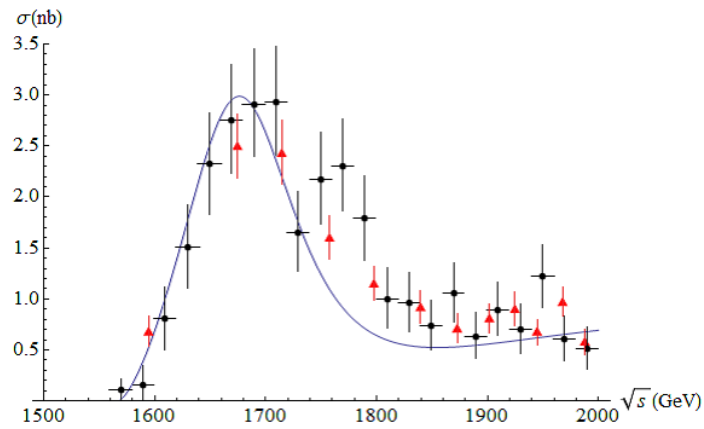


Рис. 8: Поперечное сечение процесса  $e^+e^- \rightarrow \eta\phi(1020)$ .

Сечения аннигиляций  $e^+e^- \rightarrow \eta'\phi(1020)$  и  $e^+e^- \rightarrow \eta\phi(1680)$  принимают вид, изображенный на рис. 9 и 10.

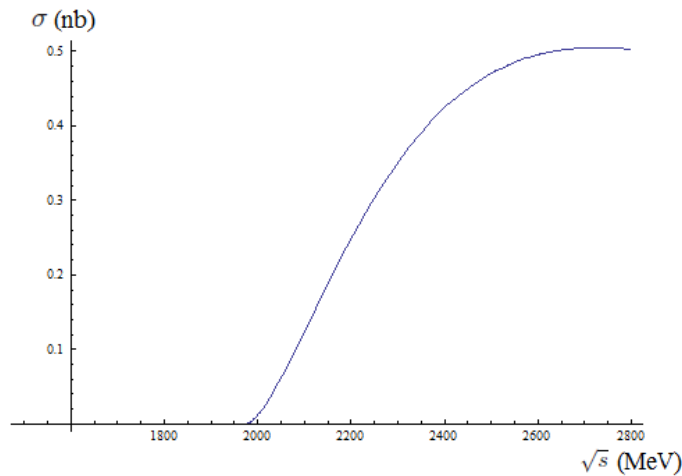


Рис. 9: Поперечное сечение процесса  $e^+e^- \rightarrow \eta'\phi(1020)$ .

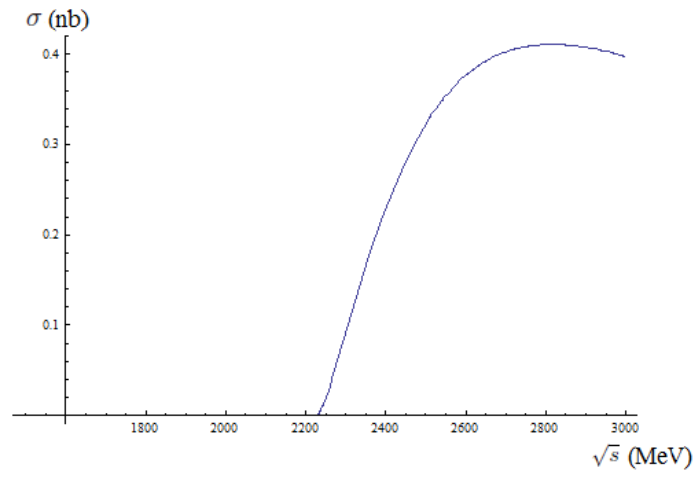


Рис. 10: Поперечное сечение процесса  $e^+e^- \rightarrow \eta\phi(1680)$ .

**В заключении** сформулированы основные результаты диссертационной работы.



## Список публикаций по теме диссертации

- A1. Volkov M. K., Pivovarov A. A. The decay  $\tau \rightarrow K^- \pi^0 \nu_\tau$  in the Nambu–Jona-Lasinio model // Mod. Phys. Lett. A. 2016 Vol. 31, no. 07. P. 1650043 (7 pages).
- A2. Volkov M. K., Pivovarov A. A. Decays  $\tau \rightarrow (\eta, \eta') K^- \nu_\tau$  in the extended Nambu–Jona-Lasinio model // JETP Lett. 2016 Vol. 103, no. 10. P. 613-617.
- A3. Volkov M. K., Pivovarov A. A. The decay  $\tau \rightarrow K^0 K^- \nu_\tau$  in the extended Nambu–Jona-Lasinio model // Mod. Phys. Lett. A. 2016 Vol. 31, no. 23. P. 1650138 (6 pages).
- A4. Pivovarov A. A., Teryaev O. V. The polarization effects of the process  $\tau \rightarrow K^- \pi^0 \nu_\tau$  in the Nambu–Jona-Lasinio model // Pisma v ZhETF 2016 Vol. 104, no. 8. P. 545-546.
- A5. Volkov M. K., Pivovarov A. A. The processes  $e^+ e^- \rightarrow K^\pm (K^{*\mp}(892), K^{*\mp}(1410))$  and  $e^+ e^- \rightarrow (\eta, \eta'(958))(\phi(1020), \phi(1680))$  in the extended Nambu–Jona-Lasinio model // Int. J. Mod. Phys. A. 2016 Vol. 31, no. 27. P. 1650155 (11 pages).

## Список цитируемой литературы

1. Lopez Castro G., Lopez Falcon D. A. VMD description of  $\tau \rightarrow (\omega, \phi)\pi\nu_\tau$  decays and the  $\omega - \phi$  mixing angle // Phys. Rev. D. 1996 Vol. 54. P. 4400-4402.
2. Finkemeier M., Mirkes E. The Scalar contribution to  $\tau \rightarrow K\pi\nu_\tau$  // Z. Phys. C. 1996 Vol. 72. P. 619-626.
3. Li B. A. Theory of tau mesonic decays // Phys. Rev. D. 1997 Vol. 55. P. 1436-1452.
4. Andrianov A. A., Andrianov V. A. Quasilocal quark models as effective theory of non-perturbative QCD // Int. J. Mod. Phys. A. 2005 Vol. 20. P. 1850-1854.
5. Palomar J. E. The role of pions and kaons in decays,  $g(\mu)-2$ , the running of  $\alpha(\text{QED})$  and the muonium hyperfine splitting // Nucl.Phys.Proc.Suppl. 2003 Vol. 121. P. 183-186.
6. Jamin M., Pich A., Portoles J. Spectral distribution for the decay  $\tau \rightarrow \nu_\tau K\pi$  // Phys. Lett. B. 2006 Vol. 640. P. 176-181.
7. Jamin M., Pich A., Portoles J. What can be learned from the Belle spectrum for the decay  $\tau \rightarrow \nu_\tau K_S\pi$  // Phys. Lett. B. 2008 Vol. 664. P. 78-83.
8. Boito D. R., Escrivano R., Jamin M.  $K\pi$  vector form-factor, dispersive constraints and  $\tau \rightarrow \nu_\tau K\pi$  decays // Eur. Phys. J. C. 2009 Vol. 59. P. 821-829.
9. Nussinov S., Soffer A. Estimate of the Branching Fraction of  $\tau \rightarrow \pi\eta'\nu_\tau$  // Phys. Rev. D. 2009 Vol. 80. P. 033010.
10. Boito D. R., Escrivano R., Jamin M.  $K\pi$  vector form factor constrained by  $\tau \rightarrow K\pi\nu_\tau$  and  $K_{l3}$  decays // JHEP. 2010 Vol. 1009. P. 031.
11. Czyz H., Grzelinska A., Kuhn J. H. Narrow resonances studies with the radiative return method // Phys. Rev. D. 2010 Vol. 81. P. 094014.
12. Dubnicka S., Dubnickova A. Z. Analyticity in a phenomenology of electro-weak structure of hadrons // Acta. Phys. Slov. 2010 Vol. 60. P. 1-153.

13. Paver N., Riazuddin. On the branching ratio of the 'second class'  $\tau \rightarrow \eta' \pi \nu_\tau$  decay // Phys. Rev. D. 2011 Vol. 84. P. 017302.
14. Dumm D. G., Roig P. Resonance Chiral Lagrangian analysis of  $\tau^- \rightarrow \eta^{(\prime)} \pi^- \pi^0 \nu_\tau$  decays // Phys. Rev. D. 2012 Vol. 86. P. 076009.
15. Calderon G., Munoz J. H., Vera C. E. Axial-vector mesons from  $\tau \rightarrow AP \nu_\tau$  decays // Phys. Rev. D. 2013 Vol. 87, no. 11. P. 114011.
16. Escribano R., Gonzalez-Solis S., Roig P.  $\tau^- \rightarrow K^- \eta^{(\prime)} \nu_\tau$  decays in Chiral Perturbation Theory with Resonances // JHEP. 2013 Vol. 1310. P. 039.
17. Escribano R., Gonzalez-Solis S., Jamin M., Roig P. Combined analysis of the decays  $\tau^- \rightarrow K_S \pi^- \nu_\tau$  and  $\tau^- \rightarrow K^- \eta \nu_\tau$  // JHEP. 2014 Vol. 1409. P. 042.
18. Kang X.-W., Kubis B., Hanhart C., Meißner U.-G.  $B_{14}$  decays and the extraction of  $|V_{ub}|$  // Phys. Rev. D. 2014 Vol. 89. P. 053015.
19. Nambu Y. Jona-Lasinio G. Dynamical Model of Elementary Particles Based on an Analogy with Superconductivity // Phys. Rev. 1961 Vol. 122. P. 345-358.
20. Eguchi T. A New Approach to Collective Phenomena in Superconductivity Models // Phys. Rev. D. 1976 Vol. 14. P. 2755.
21. Kikkawa K. Quantum Corrections in Superconductor Models // Prog. Theor. Phys. 1976 Vol. 56. P. 947.
22. Volkov M. K., Ebert D. Four - Quark Interactions As A Common Source Of The Vector Meson Dominance And Sigma Model // Yad. Fiz. 1982 Vol. 36. P. 1265-1277.
23. Ebert D., Volkov M. K. Composite Meson Model with Vector Dominance Based on U(2) Invariant Four Quark Interactions // Z. Phys. C. 1983 Vol. 16. P. 205.
24. Volkov M. K. Meson Lagrangians in a Superconductor Quark Model // Annals Phys. 1984 Vol. 157. P. 282-303.
25. Volkov M. K., Kreopalov D. V. The Decay  $\eta \rightarrow \pi^0 \gamma \gamma$  in the Model of Mesons With Quark Loops // Sov. J. Nucl. Phys. 1983 Vol. 37. P. 770 [Yad. Fiz. 1983 Vol. 37. P. 1297-1302].
26. Volkov M. K. Radiative Decays of  $\phi$ ,  $e$ ,  $D$  and  $A_1$  Mesons // Yad. Fiz. 1984 Vol. 40. P. 974-976.

27. Volkov M. K., Osipov A. A. Decays Of The  $B, h, h', q_1$ , And  $Q_2$  Mesons In The Quark-model Of The Superconducting Type // Sov. J. Nucl. Phys. 1985 Vol. 41. P. 500-503 [Yad. Fiz. 1985 Vol. 41. P. 785-790].
28. Volkov M. K., Osipov A. A. Polarizability Of Pions And Kaons In Superconductor Quark Model // Yad. Fiz. 1985 Vol. 41. P. 1027-1034.
29. Hatsuda T., Kunihiro T. Possible Critical Phenomena Associated With The Chiral Symmetry Breaking // Phys. Lett. B. 1984 Vol. 145. P. 7-10.
30. Hatsuda T., Kunihiro T. Fluctuation Effects in Hot Quark Matter: Precursors of Chiral Transition at Finite Temperature // Phys. Rev. Lett. 1985 Vol. 55. P. 158-161.
31. Volkov M. K. Low-energy Meson Physics in the Quark Model of Superconductivity Type // Sov. J. Part. Nucl. 1986 Vol. 17. P. 186 [Fiz. Elem. Chast. Atom. Yadra 1986 Vol. 17. P. 433-471].
32. Ebert D., Reinhardt H. Effective Chiral Hadron Lagrangian with Anomalies and Skyrme Terms from Quark Flavor Dynamics // Nucl. Phys. B. 1986 Vol. 271. P. 188-226.
33. Vogl U. and Weise W. The Nambu and Jona Lasinio model: Its implications for hadrons and nuclei // Prog. Part. Nucl. Phys. 1991 Vol. 27. P. 195-272.
34. Klevansky S. P. The Nambu-Jona-Lasinio model of quantum chromodynamics // Rev. Mod. Phys. 1992 Vol. 64. P. 649-708.
35. Volkov M. K. Effective chiral Lagrangians and the Nambu-Jona-Lasinio model // Phys. Part. Nucl. 1993 Vol. 24. P. 35-58.
36. Ebert D., Reinhardt H., Volkov M. K. Effective hadron theory of QCD // Prog. Part. Nucl. Phys. 1994 Vol. 33. P. 1-120.
37. Volkov M. K., Weiss C. A Chiral Lagrangian for excited pions // Phys. Rev. D 1997 Vol. 56. P. 221-229.
38. Volkov M. K. The Pseudoscalar and vector excited mesons in the  $U(3) \times U(3)$  chiral model // Phys. Atom. Nucl. 1997 Vol. 60. P. 1920-1929 [Yad. Fiz. 1997 Vol. 60, no. 11. P. 2094-2103].
39. Volkov M. K., Ebert D., Nagy M. Excited pions, rho and omega mesons and their decays in a chiral  $SU(2) \times SU(2)$  Lagrangian // Int. J. Mod. Phys. A 1998 Vol. 13. P. 5443-5458.

40. Volkov M. K., Yudichev V. L. Radially excited scalar, pseudoscalar, and vector meson nonets in a chiral quark model // Phys. Part. Nucl. 2000 Vol. 31. P. 282-311 [Fiz. Elem. Chast. At. Yadra 2000 Vol. 31. P. 576-633].
41. Volkov M. K., Radzhabov A. E. The Nambu-Jona-Lasinio model and its development // Phys. Usp. 2006 Vol. 49. P. 551-561.
42. Ahmadov A. I., Volkov M. K. The Decay  $\tau \rightarrow (\pi, \pi')\nu_\tau$  in the Nambu-Jona-Lasinio model // Phys. Part. Nucl. Lett. 2015 Vol. 12, no. 6. P. 744-750.
43. Volkov M. K., Arbuzov A. B., Kostunin D. G. The decay  $\tau \rightarrow \pi\omega\nu$  in the extended NJL model // Phys. Rev. D 2012 Vol. 86. P. 057301.
44. Kostunin D. G., Vishneva A. V., Volkov M. K. The decay  $\tau \rightarrow f_1\pi\nu_\tau$  in the Nambu-Jona-Lasinio model // Eur. Phys. J. A. 2014 Vol. 50. P. 137.
45. Volkov M. K., Kostunin D. G. The decays  $\rho^- \rightarrow \eta\pi^-$  and  $\tau^- \rightarrow \eta(\eta')\pi^-\nu$  in the NJL model // Phys. Rev. D 2012 Vol. 86. P. 013005.
46. Volkov M. K., Kostunin D. G.  $\tau^- \rightarrow \pi^-\pi^0\nu_\tau$  decay in the extended NJL model // Phys. Part. Nucl. Lett. 2013 Vol. 10. P. 7-10.
47. Volkov M. K., Arbuzov A. B., Kostunin D. G. The  $e^+e^- \rightarrow \eta(\eta')2\pi$  process in the extended Nambu-Jona-Lasinio model // Phys. Rev. C. 2014 Vol. 89, no. 1. P. 015202.
48. Gakh G. I., Konchatnij M. I., Merenkov N.P. Azimuthal distributions in radiative decay of a polarized  $t$  lepton // J. Exp. Theor. Phys. 2016 Vol. 122, no. 1. P. 78-95 [Zh. Eksp. Teor. Fiz. 2016 Vol. 149. P. 93-111].
49. Efremov A. V., Teryaev O. V. On Spin Effects in Quantum Chromodynamics // Sov. J. Nucl. Phys. 1982 Vol. 36. P. 140 [Yad. Fiz. 1982 Vol. 36. P. 242-246].
50. Arbuzov A. B., Kuraev E. A., Volkov M. K. Processes  $e^+e^- \rightarrow \pi^0(\pi^0)\gamma$  in the NJL model // Eur. Phys. J. A. 2011 Vol. 47. P. 103.
51. Arbuzov A. B., Kuraev E. A., Volkov M. K. Production of  $\omega\pi^0$  pair in electron-positron annihilation // Phys. Rev. C. 2011 Vol. 83. P. 048201.
52. Ahmadov A. I., Kuraev E. A., Volkov M. K. Production of  $\pi^0\rho^0$  Pair in Electron-Positron Annihilation in the Nambu-Jona-Lasinio Model // Phys. Part. Nucl. Lett. 2012 Vol. 9. P. 461-464.
53. Volkov M. K., Kostunin D. G. The processes  $e^+e^- \rightarrow \pi\pi(\pi')$  in the extended NJL model // Phys. Rev. C. 2012 Vol. 86. P. 025202.

54. Ahmadov A. I., Kostunin D. G., Volkov M. K. Processes of  $e^+e^- \rightarrow [\eta, \eta', \eta(1295), \eta(1475)]\gamma$  in the extended Nambu-Jona-Lasinio model // Phys. Rev. C. 2014 Vol. 89, no. 3. P. 039901.
55. Olive K. A. et al. (Particle Data Group). Review of Particle Physics // Chin. Phys. C. 2014 Vol. 38. P. 090001.
56. Aubert B. et al. (BaBar Collaboration) Measurement of the  $\tau^- \rightarrow K^- \pi^0 \nu_\tau$  branching fraction // Phys. Rev. D 2007 Vol. 76, no. 3. P. 051104.
57. Inami K. et al. (Belle Collaboration). Precise measurement of hadronic tau-decays with an eta meson // Phys. Lett. B 2009 Vol. 672. P. 209-218.
58. del Amo Sanchez P. et al. (BaBar Collaboration). Studies of  $\tau^- \rightarrow \eta K^- \nu_\tau$  and  $\tau^- \rightarrow \eta \pi^- \nu_\tau$  at BaBar and a search for a second-class current // Phys. Rev. D 2011 Vol. 83. P. 032002.
59. Coan T.E. et al. (CLEO Collaboration). Decays of tau leptons to final states containing  $K_s^0$  mesons // Phys. Rev. D 1996 Vol. 53. P. 6037-6053.
60. Aubert B. et al. (BaBar Collaboration) Measurements of  $e^+e^- \rightarrow K^+K^-\eta$ ,  $K^+K^-\pi^0$  and  $K_s^0 K^\pm \pi^\mp$  cross- sections using initial state radiation events // Phys. Rev. D 2008 Vol. 77. P. 092002.
61. Ivanov V. L. et al. Preliminary results of the cross-section measurement of  $e^+e^- \rightarrow \phi(1020)\eta$  process with the CMD-3 detector at VEPP-2000 collider // Phys. Atom. Nucl. 2016 Vol. 79, no. 2. P. 251-259.