

МОСКОВСКИЙ ГОСУДАРСТВЕННЫЙ УНИВЕРСИТЕТ
имени М.В. ЛОМОНОСОВА

НАУЧНО-ИССЛЕДОВАТЕЛЬСКИЙ ИНСТИТУТ
ЯДЕРНОЙ ФИЗИКИ имени Д.В. СКОБЕЛЬЦЫНА

На правах рукописи



Шаров Дмитрий Александрович

**РОЖДЕНИЕ КАСКАДНЫХ ГИПЕРОНОВ НА
НУКЛОНАХ КАОНАМИ И ФОТОНАМИ**

01.04.16 — физика атомного ядра и элементарных частиц

АВТОРЕФЕРАТ

диссертации на соискание ученой степени
кандидата физико-математических наук

Москва — 2010

Работа выполнена на кафедре Общей ядерной физики физического факультета МГУ имени М.В. Ломоносова и в Отделе электромагнитных процессов и взаимодействий атомных ядер Научно-исследовательского института ядерной физики имени Д.В. Скобельцына МГУ имени М.В. Ломоносова.

Научный руководитель: кандидат физико-математических наук
Ланской Дмитрий Евгеньевич

Официальные оппоненты: доктор физико-математических наук
Зотов Николай Петрович,
НИИЯФ МГУ

кандидат физико-математических наук
Копелиович Владимир Бенедиктович,
ИЯИ РАН

Ведущая организация: Отделение ядерной физики и астрофизики
Физического института им. П.Н. Лебедева РАН,
г. Москва

Защита состоится «28» мая 2010 года в 15:00 часов на заседании Совета по защите докторских и кандидатских диссертаций Д 501.001.77 при Московском государственном университете имени М.В. Ломоносова по адресу: 119991, ГСП-1, г. Москва, Ленинские горы, д.1, стр.5, (“19 корпус НИИЯФ МГУ”), аудитория 2-15.

С диссертацией можно ознакомиться в библиотеке НИИЯФ МГУ.

Автореферат разослан «23» апреля 2010 года.

Ученый секретарь Совета по защите докторских
и кандидатских диссертаций Д 501.001.77

доктор физико-математических наук, профессор



Страхова С. И.

Общая характеристика работы

Актуальность темы диссертации

Несмотря на то, что Ξ -гипероны были открыты вскоре после Λ - и Σ -гиперонов, информация о динамических свойствах барионов со странностью -2 до сих пор остается значительно более ограниченной. Связано это с тем, что реакции рождения Ξ -гиперонов по сравнению с рождением Λ - и Σ -гиперонов обычно сложнее, а их сечения меньше. Рождение Ξ в бинарном процессе возможно на пучках каонов в реакции $\bar{K}N \rightarrow K\Xi$. Однако, каонные пучки, как правило, имеют относительно низкую интенсивность, в то время как пучки электронов, фотонов, протонов или пионов приводят к трем или даже четырем частицам в конечном состоянии. Следствием этого является то, что механизмы рождения Ξ -гиперонов остаются мало изученными.

Реакция $\bar{K}N \rightarrow K\Xi$ экспериментально исследовалась в 60-х и 70-х годах. При этом для детектирования событий использовались в основном пузырьковые камеры. Позднее эта реакция почти не изучалась. В скором времени ожидается начало работы высокоинтенсивного вторичного пучка каонов в J-PARC (Japan Proton Accelerator Research Complex), на котором в качестве первоочередной задачи стоит изучение рождения каскадного гиперона на ядерной мишени. Элементарная реакция $\bar{K}N \rightarrow K\Xi$ с образованием основного и возбужденных состояний Ξ также может быть исследована в J-PARC.

В настоящее время активно идет исследование фоторождения Ξ в Национальной лаборатории имени Томаса Джефферсона (JLab, США) с помощью детектора CLAS. Для изучения спектра с высокой статистикой в фоторождении необходим непрерывный пучок и детектирование эксклюзивных многочастичных конечных состояний. JLab, имея ускоритель электронов непрерывного действия и детектор большого акцептанса CLAS, предоставляет уникальные возможности для таких исследований. В JLab рассматривается реакция $\gamma p \rightarrow K^+ K^+ X$, где два K^+ -мезона детектируются на основе измерения импульса и скорости, а $X = \Xi^-$ определяется по характеристическому пику в спектре недостающей массы системы $K^+ K^+$. Преимущество использования

техники недостающей массы заключается в малости физического фона: если в конечном состоянии есть два K^+ -мезона, то оставшаяся часть должна иметь странность, барионный и электрический заряды, как у каскадного гиперона. После обработки данных, полученных в 2008 году во время сеанса g12, будут получены экспериментальные сечения рождения Ξ -гиперонов при более высоких энергиях и с большей статистикой.

Каскадные гипероны также исследовались на протонных и гиперонных пучках. Изучение реакции $\bar{p}p \rightarrow \bar{\Xi}\Xi$ запланировано в строящемся ускорительном комплексе FAIR (Facility of Antiproton and Ion Research) на детекторе PANDA. Таким образом можно ожидать, что в ближайшем будущем появится много новой информации по рождению основного и возбужденных состояний Ξ -гиперона.

Механизмы образования каскадных гиперонов недостаточно изучены. Известно несколько теоретических работ, выполненных в 60-е и 70-е годы, в которых авторы на основе различных моделей пытались описать реакцию $\bar{K}N \rightarrow K\Xi$. В этих работах были отмечены некоторые интересные закономерности, однако попыток единого описания всей совокупности или хотя бы значительной части экспериментальных данных до настоящего времени не предпринималось. Данные по реакции $\bar{K}N \rightarrow K\Xi$ анализировались также с точки зрения образования Ξ -гиперядер в реакции (\bar{K}, K) на ядрах. Для расчетов рождения Ξ -гиперядер необходимы сечения реакции $K^-p \rightarrow K^+\Xi^-$ при малых углах, которые в существующих теоретических работах брались из экспериментальных данных.

По реакции фоторождения $\gamma p \rightarrow K^+K^+\Xi^-$ существует только одна теоретическая работа, в которой на основе эффективных лагранжианов с константами связи, определенными из $SU_f(3)$ -симметрии, анализировались экспериментальные данные (К. Nakayama, Y. Oh and H. Haberzettl, Phys. Rev. C **74**, 035205 (2006)).

Таким образом, анализ механизмов рождения Ξ -гиперонов в различных процессах представляется крайне актуальной задачей.

Цели работы. Целью диссертационной работы является феноменологический анализ рождения каскадных гиперонов на нуклонах в реакциях $\bar{K}N \rightarrow K\Xi$ и $\gamma p \rightarrow K^+K^+\Xi^-$, выявление механизмов этих реакций, проверка возможности одновременного описания экспериментальных данных по этим реакциям в едином теоретическом подходе.

Основные новые результаты, полученные в диссертации:

1. Разработана модель реакции $\bar{K}N \rightarrow K\Xi$, учитывающая u - и s -канальные обмены различными гиперонами, и проанализированы все имеющиеся экспериментальные данные при энергии в системе центра масс от порога до 2.8 ГэВ. Показано, что хорошее согласие с экспериментальными данными по интегральным и дифференциальным сечениям реакции $K^-p \rightarrow K^+\Xi^-$ достигается уже при учете обменов только гиперонами с массой ниже порога реакции. Однако при этом сечения реакции в других зарядовых каналах не согласуются с экспериментом, а поляризация Ξ -гиперонов пренебрежимо мала.
2. Впервые в расчеты на основе диаграммной техники включены обмены промежуточными барионами со спинами $7/2$ и $9/2$. Получены явные выражения для соответствующих пропагаторов. Включение s -канальных надпороговых резонансов позволяет успешно описать весь имеющийся массив данных. Показано, что в реакциях $K^-p \rightarrow K^0\Xi^0$ и $K^-n \rightarrow K^0\Xi^-$ резонансный механизм является основным, а в реакцию $K^-p \rightarrow K^+\Xi^-$ существенный вклад дают также u -канальные обмены Λ -гиперонами. Выявлено, что заметная поляризация Ξ -гиперонов появляется только за счет интерференции амплитуд с обменами подпороговыми и надпороговыми гиперонами.
3. Построена модель реакции $\gamma p \rightarrow K^+K^+\Xi^-$. Впервые получено согласованное описание данных по реакциям $\bar{K}N \rightarrow K\Xi$ и $\gamma p \rightarrow K^+K^+\Xi^-$ в рамках единого подхода с универсальными значениями вершинных

констант. Установлены соотношения между амплитудами t -канального обмена каонами в реакции фоторождения и сечениями реакции $\bar{K}N \rightarrow K\Xi$. Показано, что t -канальный обмен дает лишь небольшой вклад в сечения фоторождения.

Практическая значимость работы.

Разработанная модель реакции $\bar{K}N \rightarrow K\Xi$ может быть использована при планировании будущих экспериментов по рождению каскадных гиперонов на нуклонах пучками каонов, а также для анализа полученных данных. Модель может быть обобщена на реакцию $\bar{K}N \rightarrow K\Xi^*$ рождения Ξ -резонансов. Модель можно применять для предсказания спектра гиперядер в реакции (K^-, K^+) . Разработанный формализм для барионов со спинами $7/2$ и $9/2$ можно применять для анализа любых реакций, в которых возможны механизмы со столь высокоспиновыми промежуточными частицами. Разработанная модель реакции $\gamma p \rightarrow K^+ K^+ \Xi^-$ может быть использована при планировании будущих экспериментов по рождению каскадных гиперонов на нуклонах фотонами, а также для анализа полученных данных.

Личный вклад автора. Основные результаты, представленные к защите, получены самим автором, либо при его непосредственном участии.

Апробация работы. Основные результаты диссертации докладывались на различных конференциях, совещаниях, семинарах, школах:

1. 23rd International Nuclear Physics Conference, Tokyo, Japan, 3-8 June, 2007.
2. 58 Международное совещание по ядерной спектроскопии и структуре атомного ядра «Ядро-2008», Москва, 23-27 июня, 2008.
3. IX Межвузовская научная школа молодых специалистов «Концентрированные потоки энергии в космической технике, электронике, экологии и медицине», Москва, 24-25 ноября, 2008.

4. 10th International Conference on Hypernuclear and Strange Particle Physics, Tokai, Japan, 14-18 September, 2009.
5. XII Международный Семинар по электромагнитным взаимодействиям ядер EMIN-2009, Москва, 17-20 сентября, 2009.
6. X Межвузовская научная школа молодых специалистов «Концентрированные потоки энергии в космической технике, электронике, экологии и медицине», Москва, 23-24 ноября, 2009.

Публикации. Основные результаты диссертации опубликованы в 6 печатных работах, перечень которых приведен в конце автореферата.

Структура и объем диссертации. Диссертация состоит из введения, трех глав, заключения, одного приложения и списка литературы. Диссертация содержит 124 страницы, 44 рисунка и 6 таблиц. Список литературы содержит 95 наименований.

Содержание диссертации.

Во введении обосновывается актуальность темы диссертации. Формулируются основные цели работы. Приводится структура и краткое содержание глав диссертации.

В **первой главе** на основе эффективных лагранжианов строится феноменологическая модель реакции $\bar{K}N \rightarrow K\Xi$. В разделе 1.1 описывается кинематика процесса. В разделе 1.2 обсуждаются возможные механизмы реакции. Для данного процесса простой одномезонный t -канальный обмен невозможен, т.к. не существует мезона с двойной странностью. Поэтому модель строим на основе s - (рис. 1 а) и u - (рис. 1 б) канальных обменов различными гиперонами. Рассматриваются три зарядовых канала этой реакции $K^-p \rightarrow K^+\Xi^-$, $K^-p \rightarrow K^0\Xi^0$ и $K^-n \rightarrow K^0\Xi^-$, для которых имеются экспериментальные данные. Амплитуды этих процессов связаны изоспиновым соотношением:

$$M(K^-n \rightarrow K^0\Xi^-) = M(K^-p \rightarrow K^+\Xi^-) + M(K^-p \rightarrow K^0\Xi^0).$$

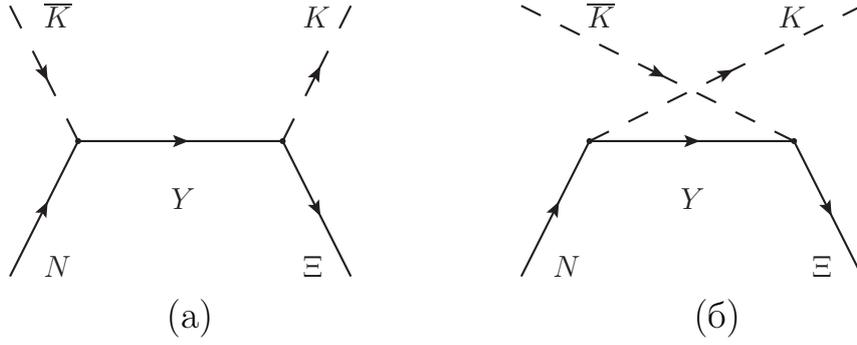


Рис. 1. Диаграммы процесса $\bar{K}N \rightarrow K\Xi$, соответствующие s -канальному (а) и u -канальному (б) механизмам реакции.

Среди гиперонных резонансов, которые могут давать вклад в эту реакцию, многие обладают высокими спинами ($J \geq 5/2$). В разделе 1.3 описывается общий принцип построения волновой функции частицы с произвольным полуцелым спином.

Эффективные лагранжианы обсуждаются в разделе 1.4. Все вершины, встречающиеся в u - и s -канальных диаграммах, включенных в модель, имеют структуру $(B(1/2^+)YK(0^-))$, где Y — гипероны со спинами $J = 1/2, 3/2, 5/2, 7/2$ и $9/2$ и различными четностями. Для вершин, содержащих мезон и барионы со спином $J = 1/2$, используются эффективные лагранжианы с псевдовекторной связью. В случае гиперонов со спином $J = 3/2$ используется распространенный в литературе лагранжиан:

$$L^{3/2} = \frac{f_{BYK}}{m_\pi} \bar{B} \begin{pmatrix} 1 \\ \gamma_5 \end{pmatrix} Y_\mu \partial^\mu K + h.c.,$$

где f_{BYK} — константа связи, Y_μ — спинор Рариты-Швингера, верхний вариант в скобках соответствует положительной четности гиперона, нижний — отрицательной. Для вершин, содержащих гипероны со спином $J = 5/2, 7/2$ и $9/2$, лагранжианы строятся аналогично. Также в разделе рассматриваются лагранжианы для вершин $(B(1/2^+)Y(1/2^+)M)$ и $(K(0^-)K(0^-)M)$, где M — скалярный или векторный мезон.

Пропагаторы промежуточных частиц обсуждаются в разделе 1.5. Для

промежуточных барионов со спином $1/2$, а также для скалярных и векторных мезонов, используются стандартные пропагаторы. Оптимальная форма пропагатора частиц со спином $3/2$ остается предметом дискуссий. Известно несколько различных форм, которые имеют свои преимущества и недостатки. Для гиперонов со спином $3/2$, имеющих массу ниже порога реакции ($1812 - 1819$ МэВ в зависимости от зарядового канала), применяется пропагатор, являющийся функцией Грина уравнения Рариты-Швингера. Для s -канальных диаграмм, в которых промежуточные гипероны имеют массу выше порога реакции, пропагаторы выбирались таким образом, чтобы в случае изолированного s -канального резонанса они приводили к угловому распределению продуктов распада, описываемому соответствующими полиномами Лежандра. В общем виде проекционный оператор частицы с произвольным полуцелым спином $J = n + 1/2$ выражается через проекционный оператор частицы с целым спином $J = n + 1$ следующим образом:

$$P_{\mu_1 \dots \mu_n, \nu_1 \dots \nu_n}^{n+1/2} = \frac{n+1}{2n+3} \gamma^\alpha \gamma^\beta P_{\alpha \mu_1 \dots \mu_n, \beta \nu_1 \dots \nu_n}^{n+1}$$

При этом проекционный оператор для частицы с целым спином $J = n$ выражается через комбинации проекционного оператора для бозонов с единичным спином. На основе этого формализма в разделе выводятся формулы для пропагаторов барионов со спином $7/2$ и $9/2$.

В разделе 1.6 рассматриваются феноменологические формфакторы, которые вводятся в каждую вершину взаимодействия, чтобы учесть внутреннюю структуру адронов.

На основе эффективных лагранжианов в разделе 1.7 строятся амплитуды процессов.

В разделе 1.8 обсуждаются парциальные ширины резонансов. Представлены формулы, связывающие парциальные ширины распадов резонансов со спинами $J = 1/2, 3/2, 5/2, 7/2$ и $9/2$ на барион с $J^P = 1/2^+$ и псевдоскалярный мезон с константами связи.

В разделе 1.9 описывается методика расчета наблюдаемых величин: диф-

ференциальных сечений и поляризации.

В разделе 1.10 дается обзор имеющихся экспериментальных данных по реакции $\bar{K}N \rightarrow K\Xi$ при энергии в системе центра масс от порога до 2.8 ГэВ. Все доступные в литературе данные делятся на две группы: данные, включенные в процедуру фитирования и данные, которые используются для проверки результатов фита. Параметры модели подгоняются под интегральные и дифференциальные сечения реакций $K^-p \rightarrow K^+\Xi^-$, $K^-p \rightarrow K^0\Xi^0$ с помощью процедуры минимизации функции χ^2 . Интегральные и дифференциальные сечения реакции $K^-n \rightarrow K^0\Xi^-$, а также поляризация Ξ -гиперона в реакциях $K^-p \rightarrow K^+\Xi^-$, $K^-p \rightarrow K^0\Xi^0$, используются для независимой проверки модели.

Во **второй главе** представлены результаты систематического анализа всех имеющихся в литературе экспериментальных данных по реакциям $K^-p \rightarrow K^+\Xi^-$, $K^-p \rightarrow K^0\Xi^0$ и $K^-n \rightarrow K^0\Xi^-$ при энергии в системе центра масс от порога до 2.8 ГэВ.

В разделе 2.1 обсуждается выбор формфактора. Из нескольких видов лучшее описание данных дает экспоненциальный формфактор $F = \exp(-\mathbf{q}^2/\Lambda^2)$, где \mathbf{q} — это 3-импульс налетающего или вылетающего каона, Λ — параметр обрезания. При этом для s - и u -канальных обменов гиперонами с массой ниже порога реакции оптимальное значение параметра обрезания $\Lambda = 800 \div 1000$ МэВ, а для s -канальных обменов резонансами с массой выше порога максимально приближенная к брейт-вигнеровской резонансной форме кривая получается при $\Lambda = 300 \div 700$ МэВ в зависимости от массы и спина резонанса.

В разделах 2.2 и 2.3 рассматривается выбор промежуточных гиперонов с массой ниже порога. Показывается важность интерференции между амплитудами, соответствующими обменов разным гиперонами, а также между различными механизмами реакции с обменом одинаковым гипероном.

В разделе 2.4 данные по реакциям $K^-p \rightarrow K^+\Xi^-$, $K^-p \rightarrow K^0\Xi^0$ анализируются с учетом s - и u -канальных обменов гиперонами с массой ниже порога. Неплохое описание данных достигается при учете четырех гиперонов Λ , Σ ,

$\Sigma(1385)$ и $\Lambda(1520)$. Сравнение модели и экспериментальных данных показано на рис. 2 и 3 для реакции $K^-p \rightarrow K^+\Xi^-$ и $K^-p \rightarrow K^0\Xi^0$, соответственно. Сечения, вычисленные с этим набором гиперонов, показаны штрих-пунктирной кривой. Полученные параметры модели и величина χ^2 представлены в таблице 1 в первой строке. Данный вариант модели достаточно хорошо воспроизводит основные особенности экспериментальных данных. Энергетическая зависимость интегральных сечений неплохо описывается во всем диапазоне. Пики назад в дифференциальных сечениях (распределениях по углу вылета каона в СЦМ) воспроизводятся адекватно, хотя немного занижаются при некоторых значениях энергии. Эволюция формы дифференциальных сечений с энергией также соответствует экспериментальным данным. С другой стороны, следует отметить некоторые недостатки в описании данных. Интегральные сечения в резонансной области ($\sqrt{s} \approx 2$ ГэВ) моделью занижаются. В экспериментальных дифференциальных сечениях реакции $K^-p \rightarrow K^0\Xi^0$ есть пик вперед, который модель не описывает. Модель существенно недооценивает данные по интегральным и дифференциальным сечениям реакции $K^-n \rightarrow K^0\Xi^-$, которые не включаются в фит (сравнение модели, показанной штрих-пунктирной кривой, и экспериментальных данных представлено на рис. 4). С данным набором обмениваемых гиперонов модель дает практически нулевую поляризацию (сравнение модели, представленной штрих-пунктирной кривой, и экспериментальных данных показано на рис. 5). Такой же результат получается при учете любых наборов подпороговых гиперонов. Хотя экспериментальные данные очень грубые и, в принципе, не противоречат гипотезе нулевой поляризации (в пределах погрешности), однако, если экспериментальная поляризация все-таки отлична от нуля, то модель, учитывающая обмены только подпороговыми гиперонами, описать ее не может. Таким образом, возможности модели с подпороговыми гиперонами ограничены.

В разделе 2.5 исследуется возможное влияние t -канального механизма. В расчет добавляется диаграмма обмена гипотетическим мезоном M с двойной

Таблица 1. Результаты подгонки параметров под экспериментальные данные в случае учета только подпороговых гиперонов (строка 1) и в случае включения надпороговых s -канальных резонансов (строка 2): значения χ^2 , произведения констант связи $f_Y = f_{NYK}f_{\Xi YK}$, параметры обрезания (Λ_1 для подпороговых гиперонов, Λ_2 для надпороговых резонансов)

	χ^2	f_Λ	f_Σ	$f_{\Sigma(1385)}$	$f_{\Lambda(1520)}$	Λ_1 (МэВ)	$f_{\Sigma(2030)}$	$f_{\Sigma(2250)}$	Λ_2 (МэВ)
1	1121	0.4502	0.1766	0.0340	-0.6462	774	—	—	—
2	985	0.3303	0.1185	-0.0057	-0.4076	839	0.0203	-0.0838	440

странностью, которую можно рассматривать как моделирование двухкаонного обмена. Варьируя различные параметры этого мезона, мы не достигли существенного улучшения в описании данных. Поэтому предполагаем, что t -канальный обмен играет незначительную роль.

В разделе 2.6 в рассмотрение включаются s -канальные обмены гиперонными резонансами с массой выше порога реакции. В компиляции свойств элементарных частиц Particle Data Group перечислено 8 гиперонных резонансов, имеющих 3-х и 4-х звездочный статус с массой $1.89 \leq M \leq 2.35$ ГэВ. Но ни для одного из этих резонансов не известна относительная вероятность распада на $K\Xi$ и только для двух из них, $\Lambda(2100)$ и $\Sigma(2030)$, указаны верхние границы (3% для $\Lambda(2100)$ и 2% для $\Sigma(2030)$). Пробуя добавлять различные комбинации из этих восьми резонансов к четырехгиперонной схеме, описанной в разделе 2.4, мы показываем, что существенное улучшение в описании данных достигается при включении двух резонансов $\Sigma(2030)$ и $\Sigma(2250)$ (однако этот выбор не единственный). Спин и четность $\Sigma(2030)$ хорошо установлены ($J^p = 7/2^+$). Наиболее вероятные значения для спина и четности $\Sigma(2250)$ $5/2^-$ и $9/2^-$. Значение $5/2^-$ дает немного меньший χ^2 , поэтому используется в окончательном варианте модели. Результаты расчетов с таким набором промежуточных гиперонов показаны на рис. 2, 3, 4 и 5 сплошной кривой (параметры модели и χ^2 представлены в таблице 1 во второй строке).

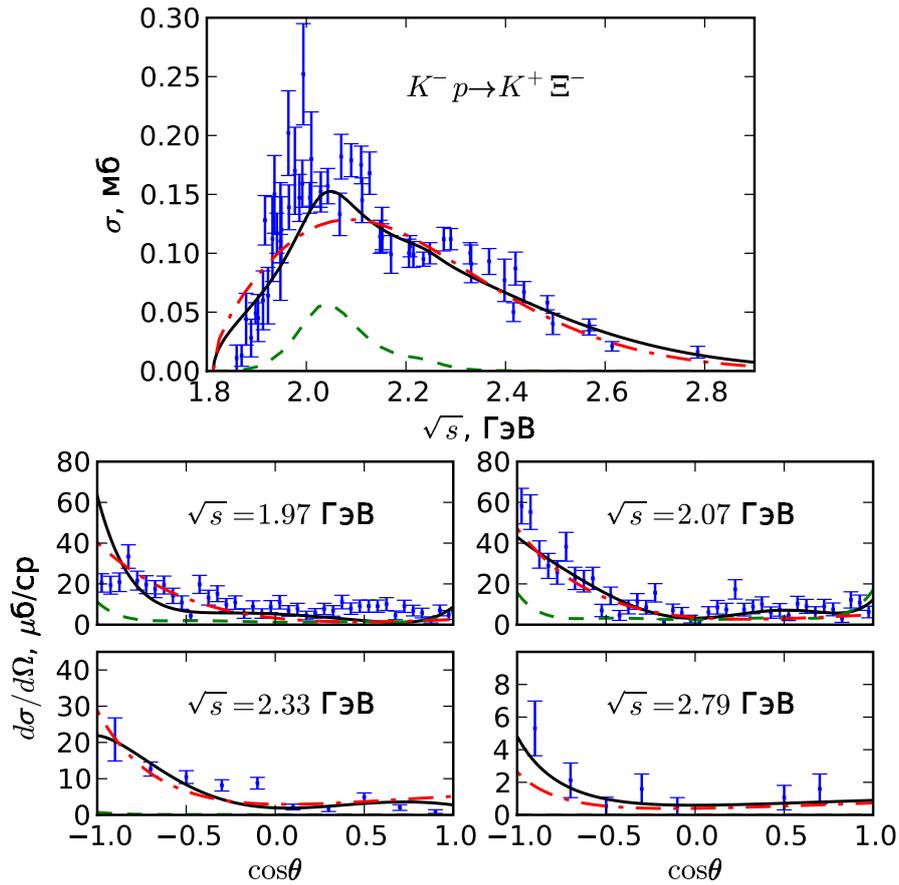


Рис. 2. Интегральные и дифференциальные сечение реакции $K^- p \rightarrow K^+ \Xi^-$. Сплошная кривая показывает результаты окончательной версии модели. Пунктиром показан вклад резонансов $\Sigma(2030)$ и $\Sigma(2250)$. Штрих-пунктирная кривая показывает результат фита с учетом только подпороговых гиперонов.

С включением двух резонансов недостатки, указанные в разделе 2.4, устранились. Появился значительный пик вперед в дифференциальных сечениях реакции $K^- p \rightarrow K^0 \Xi^0$, соответствующий экспериментальным данным при всех значениях энергии. Резонансные пики в интегральных сечениях стали описываться адекватно. Пик вперед в дифференциальных сечениях наблюдается только в данных по реакции $K^- p \rightarrow K^0 \Xi^0$, но не $K^- p \rightarrow K^+ \Xi^-$. Наш анализ дает этому явлению простое объяснение. На рис. 3 видно, что интегральные сечения реакции $K^- p \rightarrow K^0 \Xi^0$ в области пика являются практически чисто резонансными. При этом надпороговые резонансы дают приблизительно равные вклады в сечения обеих реакций (на рис. 2 и 3 видно, что максимум пунктирных кривых в обоих случаях составляет около 0.06 мб). Однако в ре-

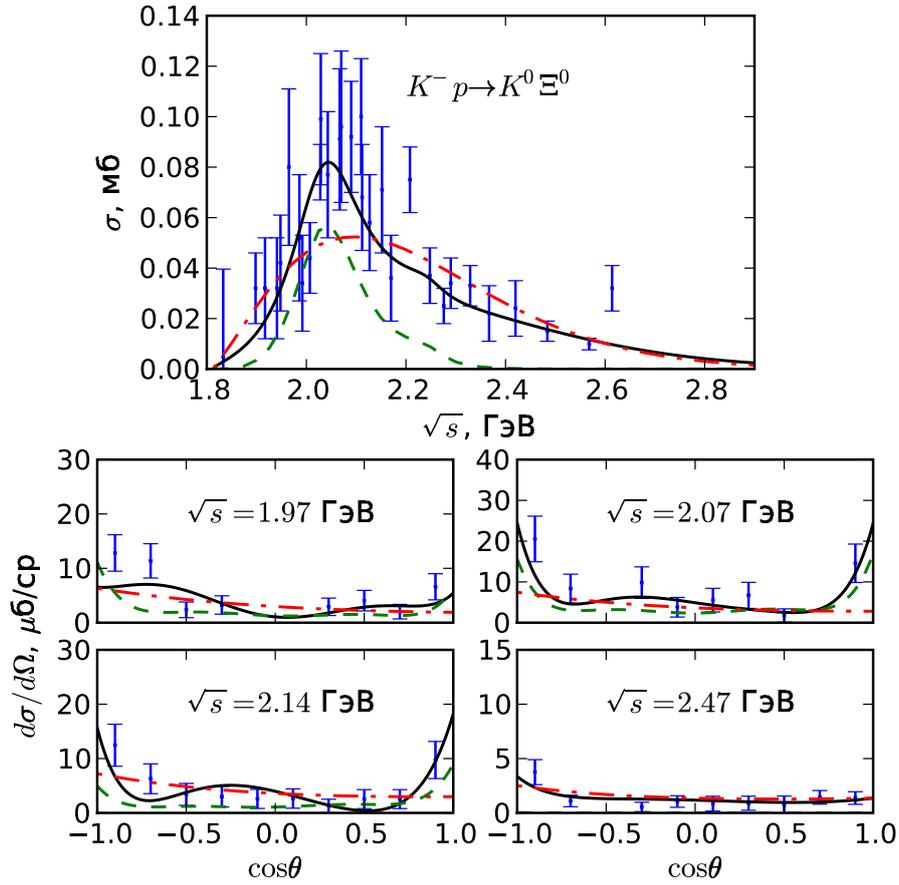


Рис. 3. Тоже, что на рис. 2 для реакции $K^- p \rightarrow K^0 \Xi^0$.

акцию $K^- p \rightarrow K^+ \Xi^-$ существенный вклад также дают u -канальные обмены Λ - и $\Lambda(1520)$ -гиперонами, которые невозможны для второй реакции. Поэтому дифференциальные сечения реакции $K^- p \rightarrow K^0 \Xi^0$ более симметричные, чем сечения первой реакции, а пик в интегральных сечениях первой реакции почти вдвое больше, чем во второй реакции. Добавление надпороговых резонансов существенно улучшает описание данных по реакции $K^- n \rightarrow K^0 \Xi^-$, хотя количественное согласие не вполне достигается (см. рис. 4). При энергии $\sqrt{s} \approx 2.0$ ГэВ сечения практически полностью являются резонансными и формируются вкладом $\Sigma(2030)$. С включением надпороговых резонансов появляется существенная поляризация (см. рис. 5). Достигается неплохое согласие модели с экспериментальными данными. Однако при $\sqrt{s} \geq 2.4$ ГэВ вклад резонансов становится настолько малым, что поляризация практически сравнивается с нулем. Можно сделать вывод, что поляризация появляется при интерференции подпороговых гиперонов с надпороговыми резонансами.

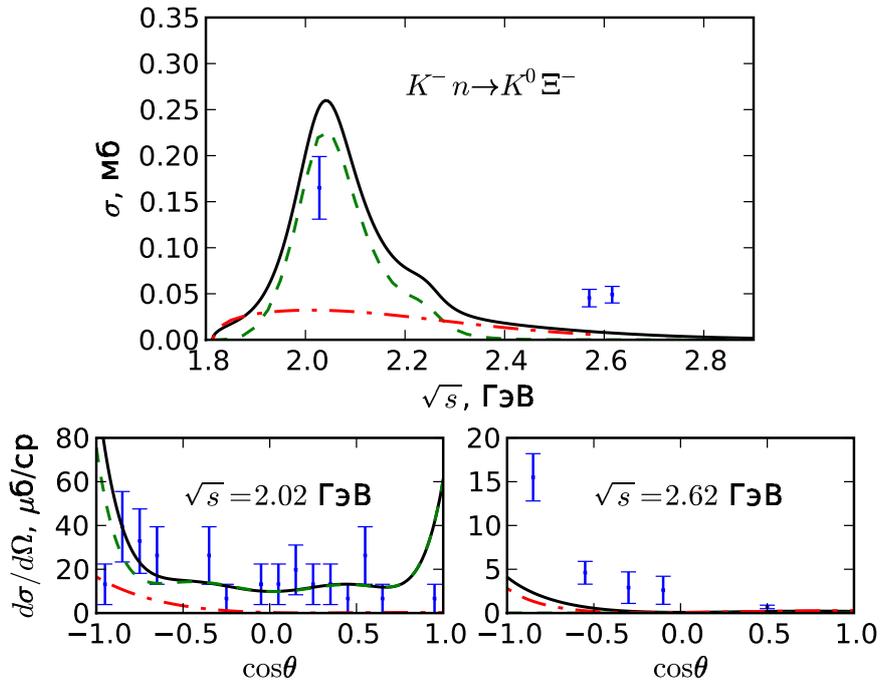


Рис. 4. Тоже, что на рис. 2 для реакции $K^- n \rightarrow K^0 \Xi^-$.

В разделе 2.7 обсуждаются полученные константы связи. Существует достаточно много работ, в которых авторы пытались определять константы связи для вершин $N\Lambda K$ и $N\Sigma K$. Константы для вершин $\Xi\Lambda K$ и $\Xi\Sigma K$ предсказывались в рамках $SU_f(3)$ -симметрии. Также известны отдельные попытки определения констант для вершин, содержащих гиперонные резонансы. Но даже для констант связи вершин $N\Lambda K$ и $N\Sigma K$ значения, полученные различными способами, отличаются в несколько раз. Полученные в диссертации константы связи не противоречат результатам других авторов. Полный набор констант связи для подпороговых гиперонов представлен только в одной работе, где анализировалась реакция фоторождения Ξ -гиперона $\gamma N \rightarrow K K \Xi$. Используя различные виды формфакторов и варьируя параметры обрезания, с этим набором констант связи достичь приемлемого описания данных по реакции $\bar{K} N \rightarrow K \Xi$ не удалось. Также в разделе, используя полученные константы связи, рассчитываются парциальные ширины распадов резонансов по каналу $K \Xi$: для $\Sigma(2030)$ получено значение 1.2 МэВ (при полной ширине ~ 175 МэВ), для $\Sigma(2250)$ — 0.3 МэВ (полная ширина составляет ~ 105 МэВ). Полученная величина парциальной ширины для $\Sigma(2030)$ не проти-

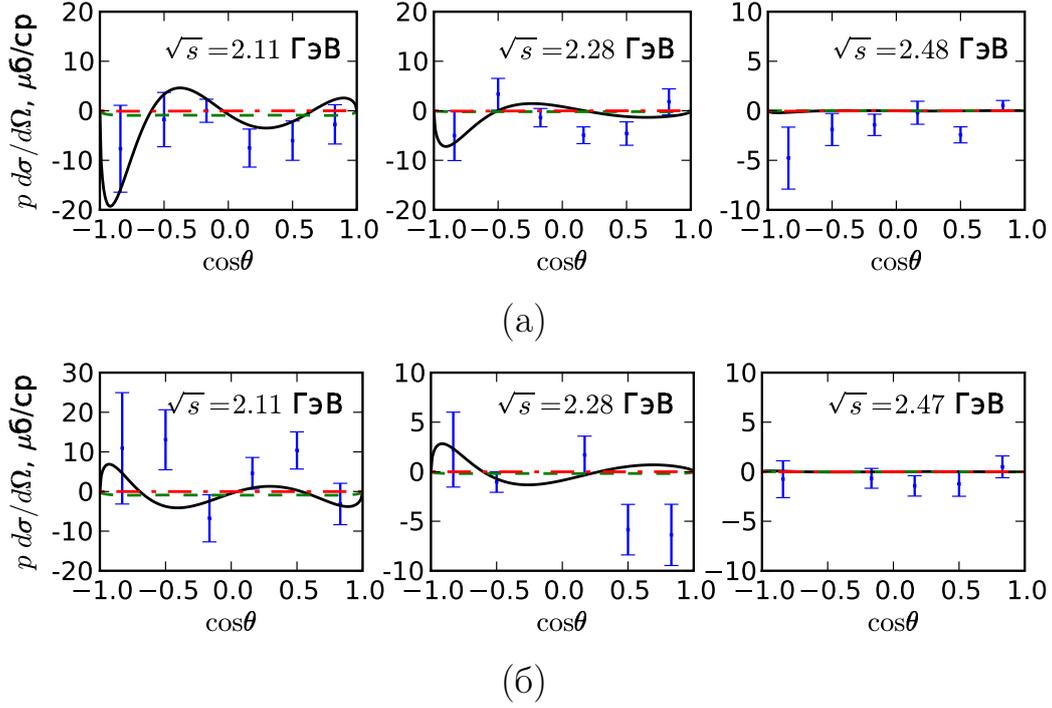


Рис. 5. Поляризация Ξ -гиперона в реакциях $K^-p \rightarrow K^+\Xi^-$ (а) и $K^-p \rightarrow K^0\Xi^0$ (б). Обозначение кривых см. на рис. 2.

воречит верхней оценке из Particle Data Group $\Gamma(\bar{K}N) < 2\% \times \Gamma_{total}$. Для $\Sigma(2250)$ в Particle Data Group вероятность распада по каналу $K\Xi$ не указана. Примечательно, что даже с такими малыми ширинами, резонансы дают значительный вклад в сечения процессов.

В разделе 2.8 суммируются полученные в главе 2 результаты.

Глава 3 посвящена фоторождению каскадных гиперонов в реакции $\gamma p \rightarrow K^+K^+\Xi^-$. В разделе 3.1 рассказывается об эксперименте по фоторождению Ξ -гиперонов, проведенном в лаборатории имени Томаса Джефферсона [1]. В подразделе 3.1.1 описывается экспериментальная установка: основные характеристики ускорителя непрерывного действия CEBAF и структура детектора CLAS. В подразделе 3.1.2 обсуждается методика отбора интересующих событий. В разделе 3.1.3 кратко рассматриваются полученные данные.

В разделе 3.2 на основе эффективных лагранжианов строится феноменологическая модель реакции $\gamma p \rightarrow K^+K^+\Xi^-$. В подразделе 3.2.1 рассматривается кинематика процесса, получаются формулы для интегральных и диф-

ференциальных сечений. В подразделе 3.2.2 обсуждаются механизмы фоторождения. Простейшие диаграммы для реакции $\gamma p \rightarrow K^+ K^+ \Xi^-$ показаны на рис. 6. Во всех диаграммах промежуточный гиперон Y имеет нулевой заряд. Амплитуда диаграммы (г) поэтому отлична от нуля только за счет аномального магнитного момента гиперона. В диссертации не учитываются вклады аномальных магнитных моментов барионов, поэтому диаграмма (г) в расчеты не включается. В подразделе записываются эффективные лагранжианы для вершин электромагнитного взаимодействия и конструируются амплитуды процессов.

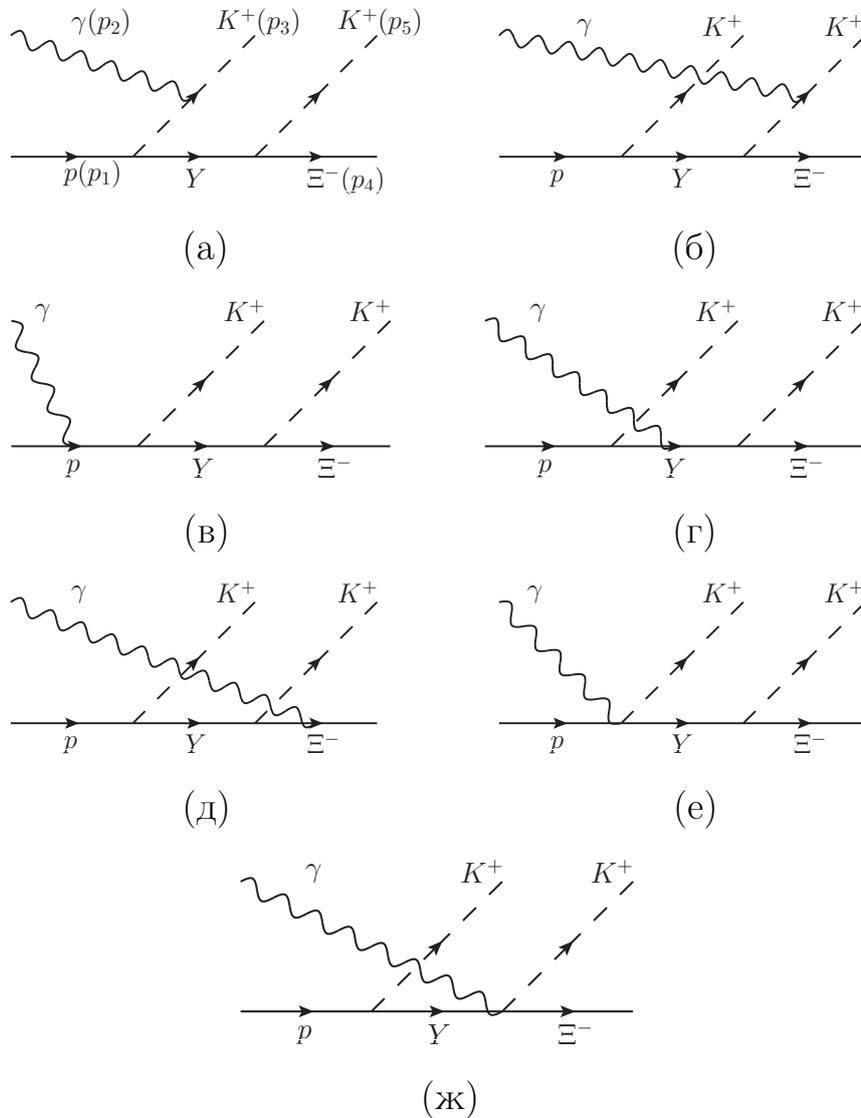


Рис. 6. Диаграммы различных механизмов фоторождения. Обозначение импульсов частиц показано на рис. а.

В разделе 3.3 на основе модели, учитывающей диаграммы (а), (б), (в), (д), (е), (ж) с промежуточными гиперонами Λ , Σ , $\Sigma(1385)$ и $\Lambda(1520)$, анализируются данные, полученные коллаборацией CLAS. Для вершин сильного взаимодействия используются константы связи, определенные по данным реакции $\bar{K}N \rightarrow K\Xi$ (таблица 1, первая строка). При использовании экспоненциального формфактора, как в модели реакции $\bar{K}N \rightarrow K\Xi$, описать данные по фоторождению не удастся. Поэтому используется факторизованный формфактор для барион-барион-мезонных вершин $F(p'^2, p^2, q^2) = f_B(p'^2)f_B(p^2)f_M(q^2)$, где p и p' обозначают 4-импульсы входящего и выходящего из вершины бариона, соответственно, а q — 4-импульс мезона. Барионный формфактор используется в виде:

$$f_B(p^2, M_B^2) = \Lambda_B^4 / \left(\Lambda_B^4 + (p^2 - M_B^2)^2 \right),$$

а мезонный — в виде

$$f_M(q^2, M_K^2) = (\Lambda_K^2 - M_K^2) / (\Lambda_K^2 - q^2).$$

Поскольку вид формфактора изменился, параметры обрезания считаются свободными параметрами и подгоняются под экспериментальные данные. Хорошее описание данных достигается при использовании параметров обрезания $\Lambda_B = \Lambda_K = 1240$ МэВ. На рис. 7, 8 и 9 представлены интегральное сечение, распределения по инвариантной массе системы $K^+\Xi^-$ $d\sigma/dM_{K^+\Xi^-}$ и распределения по углу вылета каона в системе центра масс θ_{K^+} $d\sigma/d\cos\theta_{K^+}$ реакции $\gamma p \rightarrow K^+K^+\Xi^-$. Сплошной кривой показаны результаты, полученные на основе диаграмм (а), (б), (в), (д), (е), (ж) с учетом обменов подпороговыми гиперонами Λ , Σ , $\Lambda(1520)$, $\Sigma(1385)$ с константами связи из первой строки таблицы 1 и параметрами обрезания $\Lambda_B = \Lambda_K = 1240$ МэВ. Достигается неплохое согласие с экспериментом: интегральные сечения и распределения по инвариантной массе $M_{K^+\Xi^-}$ описываются хорошо. То есть набор параметров из первой строки таблицы 1 дает приемлемое описание как данных по реакции $\bar{K}N \rightarrow K\Xi$, так и данных по реакции $\gamma p \rightarrow K^+K^+\Xi^-$. В

распределениях по углу вылета каона модель дает пик назад, в экспериментальных же данных имеется небольшой пик вперед. Это может быть связано с вкладом надпороговых высокоспиновых резонансов. Однако полный расчет на основе диаграмм (а), (б), (в), (д), (е), (ж) с учетом обменов высокоспиновыми гиперонами требует значительных вычислительных ресурсов, поэтому в данной работе не рассматривается.

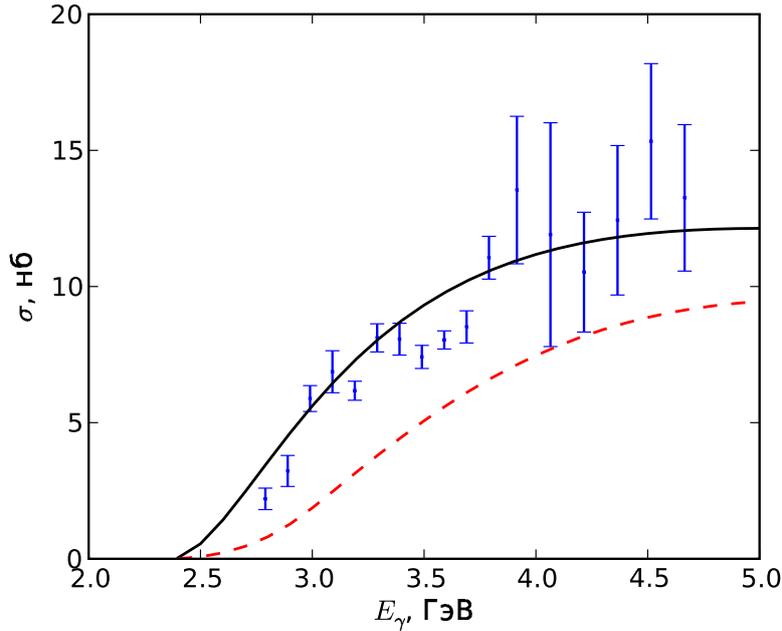


Рис. 7. Интегральное сечение реакции $\gamma p \rightarrow K^+ K^+ \Xi^-$. Сплошной кривой показаны результаты, полученные на основе полного набора диаграмм с учетом обменов подпороговыми гиперонами Λ , Σ , $\Lambda(1520)$, $\Sigma(1385)$. Пунктирная кривая соответствует упрощенной модели, учитывающей только t -канальные диаграммы (а) и (б).

Роль надпороговых резонансов изучается в разделе 3.4 на основе упрощенной модели, учитывающей только t -канальные диаграммы (а) и (б), в которой в качестве базового элемента используется интегральное сечение реакции $K^- p \rightarrow K^+ \Xi^-$. Получена формула, связывающая дифференциальное сечение реакции $\gamma p \rightarrow K^+ K^+ \Xi^-$ с интегральным сечением подпроцесса

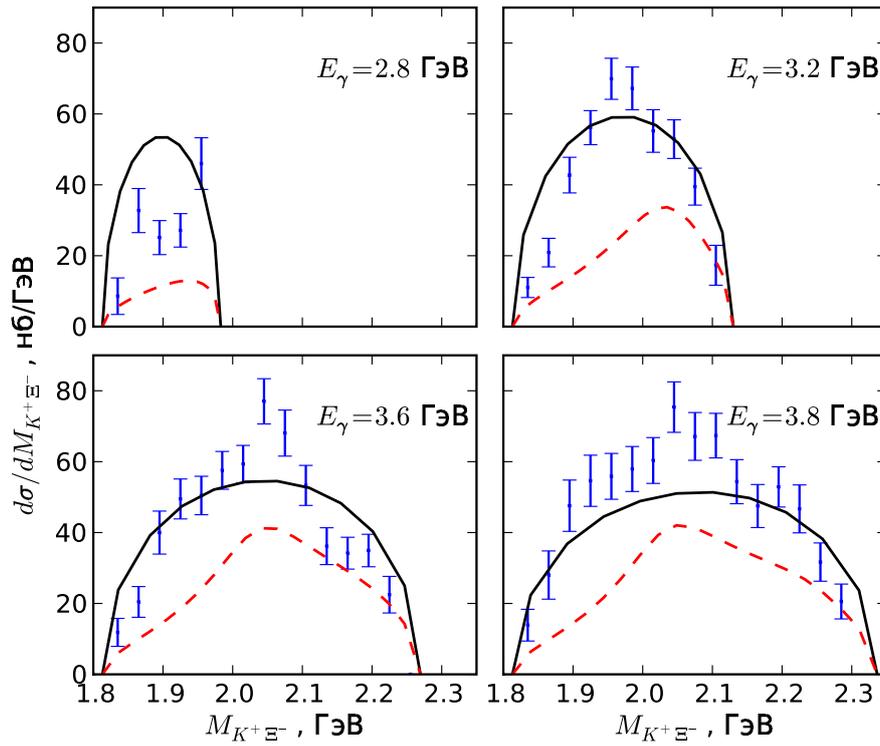


Рис. 8. Дифференциальное сечение $d\sigma/dM_{K^+\Xi^-}$ реакции $\gamma p \rightarrow K^+K^+\Xi^-$.
 Обозначение кривых см. на рис. 7.

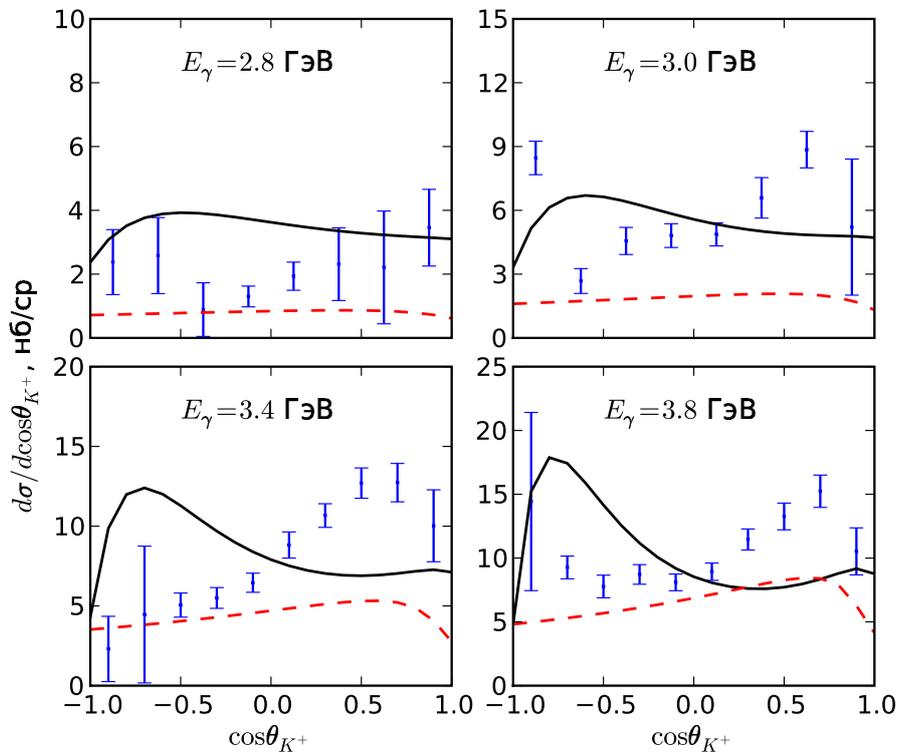


Рис. 9. Дифференциальное сечение $d\sigma/d\cos\theta_{K^+}$ реакции $\gamma p \rightarrow K^+K^+\Xi^-$.
 Обозначение кривых см. на рис. 7.

$K^- p \rightarrow K^+ \Xi^-$:

$$\frac{d\sigma}{dM_{K^+\Xi^-}^2 dt} = \frac{\alpha}{4\pi} \frac{\sqrt{M_{K^+\Xi^-}^4 - 2M_{K^+\Xi^-}^2(m_p^2 + t) + (m_p^2 - t)^2}}{(s - m_p^2)^2} \frac{2(p_3 \cdot \varepsilon)^2}{(t - m_K^2)^2} \times \sigma_{K^- p \rightarrow K^+ \Xi^-}(M_{K^+\Xi^-}, t), \quad (1)$$

где постоянная тонкой структуры $\alpha = e^2/4\pi = 1/137$, m_p и m_K — массы протона и каона, соответственно, $t = (p_2 - p_3)^2$, p_2 и p_3 — 4-импульсы фотона и каона, ε — 4-вектор поляризации фотона. Из-за виртуальности K^- интегральное сечение $\sigma_{K^- p \rightarrow K^+ \Xi^-}(M_{K^+\Xi^-}, t)$, входящее в (1), является функцией переданного 4-импульса t . Однако для простоты полагается, что K^- находится на массовой поверхности, и используется сечение $\sigma_{K^- p \rightarrow K^+ \Xi^-}(M_{K^+\Xi^-})$, полученное во второй главе. Для данной модели используем интегральное сечение, рассчитанное с учетом обменов подпороговыми гиперонами Λ , Σ , $\Sigma(1385)$, $\Lambda(1520)$ и надпороговыми резонансами $\Sigma(2030)$, $\Sigma(2250)$ с параметрами из 2 строки таблицы 1. На рис. 7, 8 и 9 расчеты по этой формуле показаны пунктирной кривой. Модель существенно занижает сечения, показывая необходимость учета остальных диаграмм. В распределениях по инвариантной массе имеется резонансная структура, соответствующая $\Sigma(2030)$. Аналогичная структура есть и в экспериментальных данных при нескольких значениях энергии. Возможно $\Sigma(2030)$ не играет существенной роли. Однако вполне вероятно, что $\Sigma(2030)$ дает значительный вклад при $E_\gamma \geq 3.0$ ГэВ (при $E_\gamma < 3.0$ ГэВ кинематическая область инвариантной массы $M_{K^+\Xi^-} < 2.03$ ГэВ), но в результате интерференции с другими механизмами резонансный пик расплывается.

В разделе 3.5 суммируются полученные в главе 3 результаты.

В **заключении** сформулированы основные результаты диссертации.

В **приложении** получены формулы для определения амплитуд без переверота и с переверотом спина g и h из наблюдаемых величин.

Основные результаты диссертации опубликованы в следующих работах:

1. L. Guo, ..., D. Sharov, *et al.* Cascade production in the reactions $\gamma p \rightarrow K^+ K^+(X)$ and $\gamma p \rightarrow K^+ K^+ \pi^-(X)$. // Phys. Rev. C **76**, 025208 (2007).
2. V. L. Korotkikh, D. E. Lanskoj, D. A. Sharov and Y. Yamamoto. Isospin-mixed Ξ hypernuclear states and (\bar{K}, K) reactions. // Nucl. Phys. A **805**, 176-178 (2008).
3. В. Л. Коротких, Д. Е. Ланской, Д. А. Шаров. Динамика образования Ξ -гиперонов на нуклонах. // Известия РАН. Серия физическая, Том **73**, №6, С. 767-770 (2009).
4. V. L. Korotkikh, D. E. Lanskoj and D. A. Sharov. Reaction (K^-, K^+) and properties of double-strangeness hypernuclei. // Nucl. Phys. A **835**, 354-357 (2010).
5. В. Л. Коротких, Д. Е. Ланской, Д. А. Шаров. Реакции образования Ξ -гиперонов на нуклонах. // Труды IX межвузовской научной школы молодых специалистов «Концентрированные потоки энергии в космической технике, электронике, экологии и медицине» под редакцией Б.С. Ишханова и Л.С. Новикова, Изд. МГУ, Москва, 2008, С. 193-199.
6. В. Л. Коротких, Д. Е. Ланской, Д. А. Шаров. Механизмы рождения Ξ -гиперонов антикаонами на нуклонах с учетом высокоспиновых резонансов. // Труды X межвузовской научной школы молодых специалистов «Концентрированные потоки энергии в космической технике, электронике, экологии и медицине» под редакцией Б.С. Ишханова и Л.С. Новикова, Изд. МГУ, Москва, 2009, С. 152-157.

Заказ № 74-а/04/10 Подписано в печать 19.04.2010 Тираж 100 экз. Усл. п.л. 1

ООО “Цифровичок”, тел. (495)649-83-30

www.cfr.ru ; e-mail:info@cfr.ru