



ГОСУДАРСТВЕННЫЙ НАУЧНЫЙ ЦЕНТР РОССИЙСКОЙ ФЕДЕРАЦИИ
ИНСТИТУТ ФИЗИКИ ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЙ

2005–25
На правах рукописи

Вавилов Дмитрий Вадимович

**ИЗМЕРЕНИЕ ШИРИНЫ
РАДИАЦИОННОГО РАСПАДА $\Lambda(1520) \rightarrow \Lambda\gamma$**

01.04.23 — физика высоких энергий

Автореферат
диссертации на соискание ученой степени
кандидата физико–математических наук

Протвино 2005

УДК 539.12

Работа выполнена в Институте физики высоких энергий (г.Протвино).

Научный руководитель – доктор физико-математических наук Л.Г. Ландсберг.

Официальные оппоненты: доктор физико-математических наук В.Н. Болотов (ИЯИ, Троицк), доктор физико-математических наук, член-корреспондент РАН С.П. Денисов (ИФВЭ, Протвино).

Ведущая организация – Институт теоретической и экспериментальной физики (г. Москва).

Защита диссертации состоится “_____” _____ 2005 г. в _____ часов на заседании диссертационного совета Д 201.004.01 при Институте физики высоких энергий по адресу: 142281, Протвино, Московской обл.

С диссертацией можно ознакомиться в библиотеке ИФВЭ.

Автореферат разослан “_____” _____ 2005 г.

Ученый секретарь
диссертационного совета Д 201.004.01

Ю.Г. Рябов

© Государственный научный центр
Российской Федерации
Институт физики высоких энергий, 2005

ОБЩАЯ ХАРАКТЕРИСТИКА РАБОТЫ

Актуальность темы исследования

Исследования радиационных распадов, являющиеся важной составной частью адронной спектроскопии, позволяют получить информацию об электромагнитной структуре сильновзаимодействующих частиц и о соответствующих им кварковых конфигурациях. Существуют многочисленные данные о радиационных распадах легких мезонов и о N - и Δ -барионах. В то же время радиационные распады гиперонов до сих пор мало изучены. Одним из немногих сравнительно легко доступных для изучения радиационных распадов гиперонов является распад

$$\Lambda(1520) \rightarrow \Lambda\gamma . \quad (1)$$

Теоретические предсказания парциальной ширины этого распада в различных моделях очень чувствительны к предположениям об $SU(3)$ -структуре волновой функции $\Lambda(1520)$ -гиперона, лежат в широком диапазоне от 30 до 215 кэВ, и уже одно это представляет интерес для экспериментаторов.

Ширина радиационного распада (1) определялась в двух экспериментах. Первое измерение [Mast68: Mast *et al.*, Phys.Rev.Lett. **21**, 1715 (1968)] было выполнено в пузырьковой камере при резонансном

образовании $\Lambda(1520)$ -гиперона в сепарированном пучке K^- -мезонов с импульсами от 270 до 470 МэВ/с. Фотоны в этом опыте не регистрировались, а выделение радиационного распада (1) проводилось в реакции $K^- + p \rightarrow \Lambda + (\text{нейтральные частицы})$ при анализе спектра недостающих масс по отношению к Λ -гиперону. Радиационная ширина распада (1), определенная из этих данных, составляла $\Gamma[\Lambda(1520) \rightarrow \Lambda\gamma] = (134 \pm 23) \text{ кэВ}^1$. При этом поправка для фотонного спектра, обусловленная другим радиационным распадом $\Lambda(1520) \rightarrow \Sigma^0\gamma$, вводилась из теоретических соображений, являлась модельно-зависимой, и, по-видимому, приводила к некоторому занижению величины $\Gamma[\Lambda(1520) \rightarrow \Lambda\gamma]$ в этой работе.

Второе измерение той же радиационной ширины $\Gamma[\Lambda(1520) \rightarrow \Lambda\gamma] = (33 \pm 11) \text{ кэВ}$ было проведено при прямой регистрации Λ -гиперона и фотона для соответствующего распада в опытах по резонансному образованию $\Lambda(1520)$. Этот результат был представлен на конференции PANIC-84 [Bertini84: R.Bertini *et al.*, Contribution NM18 at PANIC-84, Heidelberg, 1984; R.Bertini, Nucl. Phys. B **279**, 49 (1987)]. Резкое расхождение между результатами [Mast68] и [Bertini84] требует дальнейшего изучения радиационных распадов Λ -гиперонов.

В исследованиях, на основе которых написана диссертационная работа, ширина радиационного распада (1) измерялась с регистрацией всех продуктов распада, что позволяет напрямую интерпретировать результат (без привлечения модельно-зависимых предположений). Данные были получены на установке СФИНКС в ИФВЭ.

Цель диссертационной работы — измерение относительной вероятности и парциальной ширины радиационного распада $\Lambda(1520) \rightarrow \Lambda\gamma$. Это измерение предполагало предварительные работы по созданию программного обеспечения для массовой обработки большого объема статистики (более 10^9 триггеров) с целью реконструкции физической информации в каждом из событий, проведение опти-

¹В оригинальной работе приводится значение $(150 \pm 30) \text{ кэВ}$, соответствующее мировому среднему значению для полной ширины тех лет $\Gamma_{\Lambda(1520)} = 17,4 \text{ МэВ}$, данное значение соответствует текущей величине мирового среднего — 15,6 МэВ.

мального выделения процесса, в котором наблюдается изучаемый (сигнальный) распад, и калибровочного процесса, оценку количества сигнальных и калибровочных событий, вычисление поправок на эффективность регистрации методом Монте-Карло, изучение систематики полученного результата.

Научная новизна диссертационной работы состоит в проведении фактически первого прямого измерения распада (1) (результат [Bertini84] по прямому измерению не был опубликован в реферируемых журналах, что внушает определенные сомнения в его надежности).

Практическая ценность работы состоит в том, что полученный результат по радиационному распаду (1), во-первых, разрешает ситуацию неопределенности, связанную с существованием двух противоречащих друг другу измерений ширины этого распада, во-вторых, служит дальнейшему развитию наших представлений о внутренней структуре гиперонных состояний, позволяя проверять состоятельность теорий на основе сравнения предсказываемых ими результатов с данным измерением.

Использование созданного программного обеспечения для поиска и реконструкции треков и вершин взаимодействий, а также программ, позволяющих осуществлять массовую обработку в почти автоматическом режиме, для получения различных DST², обеспечило основу для дальнейших исследований на установке СФИНКС по данным сеансов 1996–1999 гг.

Корректное описание вещества и элементов конструкции установки служит базисом для создания процедур калибровки и восстановления физической информации, для проведения надежных расчетов методом Монте-Карло, а также для учета достоинств и недостатков элементов аппаратуры и устройства установки в целом при планировании новых экспериментов.

²Data Summary Tape — набор данных, служащий (по своему формату и содержанию) для решения определенной задачи.

Положения, выносимые на защиту:

- 1) результат измерения парциальной ширины радиационного распада $\Lambda(1520) \rightarrow \Lambda\gamma$;
- 2) разработка программного обеспечения для поиска и реконструкции треков и вершин взаимодействий для установки СФИНКС, а также для автоматизации процесса массовой обработки большого объема данных, набранных установкой;
- 3) систематизация и подробное документирование информации о детекторах, системе сбора данных и устройстве установки СФИНКС в целом.

Апробация работы и публикации

Апробация диссертации прошла в ГНЦ РФ ИФВЭ 22 февраля 2005 г. По результатам выполненных исследований были опубликованы работы в журналах “Physics Letters” [1], “Ядерная физика” [2], был сделан доклад на сессии ОЯФ РАН (ИТЭФ, Москва, 1–5 марта 2004 г.), опубликован препринт ИФВЭ [3].

Структура и объем диссертации

Работа изложена на 78 страницах печатного текста, состоит из введения, четырех глав и заключения, содержит 17 рисунков, 9 таблиц и список цитируемой литературы, включающий 61 наименование.

СОДЕРЖАНИЕ РАБОТЫ

Во введении обоснована актуальность изучаемой проблемы, кратко изложены предыдущие измерения исследуемого в диссертации распада, описана структура диссертации.

В первой главе дается краткий обзор теоретических подходов к описанию барионных состояний (в том числе гиперонов) на основе кварковой модели, описываются способы качественного понимания свойств таких распадов на основе простых соображений SU(3)-симметрии и наглядных представлений для возбужденных барионных состояний, поясняются преимущества изучения радиационных

распадов гиперонов для дальнейшего углубления наших представлений о барионных состояниях, суммируются (в виде таблицы) расчетные значения ширин радиационных распадов гиперонов в моделях, для которых такие расчеты проводились.

На рис. 1 приведены схемы возможных кварковых конфигураций для основных гиперонных состояний $\Lambda = \Lambda(1116)$, $\Sigma^0 = \Sigma(1192)^0$ и $\Sigma^*(1385)^0$. Схемы являются очевидными и соответствуют квантовым числам гиперонов. Отметим, что для Λ -гиперона легкие u - и d -кварки образуют комбинацию с кварковым спином $S = 0$ и изоспином $T = 0$, в то время как для Σ - и $\Sigma^*(1385)$ -гиперонов легкие кварки находятся в состоянии с $S = 1$ и $T = 1$.

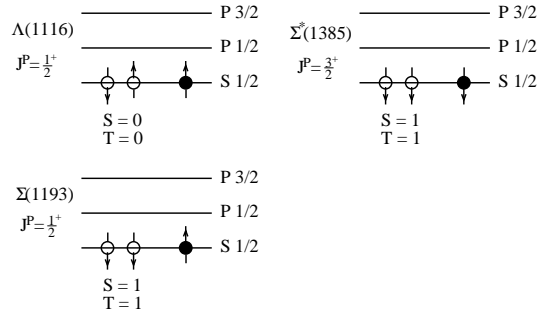


Рис. 1. Схема кварковых конфигураций для Λ -, Σ^0 -, $\Sigma(1385)^0$ -гиперонов ($S = -1$; $|\underline{56}, 0^+\rangle_{N=0}$ супермультиплет).

Кварковые конфигурации для P -возбужденных $\Lambda(1405)$ - и $\Lambda(1520)$ -гиперонов (рис. 2) уже не столь очевидны. Схема, приведенная на рис. 2а, соответствует представлениям о том, что энергетически более выгодными являются конфигурации, для которых в P -состоянии находится более тяжелый s -кварк. Как было показано в модели мешков, это имеет место для состояния $P\frac{1}{2}$, т.е. для $\Lambda(1405)$ -гиперона с $J^P = 1/2^-$ [DeGrand76: T.DeGrand, R.L.Jaffe., Ann.of Phys. **100**, 425 (1976)]. Из рис. 2а непосредственно следует, что в этом случае возможен распад $\Lambda(1405) \rightarrow \Lambda\gamma$, а распады $\Lambda(1405) \rightarrow \Sigma^0\gamma$, $\Sigma(1385)^0\gamma$ запрещены. Действительно, радиа-

ционный распад определяется взаимодействием электромагнитного поля фотона с зарядами и магнитными моментами кварков. Оператор электромагнитного поля является одночастичным: он может изменить состояние только одного кварка. В случае конфигурации рис. 2а при радиационном переходе P -возбужденный s -кварк переходит в основное состояние, и при этом состояние двух легких кварков ($S = 0$, $T = 0$) не меняется. Поэтому распады с образованием Σ -гиперонов (u , d в состоянии $S = 1$, $T = 1$) запрещены для подобной кварковой конфигурации. Следует, однако, подчеркнуть, что учет сверхтонкого КХД-взаимодействия меняет ситуацию [Dar83: J.W.Darewych, M.Horbatsch, R.Koniuk, Phys. Rev., D **28** (1983) 1125]: в этом случае возможны кварковые конфигурации, при которых на $P_{\frac{1}{2}}$ уровне будет находиться один из легких кварков (аналогично тому, как это показано на рис. 2б для $\Lambda(1520)$ -гиперона). Заметим, что для $\Lambda(1520)$ -гиперона, являющегося состоянием $P_{\frac{3}{2}}$, такая возможность была предсказана и в модели мешков [DeGrand76].

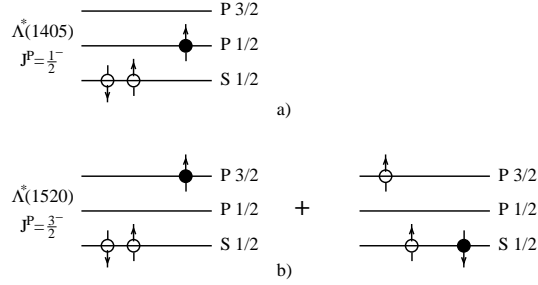


Рис. 2. Схемы кварковых конфигураций для Λ^* -гиперонов, принадлежащих к супермультиплету $[70, 1^-]_{N=1}$: а) “чистая конфигурация” $P_{\frac{1}{2}}$ ($\Lambda(1405)$ в модели мешков [DeGrand76] – см. текст); б) “смешанная конфигурация” $P_{\frac{3}{2}}$ ($\Lambda(1520)$ в той же модели). Показано, что учет сверхтонкого КХД взаимодействия приводит к смешанной конфигурации и для $P_{\frac{1}{2}}$ -состояния (т.е. для $\Lambda(1405)$).

Таким образом, распады $\Lambda(1405)$, $\Lambda(1520) \rightarrow \Sigma^0 \gamma$; $\Sigma(1385)^0 \gamma$ становятся возможными, и здесь проявляется роль сверхтонкого КХД-взаимодействия, приводящего к кварковой конфигурации, изобра-

женной на рис. 26. Распады $\Lambda(1405)$, $\Lambda(1520) \rightarrow \Sigma(1385)^0\gamma$ могут происходить только, если в волновых функциях этих возбужденных P -гиперонов присутствует конфигурация, в которой три кварка имеют суммарный кварковый спин $3/2$. Гипероны $\Lambda(1405)$ и $\Lambda(1520)$ принадлежат к $SU(6)$ -супермультиплету $|\underline{70}, 1^-\rangle_{N=1}$, и единственной такой конфигурацией является октет по $SU(3)$ ${}^4[\underline{8}]_{SU(3)}$ ³. В модели Изгура–Карла показано, что примесь октета ${}^4[\underline{8}]_{SU(3)}$ в волновых функциях $\Lambda(1405)$ - и $\Lambda(1520)$ -гиперонов мала. Однако в некоторых вариантах модели мешков предсказывается более значительный вклад ${}^4[\underline{8}]_{SU(3)}$ -компоненты.

Эти простые качественные примеры показывают, что исследование радиационных распадов гиперонов дает много информации о степени нарушения $SU(3)$ - и $SU(6)$ -симметрии, о кварковой структуре волновых функций барионных состояний, о степени смешивания различных $SU(3)$ -мультиплетов в волновых функциях. Это подчеркивает важность детального экспериментального и теоретического изучения этих электромагнитных адронных процессов.

Расчеты радиационных распадов гиперонов проводились в нерелятивистской кварковой модели Изгура–Карла [Ках85, Даг83], в потенциальной кварковой модели с релятивистскими поправками [Warns91], в модели мешков MIT [Ках85] и киральном варианте этой модели [Um89]. Результаты этих расчетов для некоторых каналов распада $\Lambda(1520)$ -гиперона суммированы в табл. 1⁴, где также представлены соответствующие экспериментальные данные (результат данной работы по распаду $\Lambda(1520) \rightarrow \Lambda\gamma$ не входит в таблицу).

³Через $|X, L^P\rangle_N$ здесь обозначается семейство волновых функций принадлежащих супермультиплету $SU(6)$ со множественностью X , полным орбитальным моментом L и четностью P , ${}^{2s+1}[\underline{X}]_{SU(3)}$ — $SU(3)$ супермультиплет множественности X , соответствующий полному кварковому спину s . Подробности см. в тексте диссертации.

⁴В диссертационной работе содержится более подробная таблица, включающая большее количество гиперонов и моделей. Там также даны пояснения по модификациям расчетов в рамках одной модели.

Таблица 1. Радиационные ширины $\Lambda(1520)$ -гиперона в различных теоретических моделях (в кэВ), сравнение с экспериментальными данными.

Распад	Модели мешков		NRQM			RQM		Эксперимент
	[Um89]	[Kax85]	[Kax85]		[Dar83]	[Warns91]		
			SU(6)	uds		NRA	RA	
$\Lambda(1520) \rightarrow \Lambda\gamma$	32	46; 27	98	156	96	48	215	134 ± 23 [Mast68] 33 ± 11 [Bertini84]
$\Lambda(1520) \rightarrow \Sigma^0\gamma$	49	17; 102	56	55	74	31	293	47 ± 17 [Bertini84]

[Mast68]	T.S. Mast <i>et. al.</i> , Phys. Rev. Lett. 21 , (1968) 1715.
[Bertini84]	R. Bertini <i>et. al.</i> , Contribution NM18 at PANIC-84; R. Bertini, Nucl. Phys. B 279 , 49 (1987).
[Um89]	Y.Umino, F.Myther., Phys. Rev. D, 39 (1989) 3391 — киральный вариант модели мешков MIT.
[Kax85]	E.Kaxiras, E.J.Moniz, M.Soyer, Phys. Rev. D 32 (1985) 695 — модель Изгура-Карла, модель мешков MIT.
[Dar83]	J.W.Darewych, M.Horbatsch, R.Koniuk, Phys. Rev., D 28 (1983) 1125 — модель Изгура-Карла.
[Warns91]	M.Warns, W.Pfeil and H.Rolnik, Phys. Lett. B 258 (1991) 431 — потенциальная кварковая модель с релятивистскими поправками.

Во второй главе дается подробное описание установки СФИНКС, ее детекторов, системы сбора данных и схемы выработки триггерного сигнала.

Установка СФИНКС работала на протонном пучке ускорителя ИФВЭ с энергией $E_p = 70$ ГэВ в 1989–1999 гг. За этот период установка неоднократно модернизировалась. Использованные в диссертационной работе данные были получены на последней модификации установки, относящейся к 1996–1999 гг., которая и описана в диссертации. Общий вид установки приведен на рис. 3. В системе координат установки ось Z была направлена по протонному пучку, ось Y — вертикально вверх, ось X дополняла систему координат до правой тройки, а ее начало совпадало с центром магнита.

Основными элементами установки СФИНКС были:

1. Система выделения первичного протонного пучка перед мишенями $T_{1,2}$ (сцинтилляционные счетчики S_1, S_2, S_3, S_4 . Счетчики S_1, S_2 , расположенные вдоль магнитно-оптического канала, на рис. 3 не показаны).

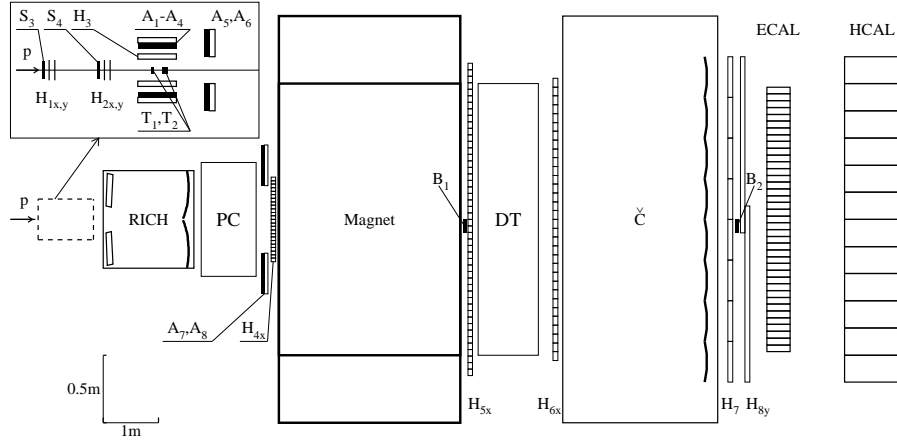


Рис. 3. Схема установки СФИНКС: S_1 - S_4 — сцинтилляционные счетчики (S_1 и S_2 не показаны); T_1 , T_2 — медная и графитовая мишени; A_1 - A_8 — счетчики охранной системы (свинец/сцинтиллятор); B_1 , B_2 — сцинтилляционные счетчики антисовпадений для подавления непроявившихся пучковых частиц; H_1 - H_8 — сцинтилляционные годоскопические детекторы; RICH — черенковский детектор с регистрацией колец излучения; PC — пропорциональные камеры; DT — дрейфовые трубки; Č — многоканальный пороговый черенковский детектор; ECAL — электромагнитный калориметр; HCAL — адронный калориметр.

2. Выключения первичного пучка B_1 , B_2 для выделения взаимодействий в мишени.
3. Пучковые сцинтилляционные годоскопы $H_{1X,Y}$ и $H_{2X,Y}$.
4. Две мишени $T_{1,2}$ (из меди и углерода), разнесенные на 25 см и окруженные охранной системой из годоскопа H_3 и счетчиков A_1 - A_4 и передней охранной системой из счетчиков A_5 - A_8 .
5. Триггерные сцинтилляционные годоскопы H_{4X} , H_{5X} , H_{6X} , H_7 , H_{8Y} .
6. Магнитный спектрометр на основе модернизированного магнита СП-40 с областью однородного поля $100 \times 70 \times 150 \text{ см}^3$ и $P_T = 0,588 \text{ ГэВ}$.

7. Система пропорциональных камер РС.
8. Система дрейфовых трубок DT.
9. Многоканальный пороговый черенковский детектор Ѓ.
10. Черенковский детектор с регистрацией колец излучения RICH.
11. Электромагнитный калориметр ECAL.
12. Адронный калориметр HCAL.

За время измерений на последней модифицированной версии установки СФИНКС были зарегистрированы на магнитные носители свыше 10^9 событий различного типа.

В главе приводится детальное описание отдельно каждого из детекторов, их функционального назначения, аппаратной и программной частей системы сбора данных установки, дается таблица, описывающая все модификации логической схемы выработки триггера, сделанные за время сеанса. За исключением сведений о геометрическом расположении детекторов (привязки), эта информация достаточно подробно для создания модели установки в целях реконструкции событий и моделирования ее отклика в Монте-Карло расчетах на основе пакета GEANT.

Систематизация и документирование сведений об установке являлось в значительной степени личным вкладом автора.

В третьей главе описываются структура глобальной процедуры обработки статистики эксперимента, а также принципы работы алгоритмов восстановления трековой информации, вершин взаимодействий и динамических параметров нейтральных частиц, алгоритмов идентификации.

В связи с большим объемом записанной информации ($\gtrsim 10^9$ триггерных событий, $\gtrsim 1$ Тбайт (терабайт) информации) ее обработка производилась поэтапно. На первом этапе проверялось описание конфигурации электроники системы сбора данных, данные разделялись на отдельные события, формировались в потоки, соответствующие различным триггерам, и перезаписывались в более удобном для дальнейшей работы формате. На следующем этапе производились геометрическая привязка и калибровка трековых детекторов. Затем осуществлялся массовый прогон всей статистики с целью восста-

новления трековой информации. Далее производились прочие калибровки, требующие трековую информацию (калибровка электромагнитного и адронного калориметров и приборов идентификации). На последнем этапе отбирались и записывались в формате *Ntuple* события, необходимые для решения конкретной физической задачи.

Поиск треков осуществлялся достаточно стандартной процедурой комбинаторного перебора координат сработавших элементов детекторов (хитов) в плоскости. Особенностью устройства процедуры поиска треков являлось то, что на всех этапах поиска (x -сегменты треков в камерах до(за) магнита(ом), y -сегменты ⁵) использовался один и тот же алгоритм, работающий с абстрактными детекторами. На разных этапах поиска абстрактным детекторам ставились в соответствие как реальные камеры, так и псевдокамеры, в которых координаты хитов получались с привлечением дополнительной информации. Например, y -хиты за магнитом, где отсутствуют камеры с осью чувствительности по y -координате, получались по информации с наклонных дрейфовых трубок и уже восстановленных x -сегментов. Это позволило упростить создание программы поиска треков, сводя большую ее часть к заданию соответствия абстрактных и реальных детекторов.

Параметры треков и соответствующая им ковариационная матрица получаются по методу наименьших квадратов. В главе приведены используемые на установке параметризация и модель треков. Вершины взаимодействий также находятся методом наименьших квадратов. При этом “измерениями” служат параметры объединяемых в вершину треков (с их ковариационной матрицей), новыми параметрами — набор переменных (меньшей размерности), полностью описывающий треки в предположении их общей вершины.

Алгоритм идентификации, используемый в детекторе RICH, основан на методе максимального правдоподобия. Каждому треку последовательно ставится в соответствие один из predetermined типов

⁵ x -сегменты — проекции участков треков на плоскость XZ , к которой происходило отклонение частиц магнитным полем, OZ — направление пучка, в плоскости YZ (y -сегменты) траектории частиц можно было считать практически прямолинейными.

(масс) частиц. Тогда событию, например в случае трех треков и трех предполагаемых частиц, соответствуют $3 \times 3 \times 3 = 27$ различных вариантов сопоставления частица-трек (гипотез). Далее для каждой гипотезы вычисляется положение колец черенковского излучения, среднее количество фотоэлектронов, порожденных этим излучением на катодах ФЭУ и, наконец, логарифм величины функции правдоподобия. Конкретное использование логарифмов вероятностей зависит от физической задачи.

При реконструкции энергии и координат гамма-квантов в электромагнитном и адронном калориметрах используется алгоритм с фитированием измерений энергосвыделений в модулях калориметров параметризованной формой ливня (для более точного определения координат центра ливня) и поправкой на нелинейность видимого энергосвыделения. Параметры формы ливня и энергетическая поправка находятся из экспериментальных данных в результате процедуры калибровки.

Создание программного обеспечения для реконструкции треков и вершин взаимодействий, калибровка трековых детекторов, а также создание программ для автоматизации процесса массовой обработки статистики и организация самого процесса являлись личным вкладом автора.

В четвертой главе детально описывается способ измерения парциальной ширины радиационного распада $\Lambda(1520) \rightarrow \Lambda\gamma$, состоящий из следующих этапов: выделение сигнального процесса (т.е. такого, в котором наблюдается изучаемый распад) и оценка наблюдаемого количества событий с резонансным образованием $\Lambda\gamma$, выделение калибровочного процесса (используемого для нормировки) и оценка количества нормировочных событий, расчет поправок на эффективность регистрации для сигнальных и калибровочных событий. В главе приводится полученное значение брэнчинга и парциальной ширины, исследуется систематика полученного ответа и дается оценка систематической ошибки.

Глава также включает в себя описание способа более сильного подавления фона с целью подтверждения наблюдения исследуемого

распада и обсуждение результата, в котором он сравнивается с аналогичными существующими измерениями и теоретическими предсказаниями.

На установке СФИНКС ширина радиационного распада $\Lambda(1520) \rightarrow \Lambda\gamma$ может быть получена при исследовании дифракционно-подобных процессов

$$p + N(\text{C}) \rightarrow \Lambda(1520)K^+ + N(\text{C}) \quad (2)$$

$$\left\{ \begin{array}{l} \rightarrow pK^- \\ \rightarrow \Lambda\gamma; \quad \Lambda \rightarrow p\pi^- \end{array} \right. \quad (3)$$

$$\quad (4)$$

в эксклюзивных протонных взаимодействиях с квазисвободными нуклонами (N) или при когерентном рождении на ядрах углерода (C) при энергии $E_p = 70$ ГэВ. Хорошо известный распад $\Lambda(1520)$ по каналу (3) с брэнчингом $B[\Lambda(1520) \rightarrow pK^-] = (22,5 \pm 0,5)\%$ используется для нормировки измерения искомого распада (по каналу (4)), а также для изучения динамики рождения $\Lambda(1520)K^+$ системы (что необходимо для последующего моделирования с целью нахождения эффективностей регистрации обоих процессов).

Оба процесса отбираются по триггерному сигналу $T_{(3)}$ — основному триггеру установки, нацеленному на выделение эксклюзивных процессов с тремя заряженными частицами в конечном состоянии, для которого набрана большая статистика.

Для выделения распада (4) в реакции (2) отбирались события ровно с тремя реконструированными треками (двумя, соответствующими положительным частицам (K^+ , p) и одним — отрицательной (π^-)) и одним фотоном. Требовалось, чтобы хотя бы одна из комбинаций отрицательного и положительного треков образовывала вершину, отстоящую от первичной вершины взаимодействия на существенное расстояние (распад нейтрального Λ -гиперона), эффективная масса этих двух частиц в предположении, что отрицательно заряженная частица — это пион, а положительно заряженная — протон, соответствовала массе Λ -гиперона. Также требовалось, чтобы предположения о соответствиях частица-трек подтвердились показаниями идентификационного детектора RICH. Эксклюзивный

характер отбираемых событий обеспечивался счетчиками охранной системы и требованием соответствия суммарной энергии вторичных частиц энергии пучка. Доля событий, в которых обе комбинации удовлетворяли всем критериям отбора, была пренебрежимо мала (из-за условий для выделения вторичной вершины и из-за хорошей идентификации частиц в детекторе RICH).

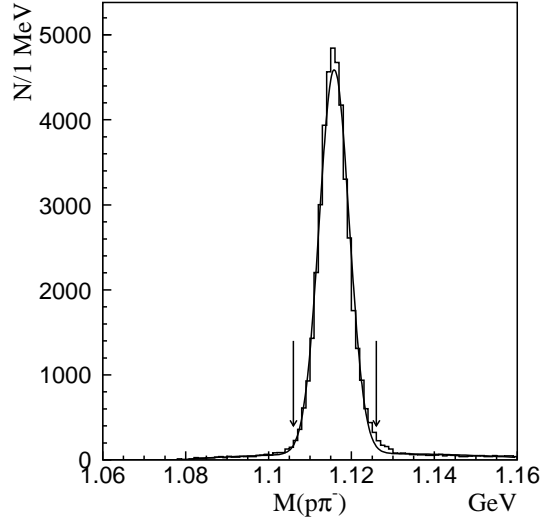


Рис. 4. Спектр масс $p\pi^-$ -системы в реакции $p + N \rightarrow [(p\pi^-)\gamma]K^+ + N$ (выделение реакции — см. текст). В спектре доминирует пик $\Lambda \rightarrow p\pi^-$ распада. Стрелками обозначено используемое обрезание по массе Λ -частицы.

Спектр эффективных масс системы $p\pi^-$ после всех отборов, кроме отбора по самой массе, представлен на рис. 4. Видно, что Λ -гиперон выделяется очень чисто. Спектр эффективных масс $\Lambda\gamma$ -системы показан на рис. 5. В этом спектре отчетливо виден пик в области масс $\Lambda(1520)$ -гиперона (обозначен стрелкой) на фоновой подложке сложной формы.

Чтобы определить число зарегистрированных событий распада (4), распределение по эффективной массе $\Lambda\gamma$ описывалось сум-

мой резонанса и фона. Фон описывался суммой гладкой функции вида $P_1 \exp(-P_2 M - P_3 M^2)$ и трех нормальных распределений, два из которых соответствовали видимым на рис. 5 пикам в массах 1,35 и 1,7 ($\Sigma(1385)^0 \rightarrow \Lambda\pi^0$, $\Lambda(1405) \rightarrow \Sigma^0\pi^0$ с одним и двумя потерянными фотонами), а третий — предполагаемому вкладу распадов $\Lambda(1520) \rightarrow \Sigma^0\pi^0$, $\Lambda(1520) \rightarrow \Sigma^0\gamma$, а также $\Sigma^*(1385)^0 \rightarrow \Lambda\gamma$ и $\Lambda(1405) \rightarrow \Lambda\gamma$, необходимость учета которых была показана с помощью Монте-Карло расчетов. Параметры P_i и все параметры нормальных распределений являлись свободными. Резонанс $\Lambda(1520)$ описывался распределением Брейт-Вигнера в релятивистской форме, свернутым с разрешением установки. Естественная ширина резонанса была фиксирована равной мировому среднему $\Gamma = 15,6$, а разрешение — определенному в расчетах Монте-Карло значению $\sigma = 26$. Число зарегистрированных событий распада (4) составило 290 ± 60 .

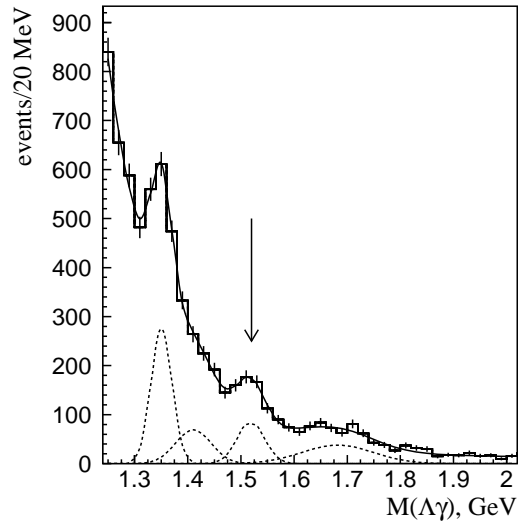


Рис. 5. Спектр масс $\Lambda\gamma$ системы в реакции $p + N \rightarrow [\Lambda\gamma]K^+ + N$. Стрелкой показан пик, соответствующий радиационному распаду $\Lambda(1520) \rightarrow \Lambda\gamma$. Пунктиром показаны вклады, соответствующие исследуемому распаду и фоновым процессам за вычетом гладкого фона.

Для выделения распада (3), используемого для калибровки, в реакции (2) также отбирались события ровно с тремя реконструированными треками (двумя, соответствующими положительным частицам (K^+ , p) и одним — отрицательной (K^-)), требовалось отсутствие в электромагнитном калориметре кластеров, не связанных с заряженными треками, срабатывания в детекторе RICH не должны были противоречить сделанным предположениям о соответствии трекам указанных частиц, а суммарная энергия всех вторичных частиц должна была соответствовать энергии пучка. В выборе, какой из положительно заряженных треков является протоном, а какой — каоном, имеется двукратная неоднозначность. Редко (приблизительно в 1% от отобранных событий) критериям отбора удовлетворяли две комбинации. В этих случаях они обе использовались для анализа системы pK^- . Моделирование показало, что это не влияет на извлекаемое число $\Lambda(1520)$. Полученное распределение по эффективной массе $M(pK^-)$ показано на рис. 6

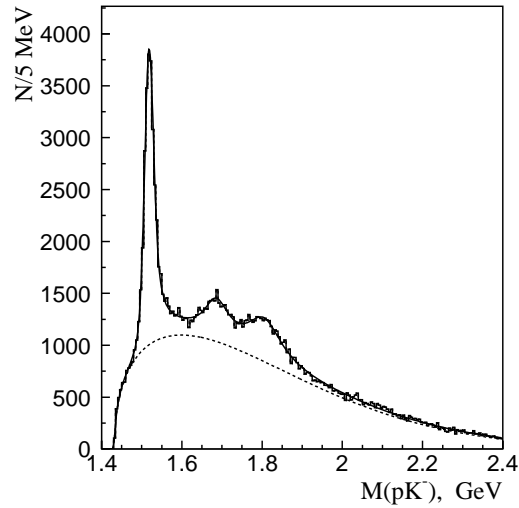


Рис. 6. Спектр эффективных масс $M(pK^-)$ в реакции $p + N \rightarrow pK^- K^+ + N$. В спектре доминирует пик $\Lambda(1520) \rightarrow pK^-$ распада. Фитированный спектр (см. текст) представлен сплошной линией. Нерезонансный фон показан пунктиром.

В этом спектре виден большой пик, соответствующий образованию $\Lambda(1520)$, и два пика с более высокими массами — 1,67 и 1,8. В этой области известно около десяти гиперонных резонансов, и однозначно идентифицировать наблюдаемые пики с какими-либо из них не представляется возможным. Спектр $M(pK^-)$ описывался суммой гладкого фона вида $P_1(M - M_{\text{thr}})^{P_2} \exp(-P_3M - P_4M^2)$, зануляющегося на пороге $M_{\text{thr}} = m_p + m_K$, со свободными параметрами P_i , и трех резонансов. Резонанс $\Lambda(1520)$ описывался, как и в случае распада (4), сверткой релятивистского Брейт-Вигнера с разрешением установки, причем ширина и разрешение были фиксированы. Определенное в расчетах Монте-Карло значение разрешения для канала pK^- составило 8,0. Два других пика описывались аналогичным образом, но ширина являлась свободным параметром. Полученное в результате фита описание спектра масс показано на рис. 6 сплошной линией, а описание фона — пунктирной. Число событий $\Lambda(1520) \rightarrow pK^-$ составило 21200 ± 300 .

Относительные эффективности регистрации реакции (2) с последующими распадами (4) и (3) учитывались посредством моделирования методом Монте-Карло. Программа моделирования была основана на пакете GEANT-3.21 и включала в себя детальное описание геометрии и вещества в установке, эффективностей и разрешения всех приборов, включая пониженную эффективность пропорциональных камер и дрейфовых трубок в области прохождения не взаимодействовавшего первичного пучка. Моделирование отклика всех детекторов осуществлялось вплоть до оцифровки, после чего производилась реконструкция события теми же программами, которые использовались для анализа экспериментальных данных. Кинематические характеристики образования $\Lambda(1520)K^+$ в реакции (2) (распределения по переданному импульсу, эффективной массе и углам в системе Готтфрида–Джексона) моделировались таким образом, чтобы получаемые распределения совпадали с экспериментальными данными. Отношение эффективностей регистрации распадов (4) и (3) составило при этом 0,47.

Таким образом, для отношения парциальных вероятностей распадов получено значение

$$\frac{B[\Lambda(1520) \rightarrow \Lambda\gamma]}{B[\Lambda(1520) \rightarrow pK^-]} = (4,54 \pm 0,94) \times 10^{-2} . \quad (5)$$

Используя мировые средние значения для $BR[\Lambda(1520) \rightarrow pK^-]$ и полной ширины $\Gamma_{\text{tot}}[\Lambda(1520)]$, можно определить значение брэнчинга и радиационной ширины для исследуемого распада:

$$\left. \begin{aligned} B[\Lambda(1520) \rightarrow \Lambda\gamma] &= [1,0 \pm 0,2 \text{ (стат.)} \pm 0,15 \text{ (сист.)}] \times 10^{-2} \\ \Gamma[\Lambda(1520) \rightarrow \Lambda\gamma] &= [156 \pm 35 \text{ (стат.)} \pm 26 \text{ (сист.)}] \text{ кэВ} \end{aligned} \right\} . \quad (6)$$

Статистическая ошибка практически полностью определяется неопределенностью в измерении количества событий в резонансном пике $\Lambda(1520)$ для сигнального распада. Многие систематические ошибки, как это обычно имеет место при относительных измерениях, сокращаются. В данном случае это относится к эффективным сечениям, связанным с триггером и реконструкцией заряженных частиц. Основные систематические неопределенности связаны с моделированием эффективности регистрации фотонов и фитированием спектра рис. 5. Как показано в диссертационной работе, они составляют 7 и 13% соответственно. Полная систематическая погрешность получается квадратичным сложением и оценивается в 15%.

Уровень фона можно уменьшить, потребовав, чтобы заряженные частицы не взаимодействовали в электромагнитном калориметре, а также понизив порог регистрации фотонов ($E_\gamma > 0.5$ ГэВ). Полученный в этих условиях спектр масс $\Lambda\gamma$ показан на рис. 7. Несмотря на значительное уменьшение статистики, исследуемый распад (4) выделяется более четко. Приведенное распределение рассматривается в настоящий момент лишь как демонстрация надежности выделения распада (4), но не используется для определения его относительной вероятности, поскольку возникающие в результате более сильных отборов систематические неопределенности еще недостаточно изучены.

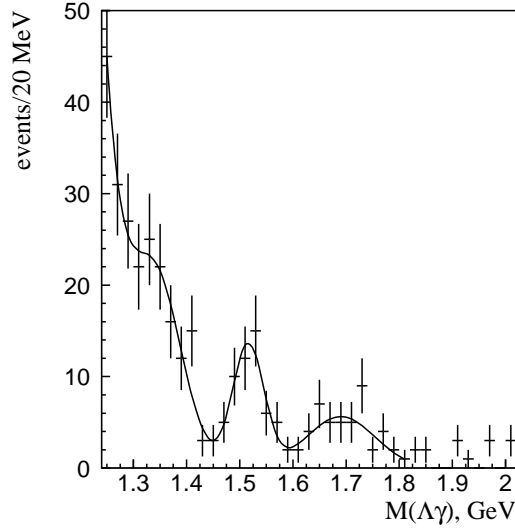


Рис. 7. Спектр масс $\Lambda\gamma$ -системы в реакции $p + N \rightarrow [\Lambda\gamma]K^+ + N$ при более жестких критериях отбора для подавления фона (см. текст). Рисунок служит для качественного подтверждения наблюдения распада $\Lambda(1520) \rightarrow \Lambda\gamma$.

Полученное значение согласуется с ранее опубликованным измерением [Mast68] и находится в серьезном противоречии с измерением [Bertini84]. Уже после написания диссертации появились новые данные по распаду $\Lambda(1520) \rightarrow \Lambda\gamma$ в эксперименте CLAS [her-ex/0503014]. Их результат $\Gamma[\Lambda(1520) \rightarrow \Lambda\gamma] = [167 \pm 43 \text{ (стат.)}_{-12}^{+26} \text{ (сист.)}] \text{ кэВ}$ хорошо согласуется с результатом, приведенным с диссертации, но имеет меньшую точность.

Описанные в главе исследования в значительной степени являлись личным вкладом автора.

В заключении сформулированы основные результаты, полученные в диссертационной работе:

1. На данных, полученных в эксперименте СФИНКС, было проведено исследование радиационного распада $\Lambda(1520) \rightarrow \Lambda\gamma$, выделяемого в реакции эксклюзивного образования

$$p + N(C) \rightarrow [\Lambda\gamma]K^+ + N(C)$$

$$\quad \quad \quad \downarrow \rightarrow p\pi^-,$$

а также распада $\Lambda(1520) \rightarrow pK^-$ в реакции эксклюзивного образования

$$p + N(C) \rightarrow [pK^-]K^+ + N(C),$$

используемого в качестве калибровочного. Рассчитаны эффективности регистрации этих распадов в установке СФИНКС методом Монте-Карло. В результате, получено значение для парциальной ширины распада $\Lambda(1520) \rightarrow \Lambda\gamma$:

$$\Gamma[\Lambda(1520) \rightarrow \Lambda\gamma] = [156 \pm 35 \text{ (стат.)} \pm 26 \text{ (сист.)}] \text{ кэВ.}$$

Проведено исследование и дана оценка систематике данного измерения. Это измерение — фактически первое прямое (не зависящее от теоретических предположений) измерение для этого распада.

2. Создано программное обеспечение для поиска и реконструкции треков и вершин взаимодействий и для автоматизации процесса массовой обработки статистики.

Проведена обработка большого количества ($\sim 10^9$ триггеров) набранной на установке СФИНКС статистики с целью восстановления физической информации в каждом из событий. Получены наборы DST и микро-DST, которые непосредственно использовались для методических исследований, калибровок и физического анализа.

Эти работы обеспечили основу для дальнейших исследований на установке СФИНКС по данным сеансов 1996–1999 гг.

3. Систематизированы и задокументированы детальные сведения об устройстве детекторов, системы сбора данных и дизайне установки СФИНКС в целом. Это послужило основой для создания базы данных, используемой для моделирования установки, для создания процедур калибровки и восстановления физической информации.

Список литературы

- [1] Yu.M. Antipov, A.V. Artamonov, V.A. Batarin, D.V. Vavilov, V.A. Victorov, O.V. Eroshin, S.V. Golovkin, Yu.P. Gorin, V.Z. Kolganov, A.P. Kozhevnikov, A.S. Konstantinov, V.P. Kubarovsky, V.F. Kurshetsov, L.G. Landsberg, V.M. Leontiev, G.S. Lomkatsi, V.V. Molchanov, V.A. Mukhin, A.F. Nilov, D.I. Patalakha, S.V. Petrenko, V.T. Smolyankin.
“Measurement of the radiative decay width $\Gamma[\Lambda(1520) \rightarrow \Lambda\gamma]$ with the SPHINX spectrometer”. *Phys. Lett. B*, **604**, 22 (2004).
- [2] Д.В. Вавилов, Ю.М. Антипов, А.В. Артамонов, В.А. Батарин, В.А. Викторов, О.В. Ерошин, С.В. Головкин, Ю.П. Горин, А.П. Кожевников, В.З. Колганов, А.С. Константинов, В.П. Кубаровский, В.Ф. Куршецов, Л.Г. Ландсберг, В.М. Леонтьев, Г.С. Ломкаци, В.В. Молчанов, В.А. Мухин, А.Ф. Нилов, Д.И. Паталаха, С.В. Петренко, А.И. Петрухин, В.Т. Смолянкин (Сотрудничество СФИНКС).
“Ширина радиационного распада $\Lambda(1520) \rightarrow \Lambda\gamma$ ”. *ЯФ*, **68**, 407 (2005).
- [3] Yu.M. Antipov, A.V. Artamonov, V.A. Batarin, V.A. Bezzubov, O.V. Eroshin, S.V. Golovkin, Yu.P. Gorin, V.N. Govorun, A.N. Isaev, A.S. Konstantinov, A.P. Kozhevnikov, V.P. Kubarovsky, V.F. Kurshetsov, A.A. Kushnirenko, L.G. Landsberg, V.M. Leontiev, M.V. Medinskiy, V.A. Medovikov, V.V. Molchanov, V.V. Morozova, V.A. Mukhin, D.I. Patalakha, S.V. Petrenko, A.I. Petrukhin, V.I. Rykalin, V.A. Senko, N.A. Shalanda, A.N. Sytin, V.S. Vaniev, D.V. Vavilov, V.A. Victorov, V.I. Yakimchuk, S.A. Zimin, V.Z. Kolganov, G.S. Lomkatsi, A.F. Nilov, V.T. Smolyankin.
“The SPHINX spectrometer”. Препринт ИФВЭ 04-53, Протвино, 2004; arXiv:physics/0504035.

Рукопись поступила 28 июня 2005 года.

Д.В. Вавилов.

Измерение ширины радиационного распада $\Lambda(1520) \rightarrow \Lambda\gamma$.

Оригинал-макет подготовлен с помощью системы **L^AT_EX**.

Редактор Н.В.Ежела.

Подписано к печати 30.06.2005. Формат 60 × 84/8.

Офсетная печать. Печ.л. 1,25. Уч.-изд.л. 1,15 Тираж 100. Заказ 64.

Индекс 3649.

ГНЦ РФ Институт физики высоких энергий

142284, Протвино Московской обл.

Индекс 3649

А В Т О Р Е Ф Е Р А Т 2005–25, И Ф В Э, 2005
